
Table des matières

I Opacité de plasmas à haute densité d'énergie et ses applications	11
1 Introduction	15
1.1 Rappel historique	16
1.2 Motivations	17
1.2.1 La physique des plasmas	17
1.2.2 La physique stellaire	19
1.2.3 La fusion par confinement inertiel	19
1.3 Note sur les unités	22
2 Généralités sur les plasmas créés par laser	23
2.1 Interaction laser-matière	23
2.2 Description statistique de la matière	25
2.2.1 L'équilibre thermodynamique global	25
2.2.2 La distribution Maxwellienne des vitesses	26
2.2.3 La répartition statistique des électrons	26
2.2.4 L'équilibre d'ionisation de Saha	27
2.2.5 L'équilibre thermodynamique local	28
2.3 Introduction au transfert radiatif dans un plasma à l'ETL	29
2.3.1 Équation de transfert radiatif	29
2.3.2 Opacités moyennes	31
3 Le calcul de l'opacité	35
3.1 Introduction	35
3.2 Processus radiatifs élémentaires du plasma	35
3.2.1 Processus lié-lié	36
3.2.2 Processus lié-libre	37
3.2.3 Processus libre-libre	38
3.3 Les codes de calculs	38
3.3.1 Le code HULLAC	38
3.3.2 Le code SCO	40
4 Les Plasmas Stellaires	41
4.1 Introduction à la physique stellaire	41
4.1.1 Quelques temps caractéristiques	42

4.1.2	L'équilibre hydrostatique stellaire	43
4.1.3	Le transport de l'énergie du cœur à la surface	44
4.1.4	Les codes d'opacités OP et OPAL	45
4.1.5	Les autres ingrédients physiques	46
4.2	Développement de l'astérosismologie	48
4.2.1	Cas des étoiles de faible masse $M < 1.5M_{\odot}$	48
4.2.2	Cas des étoiles de masse $M > 1.5M_{\odot}$	51
4.3	Résumé des motivations et choix des tests stellaires: On plasma radiative properties in stellar conditions	54
 II Étude expérimentale de l'opacité		63
 5 Laser et instrumentation		67
5.1	L'installation LULI 2000	68
5.1.1	Les chaînes d'amplification	68
5.1.2	Faisceau nanoseconde : conversion de fréquence et focalisation . . .	68
5.1.3	Faisceau picoseconde : compression et focalisation	71
5.2	Les cibles	71
5.2.1	Les cavités en or	72
5.2.2	Les échantillons	72
5.3	Le spectromètre X à deux voies	75
5.3.1	Présentation du spectromètre	75
5.3.2	Alignements des cibles	76
5.3.3	Fonction de dispersion	79
5.3.4	Étalonnage spectral	84
5.3.5	Le film photostimulable	84
5.4	Le spectromètre XUV à réseau en réflexion	87
5.4.1	Présentation du spectromètre	87
5.4.2	Fonction de dispersion	89
5.4.3	Étalonnage spectral	90
5.4.4	Résolution spectrale	91
5.4.5	La caméra à balayage de fente	92
5.5	Le spectromètre micro-DMX large bande	94
5.5.1	Présentation du spectromètre	94
5.5.2	Estimation de la température radiative	94
5.6	La chambre à sténopé	95
 6 Absorption X du Fe, Ni, Cu & Ge		97
6.1	Motivations théoriques	97
6.2	Dispositif expérimental	99
6.2.1	Principe expérimental	99
6.2.2	Lasers	101
6.2.3	Cibles	101
6.3	Dépouillement des spectres X	103

6.3.1	Extraction des spectres	103
6.3.2	Courbes de transmission	105
6.3.3	Simulation numérique des paramètres plasma	105
6.4	Analyse des courbes de transmission	108
6.4.1	Cas du fer	108
6.4.2	Cas du nickel	112
6.4.3	Cas du cuivre	117
6.4.4	Cas du germanium	118
6.5	Conclusion	119
6.6	Résultats expérimentaux : publication dans la revue High Energy Density Physics	122
7	Absorption X du BaF₂, Sm & Gd	133
7.1	Motivations théoriques	133
7.2	Dispositif expérimental	134
7.2.1	Lasers	135
7.2.2	Cibles	136
7.3	Dépouillement des spectres X	137
7.3.1	Extraction des spectres	137
7.3.2	Courbes de transmission	140
7.4	Analyse des courbes de transmission	149
8	Absorption XUV du Cr, Fe, Ni, Cu, Ge	151
8.1	Motivations astrophysiques	151
8.2	Dispositif expérimental	159
8.2.1	Lasers	159
8.2.2	Cibles	159
8.3	Chauffage des échantillons par deux cavités	162
8.3.1	Données expérimentales	162
8.3.2	Simulations du chauffage	165
8.4	Dépouillement des spectres XUV	170
8.4.1	Principe du dépouillement	170
8.4.2	Extraction des spectres	172
8.4.3	Courbes de transmission	176
8.5	Analyse des courbes de transmission	181
8.6	Conclusion	187
8.7	Motivations astrophysiques et comparaison de codes : Radiative properties of stellar plasmas and open challenges	188
9	Perspectives	197
	Bibliographie	203

Première partie

Opacité de plasmas à haute densité d'énergie et ses applications

Rapport-Gratuit.com

J'ai fait ce que chacun devrait faire dans sa profession : accepter les réalisations de ses prédécesseurs avec gratitude, corriger les éventuelles fautes sans appréhension et transmettre à ses successeurs et aux générations futures ce qui est digne d'être préservé.

al-Birūnī, 973-1050

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1	Rappel historique	16
1.2	Motivations	17
1.2.1	La physique des plasmas	17
1.2.2	La physique stellaire	19
1.2.3	La fusion par confinement inertiel	19
1.3	Note sur les unités	22

La matière qui compose notre environnement habituel se trouve principalement sous forme *solide*, *liquide* ou *gazeuse*. Cependant à haute température, la dissociation puis l'ionisation de la matière conduit à la création de charges que sont les ions et les électrons libres. Cet état de « gaz ionisé » est l'état de *plasma*. À l'échelle cosmique, les plasmas représentent plus de 99.9% de la matière. Ils sont caractérisés par leur densité de matière ρ ou d'électrons libres n_e ainsi que par leur température électronique T_e .

Les travaux présentés ici s'inscrivent dans le contexte général des propriétés de la matière à haute densité d'énergie (MHDE) dont les densités d'énergie sont habituellement définies comme supérieures à 10^{11} J/m³. Cette caractéristique implique que la matière se trouve à l'état de plasma « dense » et relativement « chaud » couvrant les domaines de température T_e et de densités ρ :

$$\begin{aligned} 10^3 \text{ K} < T_e < 10^9 \text{ K} \\ 10^{-4} \rho_0 < \rho < 10^3 \rho_0 \end{aligned}$$

avec ρ_0 la densité du solide.

Dans ce régime de la MHDE, une partie essentielle du transfert d'énergie a lieu sous forme radiative. L'étude de ce transfert de rayonnement repose sur l'étude des coefficients de transport spectraux que sont l'émissivité et l'opacité. C'est l'objet des études que nous abordons ici.

1.1 Rappel historique

Dans un article intitulé « *On the Absorption of Radiation inside a Star* », [Eddington \(1922\)](#) souligne l'importance d'étudier les processus microscopiques se déroulant au sein des plasmas stellaires. L'enjeu est alors d'expliquer comment l'énergie produite au centre des étoiles est transportée jusqu'à leur surface avant de s'en échapper. À partir d'observations d'étoiles géantes et d'un modèle de sphère gazeuse à l'équilibre, il parvient à la conclusion que le coefficient d'absorption radiatif – l'inverse du libre parcours moyen des photons – doit être compris entre 20 et 40 cm^{-1} à l'intérieur d'une étoile et même peu variable d'une étoile à une autre.

Il publie ensuite une étude sur le problème du transfert radiatif, [Eddington \(1926\)](#), s'appuyant sur les premiers calculs des sections efficaces d'absorption d'après un modèle semi-classique élaboré par [Kramers \(1923\)](#) et suite à l'introduction par [Rosseland \(1924\)](#) d'une moyenne harmonique décrivant le transport d'énergie radiative dans le cas où la densité d'énergie radiative est proche de celle du corps noir.

Ces premiers calculs d'opacité négligent les contributions des électrons « lié-lié » selon l'hypothèse qu'elles devraient jouer un rôle mineur. Quarante ans plus tard, elles sont incluses dans les calculs par [Moszkowski \(1962\)](#), et au Los Alamos Laboratory par [Cox et Stewart \(1962\)](#) amenant à des estimations des opacités trois supérieures pour certaines conditions de température et de densité. Dans un premier temps, ces révisions améliorent grandement les modèles stellaires et ont été utilisées internationalement.

Malgré cela, certaines propriétés des étoiles restent inexplicées. À la fin des années 1970, les rapports observés de périodes de pulsations des étoiles variables Céphéides montrent des anomalies avec les prédictions. Ainsi l'origine du « moteur » des pulsations des β -Cephei reste inexplicée. [Simon \(1982\)](#) suggère que l'explication la plus probable pour résoudre ces deux problèmes à la fois doit être une sous-estimation significative de la contribution des éléments « lourds » (numéro atomique $Z > 2$ en astrophysique) dans les opacités de Los Alamos. Pour les températures supérieures à 100 000 K, il estime qu'une augmentation d'opacité d'un facteur 2 à 3, tout en maintenant les abondances relatives, permet de satisfaire les observations. L'absence de données sur les transitions atomiques des ions lourds et de confrontation directe avec l'expérience fait cruellement défaut.

Dans la décennie qui suit, deux groupes, OP et OPAL, approfondissent indépendamment les calculs d'opacité en enrichissant la physique atomique. Le groupe OPAL a pour objectif principal les intérieurs stellaires, le groupe OP les enveloppes stellaires, mais ces deux groupes finiront par produire des tables complètes. Dans le cadre du programme OPAL (Opacity at Livermore) du Lawrence Livermore National Laboratory, [Iglesias et al. \(1987\)](#) montrent que la prise en compte des transitions $\Delta n = 0$ en couche M augmente considérablement l'opacité du fer dans les proportions requises par Simon. Les travaux de OP (Opacity Project) entrepris par [Seaton et al. \(1994\)](#) et des collaborateurs internationaux parviennent à des conclusions similaires.

En parallèle, des programmes expérimentaux sont lancés pour valider au moins partiellement ces derniers calculs. L'expérimentation bénéficie de la montée en énergie des lasers, fortement incitée par les recherches associées à la fusion par confinement inertiel (FCI).

Pour la validation des opacités utilisées dans les modèles stellaires, les efforts des expé-

riences auprès des lasers se concentrent sur l'étude de plasmas homogènes au plus proche de l'équilibre thermodynamique local. Une des manières les plus efficaces pour obtenir ces plasmas consiste à utiliser le chauffage radiatif quasi-planckien d'une cavité irradiée par laser. En 1988, une équipe britannique, [Davidson *et al.* \(1988\)](#), effectue des premières mesures concernant les transitions $K\alpha$ de l'aluminium à une température de 40 eV (460 000 K) et à une densité de 0.013 g/cm^3 . Au laboratoire de Livermore, [Perry *et al.* \(1991\)](#) réalisent des mesures similaires sur un plasma d'aluminium à 58 eV (670 000 K) et 0.02 g/cm^3 . Ces deux expériences sur un élément léger démontrèrent la faisabilité de l'étude précise des plasmas chauds et denses à l'ETL avec une méthodologie expérimentale bien définie. Nombre d'expériences de la décennie suivante s'en inspireront.

[DaSilva *et al.* \(1992\)](#) et [Springer *et al.* \(1992\)](#) réalisent en 1992 les premières mesures sur le fer. Elles ont lieu dans la gamme des XUV où se situent les transitions en couche M, qui n'étaient pas prises en compte avant les années 1980.

D'autres mesures analogues sont réalisées sur une installation de type Z-Pinch, [Springer \(1997\)](#), pour des conditions d'enveloppe stellaire. La table 1.1 résume, de manière assez complète, les travaux expérimentaux entrant dans le cadre de ces expériences.

Au début des années 1990, les mécanismes d'excitation de la pulsation des Céphéides par l'opacité de l'hélium et des β -Cephei par l'opacité du groupe du fer commencent à être établis. Cependant, l'explication des pulsations des β -Cephei de faible luminosité nécessite une révision de leur métallicité (fraction de masse des métaux à un niveau trop important, supérieur à 0.03, [Moskalik *et al.* \(1992\)](#), [Moskalik et Dziembowski \(1992\)](#)). Rappelons qu'en physique stellaire, les « métaux » désignent les éléments de numéro atomique supérieur ou égal à 3. En 1990, [Iglesias *et al.* \(1990\)](#), d'autres améliorations dans les calculs d'OPAL, suppriment ce désaccord. Avec ces calculs, des modèles d'étoiles de type spectral B prédisent d'autres modes de pulsations de basse fréquence. Ils sont attribués par la suite à une nouvelle classe d'étoiles, les SPB pour *Slowly Pulsating Stars*, [Waelkens \(1991\)](#), et donnent l'explication la plus probable de l'origine de leur pulsation.

Il y a une trentaine d'années, en plus de l'augmentation en énergie des installations lasers, l'invention de la méthode CPA bouleverse la technologie laser. Elle permet de créer des faisceaux laser ultra-intenses en réduisant considérablement les durées d'impulsion en conservant une énergie substantielle. La réalisation pratique conduit à de nouvelles perspectives de recherche, et ainsi les expériences discutées ci-après profitent de la capacité de créer des sources de radiographie brèves.

1.2 Motivations

1.2.1 La physique des plasmas

L'étude des propriétés radiatives des plasmas denses et chauds est un sujet complexe qui recouvre de nombreux domaines de la physique. Une modélisation complète d'un plasma créé en laboratoire demande des analyses s'appuyant sur :

- *la physique atomique* pour calculer les populations d'état, les niveaux d'énergie, les forces d'oscillateurs des ions du plasma;
- *la physique statistique* pour caractériser la thermodynamique du milieu (température, densité, états d'ionisation...);

N°	Référence	Installation	Éléments	T_e (eV)	ρ (mg/cm ³)	Gamme Spectrale (eV)
1	Davidson et al. (1988)	Helen	Al	15 – 50	5-100	1300-1800
2	Bruneau et al. (1990)	Octal	Ge	100	10	1200-1500
3	Perry et al. (1991)	Nova	Al	58	20	1520-1610
4	Foster et al. (1991)	Helen	Ge Al Mg	76	50	1200-1600
5	Bruneau et al. (1991)	Octal	Ge	50	10	1180-1380
6	DaSilva et al. (1992)	Nova	Fe	35	1	50-120
7	Bruneau et al. (1992)	Octal	Mg	40-80	15	1300-1700
8	Springer et al. (1992)	Nova	Fe	60	10	90-300
9	Eidmann et al. (1994)	Asterix	Be B C Al	20	10	< 1 keV
10	Perry et al. (1995)	Nova	Ge	38	12	1000-1600
11	Winhart (1995)	Asterix	Fe Ho Al	20	10	70-125
12	Winhart et al. (1996)	Asterix	Fe Ho Al	20	10	70-125
13	Springer (1997)	Saturn	Fe	20	0.1	65-90
14	Back et al. (1997)	Nova	Ge Al	10 – 30	30	1200-1500
15	Merdji et al. (1998b)	Asterix	Sm	5 – 20	4	1060-1160
16	Merdji et al. (1998a)	Asterix	Al	20-30	3-10	1480-1550
17	Eidmann et al. (1998)	Asterix	Au	20	10	50-300
18	Chenais-Popovics et al. (2000)	Asterix	Fe	15 – 30	3	720-760
19	Chenais-Popovics et al. (2001b)	LULI	Al-Ni	15-30	1-10	860-1030 1480-1550
20	Chenais-Popovics et al. (2001a)	LULI	Ni	20	10	860-1085
21	Thais et al. (2003)	LULI	Al	13-20	20-150	1480-1550
22	Bailey et al. (2003)	Z	NaBr	50	30	1030-3100
23	Fujioka et al. (2005)	Gekko-XII	Sn	30	10	65 -140
24	Renaudin et al. (2006)	Phébus	Mg/Ge	45/58	20/12	1180-1550
25	Kontogiannopoulos et al. (2007)	LULI	Al/ZnS	25/15	3	100-225
26	Bailey et al. (2007)	Z	Mg Fe	156	4	800-1800
27	Loisel et al. (2009)	LULI	Cu Fe Ni Ge	15-25	2-10	700-1550
28	Zhao et al. (2009)	Shenguang II	Al	80	100	1530-1610
29	En cours	LULI	BaF ₂ Sm Gd	–	–	700-1550
30	En cours	LULI	Cr Fe Ni Ge	10-35	3	65-155

Tab. 1.1 – Expériences de spectroscopie d'absorption de plasmas proches de l'ETL. Les années entre parenthèses correspondent aux années de publication.

- *l'hydrodynamique* pour connaître l'étendue spatiale du système et son évolution;
- *le transfert radiatif* pour l'étude de l'interaction d'un champ de rayonnement se propageant dans le milieu et son influence sur l'hydrodynamique dans certaines situations.

Ces différentes études constituent des champs de recherche à part entière avec des prédictions et des calculs théoriques de plus en plus riches vu la complexité des systèmes impliqués. La confrontation de ces modèles avec l'expérience est indispensable.

1.2.2 La physique stellaire

En 1938, le physicien H. Bethe comprit que la luminosité qui s'échappe du Soleil devait être compensée par la production d'énergie qui résulte de l'interaction des particules (hydrogène ou CNO) présentes dans son cœur. Le taux d'interaction est en fait plus faible qu'imaginé au départ car ces particules doivent vaincre la barrière de répulsion coulombienne qui existe entre les charges électriques de même signe. La masse des produits finals du cycle de fusion de l'hydrogène étant un peu plus faible que celle des ingrédients initiaux, la masse manquante se retrouve sous forme d'énergie. Cette énergie produite compense la fuite à la surface qui permet une stabilité de ces objets sur des temps séculaires.

Depuis les années 70, le développement des codes numériques d'évolution stellaire a permis de comprendre de nombreuses observations pour une gamme de masses très étendue. L'ensemble de ces codes utilise une physique microscopique très sophistiquée qui suppose une bonne connaissance des propriétés plasmas de la matière stellaire que ce soit pour les réactions nucléaires, pour l'équation d'état ou pour les sections efficaces d'interaction photon matière.

Au cours des dernières décennies, le développement de l'héliosismologie avec le satellite SoHO, et de l'astérosismologie avec COROT et KEPLER, ont fait passer cette discipline d'une vision qualitative des étoiles à une vision très quantitative. Ces disciplines ont conduit à des précisions inégalées sur des quantités telles que la fréquence des modes observés (typiquement 10^{-5} pour le Soleil, [Turck-Chieze *et al.* \(2001b\)](#), [Basu et Antia \(2008\)](#)).

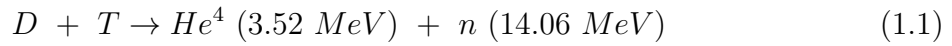
La capacité d'extraire un profil de vitesse du son sondant principalement les propriétés microscopiques du plasma solaire et la capacité d'observer les fréquences de vibration de milliers d'étoiles de masse très variable nous a conduit à porter notre attention sur des conditions bien particulières de plasma que nous décrivons en détail au chapitre 3. Outre la région radiative solaire (encore difficilement accessible aux expériences avec les lasers actuellement en fonctionnement), nous nous sommes investis dans la compréhension de la physique à l'origine de la variabilité de certaines étoiles, cas des étoiles B : β Cephei, étoiles SPB ou présentant des oscillations hybrides... dont l'opacité est au cœur de leur mécanisme de pulsation.

1.2.3 La fusion par confinement inertiel

Les recherches pour reproduire sur Terre un mode de production d'énergie reposant sur la fusion d'éléments légers ont débuté après la seconde guerre mondiale. Toutefois,

les conditions apparaissent assez différentes car l'absence du rôle de la gravité doit être compensée en passant de l'interaction faible (qui domine dans le Soleil) à l'interaction forte.

Pour cela, un des processus de fusion privilégiés à cause de sa forte section efficace et de son rendement est la réaction de fusion des noyaux de deutérium et de tritium en noyaux d'hélium [Dautray et Watteau \(1993\)](#) :



qui libère 17.58 MeV par paire de D-T. Un avantage non négligeable de ce mode de production d'énergie est qu'il ne crée pas de déchet radioactif à longue durée de vie, contrairement au processus de fission bien que pour la fusion, comme pour la fission, l'activation de l'environnement proche est à considérer.

Par ailleurs, le deutérium peut être extrait à raison de 33 g/m³ des océans, soit une quantité inépuisable, et le tritium, en quantité trop faible à l'état naturel, peut être produit artificiellement dans la couverture d'un réacteur en utilisant le flux de neutrons produits par (1.1) sur du lithium qui se trouve lui aussi en quantité abondante dans la croûte terrestre. À long terme, on comprend l'intérêt de la fusion pour la production d'énergie électrique par rapport à l'énergie thermique fossile.

Pour atteindre un bilan énergétique positif en tenant compte des pertes et des rendements, on utilise un critère qui donne les conditions à atteindre pour une température donnée. C'est le critère de Lawson donnant une borne inférieure pour le produit de la densité du plasma n par sa durée de vie τ :

$$n \cdot \tau \geq 6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s à } 230 \text{ millions de degrés} \quad (1.2)$$

Il faut donc chauffer fortement le plasma, puis soit le comprimer dans un petit volume, voie de la fusion par confinement inertiel, soit le confiner sur des temps longs à plus faible densité, voie de la fusion par confinement magnétique. La fusion par confinement magnétique consiste à confiner le plasma dans un puissant champ électromagnétique et à le chauffer par effet Joule ou par ondes à haute fréquence ou encore par injection de neutres. C'est le principe des *tokamaks*. Les nombreuses instabilités et les inhomogénéités résultantes de l'importante activité turbulente résultant des couplages non-linéaires entre les champs et les particules, et d'autres phénomènes nécessitent un contrôle permanent du tore de plasma.

La voie de la fusion par confinement inertiel est particulièrement active avec les premières démonstrations de principe sur le point d'être réalisées grâce au *Laser Mégajoule*, [Fleurot et al. \(2005\)](#), en construction en France et ainsi qu'au NIF (*National Ignition Facility*) américain, [Moses \(2002\)](#), dont les tous premiers tirs ont été réalisés fin 2009. Son principe consiste à comprimer une capsule sphérique, ou ballon, de combustible à l'aide d'un rayonnement suffisamment énergétique et réparti sur la surface de la façon la plus homogène possible.

L'absorption du rayonnement incident de la surface induit le chauffage et donc l'évaporation des couches superficielles du ballon. Le plasma créé, de plusieurs millions de degrés, se détend selon un mouvement centrifuge ce qui implique par conservation d'impulsion un

mouvement centripète de la partie interne restée froide et dense. Il en résulte un chauffage thermodynamique et lorsque les conditions sont bien optimisées, une compression du cœur de la cible suffisante pour enclencher la fusion d'une partie du combustible. La zone de combustion, ou *point chaud*, se propage alors dans le cœur de la cible et devient alors la source d'énergie pour la combustion du plasma ayant reçu moins d'énergie. Le cœur brûle en conservant pendant un court instant sa cohésion par inertie et finit par exploser sous la libération d'énergie thermonucléaire. D'où le nom de fusion par confinement inertiel donné à cette voie.

Dans le cas de l'*attaque directe*, le rayonnement incident sur la capsule est directement celui des faisceaux laser. Les écarts à l'uniformité ne doivent pas dépasser le pour cent. Il faut alors un nombre suffisant de faisceaux de bonne qualité optique et d'énergie précisément contrôlée.

Un schéma alternatif, celui de l'*attaque indirecte*, consiste à placer la capsule dans une cavité qui est elle-même la cible primaire des faisceaux laser. Dans ce cas le rayonnement est le rayonnement X émis par la cavité irradiée. La cavité est fabriquée dans un matériau de Z élevé, typiquement de l'or, pour maximiser le rendement de conversion et pour des raisons de maîtrise technologique. Une optimisation de la géométrie de la cavité est également indispensable. Les multiples zones d'émission X et directions d'irradiation assurent l'homogénéité du chauffage de la capsule et une pression d'ablation plus élevée par rapport au cas du rayonnement laser. En contre-partie, il en résulte une perte de rendement à cause de la conversion de l'énergie laser en énergie X ainsi que pour des raisons géométriques évidentes. Les deux schémas pour la FCI sont représentés sur la figure 1.1.

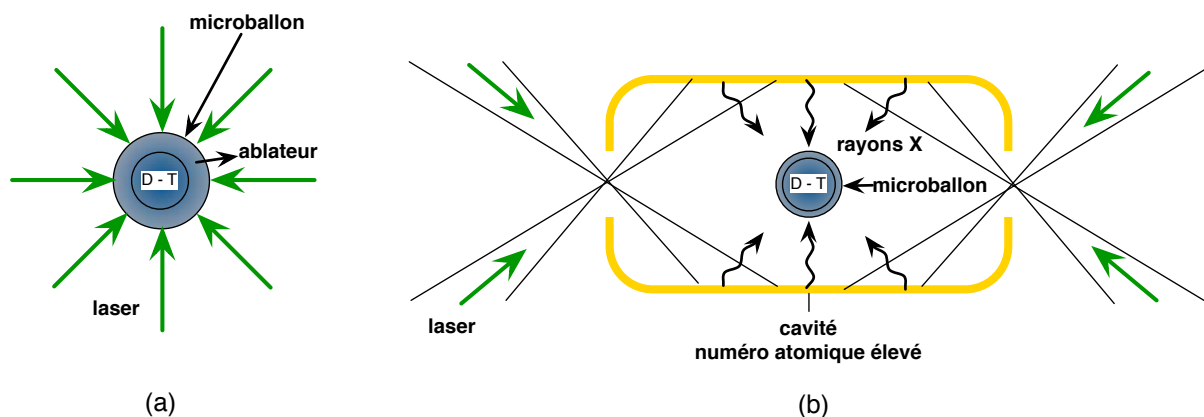


Fig. 1.1 – Différent schéma pour la FCI d'un micro-ballon de D-T. (a) Schéma de principe pour l'attaque directe. (b) Schéma de principe pour l'attaque indirecte avec une cavité.

Dans le schéma de l'attaque directe, divers scénarios sont en cours d'étude. Citons par exemple l'allumage rapide, l'allumage par choc, ou encore l'allumage par mise en forme de l'impulsion temporelle, [Atzeni et Meyer-Ter-Vehn \(2004\)](#).

Les études de l'interaction de l'onde laser ou des X avec la cible depuis son état initial de *solide froid* à celui de *plasma de fusion* nécessitent une bonne connaissance du transport radiatif. En particulier, les recherches pour la fusion par confinement inertiel dans un schéma d'attaque directe ou indirecte portent sur des éléments de numéros atomiques

moyens capables de devenir de bons pousseurs au moment de l'ablation de la capsule, Storm (1989), Bruneau *et al.* (1990), Haan *et al.*

1.3 Note sur les unités

Comme il est d'usage en physique des plasmas, certaines quantités sont exprimées dans des unités autres que celles du système international. Pour les plasmas dits « chauds » la température s'exprime par équivalence à une énergie, en eV

($1 \text{ eV} = 1,6 \times 10^{-19} / k_B = 11\,604 \text{ K}$), l'eV étant l'énergie typique des premières énergies d'ionisation. En spectroscopie, les longueurs d'onde des rayons X s'expriment couramment en Å ($1 \text{ eV} = 12\,398 \text{ Å}^{-1}$) qui correspond à la dimension caractéristique de l'atome. Dans le milieu des lasers, l'intensité d'un faisceau focalisé est souvent exprimée en W/cm^2 . En astrophysique, il est traditionnel de s'exprimer en CGS.

Chapitre 2

Généralités sur les plasmas créés par laser

Sommaire

2.1	Interaction laser-matière	23
2.2	Description statistique de la matière	25
2.2.1	L'équilibre thermodynamique global	25
2.2.2	La distribution Maxwellienne des vitesses	26
2.2.3	La répartition statistique des électrons	26
2.2.4	L'équilibre d'ionisation de Saha	27
2.2.5	L'équilibre thermodynamique local	28
2.3	Introduction au transfert radiatif dans un plasma à l'ETL . .	29
2.3.1	Équation de transfert radiatif	29
2.3.2	Opacités moyennes	31

2.1 Interaction laser-matière

Un échantillon de matière solide ou gazeuse, soumis au rayonnement d'un faisceau laser focalisé, est porté à des conditions physiques extrêmes. Cette interaction est présente dans nos expériences et utilisée à des fins différentes, essentiellement pour :

- la création d'un flux de chauffage en quasi-équilibre par le confinement du rayonnement X issu de l'interaction laser-matière dans une cavité;
- la création par irradiation d'une cible plane d'une source X de radiographie aux caractéristiques bien maîtrisées.

Dans ces situations, on peut décrire différentes régions de la matière chauffée indiquées sur la figure 2.1.

Zone 1 Le plasma chauffé et fortement ionisé se détend vers l'espace extérieur. Sa température de quelques millions de degrés (>0.1 keV) et sa très faible densité ($< 10^{21}$ ions par cm^3) sont tels que l'on appelle cette zone la *couronne* par analogie avec les

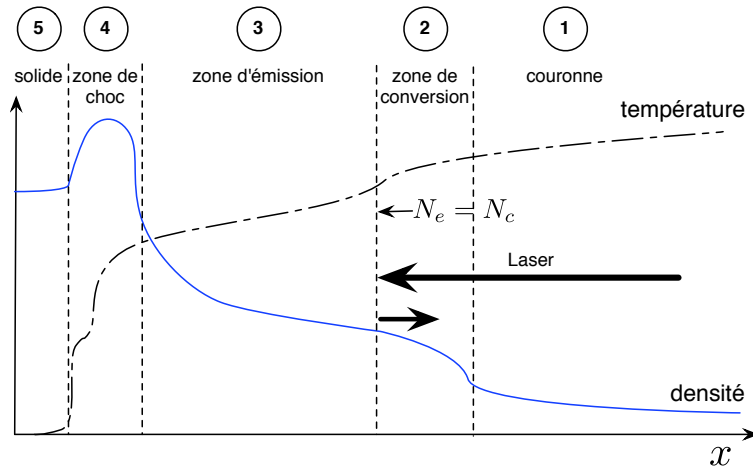


Fig. 2.1 – Diagramme d'évolution de la densité de matière et de la température électronique d'un plasma soumis au rayonnement laser de durée d'impulsion nanoseconde.

conditions résidant dans la couronne solaire. Le flux laser y est absorbé essentiellement par Bremsstrahlung inverse jusqu'à la densité critique n_c , l'énergie absorbée est ensuite transportée vers les régions plus denses par conduction électronique. Pour rappel la densité critique, déduite de la résolution de l'équation d'Helmholtz dans le couplage d'un champ électromagnétique avec un champ électronique, donne la densité de plasma maximale atteinte par l'onde :

$$N_c = \frac{1.1 \times 10^{21}}{(\lambda [\mu\text{m}])^2} [\text{cm}^{-3}] \quad (2.1)$$

Dans cette région, le bilan d'énergie est donné par les processus collisionnels (excitation et ionisation) et les pertes radiatives (désexcitation et recombinaison). Dans cette région, il y a également production de particules rapides (par ex. *électrons chauds*) dans le cas d'une irradiation et/ou d'une absorption importante(s). Ces particules générées dans la couronne peuvent parvenir à préchauffer les zones 3 à 5 du plasma.

Zone 2 Il s'agit de la zone de *conversion*. Les électrons qui ont absorbé l'énergie du faisceau laser viennent y déposer leur énergie par excitation ou ionisation collisionnelle en couche profonde. Une grande partie du rayonnement X provient de cette région convertissant ainsi l'énergie laser en énergie X. Ces émissions sont, par isotropie, équitablement émises vers la couronne et vers la partie plus dense du plasma. La partie émise vers l'avant traverse la couronne sans être trop absorbée et correspond à l'émission en face avant, celle émise vers l'intérieur sert à chauffer plus profondément le matériau.

Zone 3 La densité est dans cette zone plus élevée et de plus faible température. Elle est chauffée par les rayons X émis dans la zone 1. Les premières couches, optiquement épaisses, sont chauffées par les rayons X de la zone de conversion. Elles réémettent un rayonnement quasi-planckien isotrope. La partie de l'émission émise vers l'avant sans être trop absorbée correspond au fond thermique de l'émission en face avant.

L'émission vers l'arrière est absorbée et réémise de proche en proche créant ainsi une onde de conduction radiative. Dans cette zone, les collisions électroniques étant prépondérantes et le rayonnement proche de celui d'un corps noir, la matière se trouve dans un état proche de l'équilibre thermodynamique local (cf section 2.2.5). Cette zone n'existe que pour les plasmas de Z élevé, pour lesquels l'absorption est importante. Dans le cas des matériaux de Z faible, les zones de conversion et de réémission sont remplacées par une unique zone de conduction où le transport d'énergie est dominé par la conduction électronique. La conversion X est dans ce cas plus réduite.

Zone 4 La couronne en se détendant vers l'extérieur induit par réaction une compression des zones plus denses. Cette compression peut être à l'origine d'une onde de choc par accumulation. La densité de la zone de choc est supérieure à celle du solide et la température est de l'ordre de l'eV.

Zone 5 Au delà de ces zones, on trouve la cible solide non perturbée.

2.2 Description statistique de la matière

2.2.1 L'équilibre thermodynamique global

Dans un plasma de densité modérée, compte tenu de leur vitesse élevée, les collisions entre les électrons sont souvent en nombre suffisant pour qu'ils soient en équilibre entre eux et que l'on puisse définir une température électronique. Les collisions ion-ion, électron-ion ou l'interaction avec le rayonnement, font que les ions sont de la même façon en équilibre de Maxwell, permettant de définir une température ionique. Cependant l'équilibre entre les électrons, les ions et autres particules du plasma ainsi que le rayonnement est rarement réalisé.

L'équilibre thermodynamique global (ETG) est l'état vers lequel tout système isolé tend spontanément si le temps d'observation est sensiblement plus long que le temps caractéristique de collision et d'émission ou d'absorption de rayonnement. Il est atteint si et seulement si les collisions électrons-ions sont équilibrées et si le rayonnement émis est complètement réabsorbé. Un système macroscopique non-isolé atteint l'ETG s'il est lui-même plongé dans un système plus grand à l'ETG.

À l'ETG, les fonctions de distribution microscopique sont déterminées à partir des paramètres essentiels du milieu : densité et température.

Notons qu'à l'ETG, chaque processus physique élémentaire doit être nécessairement compensé par son processus inverse pour assurer l'état stationnaire : l'ionisation par la recombinaison, l'excitation par la désexcitation. C'est le principe de *micro-reversibilité* ou de *balance détaillée* des processus microscopiques. Cette propriété essentielle de l'ETG implique que chaque processus élémentaire peut être vu comme son processus inverse en reversant le cours du temps.

2.2.2 La distribution Maxwellienne des vitesses

Lorsque l'énergie d'interaction entre corpuscules est faible devant l'énergie cinétique de chaque particule, la fonction de distribution des vitesses tend, à l'équilibre thermodynamique vers la loi de Maxwell :

$$f(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) \quad (2.2)$$

où v est la vitesse, k la constante de Boltzmann, m la masse d'une particule, et T la température du milieu. A partir de cette distribution, on peut calculer quelques moments remarquables comme la vitesse moyenne $\langle v \rangle$ des particules, moment d'ordre 1, qui pour les cas respectifs d'une distribution d'électrons et de protons vaut :

$$\langle v_e \rangle [\text{km.s}^{-1}] = 671 \sqrt{T_e [\text{eV}]} \quad \langle v_p \rangle [\text{km.s}^{-1}] = 15 \sqrt{T_i [\text{eV}]} \quad (2.3)$$

ou encore, la densité volumique d'énergie interne e_c calculée à partir de la vitesse quadratique moyenne $\langle v^2 \rangle$:

$$e_c = \frac{1}{2} nm \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2} nkT \quad (2.4)$$

résultat classique de la thermodynamique avec la contribution de $kT/2$ par degré de liberté quadratique. La pression cinétique P s'exprime également en fonction de la vitesse quadratique moyenne :

$$P = \frac{1}{3} nm \langle v^2 \rangle = nkT \quad (2.5)$$

donnant l'équation d'état des gaz parfaits.

2.2.3 La répartition statistique des électrons

Les électrons d'un gaz sans interaction ou plongé dans un potentiel central sont, à l'équilibre thermodynamique, distribués selon la statistique de Fermi-Dirac :

$$F_{FD} = \frac{1}{e^{\beta(\epsilon - \mu)} + 1} \quad , \quad \beta = \frac{1}{kT} \quad , \quad \epsilon = \frac{p^2}{2m} + V(r) \quad (2.6)$$

où T est la température du milieu, ϵ l'énergie totale de l'électron et μ le potentiel chimique.

Dans ce qui suit, on adoptera la convention de prendre une énergie ϵ positive pour les états libres et négative pour les états liés.

Électrons liés

La population électronique P_k du niveau lié k d'un ion vaut :

$$P_k^{eq} = \frac{g_k}{e^{\beta(\epsilon_k^{eq} - \mu)} + 1} \quad (2.7)$$

où $\epsilon_k^{eq} < 0$ est l'énergie à l'équilibre du niveau k , g_k sa dégénérescence et $\mu < 0$ le potentiel chimique. Dans le cas limite des niveaux très excités, en pratique à température élevée, $\epsilon_k^{eq} \gg \mu$ et les rapports des populations vérifient la statistique de Boltzmann :

$$\frac{P_k^{eq}}{P_l^{eq}} = \frac{g_k}{g_l} e^{-\beta(\epsilon_k^{eq} - \epsilon_l^{eq})} \quad (2.8)$$

Électrons libres

Les électrons libres ont un spectre continu en énergie et leur nombre total est donné par :

$$N_e^{eq} = \int_0^\infty dN f_{FD}(E - \mu) \quad (2.9)$$

En l'absence d'interaction, la densité des électrons libres dN qui ont une impulsion comprise entre p et $p + dp$ vaut :

$$dN = 2 \frac{4\pi p^2 dp}{h^3} \quad (2.10)$$

d'où

$$N_e^{eq} = \int_0^\infty \frac{1}{e^{\beta(\frac{p^2}{2m} - \mu)} + 1} 2 \frac{4\pi p^2 dp}{h^3} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \lambda_{th}^{-3} F_{1/2}(\beta\mu) \quad (2.11)$$

où $F_{1/2}$ est l'intégrale de Fermi d'ordre 1/2 et $\lambda_{th} = \sqrt{h^2/2\pi mkT}$ est la longueur d'onde thermique de de Broglie. Dans les plasmas stellaires et ceux créés en laboratoire qui concernent nos études, les électrons sont non-dégénérés : $N_e \lambda_{th}^3 \sim 10^{-3} \ll 1$. Dans ce cas, on peut écrire N_e^{eq} sous la forme :

$$N_e^{eq} = 2 \left(\frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{3/2} e^{\beta\mu} \quad (2.12)$$

2.2.4 L'équilibre d'ionisation de Saha

La description de l'équilibre d'ionisation de Saha est bien adaptée pour les plasmas dont la température électronique est modérée et la densité suffisamment faible pour que l'on puisse négliger les ionisations multiples. L'ensemble des ions et des électrons libres du plasma est dans cette description supposé former un gaz parfait classique, sans interaction.

À l'équilibre thermodynamique, le rapport entre la population N_{q+1}^1 de l'état fondamental de l'ion de charge $q + 1$ sur la population N_q^i de l'état excité i de l'ion de charge q est donné par la loi de Saha-Boltzmann :

$$\frac{N_{q+1} N_e}{N_q^i} = 2 \frac{Z_{q+1}}{Z_q} \left(\frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_{q+1}^1 - E_q^i}{kT}\right) \equiv A_q \quad (2.13)$$

où E_q^i représente l'énergie totale de l'ion de charge q , dans l'état i ($i = 1$ pour l'état fondamental), N_e la densité électronique. Z_q est la fonction de partition de l'ion de charge

q , $Z_q \simeq \sum g_q^k \exp((E_q^k - E_q^1)/kT)$, somme sur les états excités k d'énergie E_q^k et de dégénérescence g_q^k .

Avec la condition de neutralité électrique $N_e = \sum qN_q$, la loi de Saha-Boltzmann permet de trouver, à l'équilibre, l'ensemble des populations ioniques N_q en fonction de N_e et des A_q définis par (2.13):

$$N_q = N_e \prod_{p=0}^{q-1} \frac{A_p}{N_e} \left(\sum_{k=1}^Z k \prod_{p=0}^{k-1} \frac{A_p}{N_e} \right)^{-1} \quad (2.14)$$

Il est intéressant de noter que la loi de Saha permet de calculer le taux d'un processus à partir du taux du processus inverse. En effet le principe de micro-réversibilité implique que les fréquences de processus inverses sont identiques :

$$R_{(i,q) \rightarrow (j,q')} = \frac{N_{q'}^j}{N_q^i} R_{(j,q') \rightarrow (i,q)} \quad (2.15)$$

où $R_{(i,q) \rightarrow (j,q')}$ représente le taux de transition du niveau i de l'ion de charge q vers le niveau j de l'ion de charge q' .

Cependant si la densité est trop élevée, l'ionisation par pression joue un rôle non négligeable pouvant induire un écart conséquent à l'équilibre de Saha-Boltzmann. Par ailleurs la répartition de Saha des états ioniques peut également être modifiée par le mécanisme d'ionisation radiative non considéré dans ces travaux.

2.2.5 L'équilibre thermodynamique local

L'équilibre thermodynamique global est un cas limite rarement atteint, en particulier le champ de radiation dans un plasma de laboratoire ne suit pas la loi de Planck et le flux radiatif traversant le plasma n'est pas nul. Il apparaît dans le spectre des discontinuités de raies, la micro-réversibilité des processus radiatifs n'est pas satisfaite. De plus le rayonnement est rarement isotrope et le milieu, souvent inhomogène présente des gradients de température et de densité.

Sous certaines conditions, une approche consiste à diviser le plasma en plusieurs régions au sein desquelles un équilibre thermodynamique est atteint, il s'agit de l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local (ETL). Le système initial est découpé en un ensemble de sous-systèmes caractérisés par une densité et une température locales dans lesquels il y a micro-réversibilité uniquement pour les processus collisionnels entre particules. L'hypothèse reste valide tant que le nombre de transitions atomiques par collision est très supérieur au nombre de transitions radiatives. Cette situation est favorisée à forte densité électronique et/ou lorsque le champ de radiation est faible. Pour chaque sous-système, les lois de Maxwell, Saha et Boltzmann restent valides. En revanche, le rayonnement ne suit pas nécessairement la loi de Planck. Un critère pour que l'ETL soit satisfait entre deux niveaux a été donné par [McWhirter \(1965\)](#) en comparant le taux radiatif et le taux de désexcitation collisionnelle sur la transition ij :

$$N_e[\text{cm}^{-3}] \gtrsim 1.8 \times 10^{14} (T_e[\text{eV}])^{\frac{1}{2}} (\Delta E_{ij}[\text{eV}])^3 \quad (2.16)$$

Pour que l'ETL soit satisfait entre deux états ioniques de charge q et $q + 1$, il suffit de prendre pour ΔE_{ij} le potentiel d'ionisation de l'ion de charge Z . Pour des ions hydrogénéoides, le critère devient :

$$N_e \gtrsim 4.5 \times 10^{17} T_e^{\frac{1}{2}} Z^6 \quad (2.17)$$

Quand l'hypothèse de l'ETL ne tient plus, les grandeurs macroscopiques ne peuvent plus se déduire des équations statistiques décrites précédemment. Il faut alors considérer tous les processus physiques microscopiques un à un pour établir les taux de variation des différentes populations.

À l'ETL, le rayonnement diffère *a priori* du champ de Planck, il est donné par une équation de transfert décrivant sa propagation au travers du plasma, ce que nous allons aborder maintenant.

2.3 Introduction au transfert radiatif dans un plasma à l'ETL

Lorsque l'équilibre thermodynamique est complet, matière et rayonnement sont en équilibre et la statistique du gaz de photons est décrite par la distribution de Bose-Einstein :

$$f_{BE} = \frac{1}{e^{\beta h\nu} - 1} \quad , \quad \beta = \frac{1}{kT} \quad (2.18)$$

Il en découle que la densité spectrale de l'intensité du rayonnement à l'équilibre B_ν , ou rayonnement de corps noir, s'obtient en multipliant la fonction de distribution par la densité d'énergie spectrale :

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (2.19)$$

qui s'exprime en $\text{W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}.\text{sr}^{-1}$. Le flux F , puissance par unité de surface, du corps noir s'obtient en intégrant son spectre sur l'ensemble des fréquences et des angles du demi-espace et vaut :

$$F = \int_0^\infty d\nu B_\nu \int_0^{\pi/2} d\Omega \cos\theta = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2} T^4 = \sigma T^4 \quad (2.20)$$

définissant la constante de Stefan-Boltzmann $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$. Le nombre de photons N_ϕ émis par un corps noir par unité de temps, de surface et d'angle solide vaut :

$$N_\phi = \frac{30\zeta(3)}{\pi^4} \frac{\sigma}{k} T^3 \quad N_\phi [\text{s}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{sr}^{-1}] \simeq 2.6 \cdot 10^{27} (T[\text{eV}])^3 \quad (2.21)$$

2.3.1 Équation de transfert radiatif

Considérons un élément de plasma à l'ETL caractérisé par sa densité de matière ρ , et une température locale T . En régime stationnaire, les variations de l'intensité spectrale

directionnelle $I_\nu(\Omega)$ dans la direction Ω à la traversée de cet élément de plasma sont décrites par le bilan général suivant :

$$\frac{\partial I_\nu}{\partial s} = \epsilon_\nu - k_\nu I_\nu \quad (2.22)$$

où les coefficients d'émission ϵ_ν et d'absorption k_ν dépendent des propriétés de la matière et du rayonnement. Parmi les processus d'émission et d'absorption, on peut distinguer les sources intrinsèques à la matière (émission ϵ_ν^{em} et absorption k_ν^a) et les termes de diffusion résultant du couplage entre la matière et le rayonnement (terme source ϵ^d et coefficient d'atténuation k^d) :

$$\epsilon_\nu = \epsilon_\nu^{em} + \epsilon^d \quad (2.23)$$

$$k_\nu = k_\nu^a + k^d \quad (2.24)$$

Les relations liants les coefficients d'Einstein pour l'émission spontanée, l'émission stimulée et l'absorption, valables hors équilibre, [Prialdnik \(2010\)](#), permettent de relier également l'émission totale ϵ_ν^{em} (émission spontanée et stimulée) au coefficient d'absorption k_ν^a selon :

$$\epsilon_\nu^{em} = \underbrace{k_\nu^a(1 - e^{-h\nu/kT})B_\nu}_{\text{spontanée}} + \underbrace{k_\nu^a e^{-h\nu/kT} I_\nu}_{\text{stimulée}} \quad (2.25)$$

où B_ν est le champ de rayonnement de Planck.

Après substitution le bilan du transfert radiatif devient :

$$\frac{\partial I_\nu}{\partial s} = k_\nu^a(1 - e^{-h\nu/kT})B_\nu + k_\nu^a e^{-h\nu/kT} I_\nu + \epsilon^d - k_\nu^a I_\nu - k^d I_\nu \quad (2.26)$$

La diffusion dans les plasmas ionisés qui interviennent dans nos études est essentiellement due aux électrons libres. Les températures ne dépassant pas les quelques keV on peut se placer dans le cas limite isotrope et élastique de la diffusion Thomson. L'apport de la diffusion à l'émission s'écrit alors :

$$\epsilon^d = k^d J_\nu, \quad J_\nu = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} d\Omega' I_\nu(\Omega') \quad (2.27)$$

elle fait intervenir la moyenne angulaire du champ radiatif, somme des contributions venant des directions $\Omega' \in [0, 4\pi]$, vers la direction courante Ω .

Par ailleurs, il est d'usage de modifier le coefficient d'absorption k_ν^a en incluant l'émission stimulée ou *absorption négative*, par une absorption réduite $\tilde{k}_\nu^a = k_\nu^a(1 - e^{-h\nu/kT})$. Dans la suite les termes d'absorption incluront toujours la contribution de l'émission stimulée.

Ainsi le champ rayonnement est obtenu en résolvant l'équation intégro-différentielle suivante :

$$\frac{\partial I_\nu}{\partial s} = \tilde{k}_\nu^a(B_\nu - I_\nu) + k^d(J_\nu - I_\nu) \quad (2.28)$$

2.3.2 Opacités moyennes

L'opacité k_ν intervient sous forme intégrale dans deux moyennes spectrales qui servent à décrire :

- Le transfert radiatif dans l'approximation de la diffusion pour les milieux optiquement épais.
- Le lien entre le flux radiatif intégré à la densité d'énergie radiative pour les milieux optiquement minces.

Moyenne de Rosseland, cas d'un milieu optiquement épais à l'ETL

L'étude du transfert radiatif dans un système physique privilégie une direction particulière, qu'il s'agisse de la direction radiale pour les études du transfert d'énergie dans les intérieurs radiatifs stellaires ou de celle provenant d'un backlighter dans les expériences de radiographie. Si la coordonnée spatiale le long de cette direction particulière (repérée par $\theta = 0$) est notée r alors $dr = ds \cos \theta$ et d'après (2.28) :

$$\cos \theta \frac{\partial I_\nu}{\partial r} = \tilde{k}_\nu^a (B_\nu - I_\nu) + k^d (J_\nu - I_\nu) \quad (2.29)$$

Considérons le cas d'un milieu optiquement épais dans lequel le libre parcours moyen des photons est négligeable par rapport à la dimension caractéristique R du système étudié :

$$\tau \sim kR \gg 1 \quad (2.30)$$

En décomposant le champ de radiation comme la somme de sa valeur moyenne sur les directions J_ν , composante isotrope, et de l'écart à cette moyenne δI_ν :

$$I_\nu = J_\nu + \delta I_\nu \quad (2.31)$$

Puisque la matière et le rayonnement sont à l'ETL, la composante isotrope du champ de rayonnement n'est autre que le champ de Planck B_ν , $J_\nu = B_\nu$. Ainsi :

$$\cos \theta \frac{\partial I_\nu}{\partial r} = k_\nu^{tot} (B_\nu - I_\nu) \quad (2.32)$$

$$\cos \theta \left(\frac{\partial B_\nu}{\partial r} + \frac{\partial \delta I_\nu}{\partial r} \right) = -k_\nu^{tot} \delta I_\nu \quad (2.33)$$

En posant $k_\nu^{tot} = \tilde{k}_\nu^a + k^d$. En ordre de grandeur, on peut écrire :

$$\frac{1}{k^{tot} R} (B + \delta I) \sim \delta I \quad (2.34)$$

$$\Leftrightarrow \delta I \left(1 - \frac{1}{k^{tot} R} \right) \sim \frac{1}{k^{tot} R} B \quad (2.35)$$

$$\Leftrightarrow \delta I \sim \frac{1}{k^{tot} R} B \ll B \quad (2.36)$$

$$(2.37)$$

Ce qui implique que dans le cas d'un milieu optiquement épais, l'écart à l'isotropie δI est faible devant le champ moyen et vaut

$$\delta I_\nu \simeq -\frac{1}{k_\nu^{tot}} \cos \theta \frac{\partial B_\nu}{\partial r} \quad (2.38)$$

ce résultat définit *l'approximation de la diffusion*. Dans le cadre de cette approximation, le champ de rayonnement est entièrement caractérisé par le champ de Planck et l'opacité totale k_ν^{tot} :

$$k_\nu^{tot} = \tilde{k}_\nu^a + k^d = k_\nu^a (1 - e^{-h\nu/kT}) + k^d \quad (2.39)$$

Dans ce cas, le flux radiatif F est régi par l'équation de transfert suivante :

$$F \equiv \iint d\nu d\Omega I_\nu \cos \theta = \int d\nu B_\nu \int d\Omega \cos \theta - \frac{dT}{dr} \int d\nu \frac{1}{k_\nu^{tot}} \frac{dB_\nu}{dT} \int d\Omega \cos^2 \theta \quad (2.40)$$

$$F = -\frac{dT}{dr} \frac{4\pi}{3} \frac{1}{k_R} \int d\nu \frac{dB_\nu}{dT} = -\frac{dT}{dr} \frac{4\pi}{3} \frac{1}{k_R} \frac{d\sigma T^4/\pi}{dT} \quad (2.41)$$

$$F = -\frac{16\sigma}{3k_R} T^3 \frac{dT}{dr} \quad (2.42)$$

En introduisant k_R , la moyenne harmonique de Rosseland :

$$\frac{1}{k_R} = \frac{\int d\nu \frac{1}{k_\nu^{tot}} \frac{dB_\nu}{dT}}{\int d\nu \frac{dB_\nu}{dT}} = \frac{\int d\nu \frac{1}{k_\nu^a (1 - e^{-h\nu/kT}) + k^d} \frac{dB_\nu}{dT}}{\int d\nu \frac{dB_\nu}{dT}} \quad (2.43)$$

Sous cette forme, on voit que le transfert radiatif est régi par le seul champ de température à travers une équation qui s'apparente à l'équation de la chaleur tout en s'en distinguant par son caractère non linéaire. On parle dans ce cas de *l'approximation de la conduction radiative*.

Le calcul de la moyenne de Rosseland fait intervenir la fonction de pondération dB_ν/dT qui atteint un maximum pour $u \equiv h\nu/kT \simeq 3.83$. En fonction de la variable d'intégration réduite u , la moyenne vaut :

$$\frac{1}{k_R} = \frac{15}{4\pi^4} \int_0^\infty du \frac{u^4 e^u}{k_u^a (e^u - 1)^2} \quad (2.44)$$

ou encore en prenant en compte uniquement le terme d'atténuation k_ν^a , i.e. en négligeant le terme de diffusion :

$$\frac{1}{k_R} = \frac{15}{4\pi^4} \int_0^\infty du \frac{u^4 e^{-u}}{k_u^a (1 - e^{-u})^3} \quad (2.45)$$

Moyenne de Planck, cas d'un milieu optiquement mince à l'ETL

La moyenne de Planck régit les variations du flux radiatif F . En intégrant sur les angles l'équation (2.28) on obtient pour les variations du flux radiatif spectral F_ν :

$$\frac{dF_\nu}{dr} = \int d\Omega \cos\theta \frac{\partial I_\nu}{\partial r} = \int d\Omega k_\nu^a (B_\nu - I_\nu) + k^d (J_\nu - I_\nu) \quad (2.46)$$

$$= 4\pi(k_\nu^a B_\nu + k^d J_\nu) - (k_\nu^a + k^d)4\pi J_\nu = 4\pi k_\nu^a (B_\nu - J_\nu) \quad (2.47)$$

Dans le cas d'un milieu optiquement mince, $k.R \ll 1$, en ordre de grandeur $F \sim I$, $J \sim I$ et donc :

$$\frac{I}{R} \sim k(B - I) \Rightarrow I \sim kRB \ll B \quad (2.48)$$

Ce qui implique pour les variations du flux radiatif :

$$\frac{dF_\nu}{dr} \simeq 4\pi k_\nu^a B_\nu \Rightarrow \frac{dF}{dr} \simeq 4\pi k_p \sigma T^4 \quad (2.49)$$

et conduit à définir la moyenne arithmétique de Planck :

$$k_p = \frac{\int d\nu k_\nu^a B_\nu}{\int d\nu B_\nu} \quad (2.50)$$

Au lieu d'être proche du champ d'équilibre, contrairement au cas précédent, le rayonnement est cette fois négligeable devant B_ν , et dans cette approximation, les variations de flux sont dues au processus d'émission, l'absorption étant négligeable.

De manière similaire, en fonction de la variable réduite $u = h\nu/kT$:

$$k_p = \frac{15}{\pi^4} \int_0^\infty du \frac{k_u^a u^3}{e^u - 1} \quad (2.51)$$

La fonction de pondération de cette moyenne n'est autre que B_ν , maximale pour $u = h\nu/kT \simeq 2.82$.

Notons que contrairement à la moyenne de Rosseland, la moyenne de Planck ne tient pas compte de la diffusion.

Remarques sur les grandeurs

Le coefficient d'absorption k_ν correspond ainsi à l'inverse du libre parcours moyen des photons l_ν , $k_\nu = 1/l_\nu$. On peut relier l'opacité κ_ν définie comme le coefficient d'absorption massique au coefficient k_ν ou encore à la section efficace d'absorption par :

$$\kappa_\nu \equiv \frac{k_\nu}{\rho} = \sigma_\nu \cdot \frac{\mathcal{N}_a}{A} \quad (2.52)$$

avec \mathcal{N}_a le nombre d'Avogadro et A la masse atomique de l'élément considéré. L'opacité est fréquemment exprimée en unité CGS, soit en cm^2/g . Le chapitre suivant est consacré au calcul de ce coefficient.

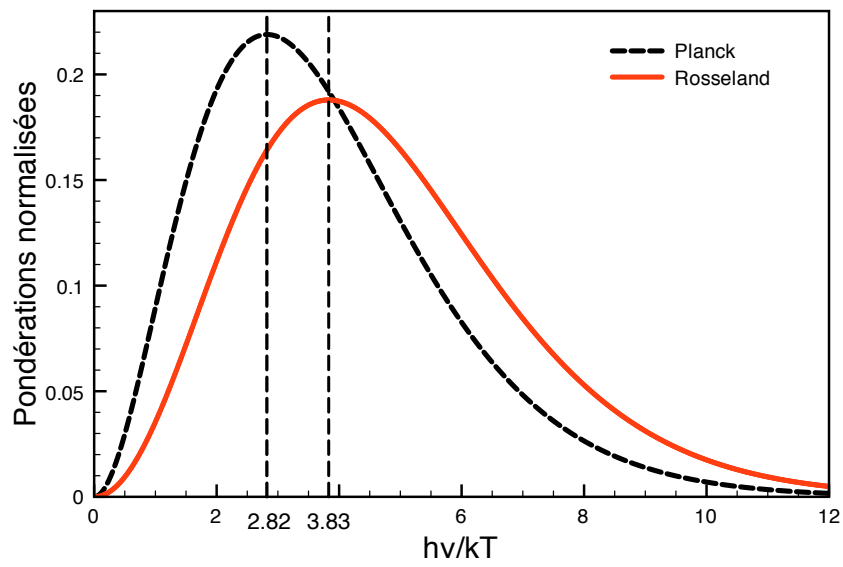


Fig. 2.2 – Fonctions de pondération normalisées pour le calcul des moyennes de Planck (tirets noir) et de Rosseland (trait continu rouge).

Chapitre 3

Le calcul de l'opacité

Sommaire

3.1	Introduction	35
3.2	Processus radiatifs élémentaires du plasma	35
3.2.1	Processus lié-lié	36
3.2.2	Processus lié-libre	37
3.2.3	Processus libre-libre	38
3.3	Les codes de calculs	38
3.3.1	Le code HULLAC	38
3.3.2	Le code SCO	40

3.1 Introduction

Pour le calcul d'opacité à l'ETL, les structures atomiques des espèces présentes dans le plasma doivent être déterminées ainsi que les taux des transitions des processus entre différents états de charge. Si le plasma est hors ETL, il faut en outre déterminer les populations des niveaux car la loi de Saha-Boltzmann n'est alors plus vérifiée. Les processus radiatifs font intervenir les états électroniques du plasma liés ou libres conduisant à différents mécanismes d'absorption. Après avoir énuméré ces mécanismes élémentaires pour le calcul de l'opacité de plasmas à l'ETL à haute densité d'énergie, je donne une succincte description des codes de physique atomique HULLAC et SCO qui permettent d'obtenir les spectres d'opacité pour la prédiction ou l'interprétation des mesures décrites aux chapitres 6 et 7. Les codes OPAL et OP, utilisés en physique stellaire, sont discutés dans le chapitre 4. D'autres calculs d'opacité ont fait l'objet d'une inter-comparaison pour l'étude spécifique des opacités XUV présentée dans le chapitre 8, leur description y est également reportée.

3.2 Processus radiatifs élémentaires du plasma

On décompose généralement l'interaction d'un champ de rayonnement avec la matière en divers processus électroniques élémentaires, [Mihalas \(1978\)](#). Ces processus sont usuel-

lement nommés en fonction des états initial et final de l'électron participant à la transition radiative.

Ainsi l'opacité peut s'écrire d'une manière générale comme la contribution des différents processus élémentaires :

$$\kappa_\nu = \kappa_\nu^{\text{bb}} + \kappa_\nu^{\text{bf}} + \kappa_\nu^{\text{ff}} = \frac{\mathcal{N}_a}{A} (\sigma_\nu^{\text{bb}} + \sigma_\nu^{\text{bf}} + \sigma_\nu^{\text{ff}}) \quad (3.1)$$

où les exposants bb, bf, et ff désignent respectivement les contributions « lié-lié » (bound-bound), « lié-libre » (bound-free) et « libre-libre » (free-free).

3.2.1 Processus lié-lié

Le processus lié-lié d'absorption correspond à l'excitation radiative monoélectronique d'un état d'énergie E_i vers un état d'énergie $E_j > E_i$ par absorption d'un photon de fréquence ν_{ij} telle que :

$$h\nu_{ij} = E_j - E_i \quad (3.2)$$

La section efficace de ce processus s'écrit en fonction du coefficient d'Einstein B_{ij} :

$$\sigma_{ij,\nu}^{\text{bb}} = B_{ij} h\nu_{ij} \phi_{ij,\nu} = \frac{\pi e^2}{mc} f_{i \rightarrow j} \phi_{ij,\nu} \quad (3.3)$$

avec $\phi_{ij,\nu}$ le profil de la raie d'absorption prenant en compte les différents élargissements et $f_{i \rightarrow j}$, la force d'oscillateur monoélectronique de la transition. Le profil de raie $\phi_{ij,\nu}$ est normalisé de sorte que :

$$\int d\nu \phi_{ij,\nu} = 1 \quad (3.4)$$

L'opacité lié-lié totale est obtenue en sommant toutes les transitions absorbantes possibles en fonction des occupations des sous-couches de départ n_i et d'arrivée n_j , et sous l'hypothèse d'électrons indépendants est donnée par :

$$\kappa_\nu^{\text{bb}} = \frac{\mathcal{N}_a}{A} \sum_{i,j/E_i < E_j} n_i \left(1 - \frac{n_j}{g_j}\right) \sigma_{ij,\nu}^{\text{bb}} \quad (3.5)$$

où g_j est la dégénérescence de la sous-couche d'arrivée, si bien que le facteur $(1 - n_j/g_j)$ correspond à la probabilité d'avoir un trou dans la sous-couche d'arrivée.

Élargissements de raie

Le profil de raie $\phi_{ij,\nu}$ est obtenu par la convolution de profils d'élargissement élémentaires.

a) Naturel L'élargissement naturel résulte du principe d'Heisenberg et du fait que les niveaux excités ont une durée de vie finie. Le profil d'élargissement est décrit par une lorentzienne normalisée :

$$\phi_{ij,\nu} = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_{ij}/4\pi}{(\nu - \nu_{ij})^2 + (\Gamma_{ij}/4\pi)^2} \quad (3.6)$$

avec Γ_{ij} la largeur à mi-hauteur. L'élargissement naturel est presque toujours négligeable devant les autres processus d'élargissement. Il peut devenir comparable à l'élargissement Stark dans le cas où l'on inclut l'élargissement par autoionisation faisant intervenir certains niveaux fortement instables.

- b) Doppler** Lorsque qu'un ion émetteur se déplace le long de la ligne de visée la fréquence du rayonnement émis est décalée par effet Doppler. Sous l'hypothèse que les mouvements ioniques du plasma sont dus à l'agitation thermique, les raies d'absorption sont élargies par un profil gaussien :

$$\phi_{ij,\nu} = \frac{1}{\Delta\nu_D \sqrt{\pi}} \exp \left[- \left(\frac{\nu - \nu_{ij}}{\Delta\nu_D} \right)^2 \right] \quad (3.7)$$

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_{ij}}{c} \sqrt{\frac{2kT}{M}} \quad (3.8)$$

où M est la masse de l'ion. L'élargissement Doppler est dominant pour des densités de matière modérées.

- c) Collisionnel** L'élargissement collisionnel ou Stark résulte de la modification des états électroniques sous l'action d'un champ électrique induit par les ions et par les électrons du plasma. Il se traduit par l'éclatement et le décalage des raies en plusieurs composantes. Le profil Stark pour une composante peut s'apparenter à un profil lorentzien. Notons que cet élargissement influe sur le profil de raies pour les plasmas denses ($N_e > 10^{20} \text{ cm}^{-3}$). L'élargissement Stark $\Delta\nu_S$ peut être approximé dans certaines conditions thermodynamiques, par, [Griem \(1964\)](#) :

$$\Delta\nu_S \propto \frac{n_j^2 N_e^{2/3}}{Z} \quad (3.9)$$

avec n_j le nombre quantique principal du niveau supérieur de la transition, N_e la densité électronique du plasma et Z le numéro atomique de l'ion. L'effet est donc important aux densités élevées, pour les faibles numéros atomiques et pour les transitions vers un niveau élevé.

3.2.2 Processus lié-libre

Le processus lié-libre d'absorption est le processus de photoionisation. Sa section efficace est donnée par :

$$\sigma_i^{\text{bf}} = \frac{\pi e^2}{mc} \frac{df_{i \rightarrow c}}{d\nu} \quad (3.10)$$

avec $df_{i \rightarrow c}/d\nu$ la section efficace différentielle pour la transition monoélectronique vers le continuum. La prise en compte des occupations des états liés n_i et de la disponibilité du continuum q_ν^{bf} permet d'écrire l'opacité totale lié-libre :

$$\kappa_\nu^{\text{bf}} = \frac{N_a \pi e^2}{A mc} \sum_{i/E_i \leq h\nu} n_i q_\nu^{\text{bf}} \frac{df_{i \rightarrow c}}{d\nu} \quad (3.11)$$

avec

$$q_\nu^{\text{bf}} = 1 - \frac{1}{e^{\frac{h\nu - E_i - \mu}{kT}} + 1} \quad (3.12)$$

3.2.3 Processus libre-libre

Bremsstrahlung inverse Dans l'approximation semi-classique de Kramers, la contribution du Bremsstrahlung inverse s'écrit :

$$\kappa_\nu^{\text{ff}}[\text{cm}^2/\text{g}] = 87.9 \cdot 10^9 \frac{\langle Z \rangle^3 \rho[\text{g}/\text{cm}^3]}{A^2 (h\nu[\text{eV}])^3} \frac{g_{\text{ff}}}{(T_e[\text{eV}])^{1/2}} \quad (3.13)$$

où $\langle Z \rangle$ est l'ionisation moyenne du plasma, g_{ff} est le facteur de Gaunt pour la prise en compte des corrections quantiques. Pour les densités élevées, la formule de Kramers peut être corrigée en intégrant la section efficace sur une distribution de Fermi-Dirac au lieu d'une distribution maxwellienne des vitesses des électrons (Iglesias et Rose (1996)).

Diffusion Thomson Le processus de diffusion Thomson se fait sans changement de fréquence et contribue à l'opacité selon :

$$\kappa^{\text{D}} = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{N_e}{\rho} \quad (3.14)$$

$$\kappa^{\text{D}}[\text{cm}^2/\text{g}] = 0.665 \cdot 10^{-24} \frac{N_e[\text{cm}^{-3}]}{\rho[\text{g}/\text{cm}^3]} \quad (3.15)$$

Dans nos études, le terme de diffusion est souvent négligeable par rapport aux autres contributions.

À l'ETL, la prise en compte de l'émission stimulée se fait en multipliant les opacités, à l'exception du terme de diffusion, par le facteur $(1 - e^{h\nu/kT})$.

3.3 Les codes de calculs

Je présente brièvement ici les descriptifs des codes de calculs utilisés dans l'interprétation des mesures d'opacité présentées au 6. Ces mesures d'opacité de plasmas à l'ETL d'éléments de numéro atomique moyen à savoir le fer, le nickel, le cuivre, et le germanium ont pu être comparées avec les calculs des codes HULLAC et SCO.

3.3.1 Le code HULLAC

Le code HULLAC, Bar-Shalom *et al.* (2001), est bien approprié pour la description détaillée de spectre présentant des raies isolées ou des faisceaux de transition pour des plasmas d'éléments de numéro atomique faible ou modérés ($Z \lesssim 30$). Ce code est a priori également utilisable pour le calcul de raies isolées et de faisceaux de transition d'élément de Z élevé, mais l'approche détaillée est impraticable numériquement dans le cas de multiples

sous-couches ouvertes, ou de sous-couches à moitié remplies de moment cinétique orbital $l > 1$, ce qui est très fréquent dans le cas d'élément de Z élevé.

Les formules utilisées explicitement pour l'opacité sont analogues aux relations (3.1)-(3.3). Dans le code HULLAC on donne en entrée une liste de configurations. Celles-ci sont associées en groupes à l'intérieur desquels l'interaction de configuration (IC) est pleinement prise en compte. On choisit ensuite les processus à considérer, à savoir : calcul des énergies des niveaux, des taux radiatifs lié-lié, lié-libre, des taux d'autoionisation et optionnellement des taux collisionnels.

Les taux des processus inverses sont obtenus par le principe de micro-réversibilité ou de bilan détaillé. Par exemple le taux R_{ij} de recombinaison diélectronique de j vers i est relié au taux d'autoionisation D_{ij} de i vers j par :

$$g_j R_{ji} = 1.656 \times 10^{-22} g_i D_{ij} \frac{N_e [\text{cm}^{-3}]}{T_e^{1/2} [\text{eV}]} \exp\left(-\frac{E_{ij}}{kT}\right) \quad (3.16)$$

où E_{ij} est l'écart d'énergie entre les niveaux i et j et g_k la dégénérescence du niveau k .

Les populations des niveaux sont obtenues à partir de l'équation de Saha-Boltzmann, avec la fonction de partition incluant tous les niveaux discrets simplement et multiplement excités obtenus par le code.

L'opacité spectrale « liée-liée » est calculée par HULLAC selon :

$$\kappa_\nu^{\text{bb}} = \frac{\mathcal{N}_a c^2}{A 8\pi} \sum_{i,j/E_i < E_j} n_i \frac{g_j A_{ji}}{g_i \nu_{ij}^2} \phi_{ij,\nu} \quad (3.17)$$

où i , respectivement j , est le niveau inférieur, respectivement supérieur, de la transition, g_j la dégénérescence du niveau j , A_{ji} le taux d'émission spontanée de j vers i , ν_{ji} la fréquence de la transition et $\phi_{ij,\nu}$ le profil d'absorption normalisé en fréquence. Les ν_{ji} , g_j , A_{ji} sont directement donnés par HULLAC. Le profil de raie $\phi_{ij,\nu}$ est la convoluée d'une lorentzienne pour la largeur naturelle (radiative bb et bf, autoionisation, éventuellement collisionnelle) et d'une gaussienne pour la largeur Doppler, seuls élargissements pertinents pour les présentes conditions expérimentales.

L'opacité lié-libre est donnée par :

$$\kappa_\nu^{\text{bf}} = \frac{\mathcal{N}_a}{A} \sum_{i,j} n_i \sigma_{ij}(\nu) \quad (3.18)$$

où i est le niveau de l'ion le moins chargé, j celui de l'ion le plus chargé. Les populations n_i sont normalisées selon $\sum n_i = 1$, somme sur tous les états de charges et niveaux i . Les énergies des seuils de photo-ionisation E_{ji} sont déterminées par HULLAC.

L'opacité libre-libre ou bremsstrahlung inverse n'est pas incluse dans les calculs présentés. Elle n'est importante qu'à basse énergie, cependant une forme classique de type Kramers (3.13), peut être utilisée.

Les profils calculés en fonction de l'énergie, ou de la longueur d'onde ou du logarithme de l'énergie sont finalement convolués par une gaussienne normalisée représentant l'élargissement instrumental. Cet élargissement peut être traité en considérant une largeur constante ΔE en énergie ou $\Delta \lambda$ en longueur d'onde ou encore $\Delta E/E$ constant. Dans les calculs HULLAC figurant dans les présents travaux, il n'y a pas de correction d'émission induite mais celle-ci reste faible dans le domaine X.

3.3.2 Le code SCO

Le code SCO (Superconfiguration Code for Opacity), [Blenski *et al.* \(1997, 2000\)](#) est fondé sur le formalisme des supraconfigurations, [Bar-Shalom *et al.* \(1989\)](#), pour calculer les spectres d'absorption des plasmas à l'ETL.

Dans l'approximation des supraconfigurations (SC), il s'agit de regrouper les configurations électroniques afin de simplifier le traitement du calcul des spectres d'opacité.

Le code détermine à l'aide d'un calcul de l'atome moyen (AM) la liste des SC pertinentes. Le modèle de l'AM détermine, par un calcul auto-cohérent, la structure électronique moyenne du plasma, c'est-à-dire les énergies des orbitales, leurs fonctions d'onde associées, et leurs populations fractionnaires, correspondant à la configuration moyenne. En particulier le modèle de l'AM fournit en premier lieu les énergies des états à un électron dont les couches proches en énergie sont regroupées en supracouches. Ce regroupement est effectué sous la condition que la dispersion en énergie des couches incluses doit être inférieure à $k_B T$. Les SC sont alors obtenues en regroupant les supracouches avec leur population électronique.

La quantité de base calculée par le code SCO est la section efficace de photoabsorption obtenue avec le traitement des transitions liées-liées et liées-libres des SC. Les transitions libres-libres ou Bremsstrahlung inverse sont calculées à partir de la formule classique proposée par Kramers (3.13) ou via un calcul quantique utilisant les fonctions d'onde libres du potentiel de l'atome moyen.

Le choix du nombre de supracouches à inclure et donc la division des états atomiques en supracouches est répété de manière itérative jusqu'à l'obtention de la convergence du spectre. Cette convergence est atteinte lorsque les divisions successives en supracouches ne font plus varier le spectre. De cette manière la pertinence et la validité de l'approximation des SC est vérifiée.

Enfin les effets d'élargissement des niveaux sont traités avec un profil de Voigt pour les convolutions des mécanismes d'élargissements (Doppler, Stark, collisions électroniques, largeur naturelle).

La diminution de complexité des calculs avec le formalisme utilisé par SCO par rapport aux descriptions détaillées permet d'obtenir rapidement des prédictions théoriques pour les transmissions mesurables.

Par ailleurs les calculs peuvent être obtenus aisément pour des éléments de numéro atomique important comme ce fut l'objet de la campagne expérimentale pour la mesure de l'opacité du BaF₂, Gd, et Sm décrite au chapitre 7.

L'interprétation des spectres avec le code SCO, conjointement avec les calculs HULLAC fait partie de l'analyse des spectres expérimentaux d'opacité des éléments de transition présentée dans le chapitre 6. Pour ces éléments la comparaison des spectres mesurés avec un calcul théorique utilisant une description *statistique* (SCO) ou *détaillée* (HULLAC) est présentée.

Chapitre 4

Les Plasmas Stellaires

Sommaire

4.1	Introduction à la physique stellaire	41
4.1.1	Quelques temps caractéristiques	42
4.1.2	L'équilibre hydrostatique stellaire	43
4.1.3	Le transport de l'énergie du cœur à la surface	44
4.1.4	Les codes d'opacités OP et OPAL	45
4.1.5	Les autres ingrédients physiques	46
4.2	Développement de l'astérosismologie	48
4.2.1	Cas des étoiles de faible masse $M < 1.5M_{\odot}$	48
4.2.2	Cas des étoiles de masse $M > 1.5M_{\odot}$	51
4.3	Résumé des motivations et choix des tests stellaires: On plasma radiative properties in stellar conditions	54

4.1 Introduction à la physique stellaire

L'augmentation en puissance des moyens de calcul permet aujourd'hui de réaliser une évolution de modèles d'étoiles incluant une physique de plus en plus riche partant de modèles 1D classiques à symétrie sphérique à des modèles incluant des effets dynamiques (rotation, champs magnétiques...).

Les codes devolution stellaire 1D (CESAM, code de Genève, STAREVOL ...) permettent de prendre en compte de nombreux effets dûs aux processus microscopiques et dynamiques comme l'introduction de la rotation (lorsque les effets structurels sont faibles, [Turck-Chièze et al. \(2010\)](#)) ou de certaines topologies de champ magnétique ([Duez et al. \(2010\)](#)). Les modèles 1D bénéficient également de l'ajout d'interpolation précise pour le calcul détaillé de la sismologie des étoiles, comme le code CESAM ([Morel \(1997\)](#)) et le code CLES ([Scuflaire et al. \(2008\)](#)). De nouveaux codes 3D permettent aujourd'hui de tenter de simuler la dynamique hydro-MHD des intérieurs stellaires (eg le code ASH).

Pour introduire les problématiques astrophysiques, le modèle 1D d'étoile à symétrie sphérique sera décrit. Il permet une évolution temporelle quasi-statique d'une succession d'équilibres hydrostatiques qui correspond aux phases calmes d'évolution. Ce sont ces

modèles, ici j'utiliserai le code 1D CESAM (Code d'Evolution Stellaire Adaptatif et Modulaire) qui permettent de trouver des conditions thermodynamiques où l'évolution de l'étoile est très sensible aux opacités de certains éléments.

Je donne ici quelques rappels fondamentaux de la physique stellaire pour l'étude des mécanismes dépendant fortement de l'opacité. Pour une présentation plus complète de la physique de l'évolution et de la structure stellaire, je renvoie le lecteur aux ouvrages suivants : Clayton (1968), Turck-Chieze *et al.* (1993), ou encore Prialnik (2010).

4.1.1 Quelques temps caractéristiques

Les phénomènes affectant l'évolution stellaire se déroulent sur des temps caractéristiques très différents. L'examen de ces temps permet de poser certaines hypothèses simplificatrices pour la description de la structure et de l'évolution stellaire.

Le temps dynamique τ_{dyn} , ou temps de chute libre est le temps nécessaire pour que l'étoile s'effondre de la moitié de son rayon soumise uniquement à sa propre gravitation.

$$\tau_{dyn} = \sqrt{\frac{R^3}{GM}} \simeq \frac{1}{\sqrt{G\bar{\rho}}} \quad (4.1)$$

avec R , M et $\bar{\rho}$ le rayon, la masse et la densité moyenne de l'étoile et G la constante universelle de gravitation. La période caractéristique P des oscillations stellaires du mode fondamental radial est liée à ce temps. Cette valeur peut être très différente en fonction de l'étoile considérée, ainsi pour une étoile à neutron $\tau_{dyn} \sim 0.1$ ms, pour une naine blanche $\tau_{dyn} \sim 4$ s, pour le soleil $\tau_{dyn} \sim 1$ h ou encore pour une super géante rouge $\tau_{dyn} \sim 4$ ans pour une super géante rouge. Cependant le rapport P/τ_{dyn} est quasiment indépendant de l'étoile considérée et de l'ordre de ~ 0.8 .

Le temps de Kelvin-Helmoltz τ_{KH} , est le temps pendant lequel une étoile peut continuer de briller avec la même luminosité L en utilisant la seule ressource de l'énergie gravitationnelle, sans l'apport de l'énergie des réactions nucléaires. Il est donné par :

$$\tau_{KH} \simeq \frac{GM^2}{2RL} \quad (4.2)$$

Pour le soleil $\tau_{KH} \simeq 3 \cdot 10^7$ ans.

Le temps nucléaire τ_{nuc} , correspond au temps pendant lequel une étoile peut puiser son énergie de la combustion de son hydrogène. Il est défini comme le temps au bout duquel l'étoile a consommé 10% de son hydrogène à luminosité fixée. Si le rendement de combustion de l'hydrogène est r on a alors :

$$\tau_{nuc} \simeq \frac{0.1rMc^2}{L} \quad (4.3)$$

Pour le soleil, en considérant un rendement $r = 0.7$ % pour émettre une luminosité $L_{\odot} = 3.8 \cdot 10^{26}$ W, on obtient un temps de l'ordre de 10^{10} ans.

D'une manière générale pour les étoiles de la séquence principale, le temps nucléaire est très grand devant le temps de Kelvin-Helmoltz lui-même très grand devant le temps dynamique.

$$\tau_{nuc} \gg \tau_{KH} \gg \tau_{dyn} \quad (4.4)$$

Si on considère un temps d'évolution τ des propriétés de l'étoile, on peut distinguer deux phases évolutives :

1. $\tau \gg \tau_{KH}$: l'énergie est produite par la fusion de l'hydrogène, c'est-à-dire $\tau = \tau_{nuc}$. L'étoile est à l'équilibre complet, mécanique et thermique, et l'étoile évolue sur un temps caractéristique $\tau \simeq \tau_{nuc}$.
2. $\tau \ll \tau_{KH}$: l'étoile oscille sur un temps, $\tau = \tau_{dyn}$. Sur des temps aussi courts, l'étoile n'est plus à l'équilibre thermique.

4.1.2 L'équilibre hydrostatique stellaire

Il résulte du paragraphe précédent que le temps caractéristique de l'évolution stellaire correspond au temps nucléaire long devant les autres temps caractéristiques. Dans ce cadre, il est important de vérifier qu'à chaque pas de temps, l'étoile est en *équilibre hydrostatique*, c'est-à-dire que la force de gravitation de l'étoile est exactement compensée par la force du gradient de pression du plasma stellaire. Pour les étoiles à faible vitesse de rotation (comme c'est le cas pour le soleil), l'équilibre est peu influencé par les effets de la *rotation* comme par exemple la force de Coriolis. De même, les effets des *champs magnétiques* sur la structure sont très faibles.

Les intérieurs stellaires qui respectent ces conditions peuvent être considérés comme des *milieux continus* à *symétrie sphérique*, et à l'exception de cas extrêmes comme les étoiles à neutrons, la théorie de la gravitation de Newton est appliquée. Sous ces conditions les équations de la structure interne s'écrivent :

$$\frac{\partial m}{\partial r} = 4\pi r^2 \rho \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial p}{\partial r} = -\frac{Gm\rho}{r^2} \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial L}{\partial r} = 4\pi r^2 \rho [\epsilon_{nuc} - \epsilon_\nu + \epsilon_{grav}] \quad (4.7)$$

$$\frac{\partial T}{\partial r} = -\frac{Gm\rho T}{r^2 p} \nabla_T \quad (4.8)$$

$m(r)$ et $L(r)$, sont la masse et la luminosité de la sphère de rayon r . $\rho(r)$, $T(r)$, $p(r)$ correspondent respectivement à la densité, la température et la pression au rayon r . ϵ_{nuc} est le taux spécifique de production d'énergie nucléaire et ϵ_ν le taux de pertes d'énergie dû à l'émission de neutrinos, ces deux taux dépendent des variables ρ , T et de la composition en éléments chimiques du plasma $\{X_i\}$. ϵ_{grav} est le taux de production d'énergie gravitationnelle défini par :

$$\epsilon_{grav} = -T \frac{ds}{dt} \quad (4.9)$$

avec s l'entropie spécifique. La dérivée d/dt est la dérivée lagrangienne définie par $d/dt = \partial/\partial t + (\vec{v} \cdot \nabla)$. La pression p et l'entropie s sont obtenues en fonction de la température T et de la masse volumique ρ et du poids moléculaire μ moyen par l'équation d'état du modèle.

Enfin le gradient ∇_T de température est défini par :

$$\nabla_T = \frac{\partial \ln T}{\partial \ln p} \quad (4.10)$$

Le gradient de température ∇_T dépend des approximations liées à la nature du transfert d'énergie depuis le cœur de l'étoile où prennent place les réactions nucléaires jusqu'à sa surface définie comme la profondeur optique à $\tau = 2/3$ délimitant l'intérieur stellaire de l'atmosphère stellaire.

4.1.3 Le transport de l'énergie du cœur à la surface

L'énergie produite par les réactions nucléaires dans le cœur central peut être transportée vers la surface par trois mécanismes que sont la conduction, le rayonnement et la convection.

Conduction

Ce régime de transport correspond au transfert d'énergie par collisions successives entre particules. Les chocs peuvent être fréquents mais leur libre parcours moyen est très faible. D'une manière générale, les plasmas stellaires sont de mauvais conducteurs de chaleur, et la conductivité thermique est bien souvent négligée au regard de l'efficacité du transport par rayonnement et par convection. Cependant la conduction peut devenir efficace dans le cas de plasma dégénéré comme dans ceux que l'on peut trouver au sein des cœurs denses des étoiles évoluées.

Rayonnement

Il s'agit d'un des deux modes de transport les plus courants dans les intérieurs stellaires. L'interaction entre les photons et la matière du plasma est entièrement décrite par le coefficient d'opacité comme indiqué dans le chapitre 2. En effet, la matière des intérieurs radiatifs est en très bonne approximation à l'ETL compte tenu de la densité de matière relativement élevée. Ainsi, le transfert radiatif est gouverné par l'équation (cf équation (2.42)) :

$$L = - \frac{64\pi r^2 \sigma T^3}{3\kappa_R \rho} \frac{dT}{dr} \quad (4.11)$$

où on a utilisé la relation $L = 4\pi r^2 F$ liant la luminosité au flux radiatif au rayon r .

Selon la définition du gradient de température (eq. (4.8)), on définit alors le gradient de température radiatif ∇_{rad} comme :

$$\nabla_{rad} = \frac{3}{64\pi\sigma G} \frac{\kappa_R \rho L}{m T^4} \quad (4.12)$$

On a donc recours à la moyenne de Rosseland pour la simulation de l'évolution des intérieurs stellaires. En pratique ces calculs étant extrêmement complexes, longs et spécifiques de la composition considérée, ils sont estimés en dehors des codes d'évolution (comme les réactions nucléaires et les équations d'état) et mis sous forme de tables dépendant de ρ , T et composition directement utilisables par les codes d'évolution stellaire.

Convection

Si l'opacité est trop élevée, le gradient de température peut devenir très raide et le transport peut ne plus se faire de manière efficace par rayonnement. Localement la température du plasma augmente fortement de sorte que celui-ci devient plus chaud que son milieu ambiant. Si l'on considère qu'il se comporte comme un gaz parfait, sa densité diminue. La poussée d'Archimède s'exerce alors sur l'élément et initie le mouvement de convection.

Quand la convection prend place, le gradient de température est donné en bonne approximation par le gradient adiabatique ∇_{ad} :

$$\nabla_{ad} = \left. \frac{\partial \ln T}{\partial \ln p} \right|_s = \frac{\Gamma_2 - 1}{\Gamma_2} \quad (4.13)$$

où l'on a introduit la définition du deuxième exposant adiabatique Γ_2 .

Le critère de convection de Schwarzschild permet d'écrire une condition pratique pour la détermination des zones de transition entre les régions dites *radiatives*, où le transport d'énergie est essentiellement radiatif et les régions dites *convectives* où le mécanisme de transfert de chaleur par convection est prépondérant. Ce critère d'instabilité peut s'écrire de la manière suivante :

$$\nabla_{rad} > \nabla_{ad} \quad (4.14)$$

Les régions convectives peuvent ainsi exister et être maintenues dans les régions où l'opacité augmente fortement ou lorsque la production d'énergie nucléaire est très importante et localisée. Ces deux cas se trouvent respectivement dans l'enveloppe convective du Soleil (pour $r \gtrsim 0.71R_{\odot}$) ou dans les cœurs dits convectifs des étoiles plus massives que le soleil ($M \gtrsim 1.2M_{\odot}$).

4.1.4 Les codes d'opacités OP et OPAL

Les opacités utilisées dans nos modèles CESAM correspondent aux moyennes de Rosseland décrites aux équations (2.44) et (2.45). La communauté astrophysique internationale utilise généralement les tables d'opacités calculées par le code OPAL (Iglesias et Rogers (1996)) du Lawrence Livermore National Laboratory. Ces tables sont tabulées pour de très nombreuses valeurs de densités ρ et de températures T recouvrant l'ensemble des conditions thermodynamiques de l'intérieur des étoiles et pour quelques valeurs de la fraction de masse d'hydrogène X , pour une fraction métallique Z fixée. Les 21 espèces chimiques prises en compte sont parmi les espèces les plus abondantes dans le plasma solaire, H, He, C, N, O, Ne, Na, Mg, Al, Si, S, Ar, Ca, Cr, Mn, Fe, Ni. Des exemples sur le choix et l'importance de certains éléments à prendre en compte sont discutés dans Turck-Chieze *et al.* (1998) et Turck-Chieze (1998).

Près de la photosphère, le poids moléculaire moyen varie fortement car il y a formation de molécules, dans ce cas les opacités changent fortement et donc pour les basses températures (inférieures à environ 6000 K), ces tables sont complétées par celle de [Alexander et Ferguson \(1994\)](#) et pour les abondances révisées, des tables directement fournies par J. Ferguson.

D'autres tables d'opacité sont également disponibles réalisées par le groupe académique OP, [Seaton et al. \(1994\)](#). Elles sont disponibles avec le même maillage de température et de densité que les tables OPAL. Créées à l'origine pour résoudre le problème des enveloppes stellaires pulsantes, les calculs OP considèrent un très grand nombre de transitions, elles se sont montrées efficaces pour le domaine des Céphéides. La mise à jour de [Badnell et al. \(2005\)](#) étend les calculs pour des températures et des densités plus élevées ($\rho > 0.01 \text{ g/cm}^3$) et prend en compte de nouvelles transitions liées à $\Delta n = 0$. Les comparaisons directes des opacités OP et OPAL pour le mélange solaire indiquent des écarts maxima de 3% sur la moyenne de Rosseland. Cependant ces différences peuvent être plus importantes pour les spectres jusqu'à $\sim 60\%$ comme indiqué dans [Turck-Chièze et al. \(2011\)](#), et également pour la prédiction des instabilités stellaires [Salmon et al. \(2009\)](#), [Lenz et al. \(2007\)](#), ayant pour origine le pic d'opacité du groupe du fer (Fe, Ni, Co et Mn) ou encore pour le calcul des accélérations radiatives [Delahaye et Pinsonneault \(2005\)](#). Les différences entre calculs d'opacité sont également discutés dans le chapitre 8.

4.1.5 Les autres ingrédients physiques

Je décris maintenant les autres ingrédients physiques qui avec l'opacité entrent dans la description des modèles stellaires. J'y indique particulièrement les valeurs retenues dans les modèles simulés avec le code CESAM.

Les abondances des différents éléments

Les abondances introduites dans les modèles stellaires sont déduites des observations photosphériques et météoritiques. Des données précises sont souhaitées compte tenu de la forte dépendance des grandeurs physiques comme le taux de réactions nucléaires pour les phases avancées et surtout les opacités. Les abondances du Soleil ont fait l'objet de diverses révisions depuis [Anders et Grevesse \(1989\)](#), [Grevesse et Noels \(1993\)](#), [Holweger \(2001\)](#), [Lodders \(2003\)](#) et [Asplund et al. \(2005\)](#) et plus récemment par ces mêmes derniers auteurs, [Asplund et al. \(2009\)](#). Le tableau 4.1 recense les valeurs indiquant les principales abondances et la métallicité pour ces différentes déterminations. Les implications des dernières révisions conduisent à une sensible réduction de la métallicité.

L'équation d'état

L'équation d'état est aussi une donnée des équations qui décrivent les intérieurs stellaires. Elle caractérise les propriétés thermodynamiques du plasma au travers d'une relation liant la pression, la densité, la température et la composition chimique $p = p(\rho, T, \{X_i\})$. Dans les calculs effectués avec le code CESAM, on utilise l'équation d'état de [Rogers et al. \(1996\)](#), base des calculs d'opacité OPAL du LLNL. Celle-ci est sensée intégrer tous les

	AG89	GN93	H01	L03	A04	AGS05	AGS09
C	8.56	8.55	8.592	8.39	8.41	8.39	8.43
N	8.05	7.97	7.932	7.83	7.8	7.78	7.83
O	8.93	8.87	8.736	8.69	8.66	8.66	8.69
N	8.09	8.08	8.001	7.87	7.85	7.84	7.93
Fe	7.67	7.5	7.448	7.47	7.44	7.45	7.50
$(Z/X)_s$	0.0267	0.0244	0.0211	0.0177	0.0171	0.0165	0.0181

Tab. 4.1 – Abondances photosphériques ($A_X = \log(N_X/N_H) + 12$, N_X : fraction de nombre de l'élément X). L'abondance de l'hydrogène est prise comme référence $A_H = 12$. D'après [Anders et Grevesse \(1989\)](#) (AG89), [Grevesse et Noels \(1993\)](#) (GN93), [Holweger \(2001\)](#) (H01), [Lodders \(2003\)](#) (L03), [Asplund et al. \(2004\)](#) (A04), [Asplund et al. \(2005\)](#) (AGS05) et [Asplund et al. \(2009\)](#) (AGS09).

	AG89	GN93	H01	L03	A04	AGS05	AGS09
C	0.3631	0.3548	0.3908	0.2457	0.2570	0.2454	0.3855
N	0.1122	0.0933	0.0855	0.0676	0.0631	0.0602	0.0968
O	0.8511	0.7413	0.5445	0.4897	0.4571	0.4570	0.7015
Ne	0.1230	0.1203	0.1002	0.0741	0.0691	0.0691	0.1219
Fe	0.0467	0.0316	0.0280	0.0295	0.0285	0.0281	0.0453

Tab. 4.2 – Fraction de nombre ($^{\circ}/_{\infty}$) pour C, N, O, Ne et Fe d'après [Anders et Grevesse \(1989\)](#) (AG89), [Grevesse et Noels \(1993\)](#) (GN93), [Holweger \(2001\)](#) (H01), [Lodders \(2003\)](#) (L03), [Asplund et al. \(2004\)](#) (A04), [Asplund et al. \(2005\)](#) (AGS05) et [Asplund et al. \(2009\)](#) (AGS09).

effets de plasma: effet coulombien, d'écrantage, de dégénérescence... Comme pour l'opacité, elle est donnée sous la forme d'une table pour différentes valeurs de X , ρ et T , à métallicité constante.

Les taux de réactions nucléaires

Le Soleil tire son énergie des réactions de fusion thermonucléaire ayant lieu dans son cœur au travers des chaînes ($p - p$) et (CNO). Les taux de réactions nucléaires sont, dans CESAM, tiré de la compilation de [Adelberger et al. \(1998\)](#). L'écrantage électronique qui favorise les interactions entre particules chargées est également pris en compte en suivant les prescriptions de [Dzitko et al. \(1995\)](#). L'ensemble des mesures ou des estimations théoriques des sections efficaces nucléaires a fait l'objet de très nombreux travaux qui ont abouti à une estimation des taux de réaction nucléaire dans les différentes phases d'évolution stellaire. Ces travaux furent reconnus par le prix Nobel de 1983 attribué à W. Fowler (et partagé avec Chandrasekar) (voir [Caughlan et Fowler \(1988\)](#) et les références citées) et poursuivis par la collaboration Nacre ([Angulo \(1999\)](#)).

4.2 Développement de l'astérosismologie

4.2.1 Cas des étoiles de faible masse $M < 1.5M_{\odot}$

Ces étoiles ont une région centrale radiative et une enveloppe convective. Le Soleil rentre dans cette catégorie et les modèles solaires bénéficient des connaissances les plus précises des ingrédients physiques car le nombre d'observables solaires est bien supérieure à celui de toute autre étoile. Les résultats de ces modèles peuvent de plus être comparés aux observations sismiques. En effet, le fort développement de l'héliosismologie depuis 30 ans avec la détection et l'identification de millions de modes (voir la revue ci jointe et les citations du chapitre 7) permet pour la première fois et de façon unique de valider les ingrédients physiques des modèles d'évolution stellaire pour les étoiles de type solaire qui sont les plus nombreuses. Il est à constater que l'extraction de la vitesse du son est très précise, grâce aux mesures sismiques du satellite SoHO ([Turck-Chieze *et al.* \(2001a\)](#)), jusque dans la partie centrale et que cette connaissance ouvre la voie à tester les processus microscopiques obtenus avec les codes d'évolution stellaire classiques.

La figure 4.1 illustre les variations des profils de vitesse du son et de densité entre les observations sismiques et le modèle solaire pour la composition solaire, définie par différents auteurs, en mesurant les raies des différents éléments au dessus de la photosphère. Ces compositions sont introduites dans les modèles solaires tout en prenant en compte des processus de diffusion qui font partiellement migrer les éléments les plus lourds d'environ 10% au cours de la vie du Soleil ([Brun *et al.* \(1998\)](#)). Dans la région radiative entre la fin du coeur nucléaire, allant jusqu'à $0.25 R_{\odot}$, et la région de transition entre radiation et convection, la vitesse du son est directement liée aux opacités qui définissent le gradient radiatif. Celles ci dépendent de la connaissance de la composition et de la physique des plasmas. Le plasma solaire étant presque un gaz parfait (la dégénérescence électronique est limitée à 10% environ dans le coeur), la vitesse du son est reliée au profil de température par :

$$c_s^2 \propto \frac{T}{\mu} \quad (4.15)$$

où μ est le poids moléculaire moyen. La figure 4.2 illustre pour le Soleil, la contribution de certains métaux (C, O, Ne, Fe, Si) à l'opacité dans le Soleil ([Turck-Chieze *et al.* 1993](#)). Cela permet de se rendre compte que même si ces éléments apparaissent à l'état de trace, ils jouent un rôle essentiel dans les opacités et donc sur la structure solaire d'après l'équation (4.11).

Il est clairement visible sur la figure 4.1 que les récentes révisions des abondances, [Asplund *et al.* \(2005\)](#) (AGS05), modifient et accentue la différence entre les prédictions du modèle standard avec les compositions précédentes, passant de quelques 0.1% à $\sim 3\%$. Ceci est lié principalement aux proportions de (C,N, O) qui ont été diminuées d'environ $\sim 30\%$, diminuant ainsi la métallicité solaire. L'extraction des abondances AGS05 utilise des modèles hydrodynamiques 3D dépendant du temps associé à une description plus réaliste du transfert radiatif pour simuler la photosphère solaire et analyser le spectre correspondant. Une dernière mise à jour la plus récente, [Asplund *et al.* \(2009\)](#), donne des comparaisons de profils de vitesse et de densité similaire au modèle ayant recours à la composition de [Holweger \(2001\)](#), donnant des différences intermédiaires ($\sim 1\%$) par

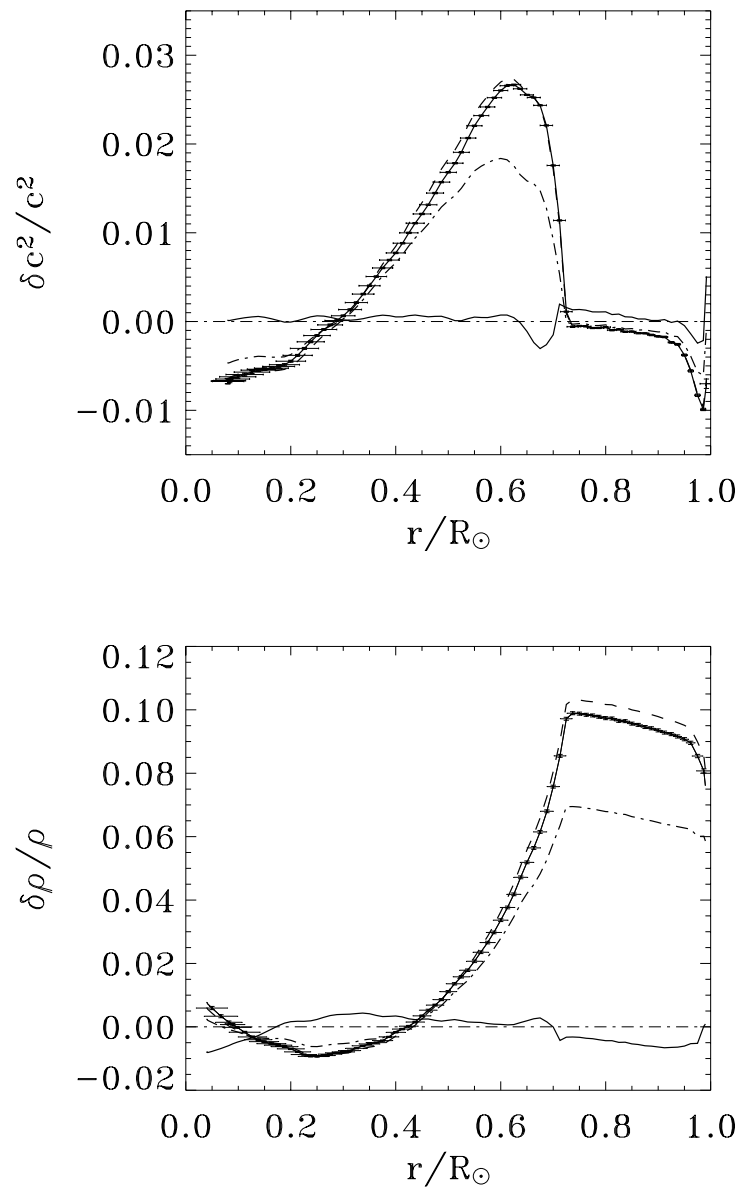


Fig. 4.1 – Haut : Écart du carré des profils de vitesse du son entre les modèles standards avec les observations sismiques (SoHO) pour deux modèle standard solaire en utilisant les compositions établis par Holweger, 2001 (-.-), Lodders, 2003 (- -) et Asplund, 2004 (trait continu avec barres d'erreur), respectivement H01, L03 et A04 dans le tableau 4.1. Le modèle sismique en accord avec les observations sismiques est superposé entrain continu fin (Turck-Chièze et al.,2001, Couvidat et al., 2003). Bas: même comparaison entre modèles et données sismiques pour le profil de densité. Extrait de [Turck-Chièze et al. \(2004\)](#)

rapport aux deux cas extrêmes.

Comme l'étude du Soleil aujourd'hui s'oriente de plus en plus vers une description des processus dynamiques, qui peuvent eux aussi influencer le profil de vitesse du son et qui sont nécessaires pour décrire l'évolution de son activité, il devient très utile de découpler les différents effets en validant directement les calculs complexes d'opacité pour les éléments

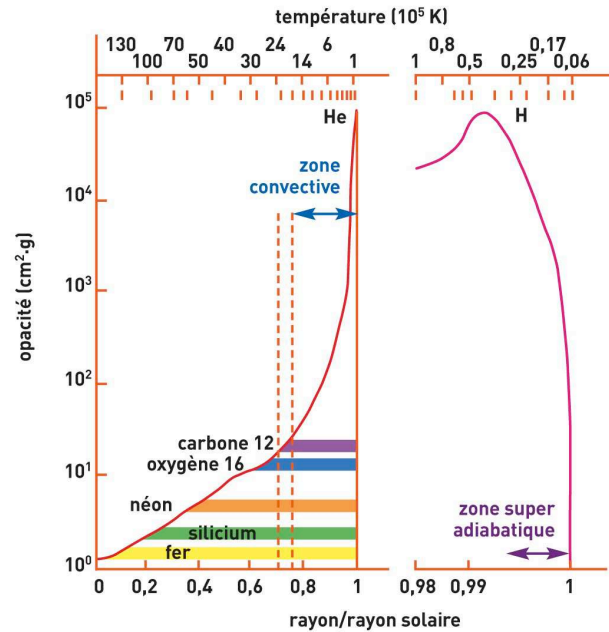


Fig. 4.2 – Profil radial d’opacité dans le Soleil (d’après [Turck-Chieze et al. \(1993\)](#)). Le Soleil possède une région radiative s’étendant du centre jusqu’à $0.71R_{\odot}$. L’opacité κ augmente du centre à la photosphère principalement à cause de la multiplication des contributions quand un élément devient partiellement ionisé, en particulier souvent à cause des processus lié-lié. Cette figure illustre la profondeur où les éléments commencent à se recombiner en allant vers la surface. On remarque que la base de la zone convective (marquée par les lignes verticales en tirets) apparaît avec la contribution plus importante de l’opacité de l’oxygène (le troisième élément le plus abondant après l’hydrogène et l’hélium dans les étoiles). Le zoom sur les régions superficielles montre le rôle de l’ionisation partielle de l’hélium puis de l’hydrogène. Finalement la formation de molécules amène une réduction des coefficients d’opacité et le rayonnement reprend une part importante dans le transport d’énergie près de la surface dans la région dite super adiabatique où les deux types de transfert rayonnement et convection est présente. Cette courbe a été obtenue avec la table d’opacités de Los Alamos (LAOL) d’Huebner 1977.

les plus significants comme le fer et l’oxygène par des mesures en laboratoire. La figure 6 de l’article joint montre comment leur contribution varie en fonction de la température mais des différences notables existent entre les calculs qui justifient l’effort expérimental. Celui ci est particulièrement difficile car il faut porter le plasma à des températures de quelques millions de degrés et surtout atteindre des densités supérieures à la densité du

solide. Une tentative a été faite avec la machine Z de la Sandia (Bailey *et al.* (2007)) mais dans ce type de mesures, il est difficile de garantir l'équilibre thermodynamique local. Ces mesures devraient être accessibles aux installations « méga-joules » LMJ et au NIF dans les prochaines années.

4.2.2 Cas des étoiles de masse $M > 1.5M_{\odot}$

Ces étoiles, contrairement aux précédentes, ont un cœur convectif et une enveloppe radiative donc des conditions de calcul d'opacité très différentes. Les étoiles massives sont les principaux producteurs d'éléments lourds et aussi les précurseurs de certaines supernovae. Comprendre les régions de transitions convection-radiation, les profils de rotation commencent à devenir accessibles grâce au développement très récent de l'astérosismologie avec les satellites COROT (2006), et KEPLER (2008).

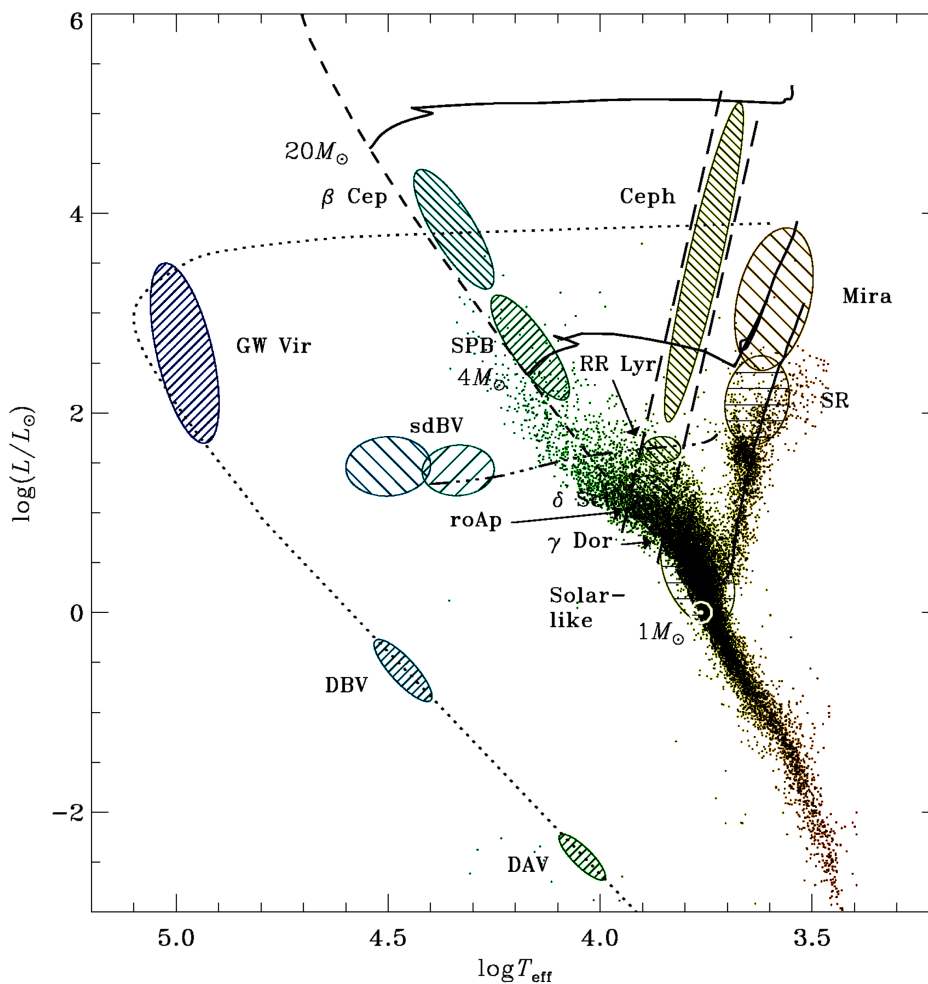


Fig. 4.3 – Diagramme d'Hertzsprung-Russell sur lequel figurent les positions en luminosité et température des différentes classes d'étoiles pulsantes. D'après Christensen-Dalsgaard, Aerts *et al.* (2010).

Parmi les étoiles pulsantes maintenant observées, citons :

- Les **Céphéides** : Ce sont les étoiles pulsantes les plus connues. Leur prototype, δ *Cephei* a été découvert en 1784 et toutes ces étoiles présentent des oscillations radiales, avec une période très précise entre 2 et 100 jours, ce qui a permis leur utilisation pour déterminer les distances galactiques via la fameuse relation période-luminosité. Les Céphéides sont des supergéantes (500-300 000 fois plus grandes que le Soleil) jaunes (type spectral F-G) de masse comprise entre 5 et 20 M_{\odot} avec une luminosité élevée (100 à 100 000 L_{\odot}). La plupart est dans un stade de combustion de l'hélium de leur noyau, bien que certaines brûlent l'hydrogène en couche autour de leur noyau d'hélium lors leur évolution vers le stade de géante rouge et leur mode d'excitation est liée à l'ionisation partielle de l'hélium qui contribue à une brusque augmentation de l'opacité.
- Les **β -Cephei** (β -Cep) : Ces étoiles sont des variables intéressantes de la séquence principale. De type spectral O ou B et de masse relativement élevée comprise entre 8 et 20 M_{\odot} (Mazumdar *et al.* (2006), Handler (2008)). Elles se situent dans la partie en haute à gauche du diagramme HR, figure 4.3. De nombreuses se trouvent dans des amas ouverts jeunes, dans leur phase de combustion d'hydrogène de leur noyau certaines étant même dans un stade plus avancé de contraction du cœur et de combustion de l'hydrogène en couches. Elles présentent des oscillations acoustiques radiales et non-radiales, maintenues par le mécanisme κ dû à un pic d'opacité pour les éléments du groupe du fer (Fe, Ni, Co, Mn) pour la région de l'enveloppe où $\log T \sim 5.3$, aussi appelé *Z-bump*. Les périodes de leurs oscillations sont de l'ordre de quelques heures (entre 3 et 8 heures).
- Les **SPB** (Slowly Pulsating B) : Le mécanisme d'oscillation de ces étoiles de masse comprise entre 3 et 8 M_{\odot} est identique à celui des β -Cephei : le mécanisme κ dû à l'opacité du groupe du fer.

Les étoiles de type B, SPB ou β -Cephei, indiquent des difficultés d'interprétations des modes d'oscillation observés (Salmon *et al.* (2010)). Le petit nuage de Magellan, galaxie naine satellite de notre galaxie, contient un nombre significatif de ces étoiles (~ 60). Cependant compte tenu de sa faible métallicité $Z \simeq 0.001 - 0.004$, les modèles actuels prédisent un nombre limité de SPB et aucune β -Cephei. La figure 4.4a) indiquent le profil d'opacité (données OP) avec différents tests d'augmentation de l'opacité autour de $\log T \sim 5.3$. On peut évaluer l'effet de ces modifications *ad-hoc* d'opacité sur le taux de croissance des modes d'oscillation. La figure 4.4b) rend compte de ce résultat : Les modes SPB sont excités quand on augmente l'opacité alors que l'excitation des β -Cephei n'est jamais prédite pour les cas testés. Ces tests montrent la sensibilité à l'opacité des variables de type B. D'autres développements en modélisations sont également en cours pour l'étude d'autres classes d'étoiles présentant des modes hybrides entre les types de variables cités précédemment, citons par exemple les travaux de Lenz *et al.* (2007), Handler *et al.* (2009) ou encore Daszyńska-Daszkiewicz et Walczak (2010).

La difficulté de l'astérosismologie aujourd'hui est de comprendre et d'identifier le très grand nombre de fréquences d'oscillation observées. Comme il sera montré dans le chapitre 8, les opacités du groupe du fer jouent un rôle déterminant dans l'excitation de ces modes mais les deux tables d'opacité des groupes OPAL et OP mis à la disposition de la communauté astrophysique peuvent conduire à des prédictions différentes des fréquences que l'on espère identifier rendant très compliquée l'interprétation des observations. C'est

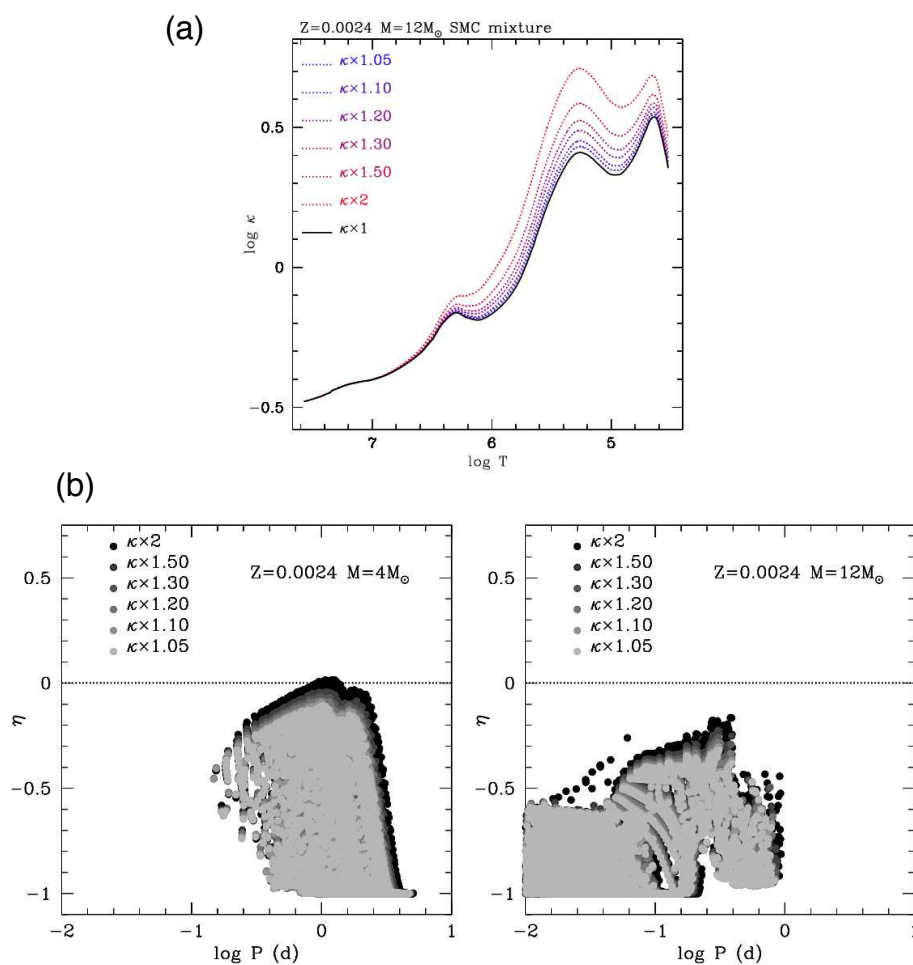


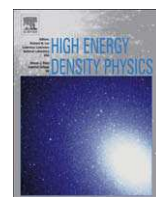
Fig. 4.4 – (a) Profils d'opacité augmentée (augmentation gaussienne centrée sur $\log T \sim 5.3$, d'écart-type 0.5, amplitude indiquée en légende) pour une structure donnée (ρ et T données pour une masse de $12M_{\odot}$, $Z = 0.0024$, $Y = 0.28$ sur la séquence principale d'âge zéro). (b) Paramètre de croissance η des modes en fonction du logarithme de leur période pour une SPB typique ($4M_{\odot}$, à gauche) et pour une β -Cephei ($12M_{\odot}$, à droite) dans le petit nuage de Magellan. Le paramètre η positif (resp. négatif) indique que le mode est excité (resp. amorti). D'après [Salmon et al. \(2010\)](#)

pourquoi nous avons choisi des conditions bien particulières pour tester en laboratoire les calculs utilisés (voir figure 5 du papier ci joint et le chapitre 7 pour plus d'information).

4.3 Résumé des motivations et choix des tests stellaires: On plasma radiative properties in stellar conditions

S. Turck-Chièze, F. Delahaye, D. Gilles, G. Loisel, L. Piau

High Energy Density Physics, 2009, vol 5, pp. 132-138



Review

On plasma radiative properties in stellar conditions

S. Turck-Chièze^{a,*}, F. Delahaye^a, D. Gilles^a, G. Loisel^{a,b}, L. Piau^a^aCEA/DSM/IRFU, CE Saclay, 91191 Gif sur Yvette, France^bCEA/DSM/IRAMIS, CE Saclay, 91191 Gif sur Yvette, France

ARTICLE INFO

Article history:

Received 10 June 2009

Accepted 10 June 2009

Available online 18 June 2009

Keywords:

Stellar plasma
Opacity coefficients
Reaction rate
Absorption spectra

ABSTRACT

The knowledge of stellar evolution is evolving quickly thanks to an increased number of opportunities to scrutinize the stellar internal plasma properties by stellar seismology and by 1D and 3D simulations. These new tools help us to introduce the internal dynamical phenomena in stellar modeling. A proper inclusion of these processes supposes a real confidence in the microscopic physics used, partly checked by solar or stellar acoustic modes. In the present paper we first recall which fundamental physics has been recently verified by helioseismology. Then we recall that opacity is an important ingredient of the secular evolution of stars and we point out why it is necessary to measure absorption coefficients and degrees of ionization in the laboratory for some well identified astrophysical conditions. We examine two specific experimental conditions which are accessible to large laser facilities and are suitable to solve some interesting questions of the stellar community: are the solar internal radiative interactions properly estimated and what is the proper role of the opacity in the excitation of the non-radial modes in the envelop of the β Cepheids and the Be stars? At the end of the paper we point out the difficulties of the experimental approach that we need to overcome.

© 2009 Elsevier B.V. All rights reserved.

1. The context

The stellar structure is currently determined by the resolution of four equations which govern the hydrostatic equilibrium, the conservation of mass, the energetic equilibrium and the energy transport dominated by radiation or convection. In order to describe the secular temporal evolution of stars, one needs to add to these coupled equations the temporal evolution of the composition through nuclear reaction rates and diffusion or turbulent effects [1]. In fact the resolution of these equations supposes a good description of plasma properties on a very broad range of temperature (typically several thousand to billion degrees) and density (10^{-7} – 1000 g/cm³) in term of nuclear interaction, equation of state and photon interaction with the different elements of the stellar plasma. Today helio and asteroseismology allow to check the hypotheses of such a calculation and new indicators are extracted from helioseismology to progress towards a more dynamical view of stars [2,3]. Such approach is now extended to other stars with a better understanding of massive stars [4,5]. This crucial effort gives us the potential to solve new problems in our knowledge of stars:

- the development of a unified theory of stellar evolution will naturally link short time stages dominated by the dynamics (stellar formation, young stars modeling or supernovae explosion) and long stages dominated by slow microscopic evolution but where dynamical effects continue to be present,
- the complete MHD description of the Sun will connect internal and external dynamics. This will help to establish the origin(s) of the solar activity and its prediction for the next century with its consequent impact on the terrestrial environment. Such approach will also be useful for understanding stellar winds in massive stars which turn quickly, are deformed and are magnetically active.

Consequently, we are currently in a period of transition where we evolve from a qualitative description of stars to an entirely quantitative one. On one hand, one can say that some plasma properties are definitively established (Section 2). On the other hand, internal rotation and magnetic field induce transport of momentum and chemicals which are still difficult to estimate properly due to our poor knowledge of the initial conditions and of the increased number of transport coefficients in the equations. So there is a real benefit to isolate some phenomena and go to the laboratory for a verification or an improvement of the theoretical predictions.

Three decades ago, stellar evolution drove measurements of nuclear cross-sections in the laboratory. This activity is now

* Corresponding author. Tel.: +33 1 69 08 43 87.

E-mail address: sylvaine.turck-chieze@cea.fr (S. Turck-Chièze).

oriented towards the ultimate stages of evolution. Today large laser facilities have become very crucial tools to check the absorption coefficients in some specific conditions, this information is fundamental to verifying the transport of energy inside the stars by photon interaction and to improve our description of the stellar envelopes. Section 3 will examine how the absorption coefficients are introduced in the stellar equations, we deduce from them two examples where opacity coefficients must be controlled. The astrophysical need leads to a campaign of absorption coefficient measurements as fundamental checks of atomic physics in stellar plasma conditions like it has been done for nuclear cross-sections in the last two decades.

Section 4 will focus on the specific needs and on the natural limitations of the experimental side that we must reduce if we want that these experiments will contribute, among others, to the renewal of stellar evolution.

2. Stellar plasma properties checked by helioseismology

Helio(astero) seismology is a discipline exploring the standing waves which are permanently excited by the superficial or deep convection of the Sun or stars. It has revealed interesting internal properties of the solar plasma.

Acoustic waves propagate inside the whole Sun and their travel time depends on the local sound speed. They generate very slightly motions in the atmosphere of the Sun which are detectable. We can formally treat this information through a perturbative theory because these perturbations are small and the Sun is reasonably spherical.

The Sun (or a solar-like star) is a self-gravitating sphere of compressible gas; it oscillates around its equilibrium state with a period of about 5-min. These oscillations are interpreted as a superposition of waves propagating inside the star (acting as a resonant cavity), and forming standing waves: the eigenmodes of vibration. By projecting these modes onto spherical harmonics Y_ℓ^m , we write any scalar perturbations as (in the case of the pressure p') [6]:

$$p'(r, \theta, \varphi, t) = p'(r) Y_\ell^m(\theta, \varphi) \exp i\omega_{n,\ell,m} t$$

and the vector displacement $\vec{\xi}$ as

$$\vec{\xi}(r, \theta, \varphi, t) = \left(\xi_r(r), \xi_h(r) \frac{\partial}{\partial \theta}, \xi_h(r) \frac{\partial}{\sin \theta \partial \varphi} \right) Y_\ell^m(\theta, \varphi) \exp i\omega_{n,\ell,m} t \quad (1)$$

where $\xi_h = 1/(\omega^2 r)[p'/\rho + \Phi']$ is the horizontal displacement, Φ' the gravitational potential perturbation, $\omega_{n,\ell,m}$ the eigenfrequency and ρ the gas density. The quantum numbers n, ℓ, m are respectively the radial order (number of nodes along the radius), the degree (the total horizontal wave number at the surface is $k_h \sim L/R_\odot$, with $L = \sqrt{\ell(\ell+1)}$) and the azimuthal order (number of nodes along the equator with $|\vec{m}| \leq \ell$). Restricting the phenomenon to adiabatic oscillations within the Cowling approximation (Φ' neglected) and considering only small radial wavelengths compared to R_\odot , we reduce a 4th-order system equations to a second-order wave equations, with the following dispersion relation [6]

$$k_r^2 = \frac{1}{c_s^2} \left[F_\ell^2 \left(\frac{N^2}{\omega_{n,\ell,m}^2} - 1 \right) + \omega_{n,\ell,m}^2 - \omega_c^2 \right] \quad (2)$$

where the squared length of the wave vector is written as the sum of a radial and a horizontal component: $|\vec{k}|^2 = k_r^2 + k_h^2$, $k_h^2 = F_\ell^2/c_s^2$ is the horizontal wave number, $F_\ell^2 = L^2 c_s^2 / r^2$ the Lamb frequency, $N^2 = g[1/\Gamma_1 d \ln p / dr - d \ln \rho / dr]$ the Brunt-Väisälä frequency, $\omega_c^2 = c_s^2(1 - 2dH_\rho/dr)/4H_\rho^2$ the acoustic cut-off frequency (~ 5.8 mHz), $H_\rho^{-1} = -d \ln \rho / dr$ the density scale height, Γ_1 the adiabatic exponent and $c_s^2 = \Gamma_1 p / \rho$ the sound speed. The oscillatory solutions of the wave equation define two types of waves, i.e. acoustic ones (with $\omega_{n,\ell,m} > N, F_\ell$) and gravity ones (with $\omega_{n,\ell,m} < N, F_\ell$).

Fig. 1 shows that the acoustic modes have their maximum amplitude at the surface (left side) but the low ℓ modes penetrate down to the core. The gravity modes are excellent probes of the solar (stellar) core and are evanescent at the surface with rather small amplitude (right side). A lot of solar acoustic modes and some gravity modes have been detected. So a refined analysis of their properties leads to a stratified analysis of the solar internal structure from the surface down to the inner 6% of the radius thanks to a very high accuracy (better than 10^{-4}) extraction of the sound speed profile through the ratio T/μ where μ is the mean molecular weight to physical processes. The inflexion of the profile due to the partial ionization of helium or due to the change of energy transport between radiation and convection (see Fig. 46 of Ref. [1]) has led to the determination of the solar helium content and of the position of the basis of the convective zone. Recently, two other important properties of the dense central plasma have been checked from the sound speed profile of the nuclear core: the maxwellian

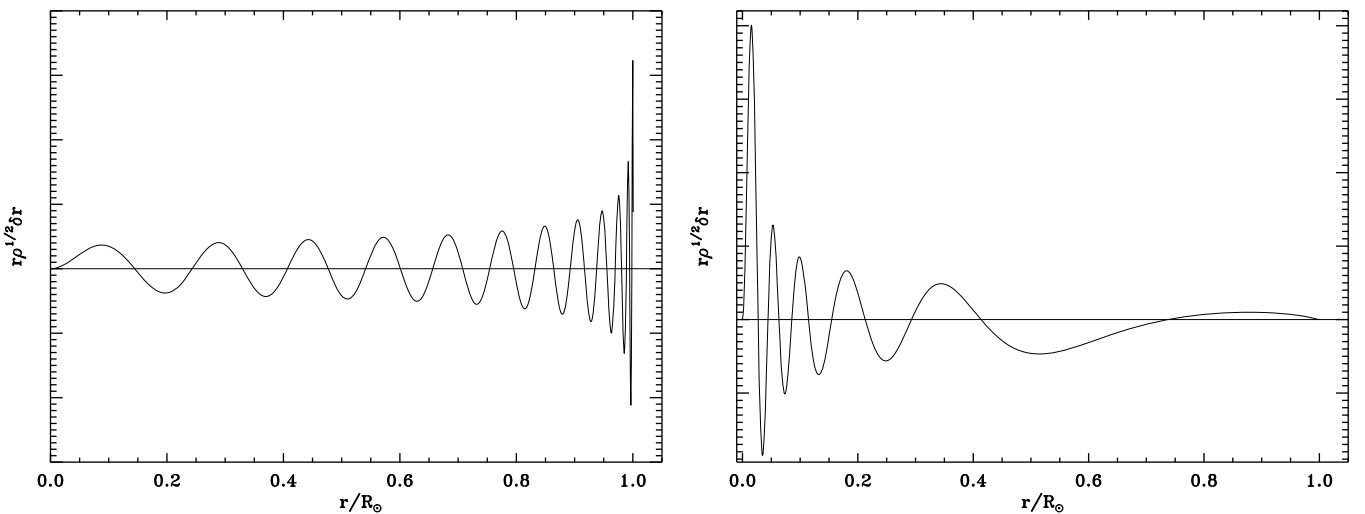


Fig. 1. Eigenfunctions of an acoustic mode ($\ell=0$ radial mode, $n=23$), and of a gravity mode ($\ell=2, n=10$). These modes are now detected in different stellar sites.

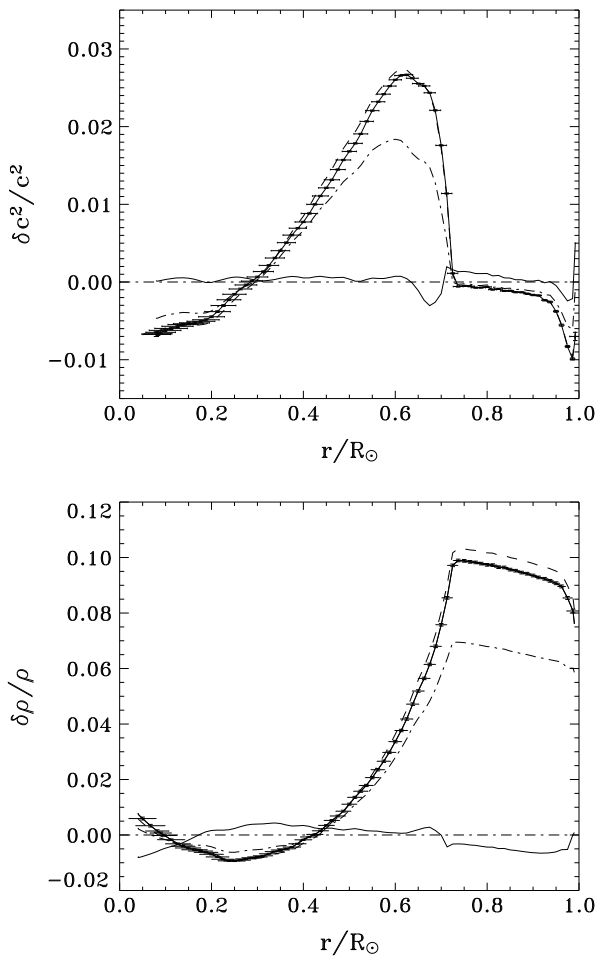


Fig. 2. Squared sound speed and density difference deduced from the SoHO observations and the solar model using 2 updated compositions: Holweger (---) and Asplund (full line + error bars) or with the seismic model. See details in Ref. [10]. The recent reanalysis of the solar oxygen and nitrogen estimate favors a difference similar to the one called here Holweger.

distribution of the reactant particle velocities and the absolute value of the proton reaction rate [8] in order to properly predict the solar neutrinos and also the central temperature.

The sensitivity of the sound speed to the different ingredients of the solar model has been studied in [9]. This observable is particularly sensitive to the detailed solar composition through the opacity coefficients and one shows that a 1% variation of the opacity coefficient produces an 0.1% variation of the sound speed which is known with an accuracy of some 10^{-5} [7]. The use of the updated determination of the CNO superficial composition has led to a large discrepancy between the observed sound speed and the sound speed extracted from the standard solar model. In fact this discrepancy is about 15–26 times the vertical uncertainty as shown in Fig. 2 [10]. The two recent estimates of the solar composition are now confirmed by a third estimate and the discrepancy converges towards the curve corresponding to what we call here the Holweger composition.

The interpretation of this discrepancy is not yet understood. A lot of potential interpretations have been studied, see for example [11] and the review of [12] which gives a summary of the present hypotheses. The origin could be an insufficient knowledge of the composition inside the radiative zone or of the related opacity coefficients. The effect is about 20–30% or 10% on the mean Rosseland values depending if the problem is connected to only one element or to most of the heavy elements ($Z > 2$). Another

explanation could be that the solar model is incomplete because the dynamical effects are not yet introduced and could provide some transport of the different species. Helioseismology cannot solve this problem due to the connection between abundance and opacity within the solar model. Consequently this important discrepancy encourages us to study some experimental conditions in the laboratory and to measure appropriate absorption spectra to validate or improve the complex theoretical estimates.

3. The stellar opacities

Stellar opacities partly define the longevity of stars. In fact the lifetime of the stars depends on the stellar mass and the heavy element contribution through the total opacity coefficient while the stellar composition through generally dominated by hydrogen and helium. In fact, except below the surface, the light elements are generally totally ionized so their contribution to the absorption coefficients is easier to estimate. Inside stars, the energy transfer in the radiative zones follows the equation:

$$\frac{dT}{dr} = \frac{-3}{4ac} \frac{\kappa_R \rho}{T^3} \frac{L(r)}{4\pi r^2} \quad \text{where}$$

$$\frac{1}{\kappa_R} = \frac{\int_0^\infty \frac{1}{\kappa_{\nu a} [1 - \exp(-h\nu/kT)] + \kappa_{\nu s}} \frac{dB_\nu}{dT} d\nu}{\int_0^\infty \frac{dB_\nu}{dT} d\nu} \quad (3)$$

κ_R is the Rosseland opacity at the position r and for a mixture of species X_i . The weighting factor dB_ν/dT gives the greatest weight to the region around $\nu = 4kT/h$. L , T , ρ are the local luminosity, temperature and density of the plasma at the position r . In these conditions, a species which is not totally ionized and has a large Z (number of protons) value may play an important role [13]. $\kappa_{\nu a}$ is the term of absorption, it includes free-free, bound-free and bound-bound processes and $\kappa_{\nu s}$ is the scattering term.

3.1. Sun and solar-like stars

The calculation of the opacity coefficients is complex for solar-like stars because the plasma is generally partially ionized so the astrophysical community has greatly benefitted from the work of the Los Alamos team (LAOL tables) [16] and more recently from the OPAL team [15,17] who has delivered tables for a large range of temperature, density and composition since 1996. A third academic team [20] has first worked on the opacities of the stellar envelop and extended their work to all stellar conditions in providing the OP tables. This team provides also the corresponding spectra [21].

Fig. 3 shows the respective role of different elements in the internal solar conditions for the two used solar composition and OPAL opacities [10,18,19], the same estimate using the OP opacities leads to slight differences mainly for the oxygen contribution which varies by a little more than 10% with an impact of the total Rosseland coefficient of about 4% near the convective basis [22]. The large contribution of iron, neon and oxygen in the radiative zone (below $0.71 R_\odot$) is due to their bound-bound contributions. Silicon also plays a role at a level of 10% below 10^7 K. It is interesting to note that iron has a fraction number of 5×10^{-5} and is always partly ionized even in the center of the Sun, its contribution to the total opacity is at a level of 20% in most of the radiative zone. Oxygen becomes partly ionized at $0.4 R_\odot$ and plays the major role to limit the radiative transfer, around $0.71 R_\odot$. The increase of its opacity contribution triggers the convection which is the dominant process in the transport of energy in the outer layers.

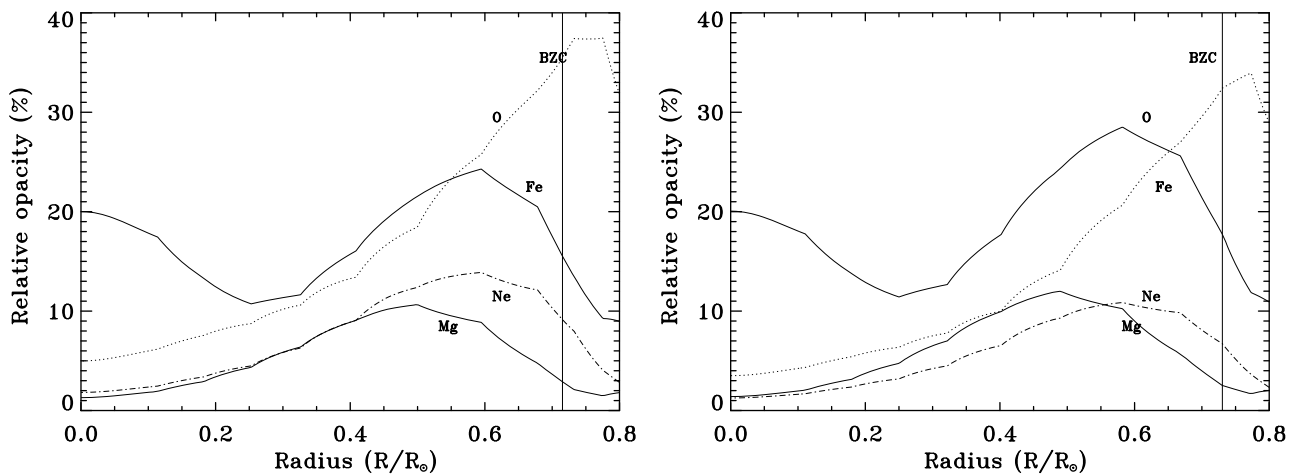


Fig. 3. Relative contribution to the total opacity of the most abundant species which play an important role in the opacity of the radiative zone after hydrogen and helium. This estimate uses the OPAL opacity calculations for the Grevesse and Asplund composition differing by the content of C, N, O [14].

For higher stellar masses the central temperature increases and all the species are totally ionized (see for example Fig. 2 of Ref. [13] or 31 of Ref. [1]). In these stars the core is convective due to the amount of energy produced by the role of CNO, so the lifetime of these stars is mainly driven by the nuclear reaction rates rather than by opacity coefficients. Fig. 4 illustrates this point in showing the role of iron (for a solar composition) at the limit of the convective core for different stellar masses.

3.2. The microscopic diffusion of heavy elements and the κ mechanism

We now examine two other important roles played by the opacity coefficients. The life of solar-like stars may reach several billions of years. During this long period of time, the different species migrate slightly towards the stellar core due to the gravitational settling of the elements heavier than hydrogen. This effect is extremely slow, resulting for the solar case in 10–15% depletion at the stellar surface after billion years well measured for helium. In stars a little more massive stars than the Sun, this effect is partly compensated by the levitation of some species due to radiative pressure [23,24]. To estimate the respective role of gravity and pressure, one needs to calculate the radiative acceleration for each species k :

$$g_{\text{rad}}(k) = \frac{F_R}{c} \frac{M}{M(k)} \kappa_R \gamma(k) \quad \text{where} \quad \gamma(k) = \int \frac{\kappa_\nu(k)}{\kappa_\nu(\text{total})} f_\nu d\nu \quad (4)$$

where F_R is the radiative flux. In such a calculation the detailed of the opacity spectrum is needed and f_ν is a function of the frequency and of the temperature. It seems that there is still some large discrepancies in the radiative acceleration between the two opacity tables available for the international stellar community, the OPAL and the OP tables [21]. From carbon to iron one may notice some differences up to 50% between 1.2 eV and 100 eV, in particular for iron [22], the origin of the difference is not yet understood and could be investigated by some laboratory experiment.

Another important process, called the κ mechanism, is at the origin of the pulsation of intermediate stars. There is a renewal of interest for that mechanism since the launch of COROT (2006) which is the first satellite dedicated to the development of asteroseismology [26] and search for exoplanets. This mechanism is responsible for the pulsational instability of stars between 1.5 and 20 M_\odot and justifies some explanation.

In the external optically thick layers, the diffusion approximation is justified and:

$$\delta \text{div} F_R = \frac{1}{4\pi r^2} \frac{d\delta L_r}{dr} \quad \text{where} \quad \frac{\delta L_r}{L_r} = \frac{dr}{d \ln T} - \frac{d\kappa}{\kappa} + 4 \left(\frac{\delta T}{T} + \frac{\delta r}{r} \right) \quad (5)$$

The first term describes the radiative dissipation and in fact stabilizes the star, the term $\delta T/T$ describes the direct influence of the temperature variation on the luminosity, this effect is generally small, the last term contributes to the instability because in case of the compression the radiating area is reduced. The κ mechanism will work if the opacity varies more quickly with radius than the other terms. Two kinds of excitation are possible: the opacity bump is due to the partial ionization of He (He^+ to He^{++}) at $\log T$ approximately 4.5 and excites the evolved Cepheids, RR Lyrae (low mass evolved stars) and the δ Scuti stars (1.5–2.5 M_\odot main sequence stars) or the opacity bump is due to the M shell of Fe at $\log T$ approximately 5.2 and excites the β Cepheids stars (7–20 M_\odot main sequence stars), SPB (3–9 M_\odot main sequence stars) and sdB stars (helium core, 0.5–1.4 M_\odot). In a β Cepheid star of 8 M_\odot the total opacity reaches the value of 6.95 $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$ due to the

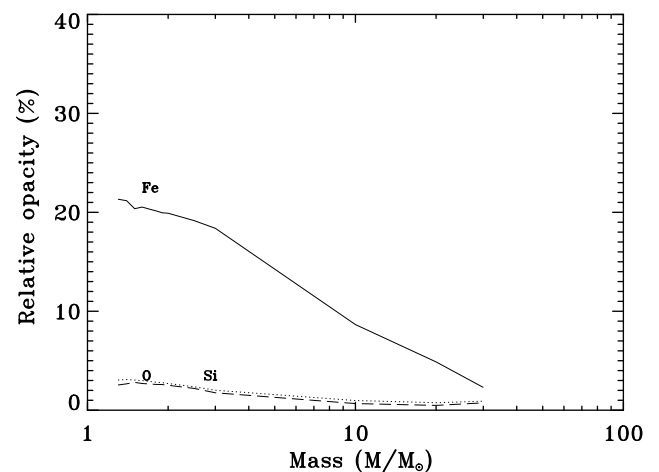


Fig. 4. Relative role of iron, oxygen and silicon (for a solar composition) at the limit of the convective core for different stellar masses.

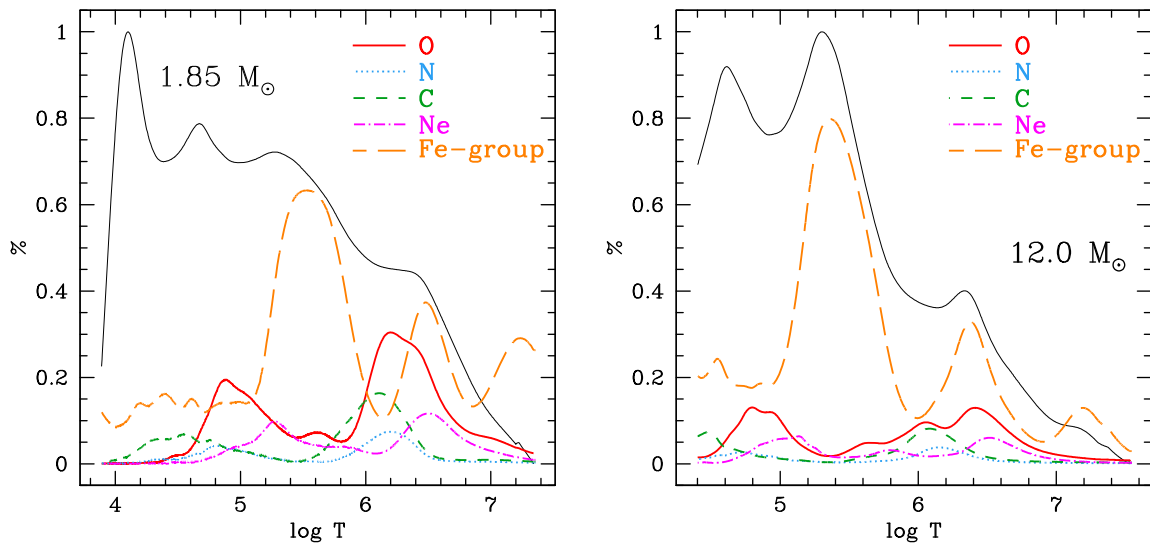


Fig. 5. Relative role to the total opacity of the different elements for 1.85 and 12 M_{\odot} through the whole star. The profile of the total Rosseland opacity of the mixture (in AU) is shown by a thin black solid line. The important role of iron is clearly visible in the external radiative zone and creates the κ mechanism when these layers extend or contract with time [25].

bound–bound process associated to the partial ionization of iron at $T = 195,800$ K ($1 \text{ eV} = 11,600$ K) and for a density of $6.6 \times 10^{-7} \text{ g/cm}^3$. We show in Fig. 5 the contribution of iron and some other elements in the external radiative zone of different stars from 1.8 to 12 M_{\odot} [25].

The Cepheid stars are known to be used to estimate the stellar distances. They have been better understood after a revision by a factor 2 of the opacity for species of $Z > 2$ confirmed by the first measurements of absorption coefficients. The β Cepheids stars are now of first interest due to the beautiful new asteroseismic observations and the correlation between the frequencies of the excited modes and the mass of these stars for a given age.

These stars are now used to estimate the age of several young open clusters [27]. Nevertheless the labeling of the detected frequencies is not an easy task so complementary observations or measurements are needed. The difference between OP and OPAL tables leads to some interesting differences in the stellar surface temperature and it is presently believed in the seismic community that the use of OP opacities seems to help the interpretation of the observed frequencies [28].

4. From theoretical estimates to laboratory experiments

We deduce from the above stellar situation two kinds of conditions which will benefit from the present and coming large laser facilities.

The interest to describe better the physics of the stellar envelope is justified by the study of more and more pulsating stars (COROT, KEPLER) with the objectives to put constraints on the corresponding stellar interiors. This fact leads to study relatively low temperature (about 20 eV) and very low density. Of course these densities are too low to be considered presently and one needs to search equivalent situation at higher density. This kind of investigation could be done on medium size lasers like the LULI2000 in France and also GEKKO XII and VULCAN, an interesting case is shown in Ref. [29] when we compare different neighbors of relatively high Z at 20 eV and 3 mg/cm^3 . For the astrophysical purpose we will enlarge the spectrum domain to XUV between 10 and 100 eV to cover the most important stellar region where the

Rosseland mean value is maximal. For these conditions, OP and OPAL spectra present some different behaviors and we are preparing the best experimental conditions to resolve this discrepancy and improve the stellar interpretation of the seismic data [30].

The second case is connected to opacity coefficients for the internal structure of radiative zones of solar-like stars. The temperature is generally greater than 100 eV and the density greater than fraction of solid density. If we want to investigate different cases, one needs to work on coming larger facilities (LIL + PETAL, OMEGA EP, FIREX II, LMJ, NIF) because the difficulty is mainly to reach the equivalent high density at LTE with a precise diagnostic. In these cases, one needs to use an X-ray spectrometer to measure the frequency band necessary for the astrophysical purpose or to find some equivalence to check the related plasma properties. Let consider this second case in more details.

Table 1

Average degree of ionization for iron and oxygen for different density and temperature and mixture conditions obtained by three calculations: FLYCHK (F), OP (OP) and a mixture model using Thomas Fermi (TF). We consider different cases: pure iron or oxygen, the same element in a mixture of H + Fe (or O) and the same element in a mixture of 4 elements.

T (eV)	$N_e \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	$\langle Z \rangle_F$	$\langle Z \rangle_F$	$\langle Z \rangle_{OP}$	$\langle Z \rangle_{TF}$
		Fe	H + Fe	Fe	H, He, O, Fe
172	10^{23}	15.28	15.33	15.86	16.06
193	10^{23}	16.32	16.38	16.73	16.88
217	10^{23}	17.37	17.42	17.64	17.72
380	1.2×10^{24}	19.	19.03	19.92 (385 eV)	18.86
400	1.2×10^{24}	19.38	19.42	–	19.18
420	1.2×10^{24}	19.74	19.77	20.67 (432 eV)	19.48
T (eV)	$N_e \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	$\langle Z \rangle_F$	$\langle Z \rangle_F$	$\langle Z \rangle_{OP}$	$\langle Z \rangle_{TF}$
		O	H + O	O	H, He, O, Fe
172	10^{23}	7.	7.03	7.03	7.11
193	10^{23}	7.28	7.30	7.29	7.24
212	10^{23}	7.42	7.48	7.5	7.34

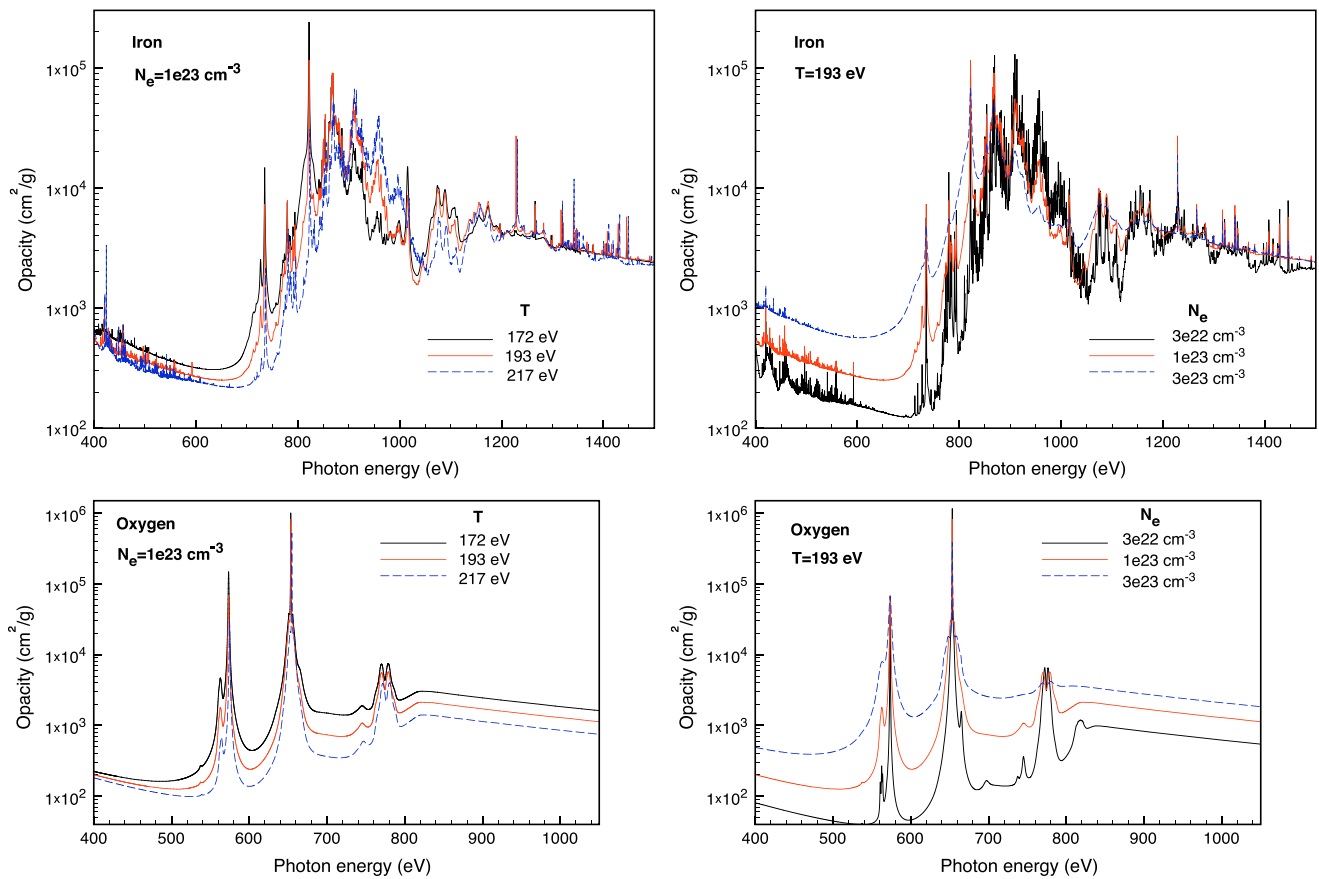


Fig. 6. Comparison of the individual iron and oxygen spectra for different conditions of temperature and density around the BCZ solar conditions in using the OP tables.

4.1. Degree of ionization of the different species in the solar plasma

The composition of the solar plasma is by definition different than the plasma produced in laboratory. So we estimate here the differences. Let us first reduce the solar plasma to a 4 components plasma formed by H, He, O and Fe, with the respective fraction numbers are $\text{He} = 0.08$, $\text{O} = 5 \times 10^{-4}$, $\text{Fe} = 2.8 \times 10^{-5}$, hydrogen accounting for the remainder (following approximatively the solar composition). Clearly in the solar plasma, the free electrons come from hydrogen so it is interesting to calculate the degree of ionization of Fe and O in considering pure iron or oxygen or in considering the simplified solar composition. The calculations have been made for two conditions: at the basis of the convective zone where the temperature is about 193 eV and the density 0.2 g/cm^3 and for the iron at the maximum of the iron opacity peak around 400 eV and a density of 2.5 g/cm^3 .

Table 1 shows the averaged degree of ionization for iron and oxygen obtained with different codes: the FLYCHK code which provides ionization and population distributions of plasmas using a schematic atomic structures and scaled hydrogenic cross-sections [31] that we use for one or two components (H, Fe or H, O), a mixture model using Thomas Fermi averaged ionization [32] which allows us to consider the 4 components and also the OP code where we consider only pure Fe and O. One notices that the choice of the mixture does not significantly change the degree of ionization when T and N_e (electron number) are fixed but that this degree of ionization depends on the hypotheses of the model used (mainly for iron). The density of the corresponding pure iron measurement at 193 eV for the same averaged degree of ionization can be obtained in replacing the density of the plasma by $\rho_H 56 / \xi^*$ where ξ^* is the ionization degree. In the discussed case the density of the

pure iron must be $= 0.6 \text{ g/cm}^3$ instead of the value of 0.2 g/cm^3 of the solar plasma. Of course an opacity experiment of a mixture of elements could be also another interesting experiment to perform.

4.2. Sensitivity of the absorption spectra to the temperature and density conditions

The Z pinch facility of Sandia National Laboratory has been used for the first comparison between experiment and calculations [33]. The experiment has been done at $T_e = 156 \pm 6 \text{ eV}$ and $N_e = 6.9 \pm 1.7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. These thermodynamic conditions seem not so far from the solar conditions discussed in Table 1 even it is always difficult to determine the real conditions of measurements [34].

The experimental difficulties in getting a detailed comparison with the spectra used in astrophysics are numerous. First one needs to determine without ambiguity the proper temperature and density of the experiment, then one needs to obtain the proper level of transmission to look to the absolute value of the detailed spectra. We illustrate in Fig. 6 how the iron and oxygen spectra evolve for the OP calculations with temperature and density in a range probably larger than the uncertainty we may have for these two values. Doing so we illustrate directly the complexity of the iron spectra in comparison with the oxygen spectra. Of course the interesting spectrum range is around 800 eV which corresponds to the maximum of the mean Rosseland value. Although dominant peaks present small variations, peak to valley ratio is clearly different. They are sensitive to temperature variation of 10% and yields to a variation of 6% in Rosseland opacity in the case of iron, the spectra show clearly the difference in ionization numbers. The

effect on the Rosseland mean value for a change of density by a factor 3 is between 8 and 13%.

So several measurements of absorption spectra obtained on different facilities will be useful. They require a good determination of the plasma temperature and density which can be delivered by petawatt lasers and a well calibrated transmission. These experiments will help to disentangle the origins of the observed differences between the calculations from OP and OPAL for some astrophysical conditions. They will also give strong confidence in these very complex atomic calculations and will contribute to build a more sophisticated view of stars which must include microscopic and macroscopic phenomena to reproduce all the seismic observables: sound speed, superficial helium content, internal rotation, circulations, magnetic field.

References

- [1] S. Turck-Chièze, W. Däppen, E. Fossat, J. Provost, E. Schatzman, D. Vignaud, *Phys. Rep.* 230 (1993) 57.
- [2] S.V. Vorontsov, J. Christensen-Dalsgaard, J. Schou, et al., *Science* 296 (2002) 101.
- [3] S. Mathur, et al., *A&A* 484 (2008) 517.
- [4] R. Townsend, et al., *MNRAS* 382 (2007) 139.
- [5] A. Ud-Doula, et al., *MNRAS* 385 (2008) 97.
- [6] J. Christensen-Dalsgaard, G. Berthomieu, *Solar interior and atmosphere*, in: A.N. Cox, W.C. Livingston, M. Matthews (Eds.), *Space Science Series* (1991), p. 401.
- [7] S. Turck-Chièze, et al., *ApJ* 555 (2001) L69.
- [8] S. Turck-Chièze, P. Nghiem, S. Couvidat, S. Turcotte, *Sol. Phys.* 200 (2001) 323.
- [9] S. Turck-Chièze, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 91 (2001) 73.
- [10] S. Turck-Chièze, et al., *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004) 211102.
- [11] F. Delahaye, M. Pinsonneault, *ApJ* 649 (2006) 529.
- [12] S. Turck-Chièze, P.A.P., Nghiem, S. Mathis, *JPh: CS* 118 (2008) 12030.
- [13] D. Courtaud, et al., *Sol. Phys.* 128 (1990) 49.
- [14] M. Asplund, et al., *A&A* 417 (2004) 751.
- [15] C.A. Iglesias, F.J. Rogers, *ApJ* 443 (1995) 469.
- [16] A.N. Cox, J.E. Tabor, *ApJ. Suppl. Ser.* 31 (1976) 271.
- [17] F.J. Rogers, C.A. Iglesias, *ApJS* 79 (1992) 507.
- [18] S. Turck-Chièze, S. Couvidat, L. Piau, *Element stratification in stars: 40 year of Atomic Diffusion*, in: G. Alecian, O. Richard, S. Vauclair (Eds.), *EAS Publ. Ser.* 17 (2005) 149.
- [19] S. Turck-Chièze, S. Talon, *Adv. Space Res.* 41 (2008) 855.
- [20] M.J. Seaton, N.R. Badnell, *MNRAS* 354 (2004) 457.
- [21] N.R. Badnell, et al., *MNRAS* 360 (2005) 458.
- [22] F. Delahaye, M. Pinsonneault, *ApJ* 625 (2005) 533.
- [23] C.R. Proffitt, G. Michaud, *ApJ* 371 (1991) 584.
- [24] S. Turcotte, et al., *ApJ* 504 (1998) 559.
- [25] J. Montalban, A. Miglio, *CoAst*, in: *Proceeding of the Wroclaw, Helas Workshop*, vol. 157, 2009, p. 160.
- [26] E. Michel, et al., *CoAst* 157 (2008) 69.
- [27] L.A. Balona, W.A. Dziembowski, A.A. Pamyatnykh, *MNRAS* 289 (1997) 25.
- [28] A.A. Pamyatnykh, *Acta Astron.* 49 (1999) 119.
- [29] G. Loisel, et al., *HEDP*, 173.
- [30] G. Loisel, S. Turck-Chize, F. Delahaye, Piau, *ApJ*, in preparation.
- [31] H.K. Chung, et al., *HEDP* 1 (2005) 3.
- [32] D. Gilles, et al., *HEDP* 3 (2007) 95.
- [33] J. Bailey, et al., *Phys. Rev. Lett.* 99 (2007) 5002.
- [34] G. Cheng, Z. Jiaolong, *Phys. Rev. E* 78 (2008) 046407.

Deuxième partie

Étude expérimentale de l'opacité

Comme on ne peut dans la fabrication des instruments de mesure, atteindre la précision que l'on a à l'esprit, que ce soit en matière d'égalisation des surfaces ou de disposition des divisions et des trous aux endroits convenables, il est inévitable que des erreurs surviennent dans ces choses, de même que dans l'ajustage. Presque toute construction est sujette à des imprécisions, qu'elles soient apparentes ou cachées. Si l'instrument est en bois, il gauchit, surtout s'il se trouve à un endroit exposé au soleil et à l'humidité. Selon les connaissances théoriques l'expérience et le soin apportés dans le métier, les erreurs sont plus ou moins graves. À cela s'ajoute, chez l'observateur la pratique de l'ajustage, de la mesure, etc. Croire que n'importe qui est en mesure d'effectuer des mesures, sur simple commande, sans entraînement préalable, et que tous les instruments de mesure donnent des résultats corrects, c'est être dans l'erreur. Celui qui veut obtenir de tels résultats doit d'abord consacrer beaucoup de temps à connaître ces instruments et à s'exercer à mesurer, jusqu'à ce que les mesures qu'il effectuera soient enfin basées sur la connaissance de la précision de son instrument et sur son expérience de la mesure.

Chapitre 5

Laser et instrumentation

Sommaire

5.1	L’installation LULI 2000	68
5.1.1	Les chaînes d’amplification	68
5.1.2	Faisceau nanoseconde : conversion de fréquence et focalisation	68
5.1.3	Faisceau picoseconde : compression et focalisation	71
5.2	Les cibles	71
5.2.1	Les cavités en or	72
5.2.2	Les échantillons	72
5.3	Le spectromètre X à deux voies	75
5.3.1	Présentation du spectromètre	75
5.3.2	Alignements des cibles	76
5.3.3	Fonction de dispersion	79
5.3.4	Étalonnage spectral	84
5.3.5	Le film photostimulable	84
5.4	Le spectromètre XUV à réseau en réflexion	87
5.4.1	Présentation du spectromètre	87
5.4.2	Fonction de dispersion	89
5.4.3	Étalonnage spectral	90
5.4.4	Résolution spectrale	91
5.4.5	La caméra à balayage de fente	92
5.5	Le spectromètre micro-DMX large bande	94
5.5.1	Présentation du spectromètre	94
5.5.2	Estimation de la température radiative	94
5.6	La chambre à sténopé	95

Je présente dans ce chapitre le cadre des campagnes expérimentales des travaux décrits dans ce manuscrit, à savoir l’installation LULI 2000 du Laboratoire pour l’Utilisation des Lasers Intenses. Je décris ensuite les instruments ainsi que leurs caractéristiques utilisés dans les expériences.

5.1 L'installation LULI 2000

Depuis 2003, l'installation LULI 2000 est une des installations laser les plus énergétiques d'Europe. Elle est constituée pour ce qui nous intéresse d'un hall laser hébergeant deux chaînes laser impulsionnelles de haute énergie et de deux salles expérimentales.

5.1.1 Les chaînes d'amplification

Les deux chaînes laser utilisent du verre YLF (Yttrium Lithium Fluoride) dopé au néodyme Nd^{3+} comme milieu amplificateur. Ces ions néodyme présentent une raie infrarouge lasante à $1.053 \mu\text{m}$. À la sortie de l'oscillateur l'impulsion est mise en forme temporellement. Elle subit une première pré-amplification avant d'être séparée en deux avec $\sim 2.5 \cdot 10^6 \text{ W}$ (4 mJ d'énergie pour une durée d'impulsion standard de 1.5 ns) dans chaque faisceau.

La figure 5.1 donne le schéma d'une chaîne complète indiquant ses principaux éléments constitutants. Dans une première étape, le faisceau de diamètre centimétrique passe par des amplificateurs à barreaux (trois BA50, $\phi 50 \text{ mm}$ sur la figure) puis pour les plus grandes sections droites des amplificateurs à disques sont utilisés, ici au nombre de 5 avec des diamètres de 94, 150 et 208 mm (DA94, DA150 et DA208). Le pompage de ces verres est obtenu à l'aide d'un système de lampes flash au xénon qui émet un spectre continu des UV aux infrarouges sur une longue durée ($\sim 100 \mu\text{s}$)

Un « banc d'énergie » composé de batteries de condensateurs alimente ces lampes. Elles sont contrôlées préalablement à chaque tir lors d'une séquence PILC (Pulse Ionization Lamp Check). Une série de filtres spatiaux (SF50, SF94, SF150, SF208 et SFkJ) permet d'adapter le diamètre du faisceau entre chaque niveau de la chaîne d'amplification ainsi que d'éliminer les directions parasites du faisceau. Des rotateurs de Faraday (FR94, FR150 et FR208) sont disposés entre les disques amplificateurs dans le but d'éviter l'endommagement des optiques des niveaux précédents dans la rétro-propagation du faisceau.

En sortie de cette chaîne on obtient une impulsion de quelques nanosecondes d'élongation maximale et d'énergie totale 1 kJ avec une section droite de diamètre 208 mm.

Nous avons utilisé ces deux chaînes lors de nos expériences mais l'une d'elles subissait un processus de compression temporelle en fin de chaîne.

5.1.2 Faisceau nanoseconde : conversion de fréquence et focalisation

Conversion de fréquence

Le faisceau nanoseconde est utilisé sur cible à longueur d'onde moitié ($\lambda = 0.53 \mu\text{m}$) grâce à une conversion en fréquence. Le faisceau infrarouge est converti de sa fréquence fondamentale en passant, dans la salle d'expérience juste avant la focalisation, à travers un cristal de KDP (Potassium Dihydrogen Phosphate), élément d'optique non-linéaire. En effet de nombreuses expériences et des théories passées, [Amiranoff *et al.* \(1979\)](#), [Garban-Labaune *et al.* \(1982\)](#), montrent qu'à plus courte longueur d'onde:

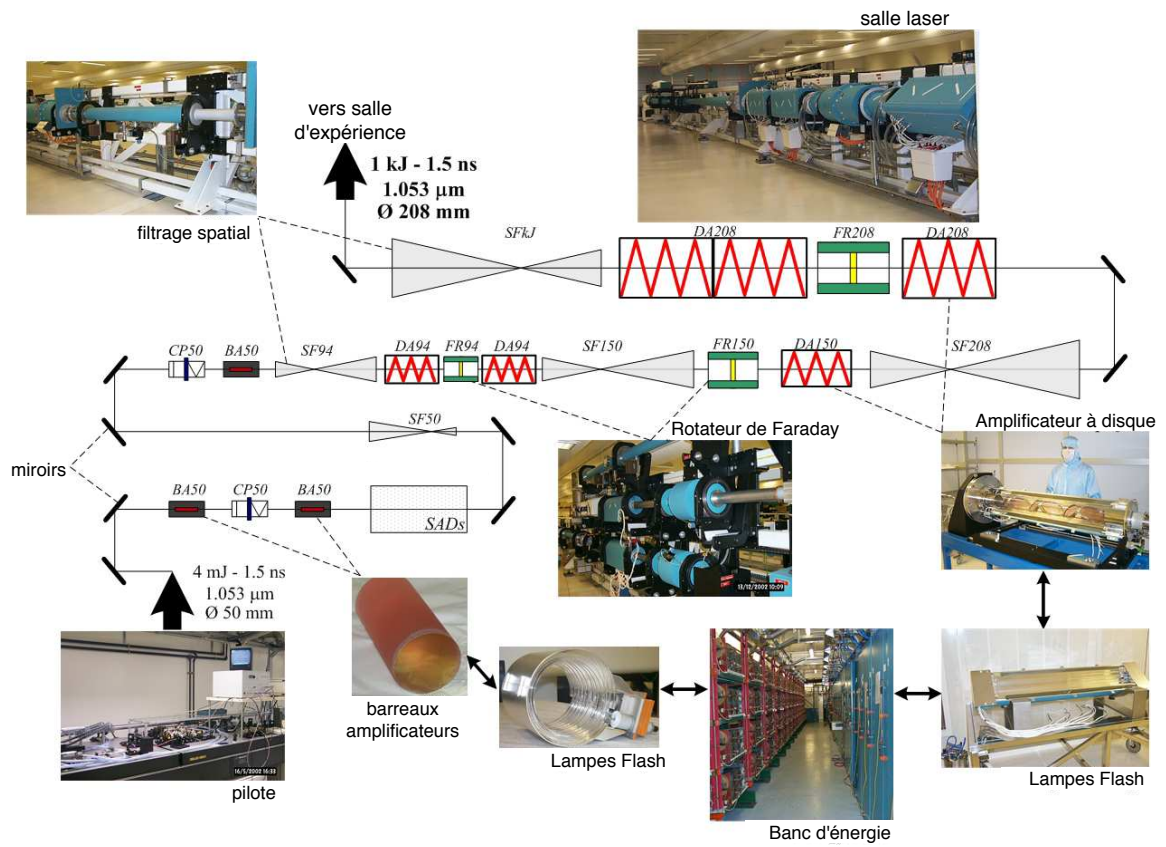


Fig. 5.1 – Schéma d'une chaîne laser de l'installation LULI 2000.

- les photons pénètrent plus loin dans le plasma détendu devant les cibles, la densité critique augmentant quand la longueur d'onde diminue.
- l'absorption par Bremsstrahlung inverse est plus importante, ce qui accroît l'efficacité d'absorption de l'énergie laser.
- la production d'électrons rapides est réduite privilégiant un transport de la chaleur par les électrons thermiques et évitant surtout le préchauffage des échantillons.

Focalisation

Le faisceau nanoseconde d'une vingtaine de centimètres de diamètre est focalisé dans la chambre d'expérience à l'aide d'une lentille plan-convexe de distance focale $f = 800$ mm avec la face plane vers la cible.

Le dépôt d'énergie laser dans la cible dépend fortement de l'homogénéité du profil du faisceau incident qui lui-même dépend de la forme du front d'onde. L'homogénéité du front d'onde sur la dimension de la tâche focale est souhaitable pour éviter localement des points « chauds » et « froids » qui se formeraient par interférence du faisceau cohérent avec lui-même. Une solution de lissage consiste à insérer une lame de phase aléatoire avant ou après la lentille de focalisation pour obtenir une tâche focale significativement plus lisse en dégradant la cohérence du faisceau.

Une lame de type RPP (*Random Phase Plate*) a été utilisée dans les premières campagnes expérimentales. La lame RPP est recouverte de petits carrés de plastique placés aléatoirement et d'épaisseur variable induisant un déphasage de 0 ou de π rad, [Kato et al. \(1984\)](#); [Burckhardt \(1970\)](#). Après focalisation, les tâches de diffraction dues à chacun des éléments se retrouvent dans le plan focal. L'intensité résultante est celle de la superposition des pics de diffraction limitée spatialement par la fonction de distribution d'un seul élément diffractant. Pour un élément simple carré de côté d , l'intensité est de la forme, [Born et Wolf \(1993\)](#) :

$$I(x, y) \sim I_0(x, y) \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\pi \cdot d \cdot x}{\lambda \cdot f}\right) \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\pi \cdot d \cdot y}{\lambda \cdot f}\right) \quad (5.1)$$

avec $I_0(x, y)$ l'intensité diffractée par un élément, λ la longueur d'onde de l'onde incidente, f la distance focale de la lentille et (x, y) les coordonnées dans le plan de focalisation. Ainsi l'élongation D de la tâche focale (au pied) vaut :

$$D = \frac{2\lambda f}{d} \quad (5.2)$$

Dans nos expériences les lames de phase ont été choisies pour produire des tâches focales de 380 ou de 420 μm suivant différentes valeurs du paramètre d . Dans l'expérience de 2010, un autre type de lame de phase a été utilisé : une lame de phase dite hybride (HPP pour Hybrid Phase Plate), [Lin et al. \(1995\)](#), produisant dans le plan focal un profil d'intensité super-gaussien. Elle a été choisie dans notre expérience pour donner une tâche focale de dimension caractéristique 400 μm .

5.1.3 Faisceau picoseconde : compression et focalisation

Les expériences de spectroscopie d'absorption peuvent tirer parti d'une source de radiographie de courte durée, c'est-à-dire de durée significativement plus faible que le temps caractéristique d'évolution hydrodynamique pour minimiser les variations temporelles du plasma sondé. Une des deux chaînes décrites précédemment a été utilisée dans sa configuration « Pico 2000 » qui permet de remplir ce critère en délivrant des impulsions courtes allant de la picoseconde à quelques dizaines de picosecondes.

La chaîne amplificatrice est identique à celle de la chaîne nanoseconde. Cependant une impulsion picoseconde ne peut être directement amplifiée dans cette chaîne sans l'endommager. On recourt à la méthode dite d'*amplification à dérive de fréquence* (ou CPA pour Chirped Pulse Amplification), Treacy (1969); Desbois *et al.* (1973); Strickland *et Mourou* (1985), Rouyer *et al.* (1993), pour étirer dans le temps les différentes longueurs d'ondes du faisceau, amplifier l'impulsion dans la chaîne « normale » et finalement la recompresser grâce à deux réseaux couplés, cf. figure 5.2. Des intensités jusqu'à quelques 10^{20} W.cm⁻² peuvent être atteintes grâce à cette technique.

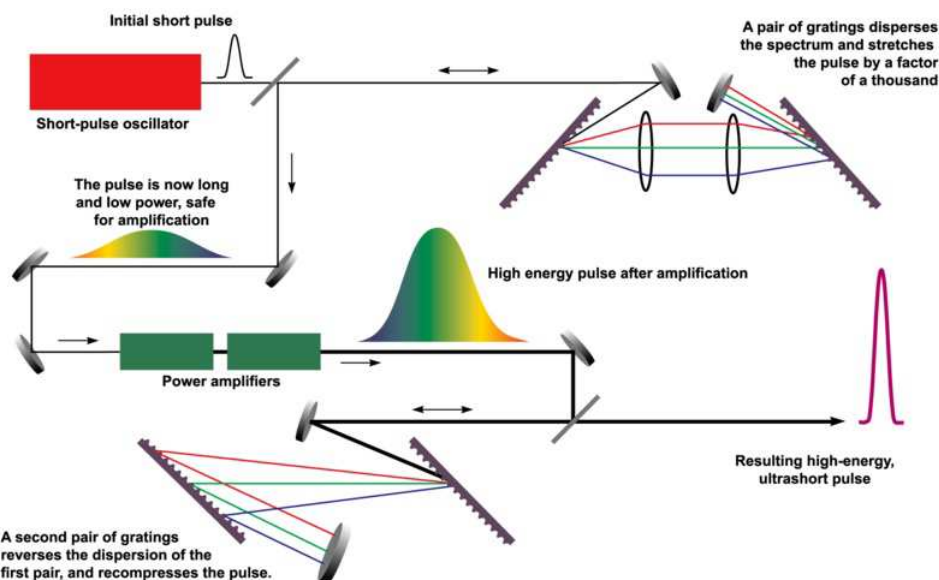


Fig. 5.2 – Schéma de principe de l'*amplification à dérive de fréquence* (CPA Wikipédia)

En fin de chaîne, l'énergie finale est limitée à environ 100 J pour environ 300 fs pour préserver les réseaux du compresseur et les composants optiques en aval de ceux-ci.

Contrairement à la chaîne nano, le faisceau n'est pas focalisé par une lentille mais à l'aide d'un miroir parabolique hors-axe de distance focale $f = 800$ mm, les optiques en transmission n'étant pas adaptées pour les faisceaux courts.

5.2 Les cibles

Les cibles sont réalisées en plusieurs étapes, les éléments étant assemblés seulement en phase finale c'est à dire à toute proximité du lieu de l'expérience car la cible complète

est très fragile. Par ailleurs, cet assemblage a lieu peu de temps avant le tir, de façon à ce que la conduite globale de l'expérience puisse profiter des résultats venant d'être acquis dans les tirs précédents. On peut ainsi, choisir à courte échéance le diamètre de la cavité, la nature et l'épaisseur de l'échantillon utilisé.

Les cibles dont les schémas et les photographies sont présentées sur la figure 5.3 sont constituées de l'assemblage d'une cavité en or et d'une feuille mince pour l'échantillon absorbant recouvrant à moitié ou complètement un trou de cavité.

Pour les expériences décrites ici, la fabrication des cibles est réalisée dans le cadre d'une collaboration avec le Max Planck Institut für Quantenoptik, à Garching-bei-München.

5.2.1 Les cavités en or

Pour la réalisation des cavités, on utilise la technique du mandrin soluble. La méthode consiste à déposer par électrolyse sur un mandrin de cuivre une couche d'or dont l'épaisseur est de l'ordre de $15 \mu\text{m}$. Le mandrin est façonné à la forme exacte de l'intérieur la future cavité et est poli avec le plus grand soin afin d'avoir le meilleur état de surface possible. À la suite du moulage, la qualité de l'état de surface est reproduite sur l'intérieur de la couche d'or. Le tout étant alors robuste, on procède à l'usinage, c'est à dire que les trois trous sont percés par une méthode classique avant enfin de procéder à la dissolution du mandrin en solution acide.

La qualité de surface de l'intérieur de la cavité est un élément important afin d'optimiser et surtout d'assurer une bonne reproductibilité à l'interaction laser.

5.2.2 Les échantillons

Les échantillons absorbants, assemblés aux cavités, sont des multicouches minces dont la couche centrale est réalisée dans le matériau d'étude (feuille métallique typiquement) comprise entre deux couches de carbone. L'ensemble est réalisé par évaporation sous vide, chacune des trois couches à la suite. Les dépôts, un par type et par masse surfacique, sont effectués sur des plaquettes de verre et font chacun plusieurs centimètres carrés ce qui après découpe sera tout à fait suffisant pour la totalité d'une campagne. Le décollage est extrêmement délicat, et chaque petite feuille ainsi obtenue est finalement appliquée sur le trou « diagnostic » des cavités. Suite à la campagne de 2008, il a été jugé opportun d'apposer ces feuilles très minces sur des rondelles en laissant ainsi les feuilles dans un plan afin d'éviter tout plissement. C'est la rondelle qui est ensuite collée contre le trou de la cavité. Une deuxième rondelle est également utilisée pour pouvoir moduler l'épaisseur totale des échantillons.

Dans les expériences présentées ici, l'épaisseur e de la feuille de métal de l'échantillon varie de quelques dizaines à quelques centaines de manomètres. Elle est choisie de sorte que la profondeur optique $\tau \sim \kappa\sigma$ du plasma métallique soit proche de 1 au maximum de l'opacité κ , où σ est la masse surfacique de l'échantillon, correspondant à la masse projetée dans l'axe de la ligne de visée. Ainsi :

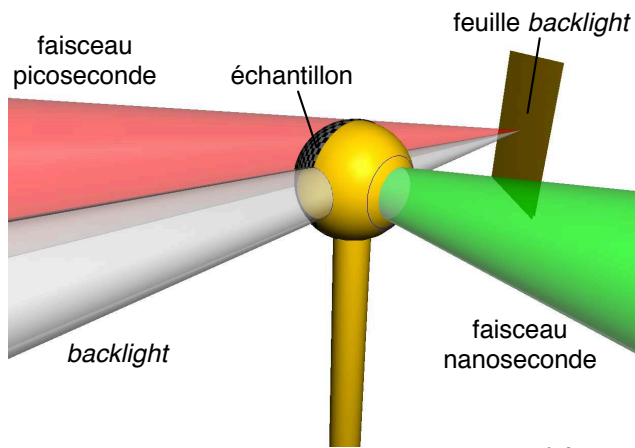
$$\sigma \sim \frac{1}{\kappa^{\max}} \quad ; \quad e \sim \frac{1}{\rho_0 \kappa^{\max}} \quad (5.3)$$

où ρ_0 est la densité de matière du solide. Ici et dans ce qui suit, on fait l'hypothèse que la masse projetée le long de la ligne de visée est conservée au cours de l'évolution du plasma. En pratique plusieurs valeurs de masse surfacique sont retenues entre cette valeur et plusieurs fois cette valeur pour tester différentes épaisseurs d'un même corps et pour retenir des masses surfaciques probantes permettant la mesure de l'absorption.

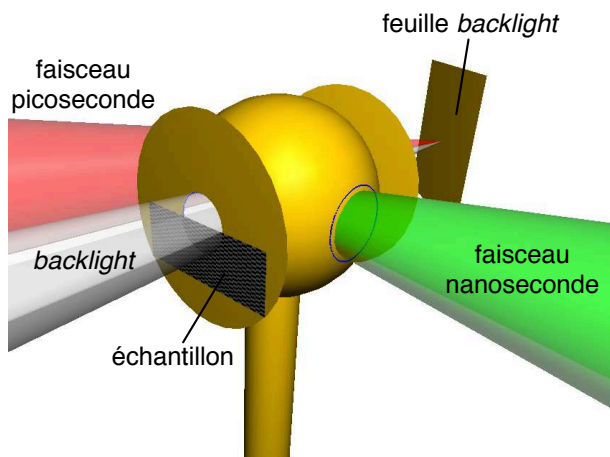
Le tableau 5.1 donne la liste des corps utilisés dans les trois campagnes expérimentales ainsi que leur masse surfacique.

2008	Fe	Ni	Cu	Ge	2009	BaF ₂	Sm	Gd	2010	Cr	Fe	Ni	Cu	Ge
	20	20	20	80		39.3	40.2	88.9		15	25	15	20	40
				40		77.6	84.4					25	40	
						78.3								

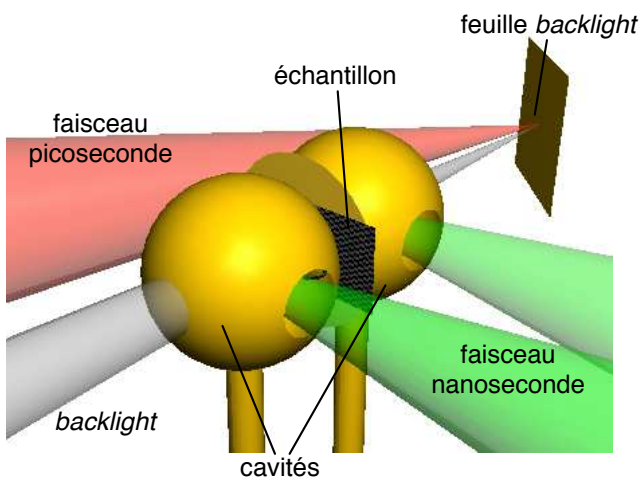
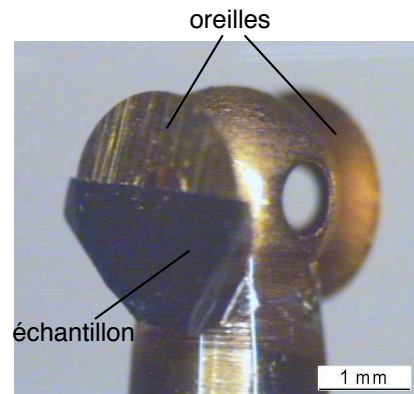
Tab. 5.1 – Masses surfaciques σ_i en $\mu g/cm^2$ des éléments des différentes campagnes expérimentales de 2008, 2009 et 2010.



(a) 2008



(b) 2009



(c) 2010

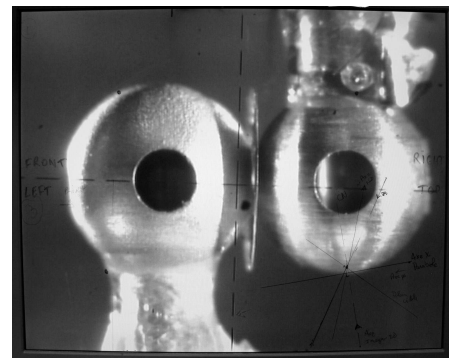


Fig. 5.3 – Schémas d'utilisation des cibles nominales (colonne de gauche) et photographies (colonne de droite). (a) campagne de 2008 (chapitre 6), diamètre de la cavité $\phi = 1.2$ mm, (b) campagne de 2009 (chapitre 7) diamètre de la cavité $\phi = 2$ mm, (c) campagne 2010 (chapitre 8) diamètre des cavités $\phi = 2$ mm.

5.3 Le spectromètre X à deux voies

5.3.1 Présentation du spectromètre

Pour les campagnes expérimentales de 2008 et de 2009, un spectromètre X à cristal et avec deux lignes de visée indépendantes a été développé et utilisé. Dans cette présentation du spectromètre, les données géométriques utilisées sont celles de la campagne de 2008. Des variations autour des conditions nominales sont testées afin d'étudier les marges critiques pour l'alignement des cibles. Dans le chapitre 7 à propos de l'expérience de 2009, on précisera quelques modifications du dispositif expérimental intervenues lors de la campagne de 2009.

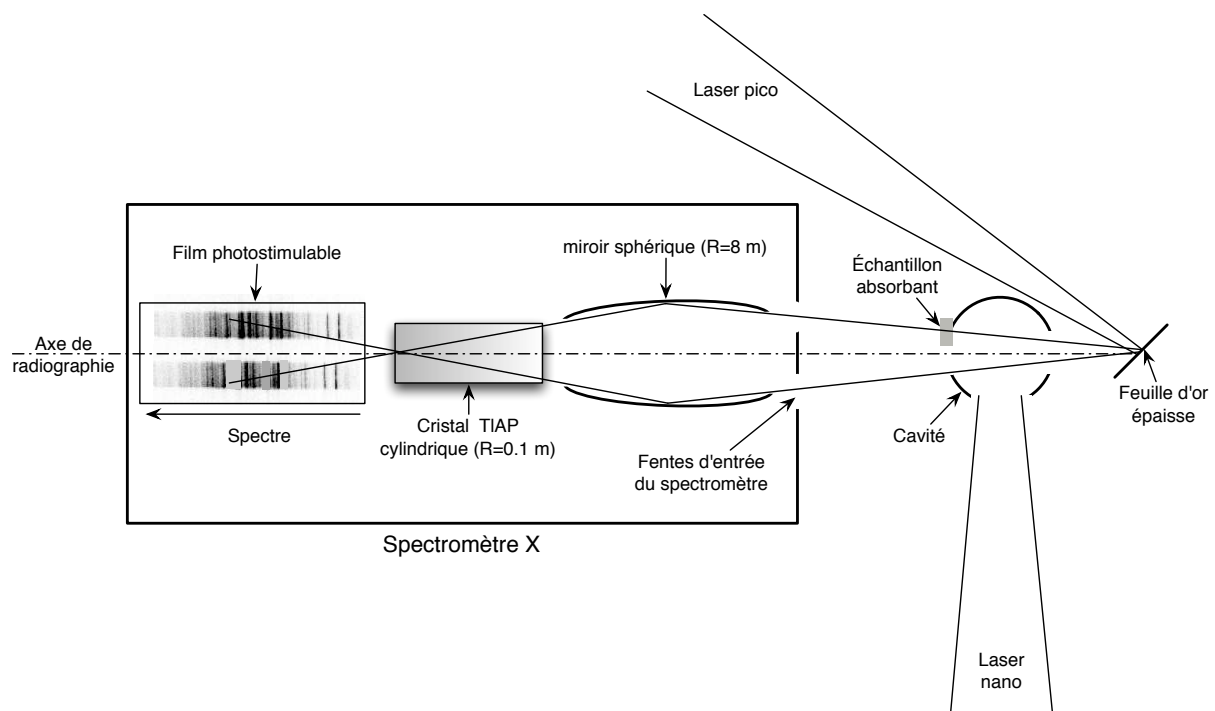


Fig. 5.4 – Schéma illustrant le principe de fonctionnement du spectromètre X et la séparation des voies de mesure, vue de dessus. Échelles non respectées.

Le schéma 5.4 reprend le schéma expérimental de la campagne de 2008. Le spectromètre et ses différents composants sont représentés dans la partie gauche du schéma. Il s'agit du diagnostic principal pour les mesures de spectroscopie d'absorption. En effet il permet de mesurer le spectre de radiographie des plasmas sondés. La source de radiographie est créée à partir de l'interaction du faisceau laser picoseconde (« faisceau ps » sur le schéma) avec une feuille d'or plane épaisse.

L'intérêt d'avoir deux voies de mesure est de pouvoir mesurer lors d'un même tir le spectre de la source de radiographie passant par le plasma (échantillon absorbant sur le schéma), que nous appellerons *spectre absorbé* ou *transmis*, et le spectre n'y passant pas, dénommé *spectre de référence*. On mesure ainsi la transmission spectrale du plasma en faisant le rapport des deux spectres mesurés.

La séparation des deux voies de mesure est obtenue à l'aide de deux fentes séparées à l'entrée du spectromètre. Les éléments internes sont disposés de manière symétrique par rapport à l'axe de radiographie. Chacun des flux est ensuite collecté par un miroir sphérique de longueur 120 mm et de rayon de courbure $R = 8080$ mm concentrant tangentiellement le rayonnement au niveau du détecteur. Les miroirs sont utilisés en incidence rasante, angle de rasance $\theta_M = 1.5^\circ$. Un degré de liberté de rotation des miroirs permet d'ajuster cet angle. La distance focale f_t tangentielle vaut alors :

$$f_t = \frac{R \sin \theta_M}{2} = 106 \text{ mm} \quad (5.4)$$

Les chemins optiques entre la source et le miroir et entre le miroir et le plan détecteur ont des longueurs respectives de 200 et 225 ± 5 mm. Le grandissement vaut donc environ 1.1. Les miroirs sont couverts d'une couche de platine d'épaisseur 500 Å rejetant les rayons X d'énergie supérieure à 2 keV.

Entre les miroirs et le détecteur un cristal de TIAP ($2d = 25.76$ Å) cylindrique de rayon de courbure 100 mm et de longueur 60 mm disperse le rayonnement incident dans la gamme 8 – 18 Å. Le cristal fait un angle de 30° par rapport à l'axe du spectromètre de sorte à minimiser les différences de longueur entre les différents chemins optiques et obtenir la focalisation du spectre sur le détecteur. Les ordres supérieurs du cristal sont efficacement éliminés par la coupure des miroirs concentrants.

5.3.2 Alignements des cibles

Les principales contraintes dans la position relative des cibles par rapport au spectromètre X sont de deux types. Il faut s'assurer que :

- la séparation des voies de mesure est bien faite c'est-à-dire sans mélange des voies.
- la gamme spectrale désirée est bien atteinte.

En fonction de ces deux contraintes et de la géométrie du spectromètre, on peut étudier les variations possibles autour des valeurs nominales sur les positions de la source, de la cavité et du cristal par rapport à l'axe de radiographie afin de favoriser certaines gammes spectrales pour l'étude de certains corps, tout en conservant une bonne séparation des voies. Cela donne également une idée sur les précisions nécessaires dans l'alignement.

Séparation des voies

Il y a une bonne séparation des voies si chaque fente d'entrée du spectromètre ne laisse passer qu'un seul type de rayonnement, l'une celui qui passe par l'échantillon radiographié et l'autre celui qui n'y passe pas.

La figure 5.5 reprend une vue de dessus de l'ensemble cavité-fentes d'entrée. L'échantillon occupe une moitié du trou de sortie de la cavité (trait rouge vertical sur la figure). Entre les traits rouges se trouve la partie du rayonnement de radiographie qui passe par l'échantillon et entre les traits verts celle qui passe par l'autre moitié du trou. Si la source de radiographie est trop étalée ou trop proche de la cavité le long de l'axe de radiographie le mélange des voies peut avoir lieu. Il en est évidemment de même si la cavité est désalignée hors de l'axe.

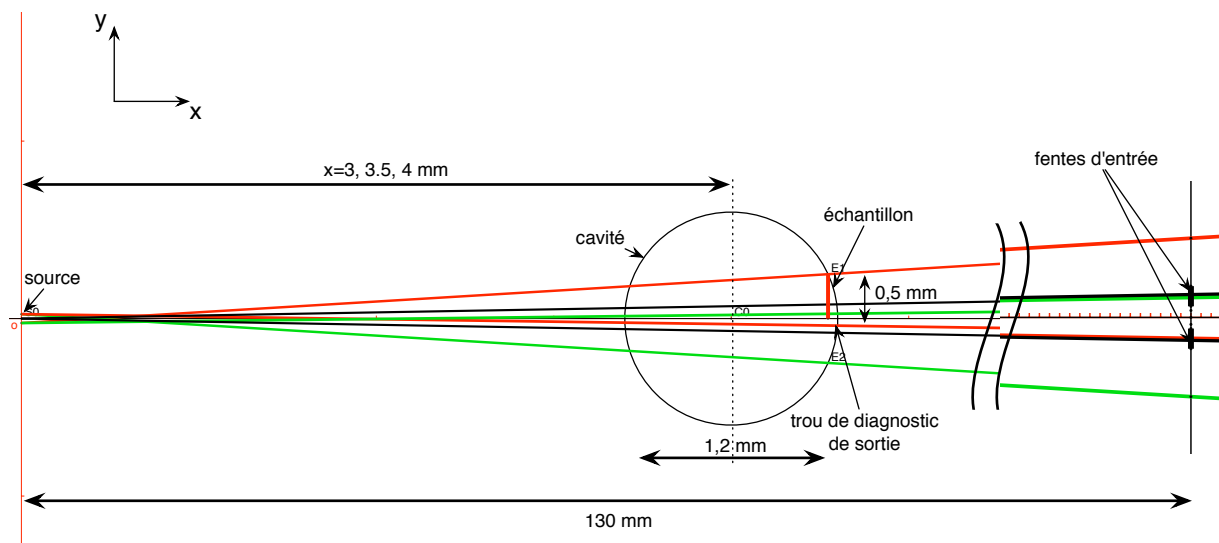


Fig. 5.5 – Schéma pour l'étude de la séparation des voies, vue de dessus. Les traits rouges délimitent le rayonnement passant par l'échantillon. Les traits verts pour l'autre moitié du trou.

Il est intéressant de regarder jusqu'où la source peut être rapprochée de la cavité en supposant que la distance cavité-spectromètre est fixée. Le cas le plus défavorable pour le mélange des voies est celui où cavité et source sont décalées de $15 \mu\text{m}$ (précision d'alignement accessible) transversalement à l'axe de radiographie dans des sens opposés, et où la largeur de source est importante $\sim 200 \mu\text{m}$ (borne supérieure).

Dans ce cas, la limite du mélange des voies est obtenue pour une distance de 3 mm entre la source et le centre de la cavité le long l'axe de radiographie.

Gamme spectrale

Pour l'étude de la gamme spectrale obtenue avec ce spectromètre, une vue de côté est réalisée et présentée sur la figure 5.6. Sur ce schéma, les traits rouges fins correspondent au faisceau de radiographie limité par le trou de sortie de la cavité. Les traits en gras bleu et rouge représentent les rayons du faisceau de radiographie qui seront diffractés à l'ordre 1 par le cristal aux longueurs d'onde respectives de 9 et 18 \AA .

Bien qu'il soit intéressant d'éloigner la source de la cavité pour favoriser la séparation des voies, la contrepartie est que le cristal se trouve éclairé sur une région plus petite, réduisant par conséquent la gamme spectrale accessible pour un rayon de courbure donné.

La taille du trou de sortie de la cavité est déterminante. Si l'on rapproche suffisamment la source de la cavité on peut potentiellement diminuer le diamètre du trou de diagnostic de sortie:

- si la source est à 4 mm de la cavité : on obtient de justesse la bonne gamme spectrale, le diamètre du trou doit rester à sa valeur nominale de $500 \mu\text{m}$.
- si la source est à 3.5 mm : on obtient une marge qui autorise la diminution du trou de sortie jusqu'à un diamètre de $470 \mu\text{m}$.
- si la source est à 3 mm : on obtient beaucoup plus de marge, on peut diminuer le diamètre du trou jusqu'à $430 \mu\text{m}$.

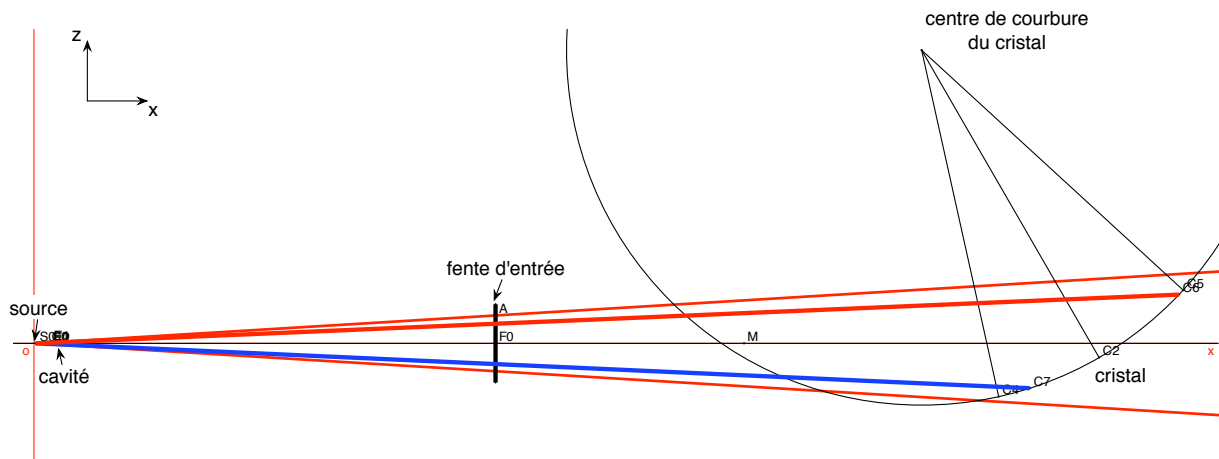


Fig. 5.6 – Schéma pour l'étude de la gamme spectrale accessible, vue de côté. À l'échelle.

De ce point de vue la source ne doit être éloignée de plus de 4 mm du centre de la cavité le long de l'axe de radiographie.

Résumé : point de fonctionnement

Un compromis entre les deux points précédents donne un point de fonctionnement raisonnable pour l'expérience correspondant à la source située à 3.5 mm de la cavité le long de l'axe de radiographie. La taille des trous de diagnostic est fixée à $500 \mu\text{m}$. Dans cette situation, on représente sur la figure 5.7a, les lieux des fentes d'entrée, les limites des miroirs ainsi que la gamme spectrale projetés au niveau du trou de sortie de la cavité, pour le cas d'un alignement idéal (source et centre cavité sur l'axe). Compte tenu des précisions de positionnement, le cas de désalignement dans le plan transverse à l'axe le plus défavorable est montré sur la figure 5.7b. Dans cette situation, les courtes longueurs d'onde ($< 9 \text{ \AA}$) peuvent être coupées par le bord du trou. En pratique, lors de l'alignement des cibles, la cavité est légèrement montée ou descendue en fonction de la gamme spectrale d'intérêt pour se donner une marge.

Le tableau 5.2 résume les positions nominales des différents objets ainsi que les précisions les plus délicates à respecter. La source X est à l'origine, l'axe des abscisses Ox est l'axe de radiographie dirigé de la source vers le spectromètre, l'axe Oz est l'axe vertical ascendant, l'axe Oy est le dernier axe pour former un repère direct avec Ox et Oz.

Les distances entre cible et source et entre cible et spectromètre sont grandes par rapport aux dimensions transverses de la source et de la cavité si bien qu'une précision micrométrique n'est pas nécessaire sur l'axe de radiographie Ox. Des précisions de quelques dizaines de microns sont suffisantes.

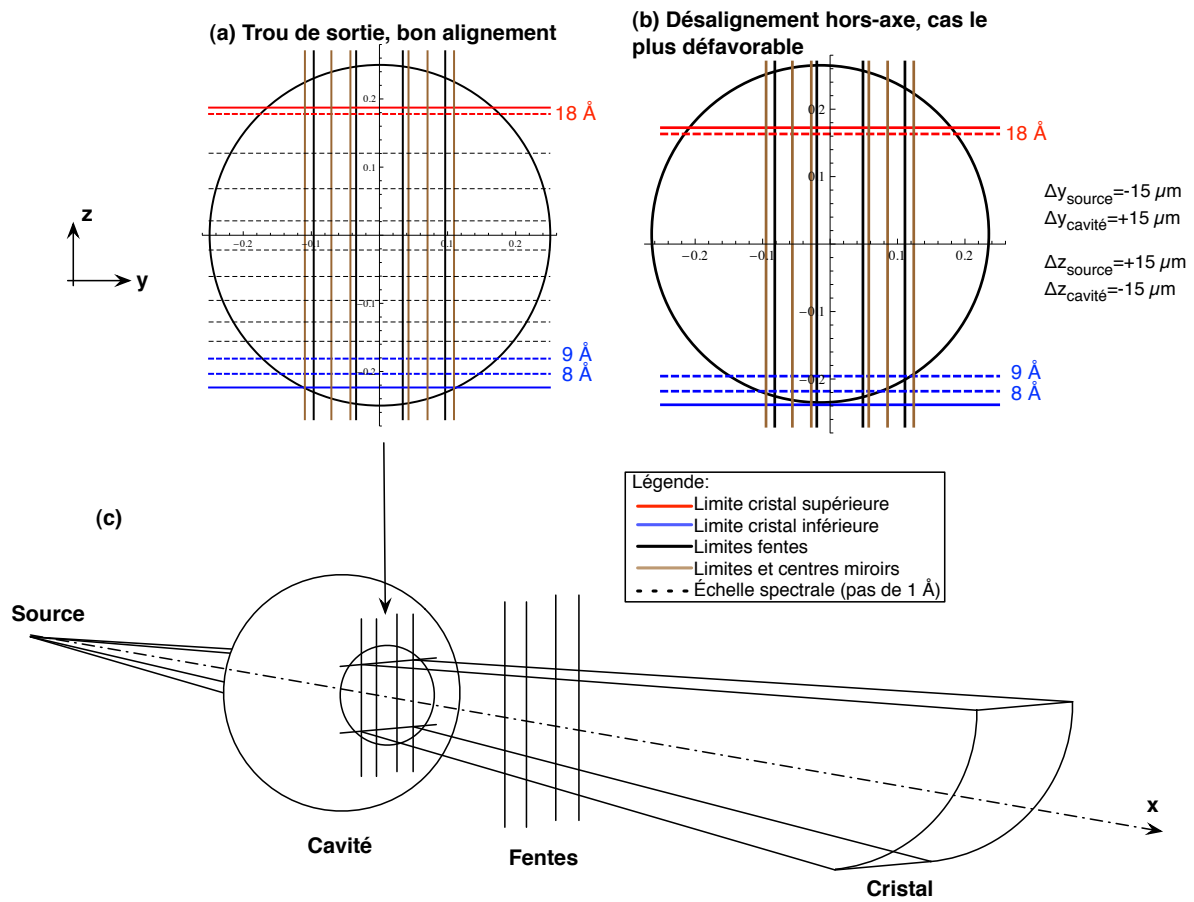


Fig. 5.7 – Projection de la gamme spectrale et des limites des fentes et des miroirs au niveau du trou de sortie de la cavité. (a) pour un alignement idéal, (b) pour des erreurs de position de la source et de la cible dans le plan transverse conduisant au cas d’alignement le plus défavorable. (c) Vue en perspective, miroirs non représentés.

5.3.3 Fonction de dispersion

Cas d’une source ponctuelle

La fonction de dispersion est la fonction qui à une longueur d’onde associe la position correspondante sur le film détecteur.

On établit d’abord la relation entre la position d’un point courant M et l’angle de Bragg θ en ce point. Le schéma de la figure 5.8 indique les notations utilisées. Le point M est repéré par l’angle $\alpha = (\widehat{\Omega S}, \widehat{\Omega M})$ où S est le point source (dont sont issus les traits du schéma venant de la gauche) et Ω le centre de courbure du cristal.

On note a la distance $S\Omega$ et R le rayon de courbure du cristal. Dans le triangle $S\Omega M$ on a :

$$R \cos \theta = a \cos(\theta - \alpha) \tag{5.5}$$

Point	$x(\text{mm})$	$y(\text{mm})$	$z(\text{mm})$	Taille caractéristique
Source X	0	$0 \pm 12.5 \mu\text{m}$	$0 \pm 20 \mu\text{m}$	$\phi=15 \mu\text{m}$
Centre cavité	3.5	$0 \pm 17.5 \mu\text{m}$	$0 \pm 20 \mu\text{m}$	$\phi=1200 \mu\text{m}$
Centre fente 1	129.5	2.1	0	$L \times l = 22 \times 2 \text{ mm}^2$
Centre fente 2	129.5	-2.1	0	$L \times l = 22 \times 2 \text{ mm}^2$
Centre miroir 1	199.5	3.49	0	$R = 8080 \text{ mm}$
Centre miroir 2	199.5	-3.49	0	$R = 8080 \text{ mm}$
Centre cristal	299.5	0	-4	$R = 100 \text{ mm}$

Tab. 5.2 – Spécifications retenues pour les positions des composants de la mesure spectrométrique

Le centre du cristal M_c est repéré par l'angle $\alpha = \alpha_c$:

$$\alpha_c = \beta + \arcsin\left(\frac{x_s - R \sin \beta}{a}\right) \quad (5.6)$$

où $x_s = SM_c$ est la distance de la source au centre du cristal et $\beta = 30^\circ$ l'angle entre la base du cristal et la base horizontale du spectromètre.

La position y_f sur le film du rayon réfléchi en M est obtenue après quelques développements par :

$$y_f = \frac{L \tan \eta - h - 2R \sin(\delta/2) [\cos(\beta + \delta/2) \tan \eta - \sin(\beta + \delta/2)]}{\sin \gamma + \cos \gamma \tan \eta} \quad (5.7)$$

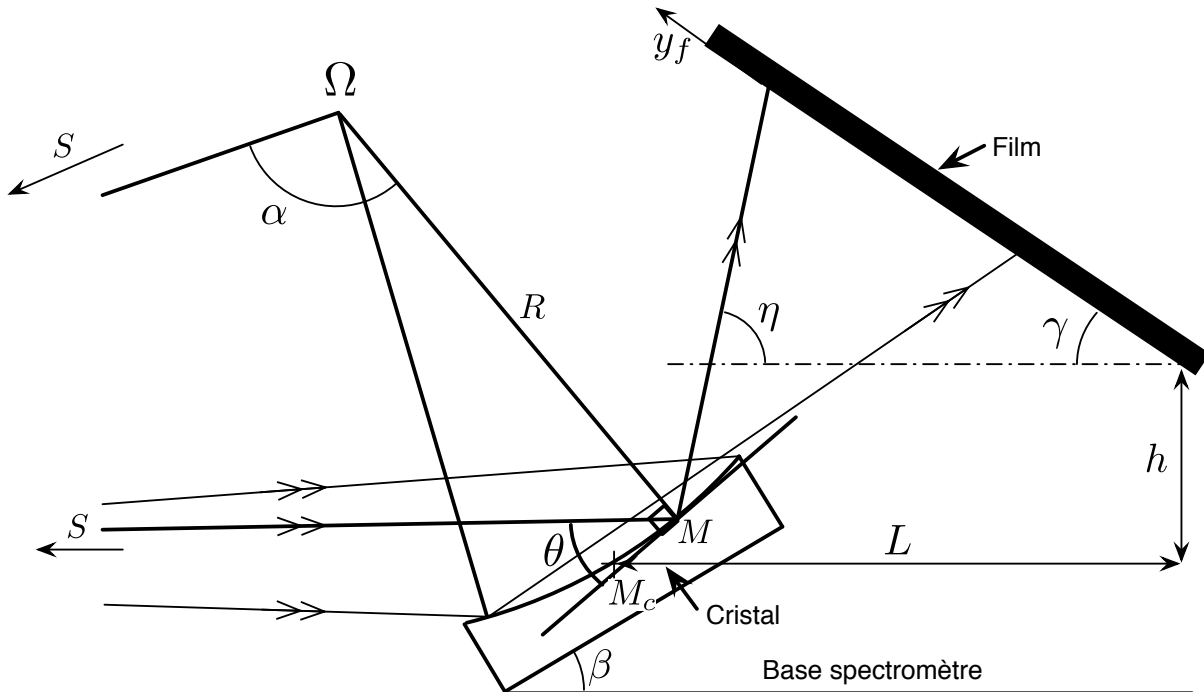


Fig. 5.8 – Schéma de principe pour le calcul de la fonction de dispersion avec les notations utilisées dans le texte.

où L et h sont respectivement les distances horizontale et verticale entre l'origine de y_f et le centre du cristal M_c . L'angle $\gamma = 35^\circ$ est l'inclinaison du film par rapport à l'horizontale. L'angle δ est l'écart angulaire entre le point courant M et le point central M_c , $\delta = \alpha - \alpha_c$. Enfin η est l'angle entre le faisceau réfléchi au point courant et l'horizontale :

$$\eta = \beta + \delta + \theta \quad (5.8)$$

Avec les relations (5.5) et (5.8), y_f peut être exprimé uniquement en fonction de θ et de la distance $x_s = SM_c$. Nous utilisons le cristal à l'ordre 1, la dispersion est alors obtenue à l'aide de la loi de Bragg :

$$\lambda = 2d \sin \theta \quad (5.9)$$

En substituant θ par λ dans (5.7) on déduit la fonction de dispersion $y_f(\lambda, x_s)$.

Le graphe de la figure 5.9 représente $y_f(\lambda, x_s)$ en fonction de λ et pour trois valeurs de x_s repérées par la position x_c du cristal au centre des miroirs $x_c = x_s - 199.5$ mm.

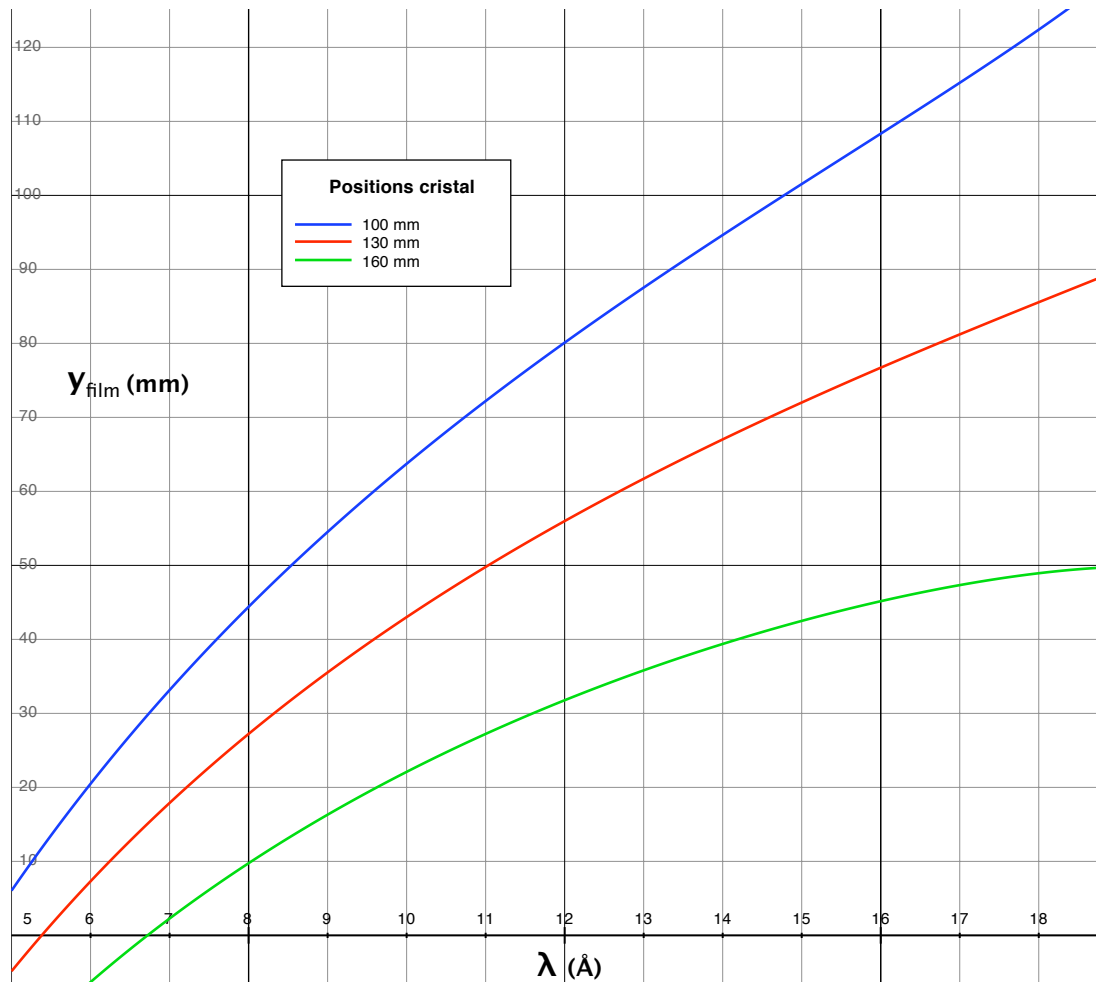


Fig. 5.9 – Position y_f sur film en fonction de la longueur d'onde et de la position du cristal.

La fonction de dispersion est quasi-linéaire en fonction de la longueur d'onde, en particulier pour la position $x_c = 100$ mm du cristal.

La dispersion $D(\lambda)$ exprimée en $\text{mm}/\text{m}\text{\AA}$ est alors calculée par :

$$D(\lambda) = \frac{dy_f}{d\lambda}(\lambda) \quad (5.10)$$

et est représentée sur la figure 5.18 pour les différentes positions du cristal.

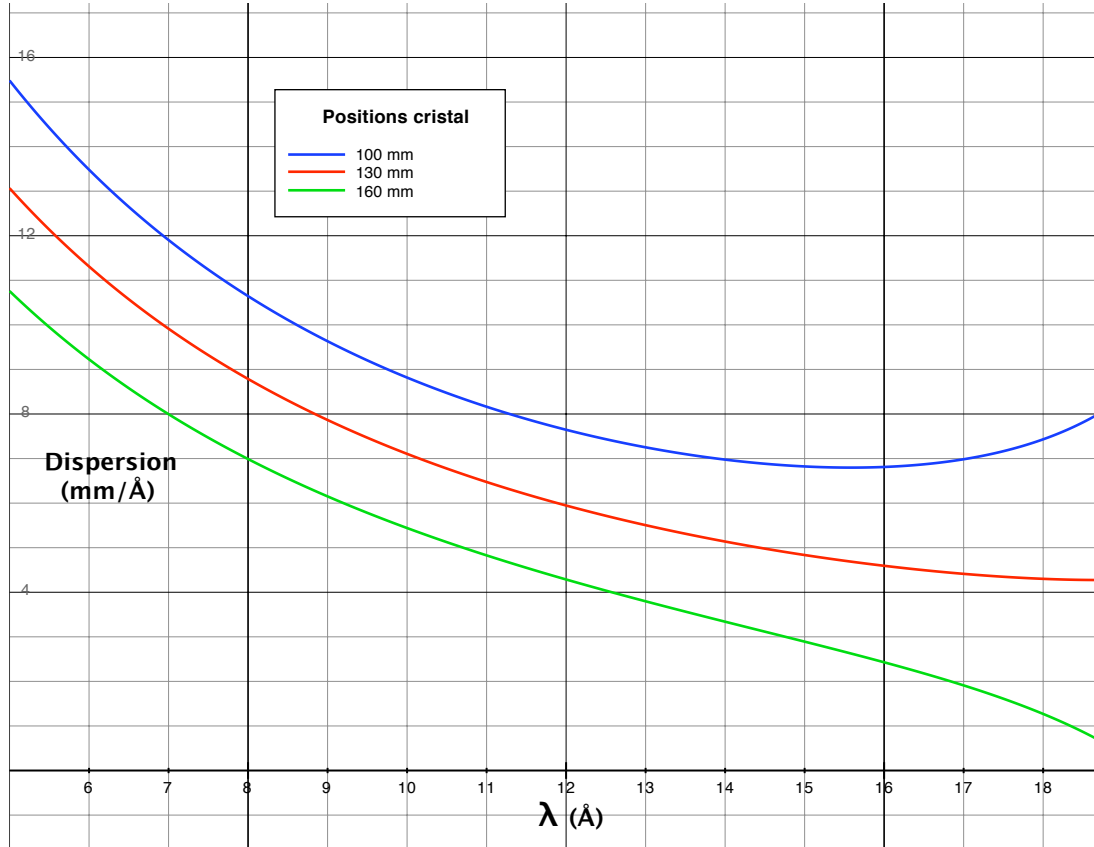


Fig. 5.10 – Dispersion $dy_f/d\lambda$ en fonction de la longueur d'onde et de la position du cristal.

Résolution spectrale théorique La résolution spectrale $\delta\lambda_f$ du spectromètre est limitée par trois facteurs principaux, le pas de numérisation des images du détecteur (élargissement « scanner »), la taille non nulle de la source (élargissement « source ») et la réflectivité intégrée intrinsèque du cristal (élargissement « réflectivité intégrée »).

(1) **scanner** le pas du scanner qui révélera le film photostimulable limite la résolution spatiale sur le film à $\delta y_{\text{scanner}} = 50 \mu\text{m}$. La largeur spectrale correspondante $\delta\lambda_{\text{scanner}}$ vaut alors :

$$\delta\lambda_{\text{scanner}} = \frac{\delta y_{\text{scanner}}}{D(\lambda)} \quad (5.11)$$

Sa valeur moyenne en fonction de différentes positions du cristal est donnée dans le tableau suivant :

Position cristal x_c (mm)	$\langle \delta \lambda_s \rangle$ Scanner (mÅ)	Dispersion moyenne (mm ⁻¹)
100	6.3	130 mÅ- 11 eV
130	8.25	160 mÅ- 15 eV
160	12.02	240 mÅ- 22 eV

- (2) **taille source** dans la pratique, la source n'est pas ponctuelle mais possède un élargissement spatial. Pour le prendre en compte, la source est décalée selon Oz de $\pm 50 \mu\text{m}$ par rapport à la position centrale étudiée dans la section précédente et le décalage correspondant sur le film est évalué à longueur d'onde fixée. L'élargissement spectral $\delta \lambda_{\text{source}}$ correspondant varie peu en fonction de la longueur d'onde et vaut en moyenne environ 4 mÅ.
- (3) **réflectivité intégrée** Le cristal n'est pas un miroir parfait, par conséquent une même longueur d'onde est diffractée dans un petit intervalle angulaire appelée réflectivité intégrée et qui vaut en moyenne ~ 0.4 mrad. C'est l'effet d'élargissement prépondérant. Les données de la réflectivité intégrée du cristal de TIAP utilisées sont celles de [Henke *et al.* \(1993\)](#). La largeur spectrale correspondante sur le film vaut en moyenne 14 mÅ pour la position nominale du cristal $x_c = 100$ mm. Elle est représentée par la courbe « cristal » sur la figure 5.11.

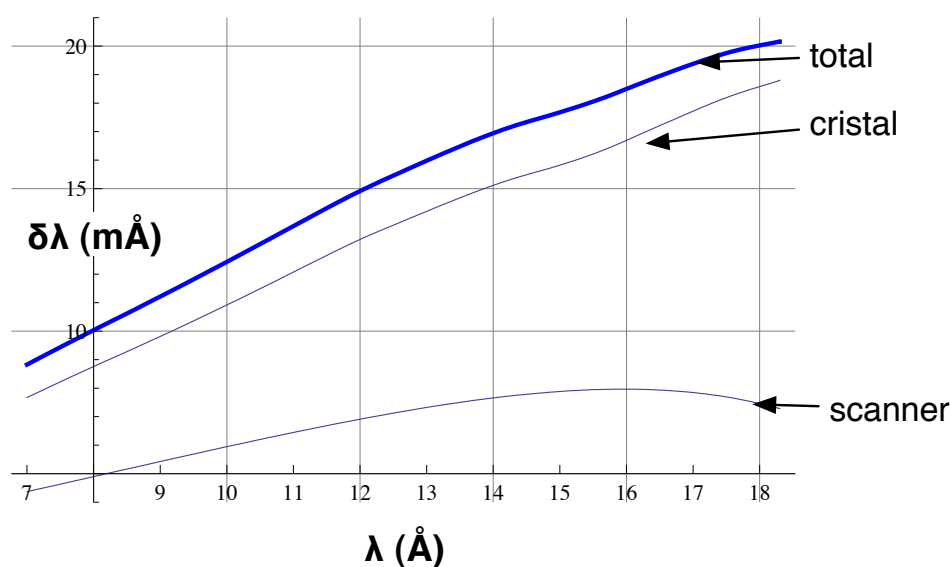


Fig. 5.11 – Résolution spectrale du spectromètre théorique (total), contribution du pas de numérisation (scanner) et de la résolution angulaire du cristal (cristal). Calcul effectué pour la position du cristal $x_c = 100$ mm.

La résultante $\delta \lambda_{\text{total}}$ s'obtient en sommant quadratiquement les différentes contributions :

$$\delta \lambda_{\text{total}} \simeq \sqrt{\delta \lambda_{\text{scanner}}^2 + \delta \lambda_{\text{source}}^2 + \delta \lambda_{\text{reflect.}}^2} \quad (5.12)$$

et correspond à la courbe « total » sur la figure 5.11, l'élargissement dû à la largeur de la source est négligé.

5.3.4 Étalonnage spectral

L'étalonnage spectral est effectué à partir de quelques tirs spécifiques, la configuration géométrique du spectromètre devant restée inchangée par la suite pendant la série de mesures. Le spectre en émission du cuivre contient des doublets de raies intenses entre 11 et 13 Å, facilement identifiables. Le spectre de cuivre est obtenu en remplaçant le backlight d'or par un backlight de cuivre. D'autre part les seuils photo-électriques de couche K de l'aluminium et du magnésium, de couche L du cuivre, du nickel et du fer sont clairement repérables et documentés. La mesure des seuils photo-électriques est faite en plaquant sur une des fentes d'entrée du spectromètre un filtre fin de l'élément concerné. L'ensemble de ces repères spectraux permet de couvrir la quasi-totalité de la gamme spectrale. La table 5.3 résume ces différents points d'étalonnage. Les différentes positions correspondantes sur les films sont présentées sur la figure 5.12.

Seuils (Å)					Raies Cu (Å)			
Al	Mg	Cu	Ni	Fe	2s ² 2p ⁶ - 2s ² 2p ⁵ 3d		2s ² 2p ⁶ - 2s ² 2p ⁵ 3d	
7.95	9.52	13.30	14.54	17.50	11.38	11.59	12.58	12.82

Tab. 5.3 – Seuils photoélectriques pour le Al, Mg, Cu, Ni, Fe et raies d'émission du cuivre. Données tabulées de [Kelly \(1987\)](#).

Enfin, un ajustement cubique par moindres carrés sur les points d'étalonnage a été retenu, il est indiqué sur la figure 5.13. Cet ajustement montre une bonne linéarité de la dispersion et est meilleur qu'un ajustement linéaire pour les points en bord de spectre.

Résolution spectrale

Les positions des points d'étalonnage sont repérées avec une petite imprécision. Les seuils d'ionisation des absorptions froides ne sont pas francs et ont une montée moyenne de 6.4 pixels (un pixel correspondant à un pas de numérisation) (passage de 10% à 90% de la montée, 5 pixels pour Al et Fe, 7 pixels pour Cu et Ni et 8 pixels pour Mg). La moyenne des écarts-types sur les positions des raies du cuivre vaut 1.35 pixels. La raie d'émission du cuivre la plus fine a une largeur à mi-hauteur de 5 pixels. En résumé, l'incertitude en position d'une longueur d'onde donnée est de l'ordre de 5.5 pixels (en prenant quelques écarts-types pour les positions des raies du cuivre). Compte tenu de la dispersion moyenne (5 mÅ/pixels), une longueur d'onde associée à un pixel donné est connue à environ ± 12.5 mÅ. Ces mesures sont légèrement supérieures aux valeurs calculées précédemment.

5.3.5 Le film photostimulable

La détection des spectres X est faite avec des films photostimulables (ou IP *image plates*) FUJI-BAS TR. L'usage d'une électronique telle qu'une caméra CCD est déconseillé dans l'environnement électromagnétique créé par le laser picoseconde et d'une manière générale dans les expériences utilisant des faisceaux de haute puissance, quelques 10 TW,

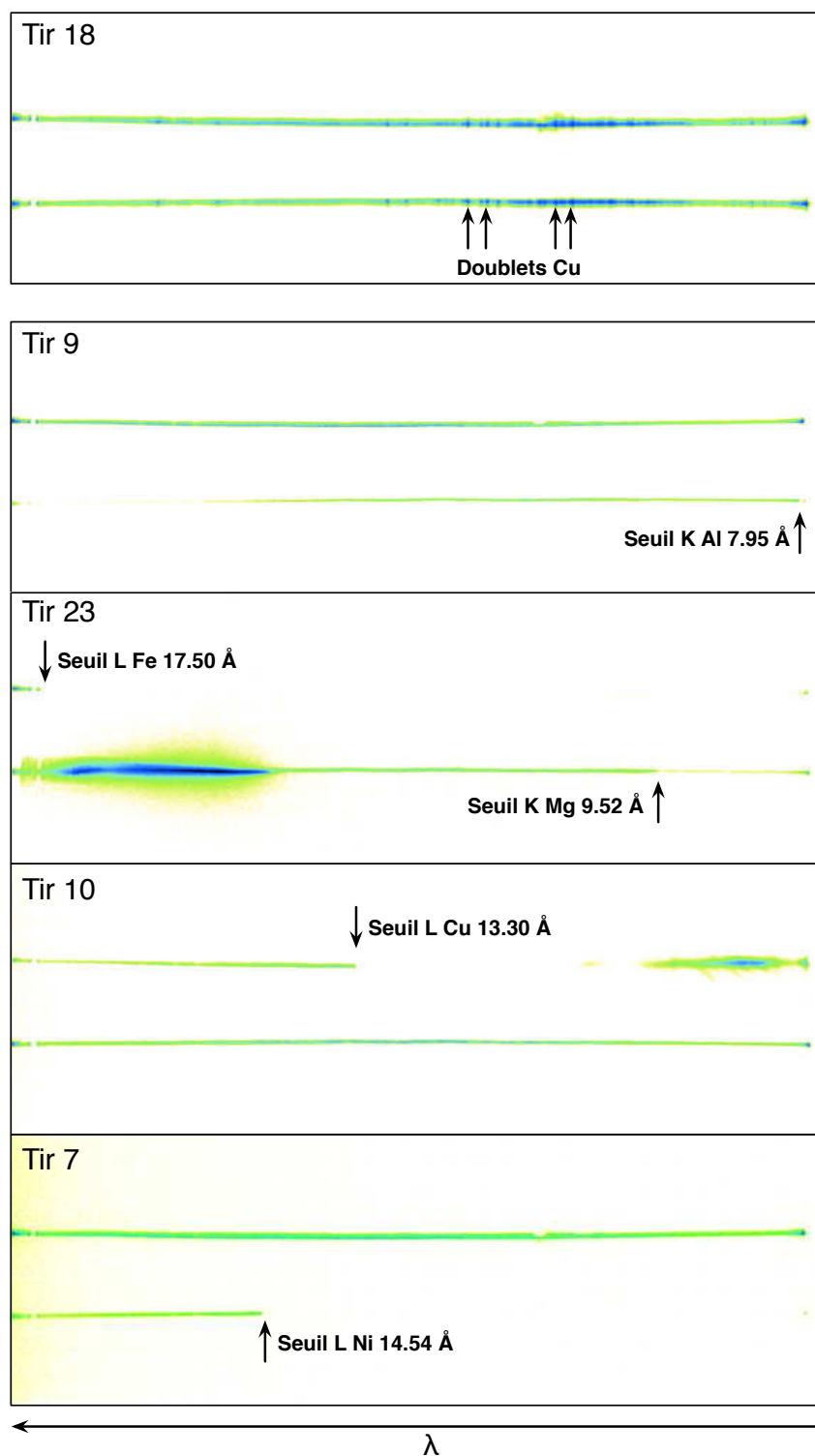


Fig. 5.12 – Image du haut : spectres en émission de cuivre avec les doublets repérés. Autres images : spectres d'absorption froide, les positions des seuils sont indiquées pour chaque élément. Le fait de disposer de voies identiques en étalonnage spectral permet de mesurer deux seuils sur le même tir.

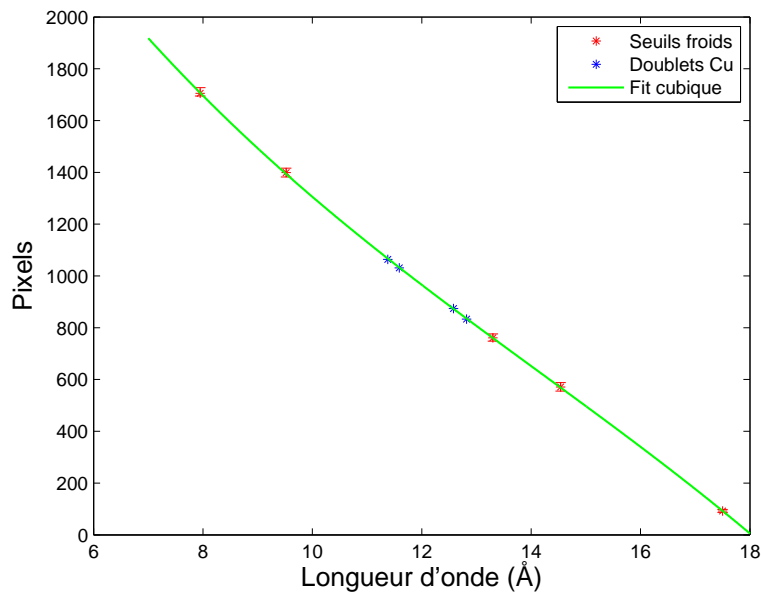


Fig. 5.13 – Points d'étalonnage seils (en rouge) et raies Cu (en bleu) et ajustement cubique de la courbe de dispersion (en vert).

où les champs intenses générés gênent considérablement leur utilisation. Par ailleurs les dimensions actuelles des CCD ne permettent pas d'atteindre la gamme spectrale requise qui exige une longueur d'une dizaine de centimètres. Pour ces raisons, un détecteur de grande surface est préférable.

Il y a plusieurs avantages d'utiliser des IP en comparaison avec d'autres détecteurs. Parmi eux les plus importants sont :

- très haute sensibilité, [Ben-Kish *et al.* \(2000\)](#).
- très grande dynamique, quelques ordres de grandeur supérieurs par rapport aux films à rayons X conventionnels, [Howe *et al.*](#), [Ben-Kish *et al.* \(2000\)](#)
- très bonne linéarité avec les intensités incidentes en particulier pour la gamme 0–5 keV [Meadowcroft *et al.* \(2008\)](#).
- rapidité et facilité d'utilisation, films de grande surface, découpables et réutilisables.

Cependant le bruit de fond peut être plus important pour une IP que pour un capteur CCD mais présente typiquement un rapport signal à bruit supérieur d'un ordre de grandeur par rapport aux films à rayons X, [Howe *et al.*](#). Des caractérisations des IP, réponse en fonction de l'énergie incidente, ont été menées pour des mesures de flux d'électrons, [Ito et Amemiya \(1991\)](#), et de rayons X, [Ohuchi *et al.* \(2005\)](#). Les IP utilisent une technologie de détection au phosphore couramment utilisée pour les diagnostics de la radiographie X du milieu médical et sont plus récemment utilisés dans les diagnostics laser-plasma. Ces films utilisent le processus physique de la luminescence photostimulée (ou PSL Photostimulated Luminescence). Des phosphores de $\text{BaF}(\text{Br,I})\text{:Eu}^{2+}$ absorbent les rayons X et stockent leurs énergies en éjectant un électron profond dans la bande de conduction (Eu^{2+} devient Eu^{3+}). L'image X est ainsi latente dans les phosphores de l'IP. Cet état excité est métastable et les recombinaisons spontanées ont lieu produisant l'effacement dans le temps

de l'IP. Les recombinaisons peuvent être forcées avec l'exposition de l'IP par un rayonnement de longueurs d'onde plus élevées que celles du rayonnement stimulant. Les données sont ainsi extraites avec un laser He-Ne (633 nm) qui fournit suffisamment d'énergie aux cristaux pour libérer de l'état métastable les charges piégées et provoque des émissions stimulées dans le bleu (390 nm). La luminescence ainsi générée est ensuite détectée par un tube photomultiplicateur et la sortie est amplifiée selon une loi logarithmique produisant au final l'image digitale. L'intensité est retrouvée en linéarisant la donnée numérisée Q (*Quantum Level*) pour chaque pixel selon :

$$PSL = \left(\frac{Res}{100}\right)^2 \frac{4000}{S} 10^{L(\frac{Q}{S} - \frac{1}{2})} \quad (5.13)$$

La valeur PSL ainsi obtenue correspond à la dose de radiation enregistrée par l'IP. Res est le pas de scan en μm (ici $Res = 50 \mu m$), G est la profondeur de l'échelle de gris ($G = 2^{16} - 1 = 65535$), S le réglage de sensibilité ($S = 4000$), L la latitude ($L = 5$). Ces données correspondent aux données des scanners FUJI BAS 2500 et FUJI BAS 7000 utilisés dans nos expériences.

5.4 Le spectromètre XUV à réseau en réflexion

5.4.1 Présentation du spectromètre

Les mesures résolues en temps des spectres d'opacité dans la gamme 80-180 Å présentées dans le chapitre 8 sont réalisées au moyen d'un spectromètre à réseau en réflexion à champ plan couplé à une caméra à balayage de fente (CBF ou *streak camera*). Cette gamme spectrale couvre les transitions absorbantes en couche M $\Delta n = 0$ des éléments étudiés à savoir le chrome, le fer, le nickel, le cuivre et le germanium.

Contrairement au spectromètre X décrit précédemment, le spectromètre XUV ne possède qu'une seule ligne de visée. La résolution temporelle des spectres est indispensable pour pouvoir séparer le spectre du *backlighter* et l'émission propre de la cible laquelle est intense dans les XUV, comme cela est indiqué en 8.3.2.

Le schéma du spectromètre est donné par la figure 5.14. Il est composé de quatre composants optiques : un miroir torique, un miroir plan de renvoi sur l'axe, un réseau de diffraction utilisé en réflexion et une caméra à balayage de fente couplée à un capteur CCD. L'ensemble du trajet des photons XUV du backlight est blindé optiquement par de multiples caches qui limitent la lumière parasite.

L'objectif de cet instrument est de former l'image de la source en un point donné de la fente pour une longueur d'onde donnée, l'axe spectral étant défini le long de la fente d'entrée de la CBF. L'ensemble des points images pour les différentes longueurs d'onde est alors balayé en temps par la CBF perpendiculairement à l'axe de la fente.

Le miroir torique permet d'obtenir deux focalisations, une image tangentielle avant le réseau qui joue le rôle de source secondaire pour le réseau dispersif et une image sagittale pour l'obtention du spectre le long de la fente d'entrée de la CBF. Une couche de Ni (1000 Å) utilisée avec une incidence rasante de $\theta_M = 6.3^\circ$ au centre permet de rejeter les photons de longueur d'onde inférieure à 28 Å. La réflectivité du miroir est donnée

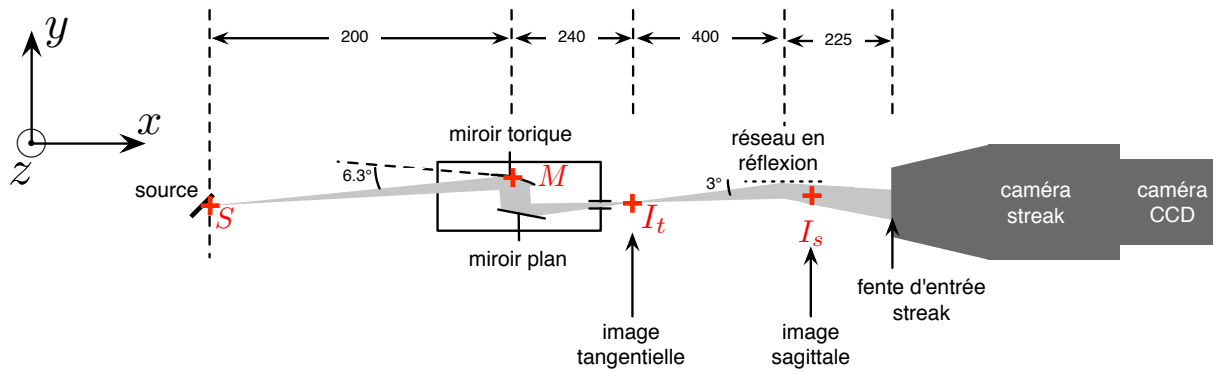


Fig. 5.14 – Schéma du spectromètre XUV, vue de dessus, distances sur l'axe du spectromètre indiquées en mm. La caméra balaye dans le plan perpendiculaire au schéma. Échelles non respectées.

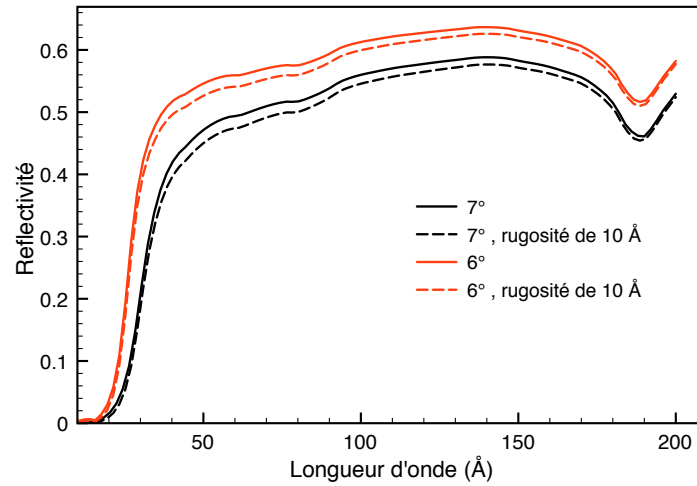


Fig. 5.15 – Réflectivité du miroir de nickel pour les angles de rasance 6 et 7° sans rugosité (en continu) ou avec une hypothèse de rugosité de 10 Å selon l'approximation de Nevot-Croce.

sur la figure 5.15 pour les angles de rasance de 6° et 7° et des rugosités de 10 Å selon l'approximation de Nevot-Croce.

Les rayons de courbures du miroir $R_t = 2009$ mm et $R_s = 33.56$ mm permettent de former respectivement l'image tangentielle (le long de l'axe vertical Oz) au point I_t et l'image sagittale (le long de l'axe horizontal Oy) en I_s , de sorte que :

$$\frac{1}{SM} + \frac{1}{MI_t} = \frac{2}{R_t \sin \theta_M} \quad (5.14)$$

$$\frac{1}{SM} + \frac{1}{MI_s} = \frac{2 \sin \theta_M}{R_s} \quad (5.15)$$

où S et M désignent les points source et le centre du miroir torique respectivement. On

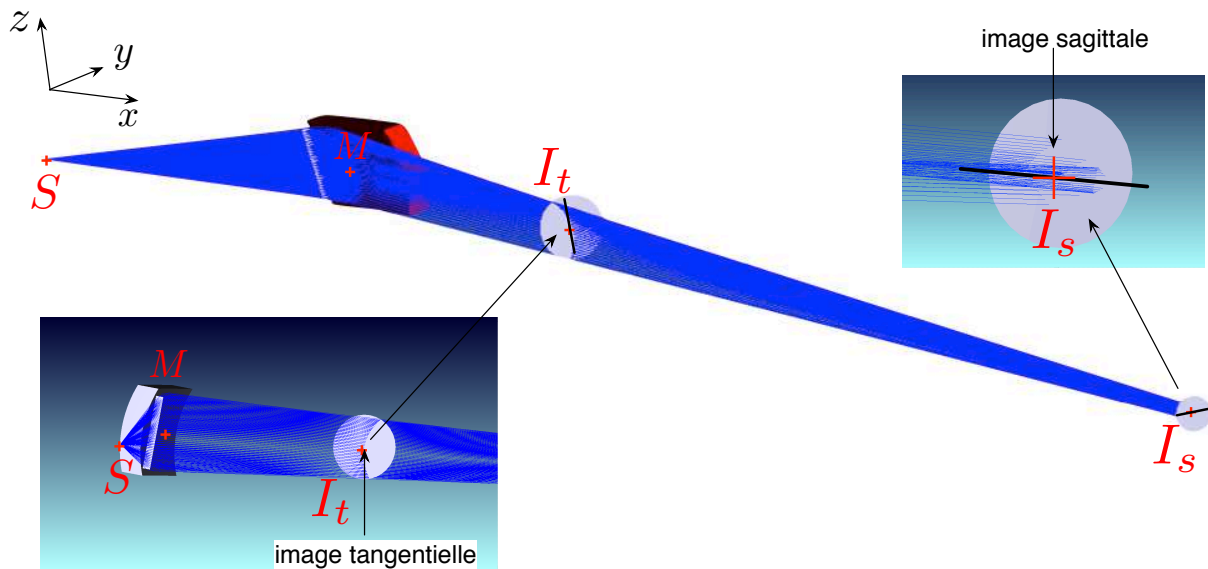


Fig. 5.16 – Tracé de rayons pour les focalisations du miroir torique, avec indiquées les positions des plans de focalisation tangentielle (repérée par I_t) et sagittale (repérée par I_s).

trouve pour les positions des plans focaux :

$$SI_t = 442 \text{ mm} \quad (5.16)$$

$$SI_s = 850 \text{ mm} \quad (5.17)$$

La figure 5.16 permet de visualiser à l'aide d'un tracé de rayons¹ les focalisations induites par le miroir torique. L'extension spatiale selon Oy de l'image tangentielle de la source de radiographie S limite la résolution spectrale. Une fente verticale ($6 \text{ mm} \times 1.5 \text{ mm}$) est placée au niveau de la tache tangentielle pour limiter cette extension. L'image sagittale est quant à elle formée à une distance de 215 mm avant la fente de la CBF. Pour une longueur d'onde une tache rectiligne est formée avec une extension verticale selon Oz. Le choix a été d'avoir un spectre relativement large selon Oz pour assurer l'éclairage de la fente d'entrée d'ouverture $100 \mu\text{m}$ de la CBF d'une part et d'autre part de diminuer l'intensité incidente sur la CBF et ainsi éviter la saturation de la caméra.

Le réseau est un réseau à champ plan imageant le spectre dans un plan avec une profondeur de champ importante. Cela résulte de la concavité du réseau (rayon de courbure $R = 5500 \text{ mm}$) et du pas non régulier du réseau. Le pas du réseau effectif est de 1200 traits/mm. Le plan de la fente d'entrée de la CBF coïncide au champ plan du réseau.

5.4.2 Fonction de dispersion

La condition d'interférences constructives entre les rayonnements réémis entre les traits successifs du réseau permet d'écrire la relation de dispersion du réseau en réflexion :

$$a(\cos \theta_i - \cos \theta_m) = m\lambda \quad (5.18)$$

1. Logiciel Zemax, Zemax Development Corporation. <http://www.zemax.com>.
Remerciements à S. Ronayette CEA Saclay SAP.

avec $a = 10^7/1200 \text{ \AA}$ le pas du réseau au centre, λ la longueur d'onde exprimée en \AA , m l'ordre de diffraction, θ_i angle de rasance incident et θ_m angle sortant de l'ordre m comme indiqués sur la figure 5.17. L'angle d'incidence nominal $\theta_i = 3^\circ \pm 0.1^\circ$ est donné par le constructeur. En introduisant la distance D entre le plan de la fente d'entrée et le centre du réseau, la position sur la fente de la caméra streak y_m de l'ordre m pour la longueur d'onde λ vaut :

$$y_m = D \tan \theta_m \quad (5.19)$$

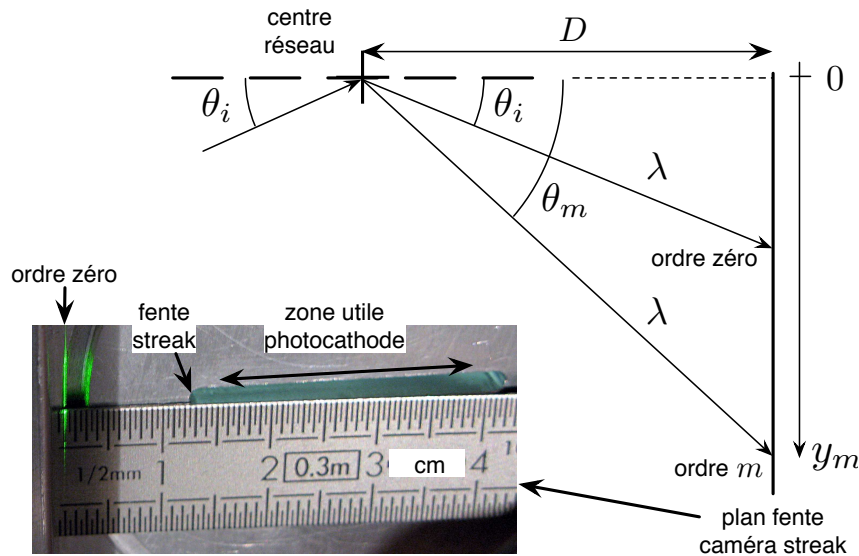


Fig. 5.17 – Notations pour le calcul de la dispersion du réseau en réflexion.

Ainsi, pour $m \neq 0$, la fonction de dispersion vaut :

$$\lambda(y_m)[\text{\AA}] = \frac{10^7}{1200} \frac{1}{m} \left[\cos \theta_i - \cos \left(\text{Arctan} \left(\frac{y_m}{D} \right) \right) \right] \quad (5.20)$$

Cette loi est représentée sur la figure 5.18 en énergie et longueur d'onde en fonction de la position à l'ordre 1, y_1 .

5.4.3 Étalonnage spectral

On réalise l'étalonnage au niveau de l'axe de la fente en repérant les positions de l'ordre zéro du réseau ainsi que le seuil photoélectrique K du carbone à 44 \AA . La caméra à balayage peut être translaturée suivant l'axe de la fente pour modifier la gamme spectrale observable. La position du seuil K du carbone est obtenue en mesurant le spectre du *backlighter* en plaçant dans le plan de la fente d'entrée un film photostimulable comme indiqué sur la figure 5.19.

La loi de dispersion (5.20) est ensuite ajustée sur ces points pour obtenir l'étalonnage spectral pour toute position le long de la fente. Ensuite pour les tirs nominaux, la CBF est translaturée horizontalement soit dans le sens du spectre pour atteindre la gamme effective 80-180 \AA , les autres composants du spectromètre restant inchangés.

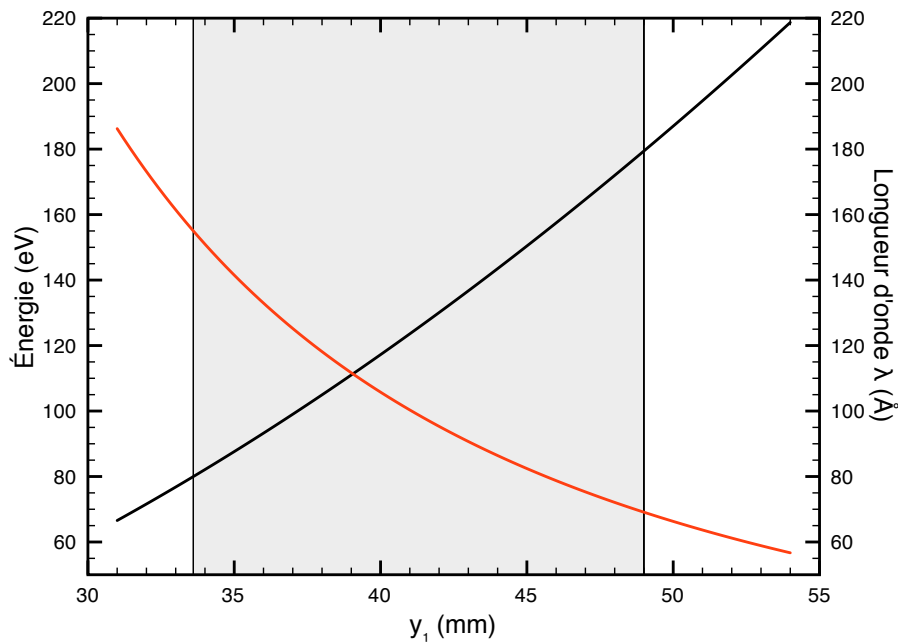


Fig. 5.18 – Fonction de dispersion théorique en longueur d'onde (en noir) et en énergie spectrale (en rouge) en fonction de la position de l'ordre 1 sur la fente de la caméra à balayage de fente y_1 . La zone utile de la fente est délimitée par la région grisée.

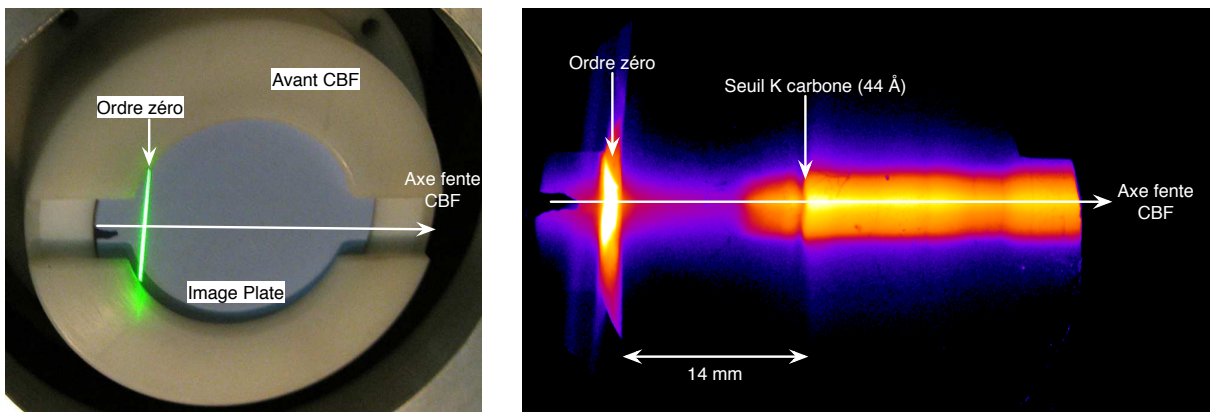


Fig. 5.19 – Mesure du seuil d'absorption K du carbone à 44 Å en utilisant comme détecteur un film photostimulable (Image Plate).

5.4.4 Résolution spectrale

La résolution spectrale effective est limitée par la taille de la source de radiographie, la géométrie du spectromètre et la limitation spatiale interne de la CBF. La taille de la source de radiographie étant non nulle, au maximum de dimension caractéristique de l'ordre de $100 \mu\text{m}$. Les grandissements introduits par le miroir torique et le réseau sont respectivement de l'ordre de 3 et 0.5. Ainsi pour une longueur d'onde donnée la tache sur

la fente d'entrée de la CBF fait de l'ordre de $150 \mu\text{m}$ dans le sens de la dispersion. Compte tenu de la dispersion moyenne $\sim 6.5 \text{ \AA}/\text{mm}$, la résolution spectrale liée à la taille de la source vaut $\delta\lambda_S \sim 1 \text{ \AA}$.

La principale limitation de la résolution spectrale provient de la résolution interne de la CBF. Des mesures complémentaires indiquent que la résolution spatiale au niveau de la fente d'entrée de la CBF est de l'ordre de $500 \mu\text{m}$. Compte tenu de la dispersion quasi-linéaire $d\lambda/dy \sim 6.5 \text{ \AA}/\text{mm}$, la résolution spectrale correspondante vaut alors $\delta\lambda_{CBF} \sim 3 \text{ \AA}$. La résolution globale peut être obtenue à partir de ces deux estimations :

$$\delta\lambda \simeq \sqrt{\delta\lambda_S^2 + \delta\lambda_{CBF}^2} \simeq 3.3 \text{ \AA} \quad (5.21)$$

L'ensemble du montage constituant le spectromètre a préalablement été testé et validé lors d'une série de mesures [Busquet *et al.* \(2010\)](#) sur l'installation ALISÉ, indiquant également la procédure d'alignement et la résolution spectrale effective accessible avec ce spectromètre. Le montage de cette expérience sur ALISÉ ne faisait pas intervenir de CBF mais un capteur CCD seul. La résolution spectrale mesurée y est alors limitée seulement par la taille des pixels du capteur CCD et vaut environ 1 \AA .

5.4.5 La caméra à balayage de fente

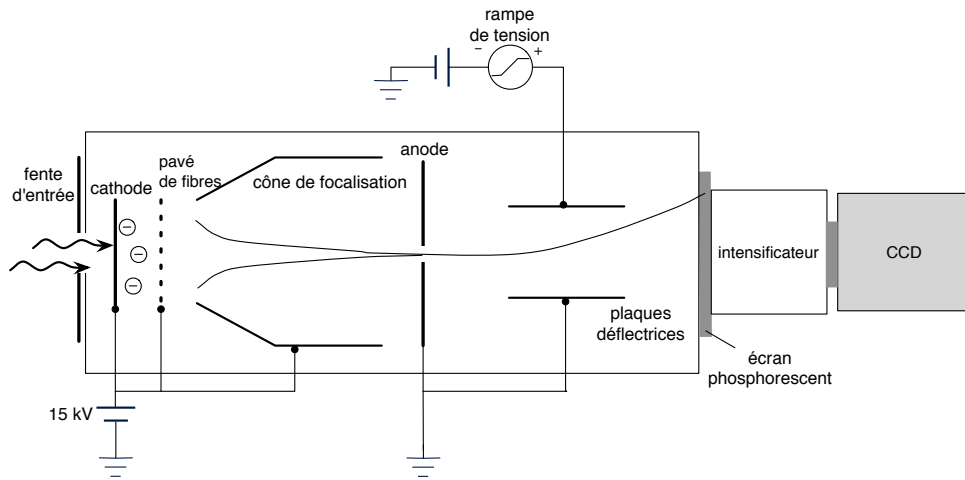


Fig. 5.20 – Schéma de principe de fonctionnement de la caméra à balayage de fente.

La caméra à balayage de fente (CBF), [Fleurot *et al.* \(1977\)](#), permet de balayer rapidement en temps un signal lumineux incident sur sa fente d'entrée après transformation en photoélectrons. Les principaux composants constitutifs de la caméra sont indiqués sur la figure 5.20. La cathode convertit le rayonnement incident en électrons lesquels sont ensuite accélérés par le champ électrique d'extraction. La photocathode est composée de trois couches, une couche de semiconducteur CSi d'épaisseur 1200 \AA qui constitue la couche active de conversion photons/électrons, d'une couche d'aluminium (242 \AA) pour assurer la conductivité électrique de la cathode et également pour augmenter le rendement de conversion. Enfin le tout est déposé sur une couche de Lexan (1010 \AA) pour assurer le

maintien mécanique de l'ensemble, elle possède une transmission élevée pour les rayons X.

Au delà de la grille les électrons convergent spatialement à l'aide d'un cône de focalisation. Un trou dans l'anode permet de sélectionner les électrons focalisés sur l'axe principal. Par la suite les électrons sont collimatés à l'aide de plaques défectrices par l'application sur une des plaques d'une rampe de tension rapide. Cette rampe de tension permet d'obtenir le balayage des électrons en fonction du temps au niveau de l'écran de phosphore. Cet écran produit par fluorescence un rayonnement visible qui est ensuite amplifié par un intensificateur jusqu'à un niveau détectable par le capteur CCD.

Trois choix de vitesse sont possibles comme indiqué sur la figure 5.21. Les vitesses alors disponibles sont 1.2 mm/ns (*speed 1*), 4 mm/ns (*speed 2*) et 13.5 mm/ns (*speed 3*). La vitesse mesurée est légèrement inférieure à ces valeurs nominales et vaut $845 \mu\text{m}/\text{ns}$ conférant une durée totale de l'ordre de 4 ns pour la fenêtre d'observation totale.

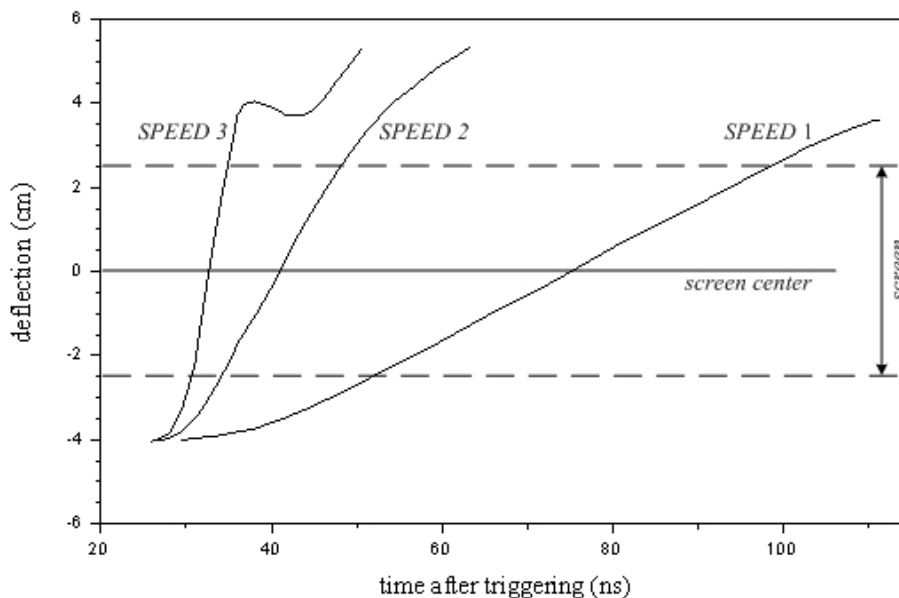


Fig. 5.21 – Évolution temporelle de la déflexion du faisceau d'électrons en fonction du temps après déclenchement, suivant la notice d'opération et de description Kentech Instruments Ltd.

Le capteur CCD (Charge Coupling Device) est celui d'une caméra Andor. Il est composé de 1024×1024 pixels de taille $13 \times 13 \mu\text{m}^2$. Les pixels sur le capteur correspondent à des photodiodes de type MOS dont la fonction est de convertir les photons en électrons. La charge créée est proportionnelle aux nombres de photons incidents en dehors des régimes de saturation. Les valeurs obtenues sont codées sur 16 bits pour 65536 niveaux d'intensité possibles.

Un exemple d'image obtenue est indiqué sur la figure 5.22 correspondant au spectre d'une source X créée par l'interaction d'un faisceau laser de durée 30 ps et 6 J d'énergie sur une cible solide d'or.

Les images enregistrées sont soustraites du courant d'obscurité, image obtenue en l'absence complète d'éclairement. Cette soustraction permet de s'affranchir du gradient

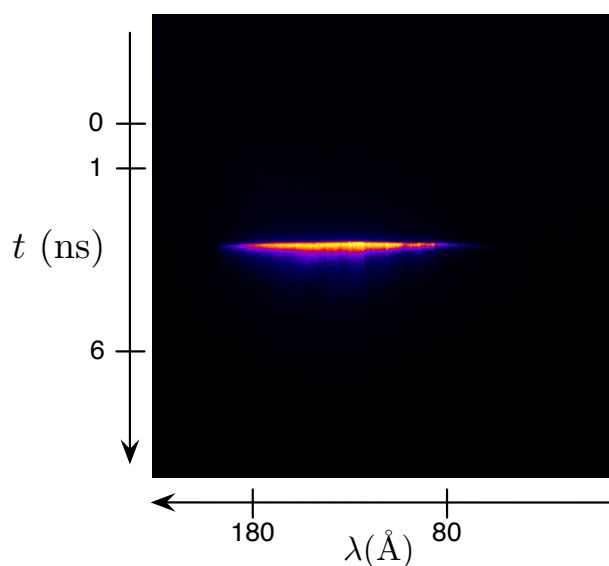


Fig. 5.22 – Spectre de backlight résolu en temps. Durée FWHM de 150 ps pour une durée laser de 30 ps

d'intensité lié à la lecture par colonne des pixels. Les inhomogénéités de teinte plate ont été supposées négligeables.

La prise en compte de la déformation des spectres enregistrés ainsi que la réponse spectrale de la caméra sont discutées dans la chapitre 8 avec l'analyse des spectres.

5.5 Le spectromètre micro-DMX large bande

5.5.1 Présentation du spectromètre

Le spectromètre micro-DMX est une version compacte du spectromètre large bande DMX décrit dans [Bourgade *et al.* \(2001\)](#). Il permet entre autres de mesurer la température radiative du rayonnement X confiné au sein d'une cavité. Il mesure de manière absolue et résolue en temps un spectre entre 0.1 et 5 keV. Il possède 12 canaux de mesure, chacun constitué d'un filtre pour une bande spectrale donnée et d'une diode X étalonnée. En choisissant de manière adéquate les bandes spectrales il est possible de reconstruire le spectre entier. La résolution temporelle d'environ 150 ps est limitée par les réponses des diodes, des câbles et par l'acquisition des données.

Nous l'avons utilisé dans nos expériences pour mesurer les spectres émis par le plasma d'or de la cavité à l'origine du chauffage radiatif des échantillons. Pour les faibles températures radiatives de nos expériences seuls trois canaux de mesure donnent un signal utilisable, un avec un filtre de CH et deux autres redondants avec un filtre de Mylar.

5.5.2 Estimation de la température radiative

Les voies de CH et de Mylar transmettent le rayonnement de cavité avec des transmissions étalonnées dans les bandes spectrales :

- CH $0.3 \mu m$: 6 eV - 280 eV
- Mylar ($C_{10}H_8O_4$), $3 \mu m$: 185 eV - 285 eV.

Pour ces filtres les transmissions tabulées de [Henke et al. \(1993\)](#) sont représentées sur la figure 5.23.

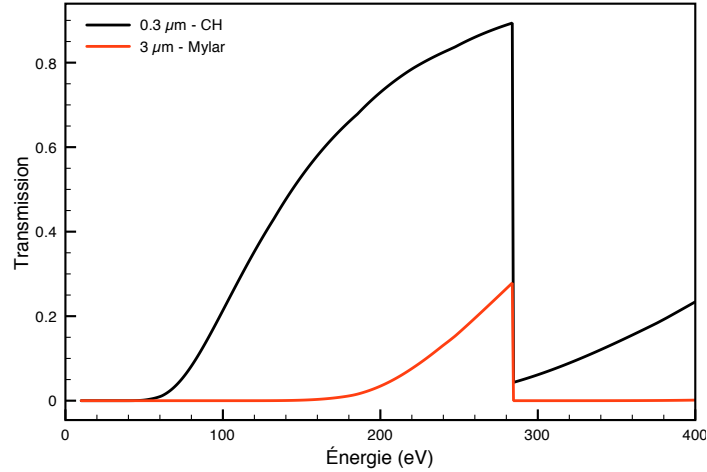


Fig. 5.23 – Transmission des voies de Mylar ($3 \mu m$) et de CH ($0.3 \mu m$). [Henke et al. \(1993\)](#).

Ce choix de voies est adapté pour des températures radiatives modérées. En effet la bande 6-280 eV contient 99.8% du flux d'un corps noir à 35 eV et 92.4% à 40 eV.

Pour la voie i ($i=CH$ ou Mylar) de transmission τ_ν^i , on définit, à chaque pas de temps t , la température radiative $T_{rad}^i(t)$ comme la température du corps noir qui redonne le flux mesuré par la voie i :

$$T_{rad}^i(t) \quad / \quad F_{DMX}^i(t) = \alpha^i \int_0^\infty d\nu B_\nu(T_{rad}^i(t)) \tau_\nu^i \quad (5.22)$$

où le coefficient géométrique α^i permet de prendre en compte le facteur de vue de la voie i .

Le filtre de Mylar étant plus épais, il est plus robuste que le filtre de CH plus fin. Le CH donne une mesure plus précise à cause de sa plus grande bande spectrale mais en cas d'endommagement c'est la mesure de la voie de Mylar qui est retenue.

5.6 La chambre à sténopé

Pour contrôler les tâches focales (position, dimensions) ainsi que pour vérifier l'entrée du faisceau de chauffage dans la cavité, on utilise un outil d'imagerie X : la chambre à sténopé.

La chambre à sténopé fournit l'image intégrée temporellement et spectralement sur un détecteur (film, image plate ou CCD) d'un plasma émissif. Dans les expériences présentes, des films photostimulables sont utilisés (cf section 5.3.5).

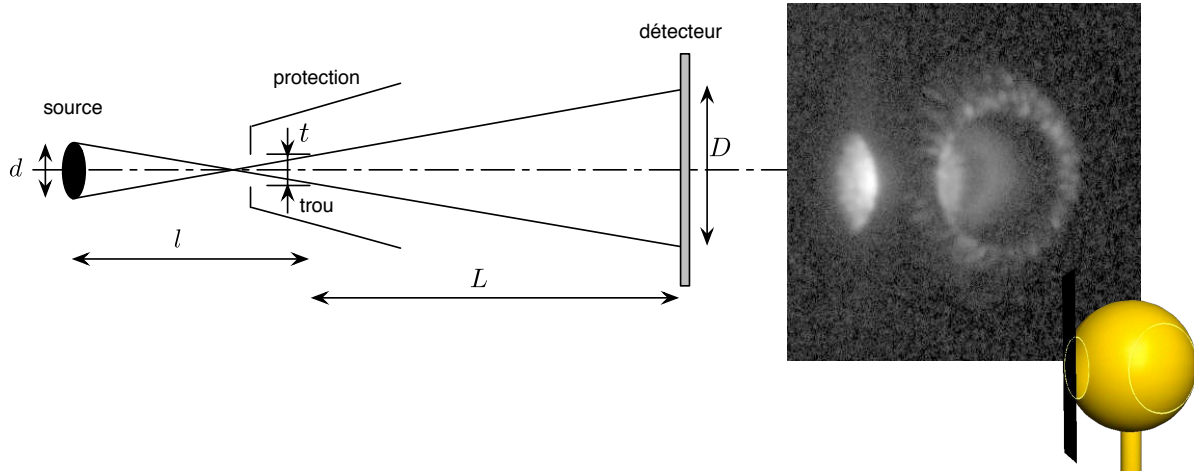


Fig. 5.24 – À gauche : Schéma de principe d'une chambre à sténopé. À droite : exemple d'image avec émission X venant des parois et de l'extérieur du trou d'entrée laser indiquant une mauvaise focalisation du faisceau laser de chauffage car on peut déceler des « bavures » sur les bords du trou d'entrée laser.

Pour mesurer les tâches focales des faisceaux laser, on insère dans le parcours des filtres en Mylar aluminisé ($1.5 \mu\text{m}$ Mylar + 1500 \AA Al) ou en aluminium (entre 10 et $100 \mu\text{m}$). Ils coupent le rayonnement visible et évitent principalement la saturation sur détecteur en filtrant une partie des rayons X.

Cette chambre à sténopé a potentiellement une profondeur de champ infinie. Elle est utilisée ici avec des distances fixées pour maîtriser son grandissement (cf figure 5.24). Par ailleurs le trou du sténopé doit être négligeable devant la taille de la source ($t \ll d$) pour assurer une résolution suffisante, et pas trop étroit pour avoir suffisamment de luminosité et éviter la diffraction par le trou. Le grandissement s'écrit :

$$G = \frac{L}{l} \cdot \left[1 + \frac{t}{d} \left(1 + \frac{l}{L} \right) \right] \approx \frac{L}{l} \quad (5.23)$$

Les deux chambres à sténopé en place dans la chambre MILKA ont des trous de diamètre 20 et $30 \mu\text{m}$ et sont utilisées avec un grandissement de 5 .

Chapitre 6

Mesures de l'absorption X du fer, du nickel, du cuivre et du germanium en couche L

Sommaire

6.1	Motivations théoriques	97
6.2	Dispositif expérimental	99
6.2.1	Principe expérimental	99
6.2.2	Lasers	101
6.2.3	Cibles	101
6.3	Dépouillement des spectres X	103
6.3.1	Extraction des spectres	103
6.3.2	Courbes de transmission	105
6.3.3	Simulation numérique des paramètres plasma	105
6.4	Analyse des courbes de transmission	108
6.4.1	Cas du fer	108
6.4.2	Cas du nickel	112
6.4.3	Cas du cuivre	117
6.4.4	Cas du germanium	118
6.5	Conclusion	119
6.6	Résultats expérimentaux : publication dans la revue High Energy Density Physics	122

6.1 Motivations théoriques

Les expériences pour l'étude des opacités d'éléments de numéro atomique Z moyens, soit autour de 30, sont nombreuses en particulier pour l'étude des transitions absorbantes $2p - 3d$. La position et la structure de ces transitions sont fortement dépendantes des conditions de température et de densité au sein du plasma, et sont aussi très liées à

la distribution ionique du plasma. En particulier, ces structures peuvent présenter des composantes caractéristiques de structures fines dues à la levée de dégénérescence dans l'interaction des moments orbital et de spin de l'électron. La séparation des structures en deux composantes principales est fortement sensible au numéro atomique de l'élément concerné, elle est proportionnelle à Z^4 dans le cas d'un ion hydrogénoïde. Cet éclatement spin-orbite peut être observé ou non selon l'efficacité de l'élargissement statistique lié à l'ouverture des sous-couches actives $3d$ ou passive $3p$ augmentant la complexité des structures $2p - 3d$. Les travaux expérimentaux sur le germanium de [Back et al. \(1997\)](#) montrent que l'éclatement spin-orbite disparaît progressivement lorsque la température augmente. La fusion de ces structures en une seule plus large a lieu pour des températures supérieures à ~ 40 eV. Cela se produit également pour des éléments plus légers comme le nickel et le fer à partir d'une plus faible température de l'ordre de 15 eV. Le cas du germanium a été étudié à l'ETL dans un certain nombre d'expériences, N° 2, 4, 5, 10, 14 et 24 dans le tableau 1.1, pour des plasmas sondés à une température. Le fer et le nickel ont également fait l'objet d'études expérimentales pour ces mêmes transitions $2p - 3d$ (N° 18, 19, 20 et 26, tableau 1.1). Pour les cas des mesures à des température modérées, l'éclatement spin-orbite peut être rapidement brouillé par les contributions des différents ions et les effets d'élargissement statistique.

L'énergie disponible au LULI permet de porter les plasmas à des températures modérées entre 5 et 40 eV. Ainsi à une température fixée autour de 20 eV on peut espérer détecter une variation de la séparation spin-orbite dans les transitions $2p - 3d$ en mesurant l'absorption en couche L d'éléments proches en numéro atomique.

C'est pourquoi, l'objectif de cette campagne expérimentale est de mesurer l'opacité du fer, du nickel, du cuivre et du germanium qui ont pour numéro atomique respectifs 26, 28, 29 et 32. Pour ces éléments, les calculs de transmission effectués pour une température

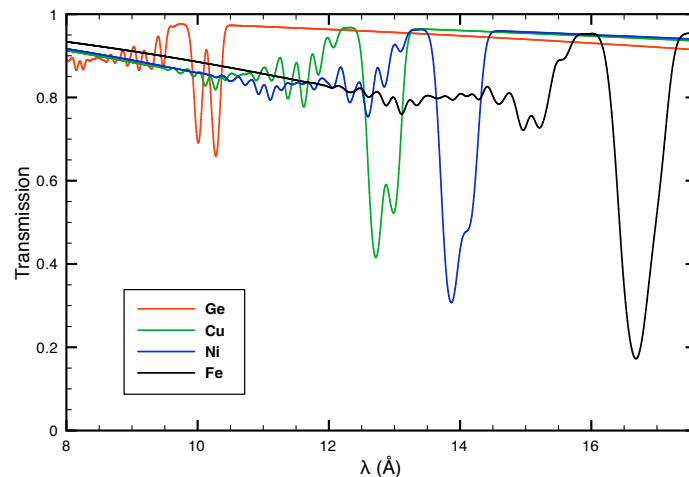


Fig. 6.1 – Spectres en transmission calculés pour le fer, le cuivre, le nickel et le germanium pour des conditions identiques de température, 20 eV, de densité, 4 mg/cm^3 , et de masse surfacique $20 \text{ } \mu\text{g/cm}^2$. Ces spectres sont convolués avec une gaussienne de largeur à mi-hauteur de 4 eV, simulant l'élargissement instrumental. Calculs SCO.

de 20 eV et une masse volumique de 4 mg/cm³, figure 6.1, prévoient que la séparation spin-orbite est effectivement d'autant plus importante que le numéro atomique est élevé.

6.2 Dispositif expérimental

6.2.1 Principe expérimental

On peut distinguer deux étapes pour la mesure de l'opacité spectrale communes à la série d'expériences des travaux que nous présentons.

1) Le chauffage des échantillons

Les échantillons sont chauffés radiativement par le champ de rayonnement X confiné au sein d'une cavité elle-même irradiée par le faisceau nanoseconde. Le dépôt d'énergie est suffisamment rapide pour porter l'intérieur de la cavité à des températures élevées et produire un rayonnement de corps noir en équilibre avec les parois de la cavité. Cet équilibre est établi après quelques échanges de rayonnement entre les parois soit sur une durée de quelques 10 ps pour une cavité de taille millimétrique. Cela s'opère donc bien avant que la cavité soit remplie par l'évaporation des parois. Une partie de l'énergie laser est donc perdue pour le chauffage des parois. Si les pertes radiatives sont trop importantes l'intensité et l'uniformité requises peuvent ne pas être atteintes dans la cavité. Une autre source de pertes évidentes est la présence de trous dans la cavité, le trou d'entrée laser et les deux trous de diagnostic.

Le rayonnement X confiné dans la cavité ainsi que le remplissage de la cavité par le plasma d'or ont été simulé à l'aide du code d'hydrodynamique radiative 2D *FCI2*, [Schurtz et al. \(2000\)](#).

2) La radiographie des échantillons

La radiographie de l'échantillon repose sur la technique de spectroscopie d'absorption par projection de point. Son principe est d'utiliser une source pour radiographier le plasma chauffé. Elle doit être suffisamment intense dans la gamme spectrale d'intérêt, quasi-punctuelle pour optimiser la résolution spectrale (cf chapitre 5), et avec un spectre aussi peu « perturbé » que possible. Nous utilisons le laser picoseconde qui focalisé sur une cible épaisse produit une source de quelques dizaines de microns d'extension. Le matériau choisit pour la conversion de l'énergie laser en énergie X est de l'or. Nous avons étudié pour ce régime d'impulsion court différents matériaux pour retenir celui produisant les spectres X les plus intenses et présentant le moins de variations spectrales possibles.

Le retard entre les deux chaînes laser doit être choisi de manière adéquate. L'échantillon sur une paroi de cavité est rapidement chauffé en comparaison avec son temps de refroidissement qui se fait sur une échelle de temps nanoseconde. Il faut donc sonder après une durée suffisante, dans la phase de refroidissement, pour que sur la durée de la radiographie, les variations hydrodynamiques soient limitées. L'utilisation d'un faisceau picoseconde et donc d'une impulsion X de quelques dizaines de picosecondes, rend ce critère nettement moins contraignant. Mais il faut que la densité de matière et la température ne

chutent pas trop par rapport aux conditions requises pour les mesures d'absorption. Il faut également que la radiographie soit faite avant le bouchage de la cavité et la « fermeture » des trous de diagnostic.

En pratique un compromis est trouvé en choisissant un retard entre 1 et 3 ns à partir des résultats des simulations 1D ou 2D de la cavité chauffée et la détection de l'arrivée de la bulle de plasma dans la visée du spectromètre micro-DMX confirme ce choix de délai.

La réalisation d'une expérience de spectroscopie nécessite d'avoir une source de radiographie plus intense que les diverses radiations parasites. Parmi celles-ci, on peut citer :

1. Les rayonnements des faisceaux laser (visible et proche infra-rouge). Grâce aux protections optiques des instruments, ils parviennent difficilement aux détecteurs qui, de plus, possèdent une très faible sensibilité pour ces longueurs d'onde.
2. L'émission propre des cibles. L'émission venant des cibles peut provenir soit de l'échantillon chauffé ou du plasma d'or formé en paroi de cavité et essentiellement de la bulle d'or se détendant depuis la zone d'interaction laser-cavité. Les mesures de température radiatives effectuées par le spectromètre micro-DMX montrent que la température radiative maximale est d'au plus 74 eV sur l'ensemble des campagnes de 2008 et 2009 et d'au plus de 45 eV pour la campagne de 2010. Ainsi sous l'hypothèse que les diverses émissions sont quasi-planckiennes, 96% du flux des émissions propres est obtenu pour des énergies de photon inférieures à 600 eV pour les campagnes de 2008 et de 2009. Ces émissions sont donc négligeables dans la gamme spectrale 700-1550 eV étudiée pour ces campagnes.

L'émission propre est par contre plus problématique pour la campagne de 2010 pour laquelle la gamme spectrale d'étude est celle des XUV de 65 à 155 eV puisque le spectre d'émission est cette fois significatif jusqu'à une énergie de photon de 360 eV (température radiative maximale de l'ordre de 45 eV). La parade consiste à utiliser un spectromètre XUV avec une résolution temporelle qui aura pour effet de diluer dans le temps l'émission et/ou avec une chronométrie bien ajustée de discriminer en temps le spectre du *backlighter* de celui de l'émission propre.

La mesure de l'opacité est faite en pratique en mesurant la transmission spectrale T_ν du plasma définie comme le rapport du spectre de radiographie, ou *backlighter*, transmis I_ν à travers l'échantillon sur le spectre non transmis $I_{\nu,0}$, qui lui est obtenu soit sur une ligne de visée différente ne passant pas par le plasma soit lors d'un tir réalisé dans la mesure du possible dans les mêmes conditions et en l'absence de cible principale (cavité). D'après 2.28, la transmission d'un plasma purement absorbant est donnée par :

$$T_\nu = \frac{I_\nu}{I_{\nu,0}} = \exp\left(-\int dr \kappa_\nu(r) \rho(r)\right) \quad (6.1)$$

où κ_ν est l'opacité spectrale et ρ la densité de matière, toutes deux évaluées au point r de la ligne de visée.

Sous l'hypothèse de conditions de densité et de températures uniformes le long de la ligne de visée, on peut aussi écrire pour la transmission :

$$T_\nu \simeq \exp(-\kappa_\nu \sigma) \quad (6.2)$$

avec $\sigma = \rho\Delta l$ la masse surfacique initiale de l'échantillon, et Δl l'épaisseur de plasma sondée. Cette hypothèse sera toutefois discutée ultérieurement. Cette expression requiert que la masse surfacique soit conservée au cours de l'évolution de l'échantillon autrement dit que la détente de l'échantillon s'effectue le long de la ligne de visée, perpendiculaire au plan des feuilles minces constituant l'échantillon. En réalité, le chauffage en cavité n'est pas tout-à-fait symétrique à cause notamment de la présence du trou d'entrée laser et, à l'opposé, de la zone d'interaction laser-paroi.

L'utilisation de tampons de carbone favorise grandement la détente uni-dimensionnelle du plasma et surtout en limite l'importance. Les écarts à ce mode de détente pourraient être importants en particulier sur les extrémités de l'échantillon, comme le suggèrent les études de [Perry *et al.* \(1996\)](#). Toutefois, d'après ces mêmes études, les simulations 2D de l'évolution du plasma le long de la ligne de visée sont bien représentées par des simulations 1D.

La mesure du spectre est intégrée le long de l'épaisseur du plasma de sorte que les spectres de transmission peuvent également intégrer plusieurs conditions de températures et de densités. Ce point est apprécié uniquement au travers des simulations hydrodynamiques de l'échantillon.

6.2.2 Lasers

Faisceau nanoseconde Le faisceau nanoseconde délivre sur cible des énergies converties à 2ω ($0.53 \mu\text{m}$) entre 30 et 150 J et est focalisé sur le trou d'entrée laser de la cavité avec une tache focale de $280 \mu\text{m}$ de diamètre par l'usage d'une lame de phase. En mode lissé, le faisceau peut être considéré comme non divergent sur quelques millimètres autour du plan focal, ainsi l'intensité délivrée sur le fond de la cavité vaut en moyenne $2 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$.

Faisceau picoseconde L'énergie du faisceau demandée est d'environ 20 J et une durée d'impulsion comprise entre 1 et 20 ps, le plus couramment 10 ps. Le faisceau picoseconde est focalisé avec une parabole hors-axe sur le centre de la chambre d'expérience et on obtient une tache focale englobant 50% de l'énergie dans un cercle équivalent de diamètre $12 \mu\text{m}$. L'intensité moyenne sur cible est d'environ 10^{17} W/cm^2 .

6.2.3 Cibles

Les cibles sont des cavités en or de 1.2 mm de diamètre et de $15 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Les trous de diagnostic ont un diamètre de $500 \mu\text{m}$ et le trou d'entrée laser $700 \mu\text{m}$.

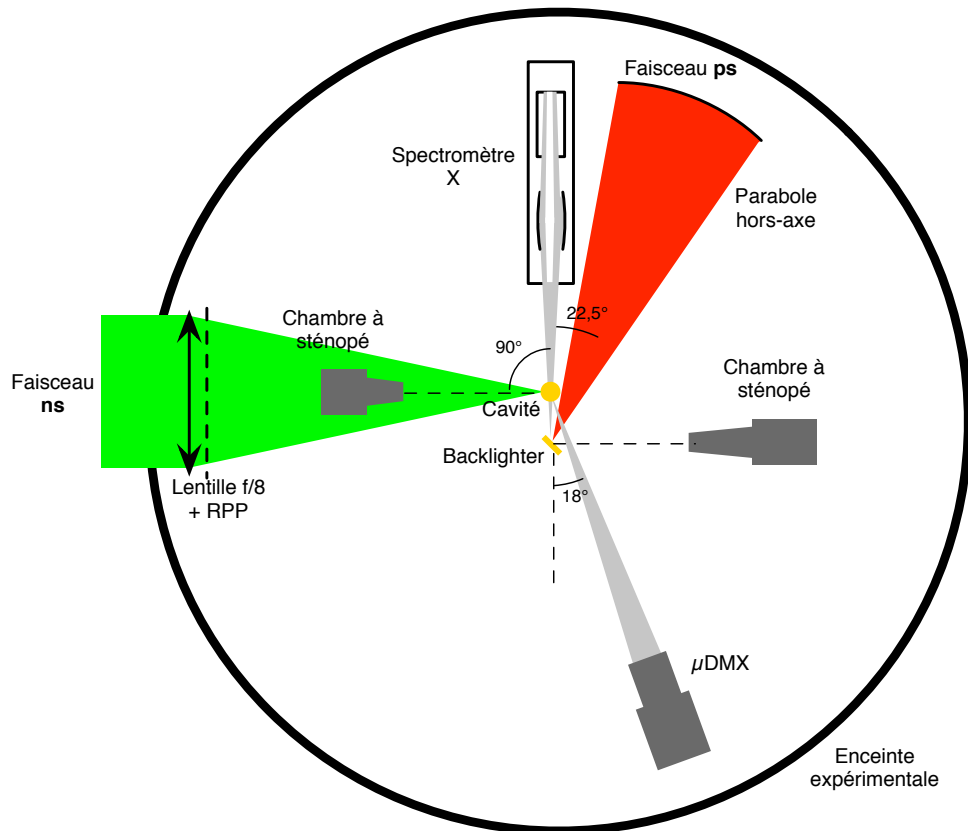


Fig. 6.2 – Schéma expérimental de la chambre d'expérience. Les instruments sont disposés dans le plan équatorial, excepté la chambre à sténopé qui se trouve à 45° au dessus du faisceau nanoseconde ainsi que du spectromètre micro-DMX dont l'axe est à 30° en dessous du plan équatorial.

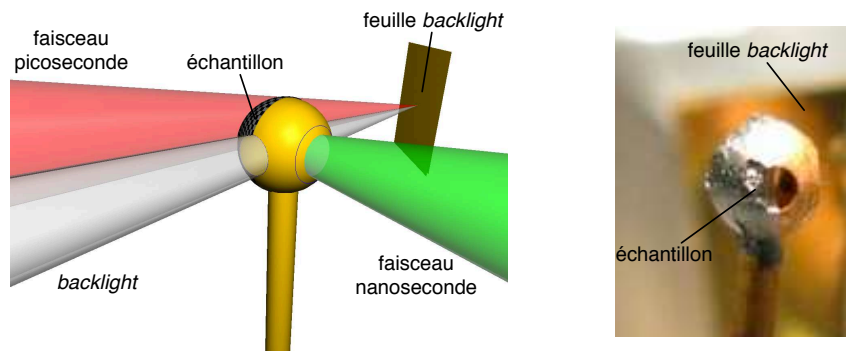


Fig. 6.3 – Gauche : schéma de principe d'utilisation des cibles. Le faisceau nanoseconde (en vert) de chauffage est focalisé sur le trou d'entrée laser $\phi 700 \mu\text{m}$. La focalisation sur une feuille d'or du faisceau picoseconde (en rouge) est à l'origine du faisceau de radiographie (*backlighter* en gris). Les trous de diagnostics $\phi 500 \mu\text{m}$ définissent la partie du flux de radiographie d'intérêt. Droite : photographie des cibles (feuille de conversion au fond). L'échantillon est déposé sur la moitié du trou de diagnostic de sortie.

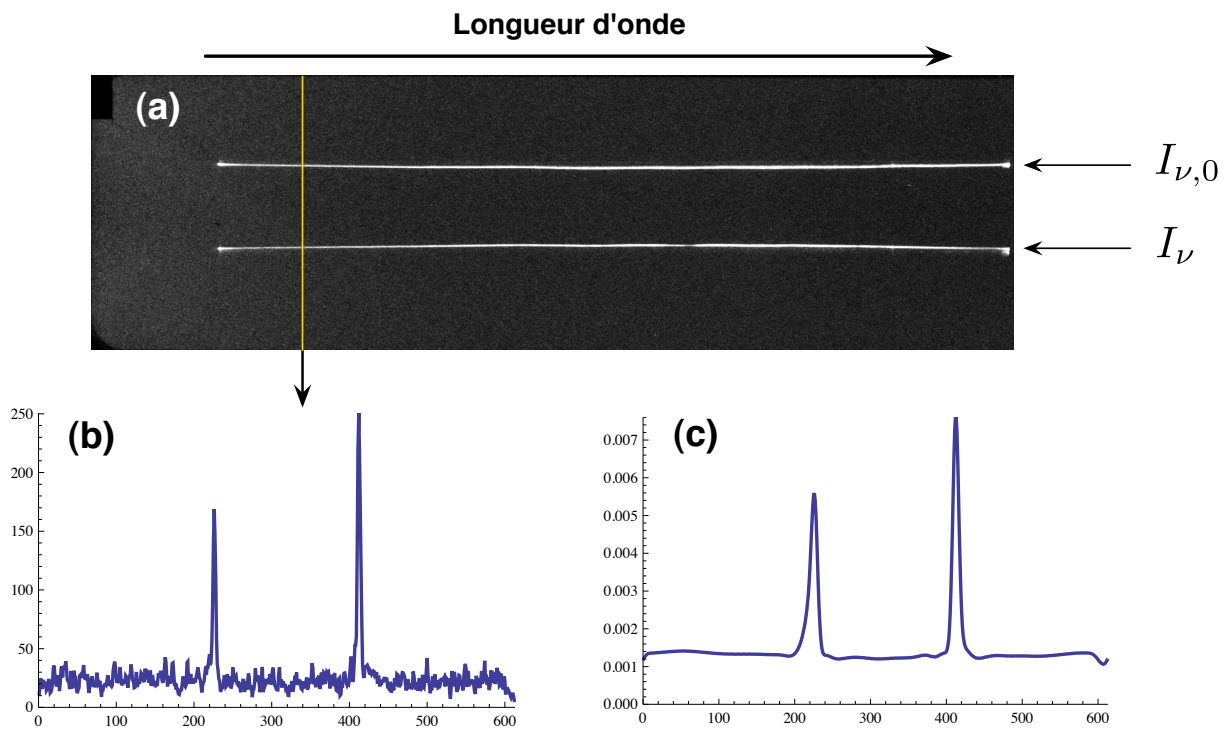


Fig. 6.4 – (a) Enregistrement linéarisé du film détecteur pour le tir 31. Les deux lignes de visée sont indiquées : la voie de mesure du spectre de référence $I_{\nu,0}$ et la voie de mesure du spectre transmis I_{ν} . (b) Profil d'une coupe verticale de l'image correspondant à une longueur d'onde. (c) Profil pour la même position après l'application du filtre gaussien et en ondelettes.

6.3 Dépouillement des spectres X

6.3.1 Extraction des spectres

Étape 1

Les données des images brutes des films photostimulables numérisées doivent être linéarisées selon la relation (5.13) de sorte que la valeur pour chaque pixel soit proportionnelle à l'énergie des photons incidents. La figure 6.4a donne un exemple d'image linéarisée et tournée de sorte qu'à une colonne on associe une longueur d'onde. Les deux spectres de *backlighter*, dans l'axe horizontal, non-transmis et transmis sont repérés respectivement par $I_{\nu,0}$ et I_{ν} . La longueur des spectres est d'environ 10 cm sur le film. Une coupe verticale pour une longueur d'onde est représentée sur la figure 6.4b. Le calcul des intensités dans chaque voie consiste à calculer pour chaque profil (i.e. longueur d'onde) l'intégrale du signal linéarisé dans les pics d'intensité. Une estimation du fond est enfin nécessaire pour corriger chaque valeur trouvée du fond local.

Étape 2

Comme vu au chapitre 5, la résolution moyenne du spectromètre est d'environ 50 mÅ (~ 4 eV). Compte tenu de la dispersion et de l'étalonnage cette résolution correspond à 8

pixels sur l'image, pour tenir compte de cette résolution un filtrage 2D gaussien de largeur à mi-hauteur 8 pixels est appliqué sur les images brutes.

Étape 3

Estimation du fond. Les fluctuations dans le signal de fond sont relativement importantes, d'environ 50% de la valeur moyenne, et rendent délicat le calcul de l'intégrale des pics ainsi que du fond lui-même. On peut s'affranchir du bruit de fond en utilisant une méthode de débruitage. La méthode utilisée ici est le filtrage en ondelettes décrit par [Starck et Murtagh \(1998\)](#), qui filtre très sélectivement les composantes de haute résolution que représente le bruit tout en altérant de manière négligeable le signal recherché. La figure 6.4c, présente le profil pour la même coupe de la figure 6.4(b) après application du filtrage gaussien et du filtrage en ondelettes. Pour valider la méthode et ses paramètres, un test a été effectué sur une image de synthèse créée à partir d'un calcul théorique de transmission et de l'ajout d'un bruit de fond possédant les caractéristiques de moyenne et de variance du bruit des mesures. La méthode d'analyse est alors appliquée sur cette image. Le résultat est illustré par la figure 6.5. Les structures principales d'absorption sont clairement retrouvées confirmant la non-altération des données physiques et une correction du bruit de fond acceptable. Cependant ce résultat illustre également que la transmission reste bruitée lorsqu'elle est proche de l'unité.

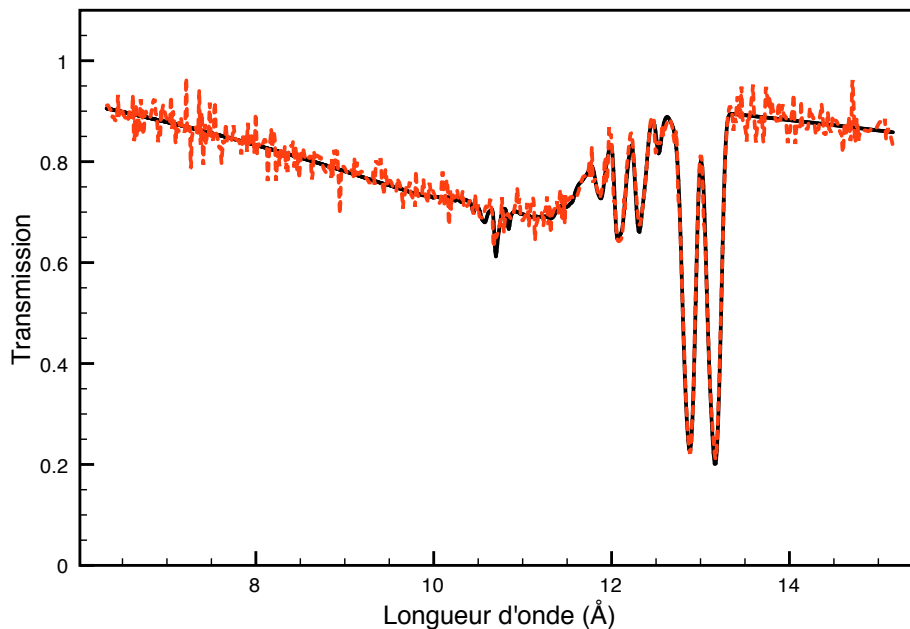


Fig. 6.5 – Transmission théorique (noir) et transmission synthétique bruitée artificiellement et suivie de l'application de la présente méthode de traitement (tirets en rouge).

Étape 4

Dans certains cas, les spectres des deux voies de mesure n'étaient pas suffisants pour calculer la transmission. En effet pour certains tirs, des « structures d'absorption » étaient visibles dans les deux suggérant plutôt une pollution dans le spectre de référence $I_{\nu,0}$. Cette situation peut se produire si l'expansion de l'échantillon est importante transversalement à l'axe de radiographie. Dans ce cas, des spectres de références obtenus pour d'autres tirs sont utilisés avec une normalisation sur l'énergie du laser de radiographie.

6.3.2 Courbes de transmission

Les courbes de transmission expérimentales sont données sur la figure 6.7. Les structures principales d'absorption observées semblent reproduire les prédictions concernant les structures $2p - 3d$ pour leur position et pour leur forme en fonction du numéro atomique de l'élément sondé. Notons que les courbes de la figure 6.6a de transmission du fer présentent une transmission irréaliste autour de 16 Å suite à un impact de reste de cavité sur le cristal survenu au cours de la campagne.

6.3.3 Simulation numérique des paramètres plasma

Le champ de rayonnement X de la cavité est simulé à l'aide du code 2D axisymétrique *FCI2*, [Schurtz et al. \(2000\)](#). Le chauffage laser de la cavité est traité avec un algorithme de *ray-tracing* pour la prise en compte de la propagation, de la réfraction et de l'absorption collisionnelle du flux laser. L'énergie radiative au sein de la cavité servant à chauffer l'échantillon est prédite par un calcul détaillé du transport radiatif incluant des effets non-ETL. Malgré cette modélisation sophistiquée, l'énergie radiative calculée est surestimée par rapport aux estimations du spectromètre large bande micro-DMX, en incluant les barres d'erreur de celui-ci. Cette surestimation est de 40% en température radiative maximale. Ce désaccord est peut-être dû à la géométrie 3D prononcée de la cavité, en effet la disposition des trous ne permet de les prendre en compte de manière réaliste. L'artifice utilisé dans la modélisation consiste à augmenter la taille des trous de diagnostic pour obtenir la surface totale effective des pertes radiatives (XUV thermiques ou laser réfracté) par les trous.

Les paramètres hydrodynamiques des plasmas à l'instant sonde sont alors déduits en couplant les mesures du flux radiatif de chauffage donné par le spectromètre micro-DMX avec des simulations hydrodynamiques radiatives 1D code *FCI1* de l'échantillon d'opacité.

Pour illustrer ces calculs, on considère le cas du tir 28 pour la mesure de la transmission du fer de masse surfacique $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

La figure 6.9 montre les profils spatiaux de densité de matière et de température pour le multi-couche C/Fe/C à différents instants : l'instant sonde et ± 50 ps avant et après l'instant sonde. L'instant sonde est défini comme le temps de montée de l'impulsion laser de radiographie (faisceau picoseconde), la référence correspondant à la montée de l'impulsion de chauffage. Pour ces calculs la loi de température radiative de la cavité est la moyenne des mesures sur les différentes voies de mesures du micro-DMX.

Ces trois courbes permettent de couvrir la totalité de la durée de l'émission du *backlight* et indiquent que les variations temporelles de température et de densité dans la

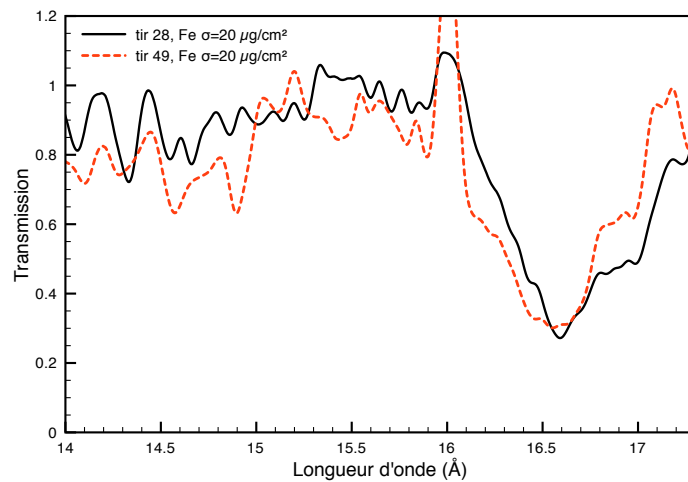
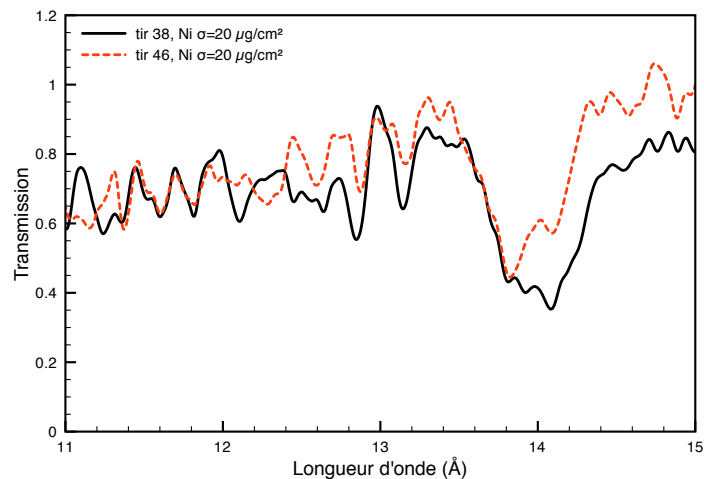
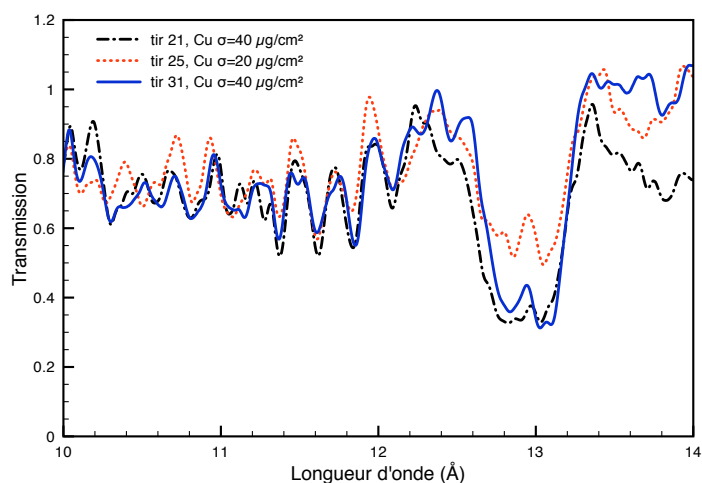
(a) Transmission du fer à $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ (tir 28 et 49).(b) Transmission du nickel à $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ (tir 38 et 46).

Fig. 6.6 – Spectres de transmission expérimentaux pour le fer et le nickel.

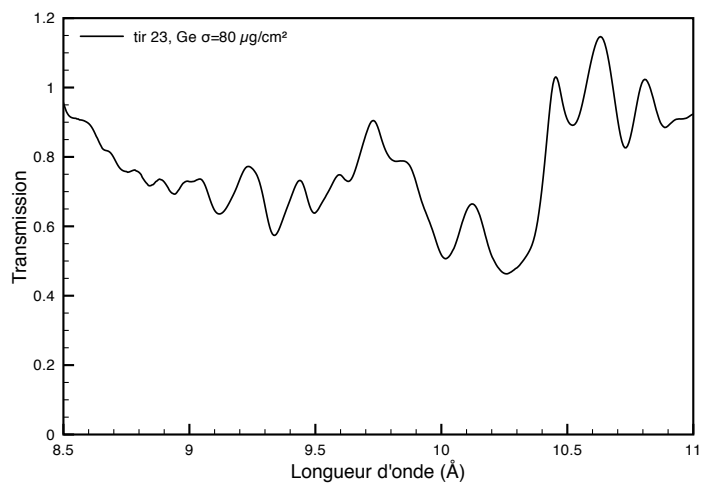
couche de fer peuvent être négligées devant les variations spatiales. Une solution pour améliorer l'homogénéité des plasmas sera présentée dans les travaux de la campagne de 2010 (chapitre 8).

Incertitudes micro-DMX

Pour l'analyse des spectres de transmission, l'incertitude sur les mesures micro-DMX est prise en compte. Pour cela on utilise trois hypothèses de lois de température radiative en entrée des simulations : la loi « moyenne » correspondant à la moyenne des températures obtenues par les différentes voies de mesure du micro-DMX, une loi « basse » et une loi « haute » pour les bornes à $\pm\sigma$, avec σ l'écart-type des mesures sur les voies. Les résultats sur les profils spatiaux sont représentés sur la figure 6.10 avec l'estimation moyenne (noir continu), basse (pointillés rouge) et haute (tirets bleus) de $T_{rad}(t)$. Pour ces trois cas



(a) Transmission du cuivre à 20 (tir 25) et 40 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ (tirs 21 et 31).



(b) Transmission du germanium à 80 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ (tir 23).

Fig. 6.7 – Spectres de transmission expérimentaux pour le cuivre et le germanium.

de figure, les températures électroniques et les densités de masse moyennes ainsi que les variations maximales en température et densité pour la couche de l'élément sondé sont résumées dans le tableau 6.1.

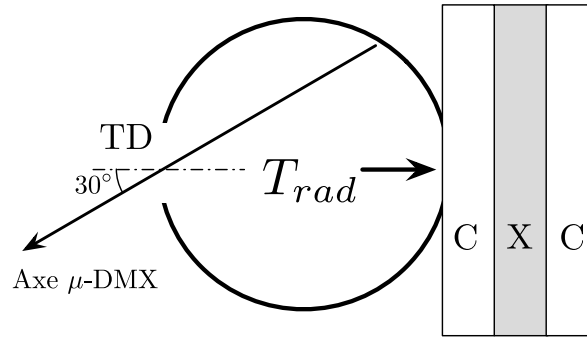


Fig. 6.8 – Schéma de modélisation pour les simulations numériques 1D du chauffage de l'échantillon. L'élément X (X=Fe, Ni, Cu ou Ge) à l'étude est inséré entre deux couches de carbone de masse surfacique $8 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. L'échantillon est chauffé par la gauche. La loi de température radiative de la cavité $T_{rad}(t)$ est déduite des mesures micro-DMX dont l'axe de visée passe par le trou de diagnostic d'entrée (TD) et faisant un angle de 30° par rapport à l'axe horizontal de radiographie dans le plan vertical.

6.4 Analyse des courbes de transmission

L'analyse des courbes de transmission est faite ici avec le code « statistique » SCO, [Blenski *et al.* \(1997\)](#), et le code « détaillé » HULLAC, [Bar-Shalom *et al.* \(2001\)](#).

6.4.1 Cas du fer

Comparaison et analyse avec SCO

Des calculs SCO pour le fer à 22 et 25 eV et une densité de $4 \text{ mg}/\text{cm}^3$ sont comparés, figure 6.11, aux transmissions des tirs 28 et 49. L'accord semble relativement bon pour la région spectrale des structures $2p - 3d$, 16–17.5 Å. La position du centre de gravité de cette structure pour le tir 49 suggère une température plus élevée que pour le tir 28 comme le suggère la comparaison à 25 eV et les résultats issus des mesures micro-DMX couplées aux simulations hydrodynamiques. L'absorption théorique est plus importante que celle mesurée et même partiellement saturée. Le tableau 6.2 indique les ionisations moyennes et les occupations moyennes des sous-couches à un électron $n = 3$ et $n = 4$ incluant les cas de comparaison. Pour une même densité de $4 \text{ mg}/\text{cm}^3$, les charges ioniques moyennes $\langle Z^* \rangle$ sont de 6.7 et 7.4 pour les températures respectives de 22 et 25 eV. La différence relativement grande entre ces charges moyennes vient principalement de la différence d'occupation de la sous-couche $3p$. Dans ce cas particulier la population de la sous-couche $3p$ spectatrice, dépend plus de la température que les sous-couches actives $3d$ et $2p$, la couche $2p$ étant fermée. La comparaison des résultats à 25 eV, tableau 6.2, pour les deux densités suggère que les variations de l'occupation de la couche $3p$ sont moins sensibles aux variations de densité que l'ionisation moyenne. Les spectres mesurés ne présentent pas d'éclatement de la structure $2p - 3d$ en accord avec le calcul. Les structures secondaires $2p - 4d$ ne semblent pas être reproduites dans l'expérience excepté partiellement pour le tir 49 dans la bande 14–15 Å.

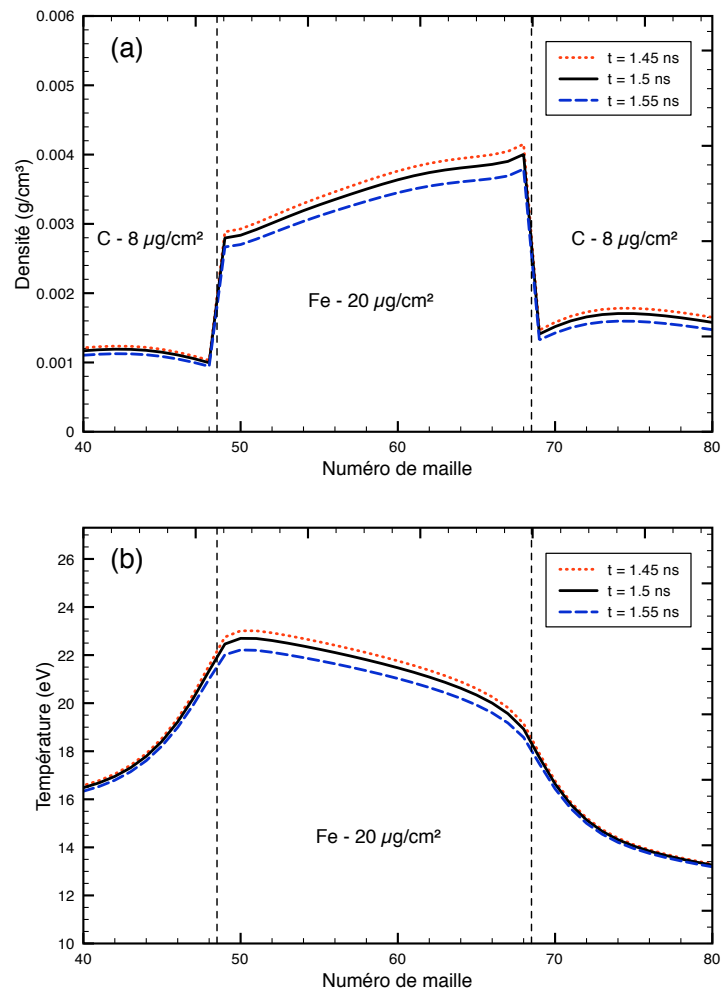


Fig. 6.9 – Profils spatiaux de (a) la densité de matière et (b) de température électronique pour un échantillon de fer ($20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) en fonction du numéro de maille, soit une coordonnée lagrangienne représentant la masse de la maille indépendamment du déplacement. Profils à l’instant sonde, $t = 1.5 \text{ ns}$ (noir continu), et 50 ps avant (pointillés rouges) et après (tirets bleus) l’instant sonde. La loi de chauffage correspond à la moyenne des mesures des différentes voies du micro-DMX. Cas a) dans le tableau 6.1.

Comparaison et analyse avec HULLAC

Détail du calcul La figure 6.12a montre la comparaison entre des calculs HULLAC pour la température de 25 eV et une densité de $4 \text{ mg}/\text{cm}^3$ et la transmission du tir 28. Les ions FeVIII à FeX sont pris en compte ainsi que les transitions $2p - nd$, $n = 3$ à 6 et $2s - mp$, $m = 3$ à 5. La position des transitions $2p - 3d$, $16\text{--}17.5 \text{ \AA}$, ainsi que l’enveloppe générale sont en bon accord avec l’expérience. Cependant les rapides variations au sein de cette même structure, de largeur supérieure à la résolution instrumentale, ne sont pas visibles pour ce tir.

Les calculs détaillés avec des configurations excitées comme $1s^2 2s^2 2p^5 3s^2 3p^4 3d^5$ de l’ion FeVII intervenant dans l’analyse présente, requièrent de prendre en compte simultanément trois sous-couches ouvertes, la couche $3d^5$ donnant la complexité maximale car à moitié

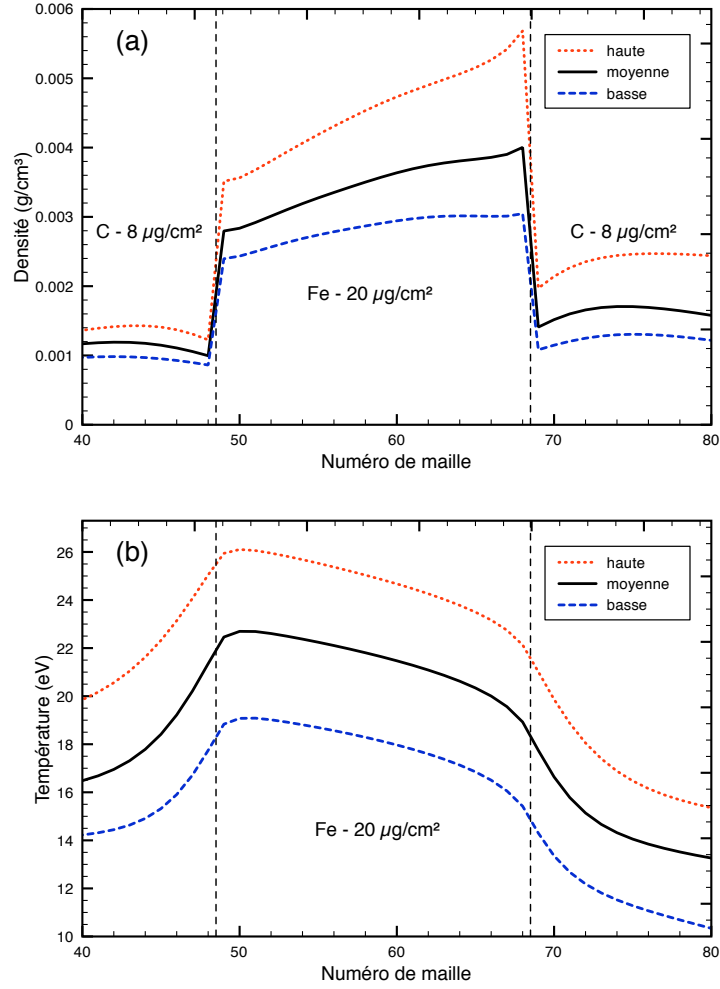


Fig. 6.10 – Profils spatiaux de (a) densité de matière et (b) de température électronique pour un échantillon de fer de $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ calculés par les simulations numériques à l’instant sonde en fonction du numéro de maille. Les trois courbes résultent des calculs avec en entrée trois estimations différentes du flux radiatif compte tenu des incertitudes sur les mesures micro-DMX, voir texte.

ouverte. Si l’on souhaite étudier l’interaction de configuration complète, il est indispensable de se restreindre aux transitions importantes, ici $2p - 3d$. L’absorption du carbone n’est pas ajoutée ici mais joue un rôle négligeable pour l’analyse des structures $2p - 3d$. Dans le modèle de calcul des niveaux détaillés, l’élargissement associé à la sous-couche $3p$ ouverte est dû aux raies satellites. Par exemple, pour l’ion FeVIII (dominant à $T = 22 \text{ eV}$ et $\rho = 4 \text{ mg}/\text{cm}^3$), les transitions principales $2p^6 3p^6 3d - 2p^5 3p^6 3d^2$ sont encadrées par les transitions $2p^6 3p^{6-m} 3d^{1+m} - 2p^5 3p^{6-m} 3d^{2+m}$, avec $m = 1, 2, \dots$. Pour les ions FeVI à FeIX, les configurations retenues pour le calcul sont de la forme $[1s^2 2s^2 3s^2] 2p^6 3p^6 3d^k$, $2p^5 3p^6 3d^{k+1}$, $2p^6 3p^5 3d^{k+1}$, $2p^5 3p^5 3d^{k+2}$, $2p^6 3p^4 3d^{k+2}$, $2p^5 3p^4 3d^{k+3}$, k dépendant de l’état d’ionisation considéré (de 3 à 0 de l’ion FeVI à l’ion FeIX).

L’ensemble des configurations pour les ions FeX (resp. FeXI) est $[1s^2 2s^2 3s^2] 2p^6 3p^k$, $2p^5 3p^k 3d$, $2p^6 3p^{k-1} 3d$, $2p^5 3p^{k-1} 3d^2$, $2p^6 3p^{k-2} 3d^2$, $2p^5 3p^{k-2} 3d^3$, avec $k = 5$ (resp. 4). Les

Cas	Élément - Tir Masse surfacique Énergie laser 2ω	Estimations		Calculs			
		DMX	T_{rad}^{max} (eV)	$\langle T_e \rangle$ (eV)	ΔT_e (eV)	$\langle \rho \rangle$ (mg/cm ³)	$\Delta \rho$ (mg/cm ³)
a	Fe - 28 20 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 48 J	basse	32	18	3	4.5	2.3
		moyenne	38	21	4	3.5	1.0
		haute	44	24	4	3.0	0.7
b	Fe - 49 20 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 62 J	basse	40	24	4	4.3	1.2
		moyenne	48	29	5	3.5	0.6
		haute	55	33	4	3.0	0.3
c	Ni - 38 20 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 41 J	basse	32	19	7	5.8	3.6
		moyenne	39	23	4	4.0	0.8
		haute	44	27	4	3.1	0.7
d	Ni - 46 20 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 62 J	basse	34	20	4	5.1	2.6
		moyenne	43	25	4	3.4	0.8
		haute	52	30	4	2.7	0.4
e	Cu - 25 20 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 40 J	basse	ND	14	10	16	31
		moyenne	ND	23	5	6.9	3.0
		haute	ND	27	5	5.3	1.0
f	Cu - 31 20 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 48 J	basse	18	14	6	16	32
		moyenne	23	21	6	9.3	6.6
		haute	28	25	5	6.5	2.6
g	Ge - 23 80 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 74 J	basse	ND	10	15	40	95
		moyenne	ND	18	14	18	32
		haute	ND	24	10	10	10

Tab. 6.1 – Température radiative maximale T_{rad}^{max} estimée par le micro-DMX (valeurs « moyenne », « basse » et « haute » issues de la statistique des mesures, cf texte); température électronique $\langle T_e \rangle$ et densité de matière $\langle \rho \rangle$ moyennes avec leurs variations maximales dans l'échantillon, ΔT_e and $\Delta \rho$, pour chaque loi de température (« moyenne », « basse » et « haute »). Les données du micro-DMX non disponibles sont indiquées par « ND », dans cette situation les lois de température radiatives sont interpolées sur les énergies laser.

configurations incluant la sous-couche $3d$ sont omises restreignant l'étude au domaine 16–18 Å. Le nombre de niveaux considérés dans le calcul pour chaque état de charge est détaillé dans le tableau 6.3.

Spectres de transmission L'effet de l'ouverture de la sous-couche $3p$ sur la structure d'absorption $2p - 3d$ est illustré par la figure 6.12b. L'effet est significatif dès l'ajout de la sous-couche $3p^5$ puisque les composantes de structure fine des contributions des différents ions se fondent dans une seule structure plus large. En conséquence, un meilleur accord avec les données expérimentales est trouvé. L'effet est ensuite moins prononcé en diminuant encore plus l'occupation de la sous-couche $3p$, comme il apparaît pour la sous-couche $3p^4$ (en bleu sur la figure 6.12b) et devient négligeable pour des occupations ($3p^3$, $3p^2$...) encore moindres.

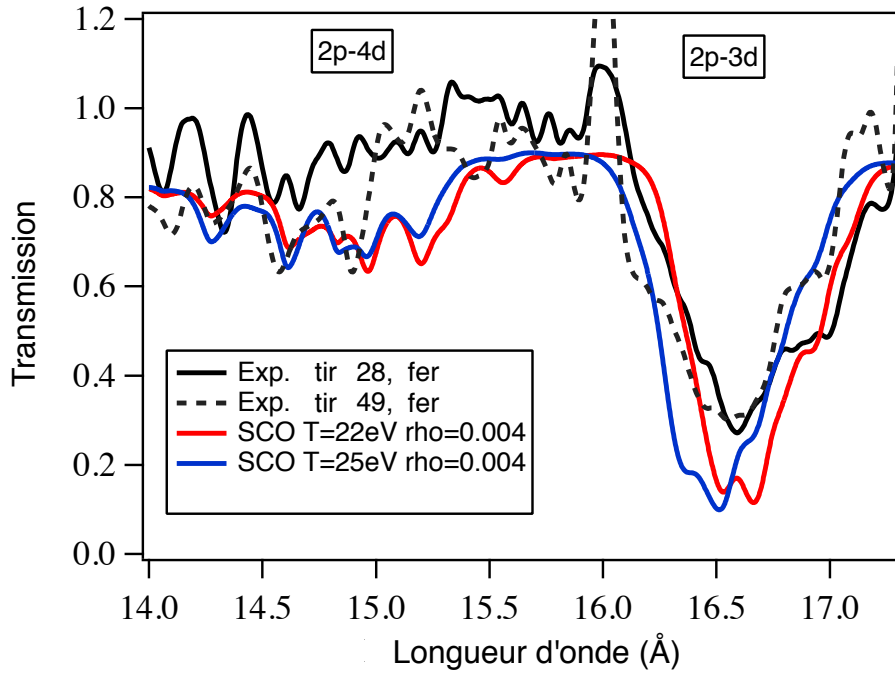


Fig. 6.11 – Comparaison des transmissions expérimentales du fer ($20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) avec deux spectres calculés par le code SCO pour des températures de 22 et 25 eV et une densité de matière de $4 \text{ mg}/\text{cm}^3$.

T (eV)	ρ (mg/cm ³)	$\langle Z^* \rangle$	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f
22	4	6.709	1.904	4.726	2.023	0.043	0.080	0.067	0.052
25	4	7.409	1.830	4.251	1.880	0.038	0.077	0.067	0.055
25	10	6.666	1.864	4.462	2.146	0.053	0.109	0.088	0.081

Tab. 6.2 – SCO : comparaison des charges nettes moyennes $\langle Z^* \rangle$, des occupations moyennes des sous-couches $n = 3$ et $n = 4$ pour le fer à 22 et 25 eV et des densités de 4 et $10 \text{ mg}/\text{cm}^3$.

6.4.2 Cas du nickel

SCO

Les transmissions obtenues aux tirs 38 et 46 sont comparées, figure 6.13, aux calculs SCO pour des températures de 21 et 22 eV et une densité de $10 \text{ mg}/\text{cm}^3$, paramètres plasmas pour lesquels la position de la structure d'absorption principale est reproduite. En accord avec les calculs une légère séparation de l'éclatement spin-orbite est visible.

La variation en température dans les calculs influence peu la position. La différence principale entre les deux calculs provient du traitement différent de l'interaction de configuration relativiste (ICR). Le rapport des profondeurs d'absorption varie notablement entre les deux traitements de l'ICR. Le nouveau traitement améliore l'accord avec la transmission du tir 38 (courbe CI_2 sur la figure 6.13), bien que le niveau d'absorption global ne soit pas reproduit. L'ionisation moyenne $\langle Z^* \rangle$ et les occupations moyennes des sous-couches nl , $n = 3$ et $n = 4$ pour des températures de 20 et 35 eV et des densités de

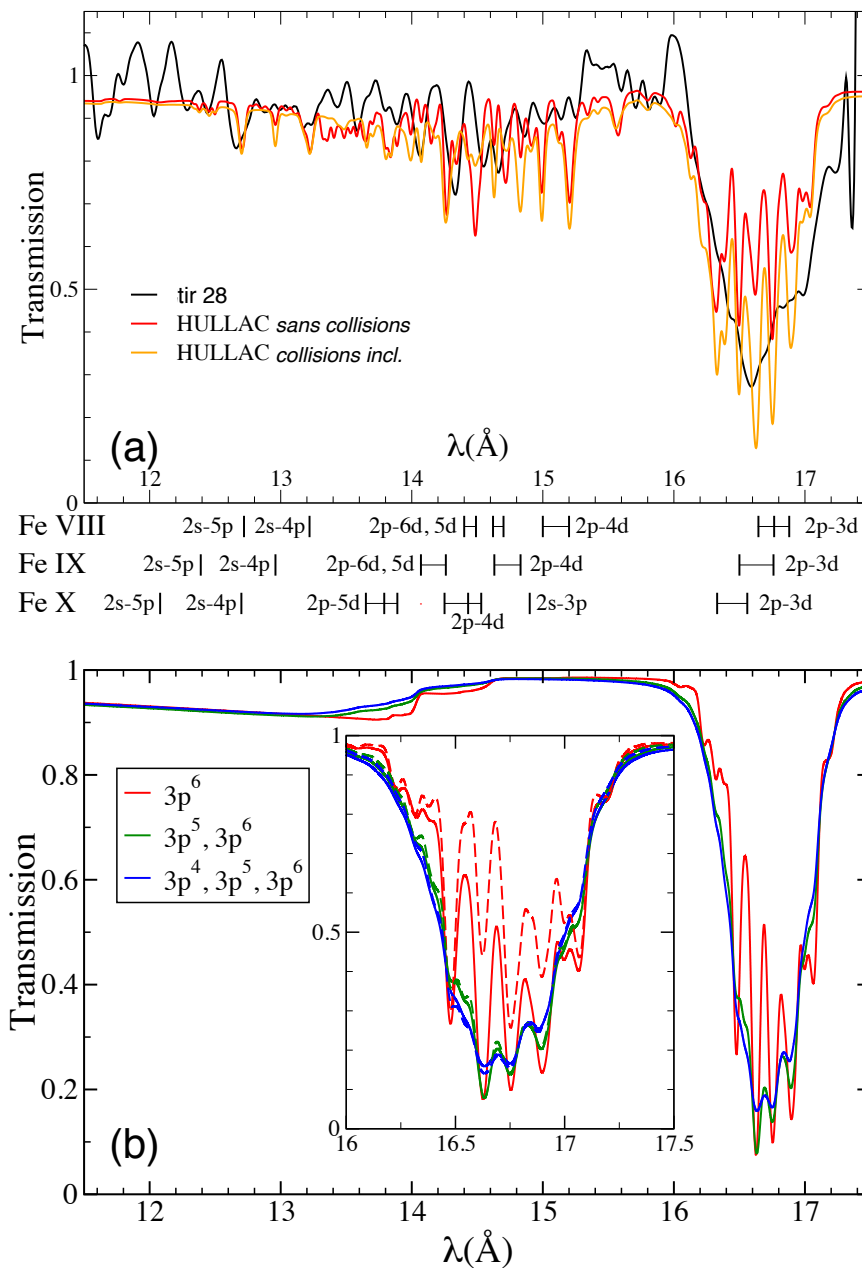


Fig. 6.12 – (a) Transmission du fer (tir 28) comparé avec les calculs HULLAC, pour une température de 25 eV, une densité de 4 mg/cm^3 et densité surfacique de $20 \mu\text{g/cm}^2$. Seul l'intervalle $11.5\text{--}17.5 \text{ \AA}$ où les structures $2p - nd$, $n = 3\dots 6$ et $2s - mp$, $m = 3\dots 5$ sont trouvées est représenté. La couche $3p$ est prise fermée. L'identification des transitions à un électron des ions FeVIII–FeX est donnée. (b) Effet de l'ouverture de la couche spectatrice $3p$ spectatrice. Calculs pour les transitions $2p - 3d$ seules pour une température de 22 eV et une densité de 4 mg/cm^3 . Les ions FeVI à FeXI sont inclus. L'élargissement collisionnel est pris en compte dans le graphe principal. Transmissions convoluées de l'élargissement expérimental (profil gaussien $\delta\lambda/\lambda = 400$).

N	23	22	21	20	19	18	17	16
Fe			FeVI	FeVII	FeVIII	FeIX	FeX	FeXI
Ni	NiVI	NiVII	NiVIII	NiIX	NiX	NiXI		
$n_c = 2$	217	248	199	119	47	13	67	163
$n_c = 4$	1010	1500	1587	1267	705	281	699	1009
$n_c = 6$	1875	3448	4583	4683	3449	1896	2796	2624

Tab. 6.3 – Nombre de niveaux inclus dans les calculs HULLAC en fonction de l’ouverture de la sous-couche $3p$ et du nombre total d’électrons N . La première ligne ($n_c = 2$) donne le nombre de niveaux détaillés quand seules deux configurations non-relativistes sont incluses, i.e., avec une sous-couche $3p^6$ si $N \geq 18$. La deuxième ligne pour le cas à quatre configurations ($3p^5$ et $3p^6$ si $N \geq 18$), dans la troisième ligne six configurations sont considérées ($3p^4$, $3p^5$ et $3p^6$ si $N \geq 18$).

4 et 10 mg/cm³ sont données dans le tableau 6.4. Comme dans le cas du fer, l’ionisation moyenne dépend relativement fortement de la température. Également l’occupation de la sous-couche $3p$ est moins dépendante de la densité que l’ionisation moyenne. Par rapport au cas du fer, l’occupation de la couche $3p$ est moins sensible à la température.

T (eV)	ρ (mg/cm ³)	$\langle Z^* \rangle$	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f
22	4	6.800	1.974	5.474	3.088	0.056	0.098	0.069	0.052
22	10	6.116	1.977	5.540	3.434	0.082	0.147	0.108	0.077
25	4	7.484	1.945	5.163	2.777	0.046	0.087	0.066	0.052
25	10	6.714	1.952	5.264	3.113	0.071	0.135	0.106	0.084

Tab. 6.4 – SCO : comparaison des charges nettes moyennes $\langle Z^* \rangle$, des occupations moyennes des sous-couches $n = 3$ et $n = 4$ pour le nickel à 22 et 25 eV et des densités de 4 et 10 mg/cm³.

HULLAC

Pour les calculs HULLAC les mêmes configurations que pour le fer sont utilisées pour le spectre d’absorption des transitions $2p - 3d$. Les contributions ioniques vont de l’ion NiVI à l’ion NiXI pour étudier notamment l’effet de l’ouverture de la sous-couche $3p$. Le nombre de niveaux résultants est donné dans le tableau 6.3.

Les transmissions expérimentales du nickel sont comparées, sur la figure 6.14a, avec des calculs pour une température de 20 eV et une densité de 5 mg/cm³. Les calculs pour différents choix de configurations incluant la sous-couche $3p$: un calcul pour une sous-couche $3p$ fermée seule ($3p^6$) et un second avec des sous-couches $3p$ de 0 à 2 fois ouverte ($3p^6$, $3p^5$ et $3p^4$). Contrairement au cas du fer, l’ouverture de la sous-couche $3p$ est nettement moins marquée. Une explication peut être apportée en considérant les structures électroniques principales impliquées dans le cas du nickel et du fer. Pour une température autour de 22 eV et une densité d’environ 4 mg/cm³ la charge moyenne nette est d’environ 7 dans les deux cas. Ainsi les configurations fondamentales et excitées principales sont $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d$, $1s^2 2s^2 2p^5 3s^2 3p^6 3d^2$ pour le fer et $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^3$, $1s^2 2s^2 2p^5 3s^2 3p^6 3d^4$ pour le nickel. Donc dans le cas du nickel la sous-couche $3d$ est plus peuplée que pour le cas du fer, donnant une structure $2p - 3d$ plus complexe avec l’ajout

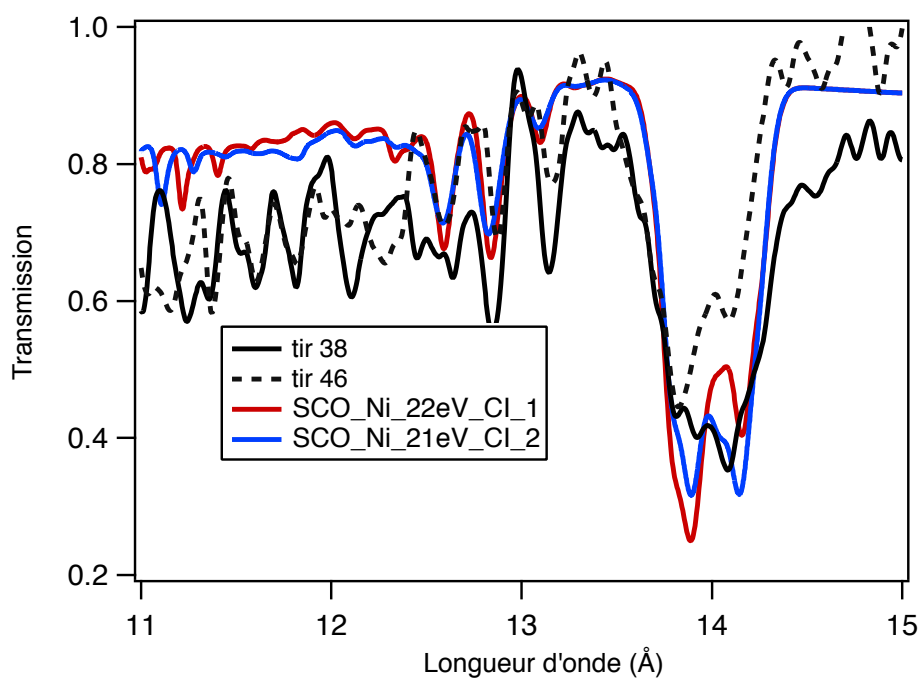


Fig. 6.13 – Comparaison des transmissions expérimentales du nickel ($20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) avec deux spectres calculés par le code SCO pour des températures de 21 et 22 eV et une densité de $10 \text{ mg}/\text{cm}^3$.

d'un grand nombre de transitions vers le niveau $3d$. Ainsi l'ouverture de la sous-couche $3p$ au profit de la sous-couche $3d$ a un effet plus significatif dans le cas du fer et moindre pour le nickel ou des éléments de numéro atomique plus élevé.

Les comparaisons sur la figure 6.14b concernant les positions de la structure $2p - 3d$ suggèrent que la température de l'échantillon doit être entre 20 eV et 25 eV. Par ailleurs les largeurs des structures mesurées ne pouvant pas être expliquées par la prise en compte dans les calculs HULLAC de l'élargissement collisionnel ni de l'ajout de configurations supplémentaires contenant une sous-couche $3p$ une à deux fois ouverte, indiqueraient la présence de gradients de température dans l'échantillon sondé.

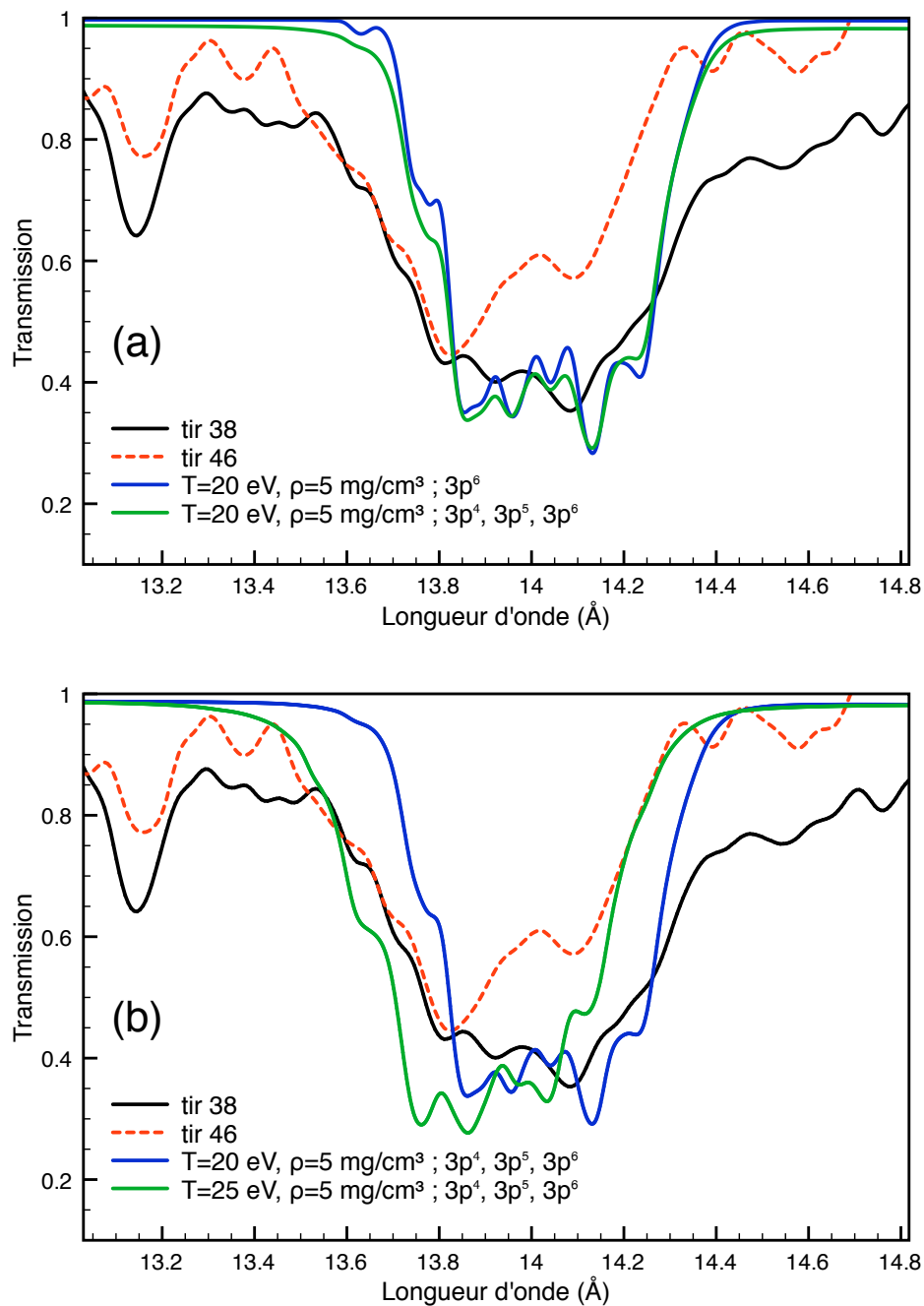


Fig. 6.14 – Transmission du nickel ($20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) pour les tirs 38 et 46 comparés aux calculs HULLAC pour les seules transitions $2p - 3d$. (a) Calculs à $T = 20 \text{ eV}$ et $\rho = 5 \text{ mg}/\text{cm}^3$, avec une sous-couche $3p^6$ fermée (bleu), ou des sous-couches $3p^6, 3p^5$ et $3p^4$ (vert). (b) Calculs pour les températures de 20 et 25 eV, densité de $5 \text{ mg}/\text{cm}^3$. Le choix des configurations du calculs ne permettent pas de reproduire les structures $2p - 4d$ dont celle visible à 13.15 \AA .

6.4.3 Cas du cuivre

La transmission du cuivre a été mesurée pour deux masses surfaciques 20 (tir 25) et 40 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ (tir 21 et 31). Les énergies du faisceau nanoseconde à 2ω sont 47, 48 et 40 J pour les tirs 21, 31 et 25 respectivement. Seules des données micro-DMX pour le tir 31 ont pu être acquises. La figure 6.15a présente les mesures pour les échantillons de même masse surfacique indiquant une relative reproductibilité entre les deux tirs 21 et 31. Les résultats pour les paramètres plasma sont donnés dans le tableau 6.1. Les résultats des simulations hydrodynamiques suggèrent que les gradients sont plus importants dans le cas du cuivre que pour les cas du fer et du nickel en accord avec le fait que la masse surfacique est deux fois plus élevée pour le cuivre par rapport au fer et au nickel car alors le plasma est plus étendu.

Pour le tir 25 (20 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$) les lois de chauffage en entrée des simulations sont obtenues par interpolation des mesures micro-DMX sur l'énergie laser. Les transmissions des tirs 25 et 31 sont comparées sur la figure 6.15b.

SCO

Pour l'ensemble des mesures sur le cuivre, la position et la forme de la structure $2p-3d$ sont relativement bien reproduites par les calculs SCO à 20 eV en température et pour des densités de 5 et 15 mg/cm^3 , cf figure 6.15a. Pour cet élément les calculs et les mesures font clairement apparaître l'éclatement spin-orbite de la structure $2p-3d$. Par ailleurs l'accord avec les structures secondaires $2p-4d$ est amélioré par rapport au cas du nickel. Les calculs pour les deux densités indiquent que les profondeurs des structures $2p-4d$ sont plus fortement dépendantes des variations de densité à l'inverse de la structure $2p-3d$.

T (eV)	ρ (mg/cm^3)	Z^*	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f
15	5	5.099	2.000	6.000	5.152	0.117	0.167	0.091	0.056
15	15	4.368	2.000	6.000	5.475	0.170	0.253	0.148	0.093
15	50	3.637	2.000	6.000	5.824	0.243	0.419	0.262	0.187
17	5	5.577	2.000	5.910	4.741	0.095	0.158	0.094	0.056
17	15	4.829	2.000	5.925	5.105	0.147	0.231	0.144	0.093
17	50	3.962	2.000	5.934	5.461	0.212	0.378	0.247	0.175
20	5	6.283	2.000	5.794	4.170	0.0788	0.139	0.091	0.058
20	15	5.468	2.000	5.824	4.569	0.125	0.209	0.142	0.100
20	50	4.581	2.000	5.855	4.996	0.184	0.346	0.243	0.177

Tab. 6.5 – SCO : comparaison des charges nettes moyennes $\langle Z^* \rangle$, des occupations moyennes des sous-couches $n = 3$ et $n = 4$ pour le cuivre à 15, 17 et 20 eV et pour des densités de 5, 15 et 50 mg/cm^3 .

Les occupations des sous-couches des couches $n = 3$ et $n = 4$ sont indiquées dans le tableau 6.5 pour les températures de 15, 17 et 20 eV et les densités de 5, 15 et 50 mg/cm^3 encadrant les conditions prédites dans le tableau 6.1. Contrairement aux cas du fer et du nickel, la sous-couche spectatrice $3p$ est presque toujours fermée et son occupation dépend peu des variations de densité et de température. Ces conclusions indiquent que

la structure principale résultante des transitions $2p - 3d$ est relativement robuste aux variations des paramètres plasma, notamment en présence de gradients modérés.

Les transmissions calculées de la figure 6.15a ont été obtenues avec le modèle C1 de l'interaction de configuration relativiste surestimant la force d'oscillateur pour la sous-structure $2p - 3d$ à plus courte longueur d'onde ($\sim 12.8 \text{ \AA}$) par rapport à celle à plus grande longueur d'onde ($\sim 13 \text{ \AA}$). Le transfert des forces d'oscillateur est moins important dans le cas du modèle C2 comme noté précédemment dans le cas du nickel (voir figure 6.13). La comparaison entre les deux types d'interaction de configuration relativiste est illustrée sur la figure 6.15b avec deux calculs à 16 et 17 eV. Dans le cas C2 le rapport des sous-structures éclatées de la transition $2p - 3d$ reproduit mieux les mesures en particulier pour la région des structures $2p - 3d$.

Les profondeurs des sous-structures pour cette structure $2p - 3d$ sont dans le même rapport que celui observé dans le NaBr ($T = 50 \text{ eV}$, $\rho = 22 \text{ mg/cm}^3$), Bailey *et al.* (2003).

HULLAC

Le dépeuplement de la sous-couche $3p$ est pour le cuivre ($Z = 29$) négligeable et *a fortiori* son effet sur les structures $2p - 3d$ comme le confirme la tendance des calculs entre le fer et le nickel en passant de $Z = 26$ à $Z = 28$. Il n'a pas été inclus dans les calculs HULLAC présentés ici.

On compare sur la figure 6.16 la courbe expérimentale du tir 31 avec les calculs HULLAC pour une température de 15 eV et une densité de 5 mg/cm^3 . L'effet de la prise en compte de l'interaction de configuration générale non-relativiste sur la transmission est testée dans cette situation. L'impact sur les structures observées de la prise en compte de cette interaction est visiblement mineur. Cette même analyse sur les autres corps suggère que l'interaction est également négligeable pour la gamme spectrale considérée ici.

La séparation spin-orbite ainsi que les profondeurs des structures fines de la structure $2p - 3d$ calculées semblent reproduire de manière satisfaisante la donnée expérimentale. Comme pour les calculs SCO, les transitions $2p - 4d$ semblent être reproduites dans le spectre mesuré autour de 12 \AA avec un accord moindre. La séparation spin-orbite est néanmoins moins importante et partiellement remplie dans le cas de la mesure ce qui peut s'expliquer par des gradients de température modérés.

6.4.4 Cas du germanium

Le cas du germanium est plus délicat à interpréter. Bien que les structures fines de la transition $2p - 3d$ soient visibles dans la gamme spectrale attendue, la mesure, présentée sur la figure 6.7, dévie fortement des calculs effectués à une température et une densité, tant du point de vue de la largeur de la structure principale que le contraste de celle-ci. Les comparaisons sont présentées ici dans l'article joint en fin de chapitre sur les figures 8 (calculs SCO) et 10 (calculs HULLAC).

6.5 Conclusion

Les résultats des simulations hydro-radiatives ainsi que la comparaison entre les spectres expérimentaux et les calculs indiquent que les plasmas ont été sondés dans des conditions relativement proches en température et en densité, soit environ 20 eV pour la température et 4 à 15 mg/cm³ pour la densité de matière. Pour ce régime thermodynamique, les variations de densité influencent peu l'opacité spectrale qui est essentiellement sensible aux variations de température.

L'accord plus ou moins satisfaisant entre les résultats des codes statistique (SCO) et détaillé (HULLAC) permet de tirer quelques conclusions intéressantes. L'évolution de la structure d'absorption expérimentale avec le numéro atomique de l'élément sondé est en assez bon accord avec les prévisions théoriques concernant la transition $2p - 3d$, tant en ce qui concerne sa position que la compétition entre l'élargissement statistique et la séparation spin-orbite.

Les calculs détaillés peuvent conduire à des structures non résolues similaires à celles des codes statistiques si le nombre de configurations prises en compte dans le calcul est suffisant. Ce nombre peut rapidement conduire à inclure plusieurs millions de raies dans les calculs détaillés. Cette situation est manifeste dans le cas du fer pour lequel la prise en compte dans les calculs détaillés des configurations avec une sous-couche $3p$ de une à deux fois ouverte est indispensable pour combler les structures fines non résolues expérimentalement dans le faisceau de transitions $2p - 3d$.

Les calculs HULLAC suggèrent que l'interaction de configuration générale entre configurations non-relativistes est négligeable. Cette donnée est intéressante pour les calculs statistiques qui ne traitent pas ce type d'interaction.

Enfin, les transmissions calculées sont souvent plus faibles que les transmissions mesurées, quelque soient les modèles utilisés. On retrouve cette tendance dans quelques mesures faites dans le passé sur le nickel, [Chenais-Popovics *et al.* \(2001b\)](#) ou sur le fer [Chenais-Popovics *et al.* \(2000\)](#).

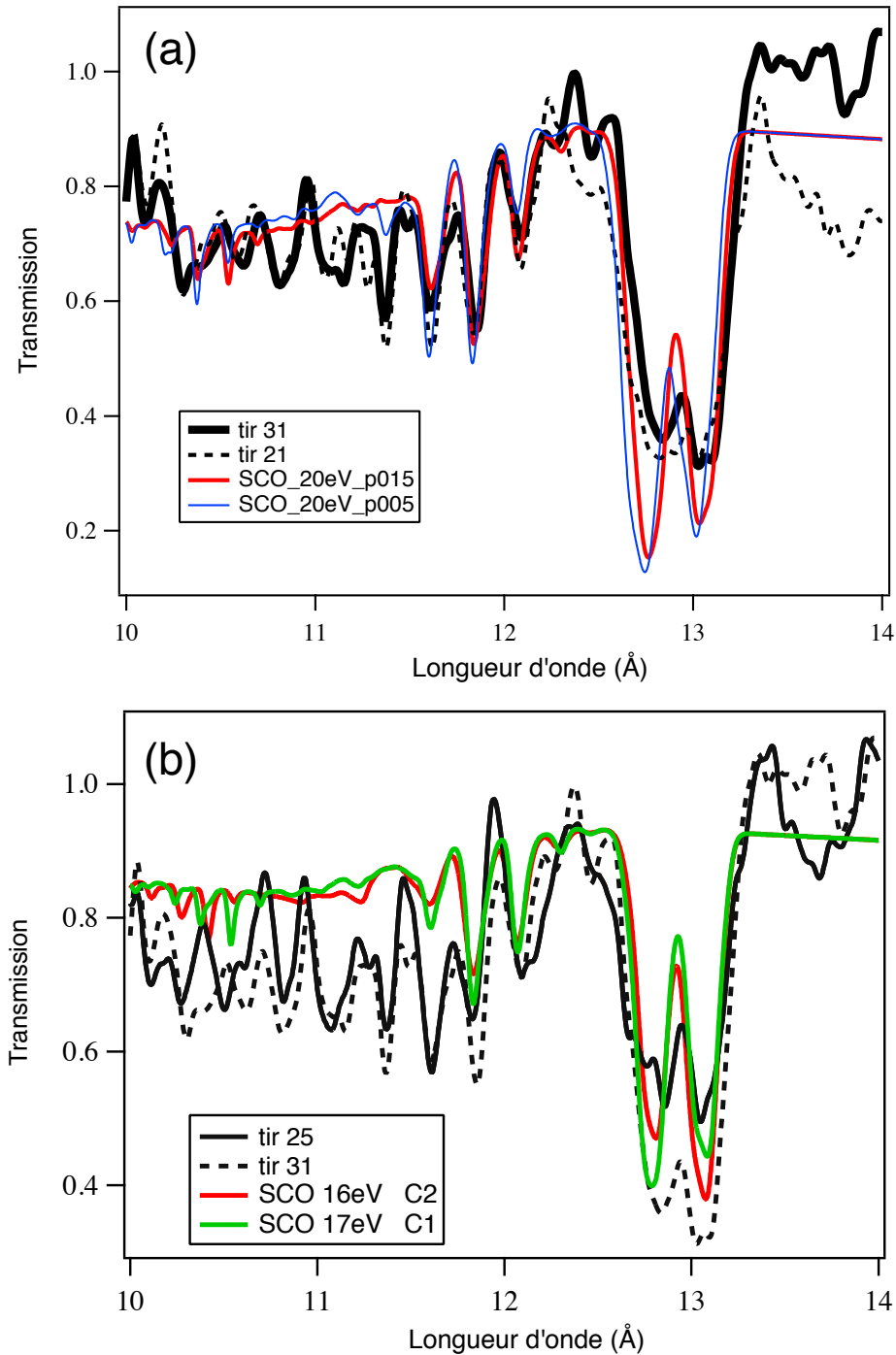


Fig. 6.15 – (a) Comparaison des transmissions expérimentales du cuivre ($40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) avec deux spectres calculés par le code SCO pour une température de 20 eV et deux densités 5 (bleu) et $15 \text{ mg}/\text{cm}^3$ (rouge). (b) Transmission pour un échantillon de cuivre à $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ (tir 25) et comparaison avec les calculs SCO pour une même masse surfacique, des températures de 16 et 17 eV et pour une densité de $10 \text{ mg}/\text{cm}^3$. La transmission du cuivre à $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ (tir 31) est superposée.

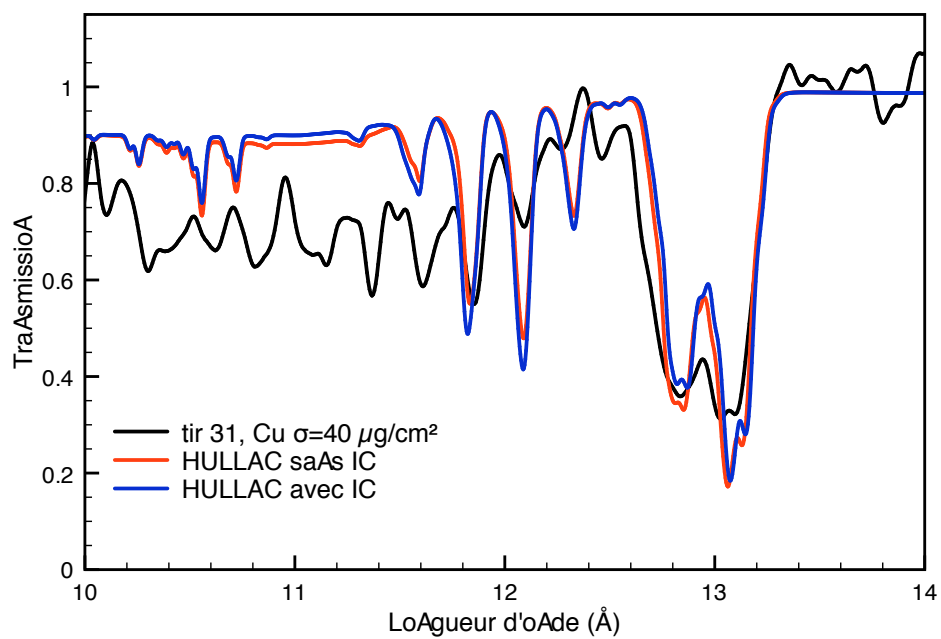


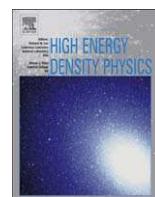
Fig. 6.16 – Transmissions HULLAC d'un plasma de cuivre à 15 eV et $5 \text{ mg}/\text{cm}^3$ comparé à la mesure du tir 31 ($40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). La comparaison entre les calculs est faite avec ou sans prise en compte de l'interaction de configurations (IC).

6.6 Résultats expérimentaux : publication dans la revue High Energy Density Physics

Absorption spectroscopy of mid and neighboring Z plasmas: Iron, nickel, copper and germanium

G. Loisel, P. Arnault, S. Bastiani-Ceccotti, T. Blenski,
T. Caillaud, J. Fariaut, W. Fölsner, F. Gilleron, J.-C. Pain,
M. Poirier, C. Reverdin, V. Silvert, F. Thais, S. Turck-Chièze,
B. Vilette

High Energy Density Physics, 2009, vol. 5, pp. 173-181



Absorption spectroscopy of mid and neighboring Z plasmas: Iron, nickel, copper and germanium

G. Loisel^{a,b,*}, P. Arnault^c, S. Bastiani-Ceccotti^d, T. Blenski^a, T. Caillaud^c, J. Fariaut^c, W. Fölsner^e, F. Gilleron^c, J.-C. Pain^c, M. Poirier^a, C. Reverdin^c, V. Silvert^c, F. Thais^a, S. Turck-Chièze^b, B. Villette^c

^aCEA, IRAMIS, Service Photons, Atomes et Molécules, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

^bCEA, IRFU, Service d'Astrophysique, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

^cCEA, DAM, DIF, F-91297 Arpajon, France

^dLULI, UMR No. 7605 CNRS – École Polytechnique, F-91128 Palaiseau Cedex, France

^eMax-Planck-Institut für Quantenoptik, 85748 Garching, Germany

ARTICLE INFO

Article history:

Received 16 May 2009

Accepted 16 May 2009

Available online 23 May 2009

PACS:

52.50.Jm

52.25.Os

52.70.La

Keywords:

X-ray absorption spectroscopy

Laser produced plasma

X-ray heated plasma

LTE-plasma

ABSTRACT

Opacities of four medium Z element plasmas (iron, nickel, copper and germanium) have been measured at the LULI-2000 facility in similar conditions: temperatures between 15 and 25 eV and densities between 2 and 10 mg/cm³, in a wavelength range (8–18 Å) including the strong 2p–3d structures.

Two laser beams from the LULI facility were used in the nanosecond–picosecond configuration. The NANO-2000 beam (at $\lambda = 0.53 \mu\text{m}$) heated a gold hohlraum with an energy between 30 and 150 J with a duration of 0.6 ns. Samples covering half a hohlraum hole were thus radiatively heated. The picosecond pulse PICO-2000 beam (at $\lambda = 1.053 \mu\text{m}$) has been used to produce a short (about 10 ps) X-ray backlighter in order to reduce time variations of temperatures and densities during the measurement. A crystal high-resolution spectrometer was used as the main diagnostic to record at the same time the non-absorbed and the absorbed backlighter spectra. Radiation temperatures were measured using a broadband spectrometer. 1D and 2D simulations have been performed in order to estimate hydrodynamic plasmas parameters.

The measured spectra have been compared with theoretical ones obtained using either the super-configuration code SCO or the detailed term accounting code HULLAC. These comparisons allow us to check the modeling of the statistical broadening and of the spin-orbit splitting of the 2p–3d transitions and related effects such as the interaction between relativistic subconfigurations belonging to the same non-relativistic configuration.

© 2009 Elsevier B.V. All rights reserved.

1. Introduction

Opacity calculations are needed to model the radiative transfer in hot plasmas encountered in astrophysics or inertial confinement fusion. Codes providing radiative absorption coefficients have to be benchmarked versus experimental data obtained in laboratory experiments. Quite a few experiments have been performed over the last two decades on laser plasma in the X-ray range (around 1 keV) [1–4]. Some experiments in the past on iron and nickel plasmas, performed at the LULI 6 beams laser facility, produced spectra in which the separation between the 2p–3d structures was practically absent suggesting rather strong temperature gradients

[5,6]. Such large gradients have also hampered an attempt to study the temperature dependence of the statistical broadening [7]. Indeed, the experimental set-up is usually optimized for specific values of temperature and density of a given target and the ability to vary the temperature is frequently limited to a small range. This leads us to study the Z dependence of spin-orbit split 2p–3d transition array at fixed temperature by probing with an ultra-short X-ray source different materials: iron, nickel, copper and germanium. A high-resolution spectrometer has been designed for this campaign to reach the necessary wide spectral range: 8–18 Å.

In typical experimental conditions reached at the LULI facility, the spin-orbit splitting of 2p–3d was hardly discernible for nickel or iron [5,6,8,9] but we have observed the emergence of this splitting for the next higher Z elements: copper and germanium. By using plasmas of neighboring Z elements we therefore investigated the thermal (configurational) broadening of 2p–3d transition structures in measured spectra. Theoretical analysis indicates that at

* Corresponding author. CEA, IRAMIS, Service Photons, Atomes et Molécules, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France. Tel.: +33 169085025; fax: +33 169086577.
E-mail address: guillaume.loisel@cea.fr (G. Loisel).

a typical temperature (20 eV) the 2p–3d spin-orbit gap should indeed progressively show up in these spectra with increasing Z overcoming thermal broadening effects. On the other hand from analysis of spectra from different Z at similar plasma conditions we expect to get information on the competition between jj and intermediate couplings that depends on Z . The use of different Z should help us to decouple inherent atomic physics of highly charged ions from thermal effects. Related subjects have recently been studied theoretically [10,11].

2. Experimental set-up

Two Nd-glass laser beams of the LULI-2000 facility in the nanosecond plus picosecond configuration were used. The schematic of the experimental set-up is given in Fig. 1. The nanosecond beam, hereafter referred as the “heating beam”, was used at its second harmonic (0.53 μm wavelength) with energies between 30 and 150 J delivered in a 600 ps duration pulse. It was focused with a lens (800 mm focal length) coupled with a random phase plate providing a 280 μm diameter focal spot. The corresponding average laser intensity is around $2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$.

The heating beam was focused in the laser entrance hole (700 μm diameter) of the spherical 1.2 mm diameter gold cavity. The irradiated cavity served as a hohlraum where the thermal radiation heated the absorption foil covering only half a diagnostic hole. In fact, on the diagnostic axis, orthogonal to the heating beam axis, the cavity presented two 500 μm diameter holes allowing for the probe beam to pass through the cavity (see Fig. 1).

The absorption foils consisted of one pure metal layer from 20 $\mu\text{g/cm}^2$ to 80 $\mu\text{g/cm}^2$ areal mass, tamped with two 8 $\mu\text{g/cm}^2$ carbon layers to limit plasma expansion and therefore to keep a relatively high density. This configuration allows one in principle to avoid large temperature and density gradients (see, for instance [8,12]).

The picosecond beam delivered around 20 J at 1.06 μm wavelength with a duration between 1 and 20 ps, usually being 10 ps.

It impacted at best focus, i.e. 50% of the beam energy was contained in a spot of 12 μm diameter, a thick foil creating a very-short X-ray source aimed at probing the absorption foil. Both laser focal spots were monitored with X-ray pinhole cameras. The small extension of the source prevents a degradation of the spectral resolution. In the present experimental case, the probing time is much lower than hydrodynamic timescales. Therefore, the use of such a short pulse diminishes significantly temporal variations of temperature and density by more than one order of magnitude compared with previous experiments.

In order to answer the question of which material could be used to produce this new type of short backlighter efficiently, some preliminary experiments had been performed on the facility EQUINOX (DAM DIF). We tried different materials among zirconium, molybdenum, tantalum and gold with different laser pulse durations, 80 fs, 1 ps and 10 ps, for a laser energy of 2 J. Laser conditions are slightly different from those obtained with PICO-2000 and for that reason, only spectral shapes have been analysed in order to discriminate between these materials. Finally gold had been retained as the element that converted the laser flux the most efficiently with the most featureless spectra.

Moreover the backlighter beam was delayed by 1.5 ns. This delay was chosen as a compromise between the choice of a late time when temperature and density gradients become lower and the choice of an early time before the temperature and density become too low. Choosing this upper limit, we also required that the diagnostic line of sight not be obscured by plasma filling the cavity and the hole closures. Those choices of the time delays have been supported by hydrodynamic simulations.

We employed a newly designed X-ray spectrometer. It was realised with two independent tracks measuring at the same time both the backlighter source radiation (reference channel) and the absorption through the sample (absorption channel). A cylindrical TIAP crystal has been chosen in order to have the spectral dispersion. With a length of 60 mm and a curvature radius of 100 mm, it

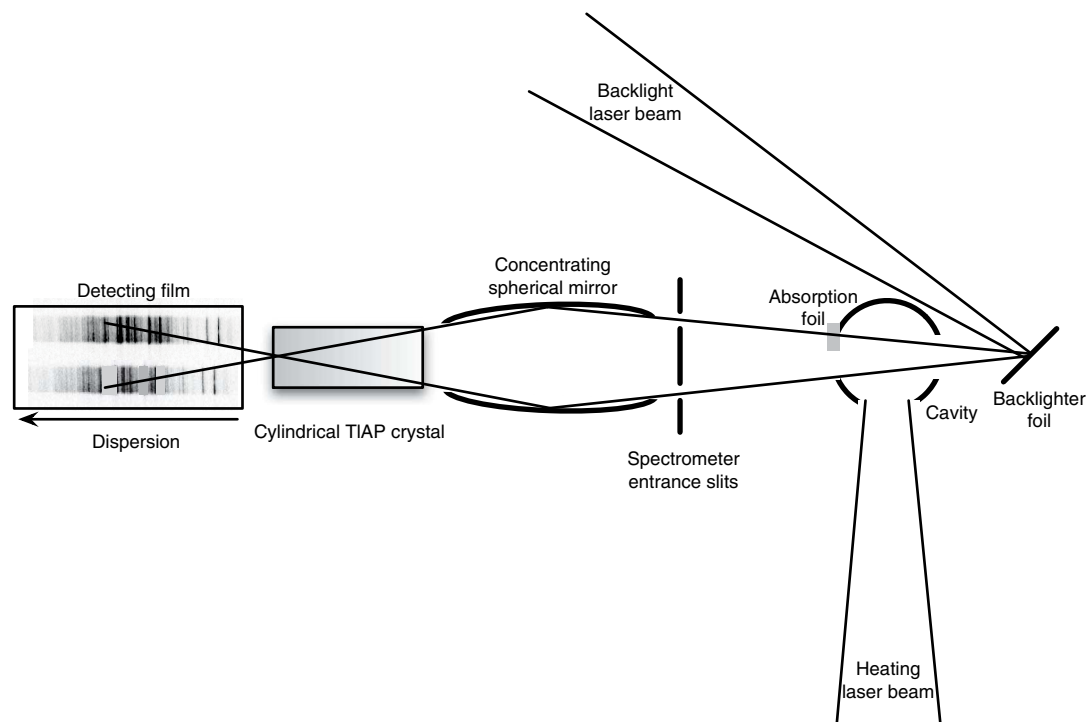


Fig. 1. Top view of the schematic experimental set-up.

offers a large wavelength range, here 8–18 Å and a relatively high resolving power $\lambda/\delta\lambda$ of 400. The two channels are first selected with entrance slits, then two spherical condenser mirrors (radius of 8 m) focus in the horizontal plane (plane of Fig. 1) both channels. Focusing is necessary due to the low-level flux coming from the short and small backlight source. In this configuration focusing and dispersion occur in orthogonal planes, i.e. Bragg angles on the crystal are not modified due to the presence of mirrors. Furthermore the mirrors operating at a grazing incidence of 1.5° remove hard X-rays with wavelength below 6 Å approximately.

A photostimulable phosphor image plate (Fuji BAS-TR [13]) has been used as a detector. It is not sensitive to radiation with wavelength longer than $0.2\ \mu\text{m}$ and so removes laser and visible lights coming from parasitic reflexions and diffusions. After irradiation they are read by a BAS 1800 II scanner with a scan step size of $50 \times 50\ \mu\text{m}^2$.

A broadband spectrometer called “ μDMX ” was used to measure the absolute radiation temperature in the hohlraum [14]. The μDMX is an absolutely calibrated time-resolved soft X-ray broadband spectrometer designed for absolute X-ray emission measurement from laser-produced plasmas. This version uses 12 channels with filters coupled with X-ray vacuum diodes to deduce the X-ray emission from 0.1 to approximately 5 keV. By choosing an adequate spread of the energetic bands of each channel it is possible to broadly reconstruct the whole spectrum. Its temporal resolution is limited by planar X-ray vacuum diodes, cables and the data acquisition to around 150 ps. Due to the low-level of the radiation temperatures, it was not used in its nominal regime

which is for higher temperatures and only three channels were used in our experiment.

3. Data processing and results

It has been necessary to linearize the raw image obtained after scanning the detecting image plate so that the value of each pixel could be proportional to the photon energy. From the geometry, a rotation of the image allows one to have along one line, the dispersion dimension. Fig. 2(a) presents the rotated linearized image, each vertical line of the image is associated with one wavelength.

Spectral calibration has been inferred from the analysis of specific shots without a cavity dedicated to the measurement of cold opacities of copper (L-edge at 13 Å) and aluminum (K-edge at 8 Å). Other positions have been taken from the theoretical dispersion function.

The actual average resolution of the measuring system has been $50\ \text{m}\text{\AA}$ ($\sim 4\ \text{eV}$) and is limited by the crystal and the photostimulable image plate resolutions. This resolution corresponds to 8 pixels on the film, a convolution with a gaussian of FWHM of 8 pixels was then carried out.

In order to compute the transmission for a given wavelength, one has to integrate the intensities of the peaks for a given vertical profile (cf Fig. 2(b)).

As one can see on the profile, the background signal outside the peak positions is highly fluctuating (standard deviation of $\sim 50\%$ of the mean). These fluctuations prevent a clear evaluation of the integrals under the peaks and of the background signal itself which

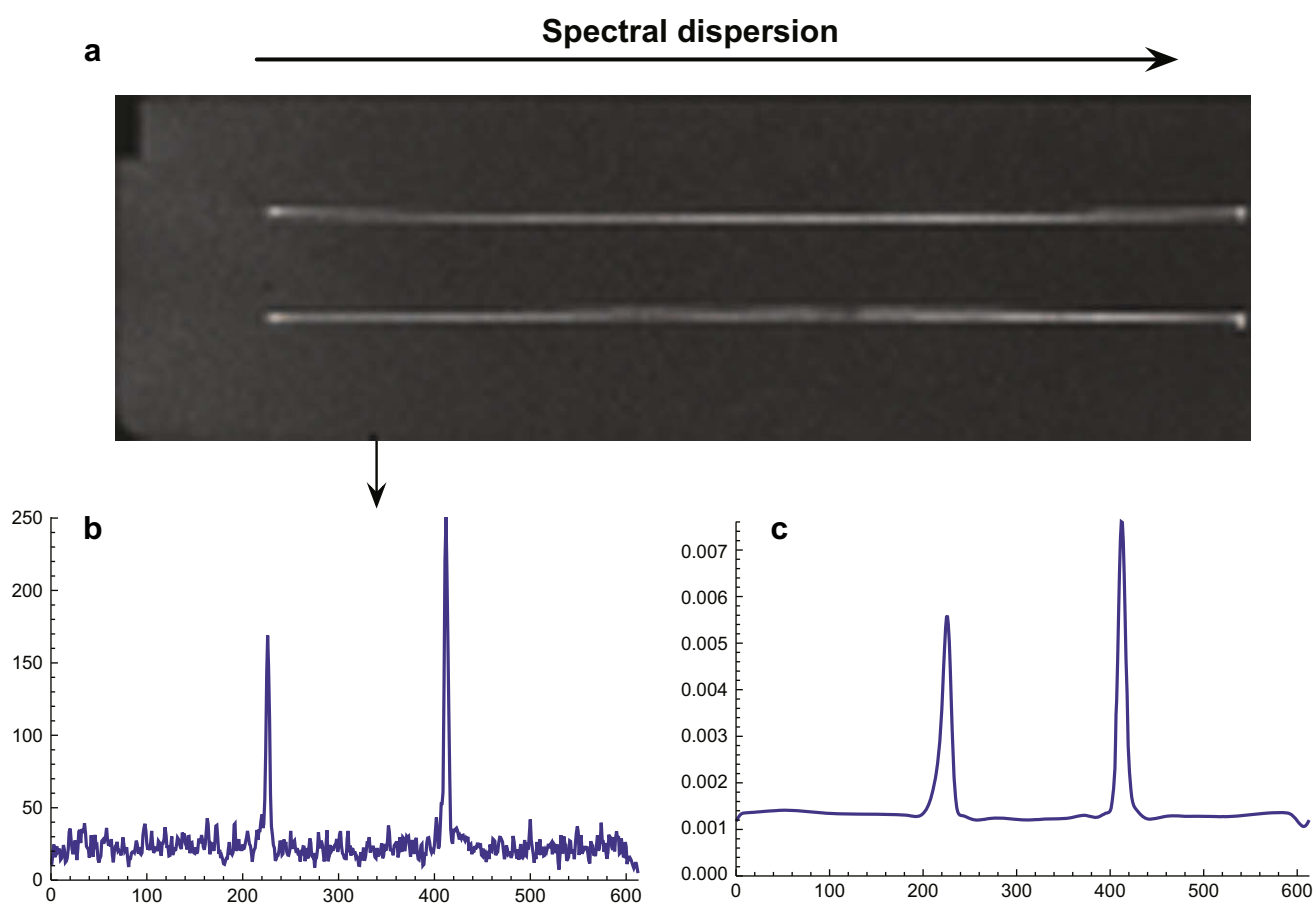


Fig. 2. (a) Rotated and linearized scan of the record. The vertical lineout corresponds to one wavelength. (b) the intensity profile plot for this lineout. (c) same intensity profile plot after carrying out the 2D Gaussian and wavelet filterings.

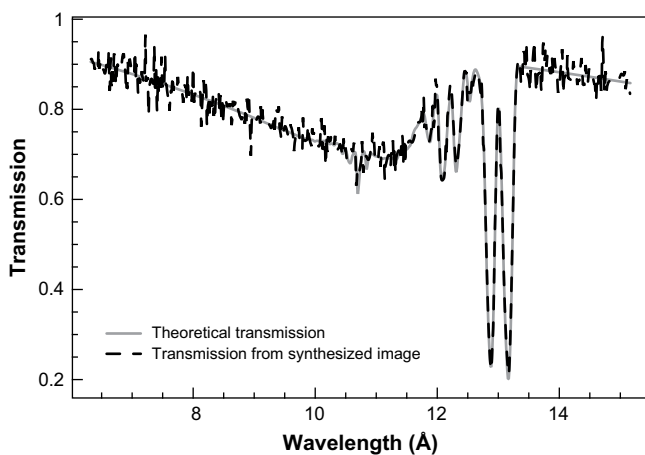


Fig. 3. Comparison between theoretical transmission and the deduced one from applying the analysis technique to the synthesized image. Low transmission is well reproduced by the analysis techniques whereas low absorption seems much more noisy.

in the end has to be subtracted from the integral of the peak. Nevertheless, peak and noise distributions can be distinguished using wavelet filtering [15]. Its method is based on a wavelet transform that produces a decomposition of the image as a set of scales of the same size as the image.

Roughly speaking, the scales can be viewed as the subtraction two by two of a collection of smoother and smoother versions of the original image. This way the original image is simply the sum of all scales added with the smoothest version of the image. It can be shown that the noise is mainly present on each scale in the non-significant pixels, which are defined as the pixels with value less than a critical threshold. According to the level of confidence required, this threshold is equal to a multiple of the estimated noise standard deviation of the current scale. Noise filtering is then performed at each scale setting the non-significant pixels to zero. By adding the filtered scales and the smoothest version of the image, the filtered image is finally obtained. See [16] for more details.

Fig. 2(c) shows the result of the Gaussian and wavelet filtering applied to the linearized image for the vertical lineout. This profile for one wavelength has to be integrated for both peaks to take into account all the photons of the same energy. The absence of noise greatly improves the computation of such integrals. The ratio of the integrals of each peak is considered then as the transmission.

Eventually a validation has been performed in order to know whether or not these data analysis techniques preserve the physical information contained in the two peaks. To this end, starting with a theoretical transmission, an image was synthesized with a realistic distribution for the noise. Then the whole analysis technique was applied on it. This test is presented on Fig. 3. One can see that the main interesting structures are well reproduced and confirm the data analysis. Nevertheless one can note that when the transmission is close to unity it is much less precise, indeed when the two tracks are of about the same amplitude, small intensity fluctuations in the ratio dominate and give a much more noisy transmission.

To compute the transmission, the data of the two tracks was sometimes not sufficient. Indeed if the sample was covering more than half a cavity diagnostic hole, absorption could be present on the reference track as well. In those cases, an absorption-free reference spectrum could be synthesized using a set of reference spectra obtained from dedicated shots without a cavity at different backlighter energies. Synthesis was obtained in two steps. The first

step consisted of interpolating spectra in the backlighter laser energy. Secondly, we took the interpolated spectrum and multiplied it by a coefficient (obtained with least squares fitting) to recover the level of the reference channel of the shot under analysis.

Fig. 4 presents the application of these techniques to our measurements. Measured spectral transmissions are given for a series of shots for the copper, nickel, germanium and iron plasmas. Some common features are visible. As mentioned earlier, when the transmission is close to one, the noise seems important. On the other hand some defects in the measuring system affect all shots, for example at 16 Å a non physical peak appears in the transmission. However, apart from these systematic defects, absorption structures are clearly visible.

In the case of copper, two transmissions for samples with areal mass of 20 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ and 40 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ are presented. Between 12.5 and 13.5 Å the absorption corresponds to the predicted positions of the 2p–3d transitions. The level of absorption for these two samples are in agreement with the Beer–Lambert law, here the transmission for the 40 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ sample is approximately the square of the transmission of the 20 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ sample. Some structures at lower wavelength are visible corresponding to the 2p–4d transitions. Furthermore, the splitting of the absorbing 2p–3d structures due to spin-orbit interaction is resolved.

In the case of nickel, the same samples of 20 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ areal mass were probed. In the same manner as the copper samples, wavelength positions of the 2p–4d and 2p–3d are well reproduced. The spin-orbit splitting is hardly detectable.

Measurement for a sample of germanium of 80 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ areal mass reveals the 2p–4d and 2p–3d absorption bands. The opening of the 2p–3d structure into two absorbing substructures is clear.

For the iron samples of 20 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$, the 2p–3d absorption feature is in the range 16–18 Å as confirmed theoretically. Special attention has to be paid to the fact that one edge of the main structure coincides with the systematic defect at 16 Å mentioned above. For this low Z element, the spin-orbit splitting is not at all visible.

4. Hydrodynamic simulations

Two-dimensional (2D) radiation-hydrodynamic simulations of the cavity heating have been performed with the FC12 code [17]. The laser heating of the cavity is treated by a ray tracing algorithm accounting for the propagation, refraction and collisional absorption of the laser flux. The radiative energy within the cavity that heats the opacity sample is predicted by detailed radiation transport including non-LTE effects [18]. This radiative temperature time evolution can then be used in one-dimensional (1D) simulations to predict the temperature and density within the carbon tamped opacity sample. There are large gradients of temperature and density at the peak of the radiation temperature, but these gradients become less and less pronounced afterwards. We therefore introduce a delay of the backlighter source probing with respect to the laser heating of the cavity to minimize these gradients. This backlighter delay is nevertheless limited by the plasma filling of the cavity and by the entrance and diagnostic holes closure when the gold cavity holhraum is ablated by radiation. Indeed, at probing time we require that the line of sight between the backlighter source and the opacity sample not be obscured by gold expansion from the cavity.

The 2D simulations of the cavity heating were not able to correctly reproduce the radiative energy measured by the broadband spectrometer μDMX probably because of the pronounced three-dimensional (3D) geometry of the cavity. Indeed the diameters of the laser entrance hole (700 μm) and of the two diagnostic holes (500 μm each) are not small compared with the diameter of the cavity (1200 μm). The laser entrance hole represents 9.4% of the

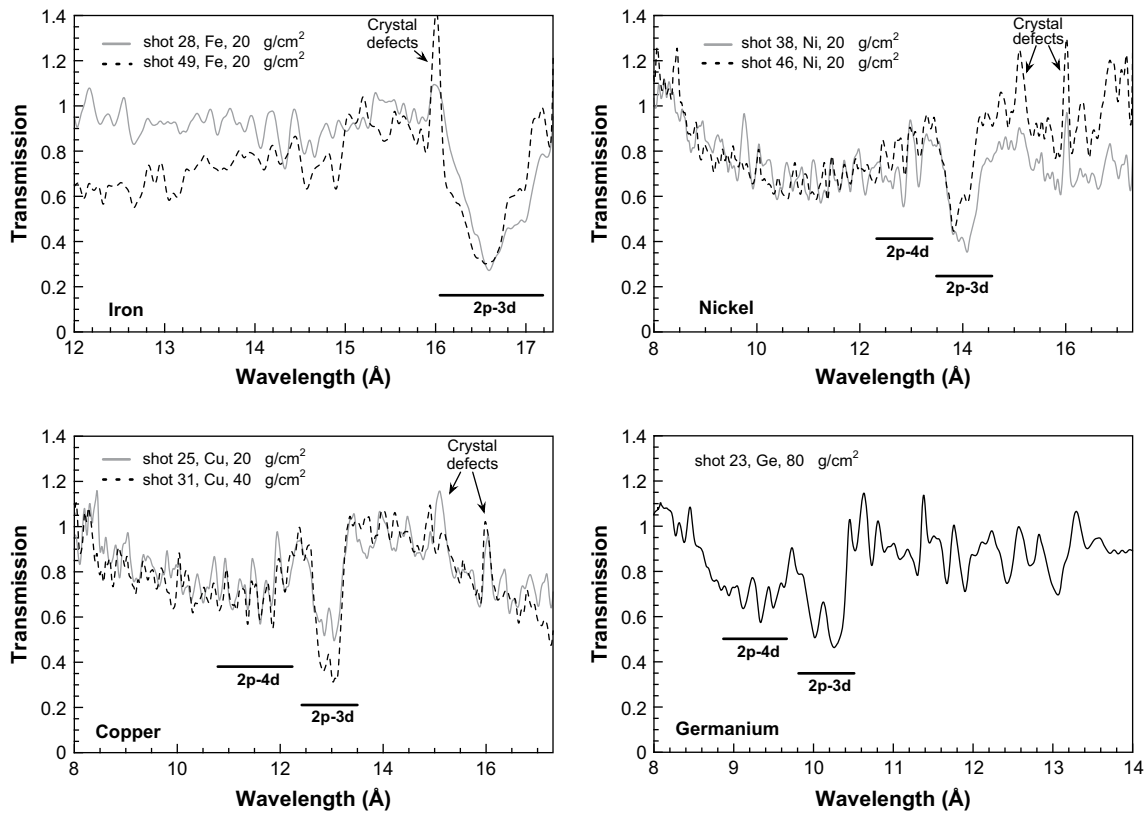


Fig. 4. Measured spectral transmissions for iron, nickel, copper and germanium. Areal mass indicated on figures, samples tamped with $8 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ carbon foils on both sides. Identification of main atomic transitions structures.

total cavity surface and the diagnostic holes 4.5% each. The different holes represent a total of 18.5% of empty surface. This leads to radiative leakage of the XUV thermal energy within the cavity and to laser energy loss when the laser beam is refracted through the holes. The empty surface of the cavity can be modelled by an axisymmetric surface in the 2D simulations but the anisotropy of the holes distribution cannot be accounted for. We believe that this anisotropy is especially important as concerns the highly anisotropic refraction of the laser beam from the gold cavity wall. As a result the maximum radiation temperature T_R^{max} obtained in 2D simulations is overestimated by up to $\sim 40\%$ with respect to the value deduced from the broadband measurements. The filling of the cavity and the hole closures are therefore observed as occurring earlier in the 2D simulations than in μDMX measurements. The hole closure duration is therefore underestimated. Because of this, keeping this duration for the backlighter delay can be considered as a safety margin.

The 1D simulations of the opacity sample heating have been performed with an approximation to the time evolution of the radiation temperature within the cavity, that fits more or less the measurements of the μDMX broadband spectrometer. The spatial profile of temperature and density through a carbon tamped iron opacity sample (shot 28, $T_R^{max} = 38 \text{ eV}$ measured by μDMX) is plotted in Fig. 5 at the probing time and 50 ps before and after. This encompasses the $\sim 10 \text{ ps}$ duration of the backlight source. As can be observed, temperature and density gradients are larger than the time variation of these quantities but stay within reasonable limits: $21 \pm 2 \text{ eV}$ for the electronic temperature and $3.5 \pm 0.5 \text{ mg}/\text{cm}^3$ for the density.

In germanium, a similar analysis of the shot 23 has given $23 \pm 5 \text{ eV}$ for the electronic temperature and $10 \pm 6 \text{ mg}/\text{cm}^3$ for the density.

5. Comparison of experimental data with opacity codes

5.1. Superconfiguration code SCO

The atomic physics SCO code developed by Blenski and collaborators [19–25] is based on the superconfiguration approach proposed by Bar-Shalom et al. [26,27] to calculate high Z element photoabsorption in LTE conditions. When detailed line-by-line treatment of a transition array becomes prohibitively time-consuming, the superconfiguration method makes possible calculation of spectra by a statistical iterative treatment of the *super transition array* which is the group of lines originating from a superconfiguration by the same one-electron jump. This procedure is based on the statistical Unresolved Transition Array approach (UTA) [28] to terms and on the approximation of the energies in the Boltzmann factors by an independent-electron formula within the same superconfiguration. This latter is justified when each superconfiguration contains configurations that are close in energy. The super transition arrays are then represented by unresolved absorption structures including both the term and configuration contributions to the superconfiguration. The total spectrum is finally built by summing each superconfiguration contribution weighted by its relative probability.

In Fig. 6, we display SCO calculations of the transmission of a $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ plasma for a series of elements at the density of $4 \text{ mg}/\text{cm}^3$ and at the temperature of 20 eV (experimental spectral resolution assumed to be 4 eV). The position of the 2p–3d structures as well as their strength and the gap between the relativistic spin-orbit split structures depend strongly on the atomic number Z. Using more detailed theoretical analysis one may say that the precise positions, strengths and widths of these bands depend on the interaction between relativistic subconfigurations belonging to

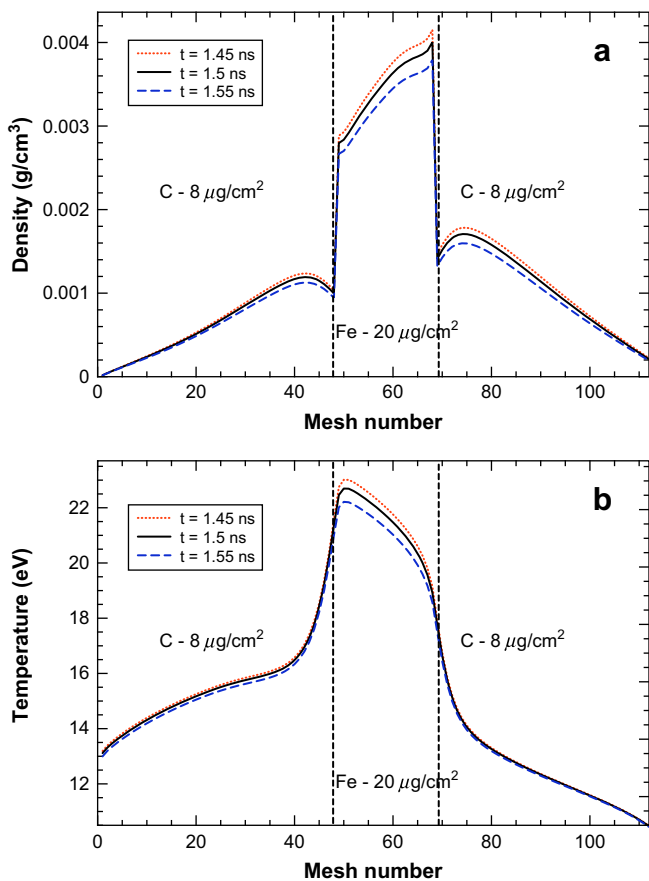


Fig. 5. Density (a) and temperature (b) profiles for the iron foil deduced from 1D hydrodynamics simulations using μ DMX measurements of the radiation temperature within the cavity. Temperature and density are plotted as a function of the mesh number. The mesh is regular within the iron zone and each cell represents an areal density of $1 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Due to the strong expansion of carbon, a mesh in geometrical progression is used with a ratio of 1.05 and 48 cells in each side of the iron foil.

the same non-relativistic parent configuration which contributes to the transition arrays [28,29]. This interaction involves electrostatic terms neglected in jj coupling [29]. One effect of this interaction is a transfer of oscillator strength between the two main components already experimentally observed in some samarium plasmas [30].

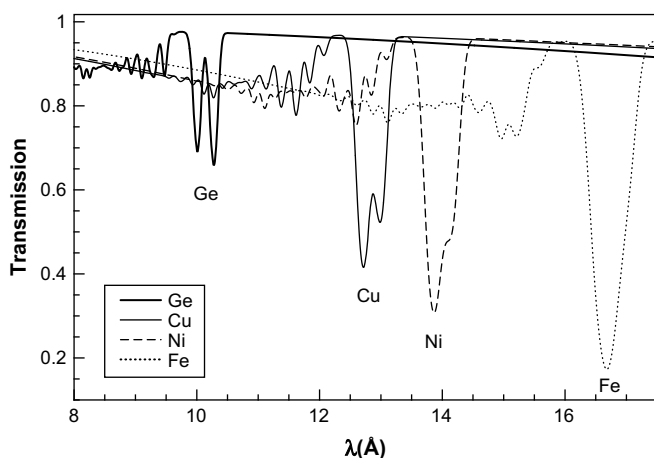


Fig. 6. SCO calculations of transmission in iron, nickel, copper and germanium for a temperature of 20 eV and a density of $4 \text{ mg}/\text{cc}$. A $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ areal mass density was used for all elements and a convolution was performed corresponding to a 4 eV resolution.

The position and the structure of 2p–3d transition arrays are also very sensitive to the temperature through the statistical broadening of the two main bands [7]. Actually when the temperature increases the excited energy levels are populated by electrons at the expense of lower energy levels. This gives rise to higher fluctuations of the occupations of bound levels and leads to a multiplication of the configurations contributing to the 2p–3d transition array with lines slightly shifted in frequency. This shift is due to the variation of the occupation numbers of spectator electron levels, especially the 3 p electrons with an average occupation number around 4.

Fig. 6 shows that at a given temperature the use of targets with different Z may give quite interesting insight into the effect of filling the gap between the two spin-orbit split structures due to the interplay between thermal broadening which can be especially important in the case of fluctuations of the 3p spectator occupation numbers and the Z dependent separation of the spin-orbit split structures. Since the differences in Z in our experiment are relatively small, the two effects should in principle be well observed.

Some preliminary comparisons are now presented for germanium and iron, which exemplify the preceding arguments concerning the antagonistic role played by the statistical broadening and the Z dependent spin-orbit splitting of the 2p–3d absorption band.

The shot 28 on iron has been analysed using hydrodynamic simulations and the thermodynamical conditions obtained are $3.5 \pm 0.5 \text{ mg}/\text{cm}^3$ for the density and $21 \pm 2 \text{ eV}$ for the electronic temperature. Fig. 7 shows that the temperature and the density used to fit the spectrum with SCO are in reasonable agreement with the hydrodynamic simulation results. Moreover, one must resort to a temperature gradient of the same amplitude as the one obtained in the hydrodynamic simulation to reproduce the width of the 2p–3d absorption band. The 2p–4d absorption band does not show up due to the low level of the signal in this transition array with respect to the noise level. The next steps in the interpretation of this measurement will include a proper treatment of the temperature gradient.

The same remarks apply to the interpretation of the shot 23 on germanium. It has been analysed using hydrodynamic simulations and the conditions are $10 \pm 6 \text{ mg}/\text{cm}^3$ for the density and $23 \pm 5 \text{ eV}$ for the electronic temperature. Fig. 8 shows that the 2p–3d absorption band is split in two main components due to the spin-orbit interaction as expected. It seems in this case that the larger

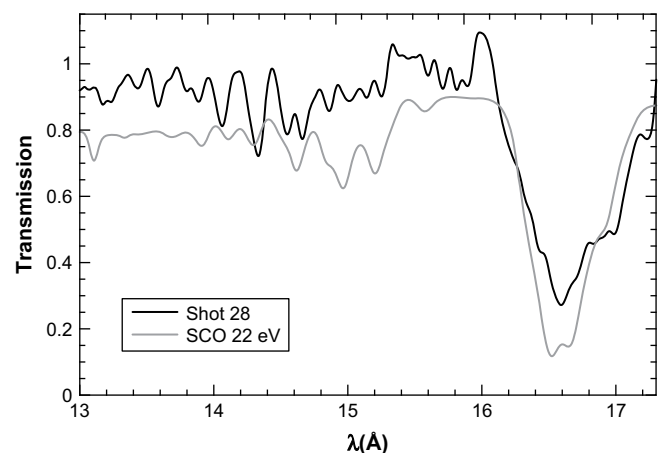


Fig. 7. Experimental transmission of iron (shot 28 on Fig. 4) compared with a SCO calculation performed for a temperature of 22 eV and a density of $4 \text{ mg}/\text{cm}^3$ with a convolution corresponding to a 4 eV resolution.

temperature gradient predicted by the simulations should become an important ingredient to reproduce the shallow dip between the two 2p–3d components.

We will give a thorough interpretation of the complete set of measured transmissions in a forthcoming paper, where these issues will be investigated more deeply.

5.2. Opacity calculations with HULLAC atomic code

The HULLAC atomic code [31] is well suited to give an accurate description of isolated lines or not too complex transition arrays for mid-Z element plasmas. It can account for general configuration interactions, which is particularly important in the presence of $\Delta n = 0$ transitions [32,33]. It also includes the restricted configuration interaction, i.e. interaction between relativistic sub-configurations belonging to the same configuration. Photoionization and autoionization could be also accounted for in our calculations using this code. The computed profiles also include the Doppler width as well as a $\lambda/\delta\lambda = 400$ profile convolution to simulate the experimental broadening. In order to provide some insight on possible effects of line broadening, calculations taking into account collisional excitation and ionization cross-sections have been performed too. However, a non negligible part of such excitation cross-sections computed by HULLAC have appeared to be clearly unphysical, e.g., some of them ($\sim 5\%$) have provided negative values and have had to be therefore rejected. Thus collisional broadening is presented here as a simple indication of trend.

5.2.1. HULLAC computation in Fe

In the case of Fe, the configurations included in the computation are as follows. For Fe^{4+} to Fe^{8+} , the 1s, 3s, 3p shells are closed. For instance in Fe^{8+} , the ionization potential of the 3p subshell is ≈ 230 eV, therefore absorption on this subshell occurs above 53 Å. The 3p excitations are responsible for the presence of satellite lines such as $2p^6 3p^5 - 2p^5 3p^5 3d$ aside the main $2p^6 3p^6 - 2p^5 3p^6 3d$ line. The contribution of such configurations with multiple open subshells will be considered elsewhere. With the omission of the [1s3s3p] “core”, the included configurations are $2s^2 2p^6 3d^{N-18}$, $2s^2 2p^5 3d^{N-18} ns$, $2s^2 2p^5 3d^{N-18} nd$, $2s 2p^6 3d^{N-18} np$, where N is the total number of electrons (22–18), and $n \leq 7$ for each series. For the charge states Fe^{9+} to Fe^{14+} , only the 1s shell is assumed to be closed. The included configurations are then $2s^2 2p^6 3s^2 3p^{N-12}$, $2s^2 2p^5 3s^2 3p^{N-12} ns$, $2s^2 2p^5 3s^2 3p^{N-12} nd$, $2s 2p^6 3s^2 3p^{N-12} np$, again

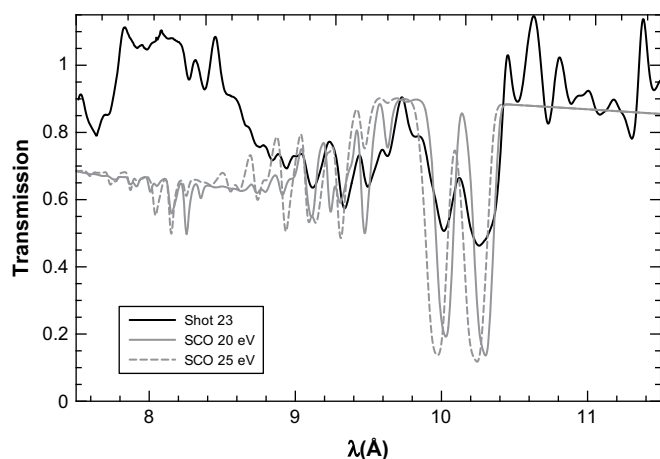


Fig. 8. Experimental transmission of germanium (shot 23 on Fig. 4) compared with SCO calculations performed for two temperatures, 20 eV and 25 eV, and a density of 10 mg/cm^3 with a convolution corresponding to a 4 eV resolution.

with $n \leq 7$. Configuration interaction has been included between all these configurations, one group being defined for each charge state.

Comparison of the HULLAC computation with the current data for a 4 mg/cm^3 density is presented in Fig. 9(a) and (b) for $T = 22 \text{ eV}$ and $T = 25 \text{ eV}$ respectively. At such temperatures, ions from FeVI to FeXII have to be considered. For instance, we get 0.027 for the FeVI relative ion population at 22 eV, and 0.005 at 25 eV.

Lines with a collisional width much larger than the experimental $\delta\lambda$ disappear, e.g., around 14.5 Å. Conversely, as seen on the main 2p–3d structures, lines narrower than this $\delta\lambda$ and for which the medium is optically thick appear more pronounced if collisions are included since the saturation of the absorption will be lower when broadening is included. For the sake of simplicity, the carbon absorption has not been included in this calculation: the K-edge being far above 18 Å, the carbon absorption is moderate in the relevant region and quite negligible with respect to the strong 2p–3d structures.

5.2.2. Discussion of HULLAC results in Fe

The position and the width of the main 2p–3d array close to 16.5 Å acceptably agrees with measurements when in the calculation the density value of 4 mg/cm^3 and the temperature value of 25 eV is chosen. Contrary to the results from the code SCO which is

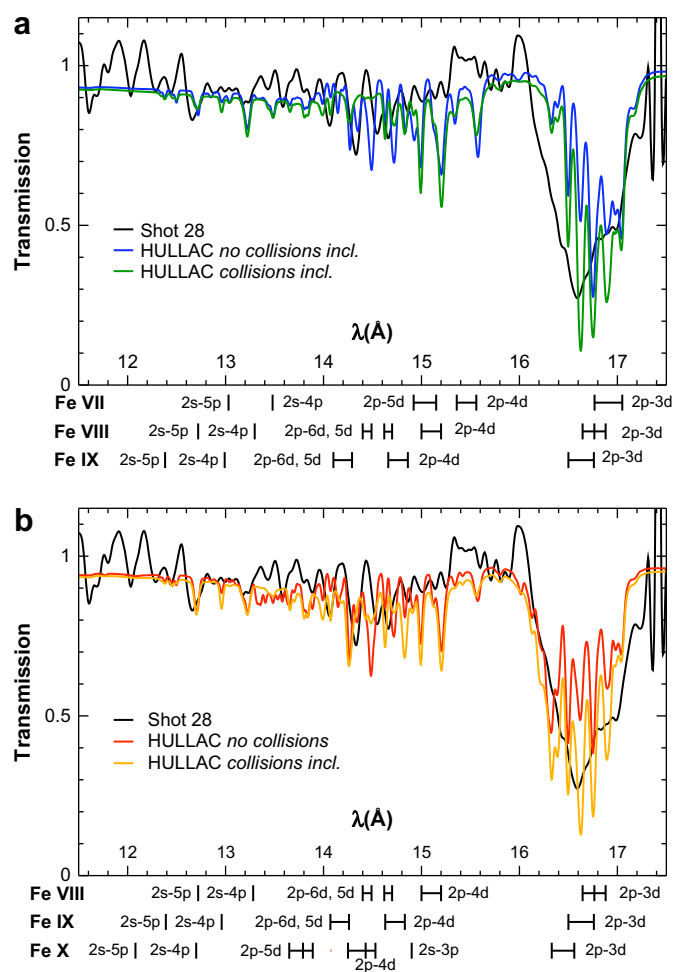


Fig. 9. (a) Experimental transmission of iron (shot 28) compared with HULLAC calculations, at a temperature of 22 eV, a density of 4 mg/cm^3 and an areal mass of $20 \mu\text{g/cm}^2$. Only the range 11.5–17.5 Å where structures are found in the computation is plotted. Identification of the FeVII–FeIX lines is tentatively given assuming a single active electron. (b) same as (a) but for a 25 eV temperature. (For interpretation of colors in the figure legend, the reader is referred to the web version of the article.)

unable to account for the term structures, in this detailed HULLAC calculation fine structures are still resolved. For instance the FeVII $2p$ – $3d$ transitions at 16.6 Å and 16.8 Å do not merge. Interestingly, the absorption calculated using HULLAC on the $2p$ – $3d$ lines appear to be too low without collisions, and too high with collisions taken into account. The latter curve would be really close to the experiment if a larger $\delta\lambda$ value, e.g., ≈ 0.1 Å were assumed.

The detailed fine structures appear as being smoothed out in the measurements. Several hypotheses may be proposed in order to explain this effect. First, the real experimental resolution may be lower than 400 in this region. Then, as confirmed below, we may suggest the presence of gradients in temperature or electron density; however, as mentioned above, the main $2p$ – $3d$ components of each ion are reasonably separated. Finally, the HULLAC computation, being detailed, must be restricted to a small number of configurations. The influence of open subshells such as $3p^5$ will be considered elsewhere.

5.2.3. HULLAC computation in Ge

With respect to Fe, in Ge more populated $3d$ subshell has to be considered since the temperature does not change much, while Z is increased by 6. To keep the computation tractable, one has to restrain the number of configurations. Omitting the closed $1s$, $3s$, $3p$ subshells, for Ge^{4+} to Ge^{10+} one includes again the $2s^2 2p^6 3d^{N-18}$, $2s^2 2p^5 3d^{N-18} ns$, $2s^2 2p^5 3d^{N-18} nd$, $2s 2p^6 3d^{N-18} np$ configurations, but with $n \leq 5$ only. The current results in germanium at 10 mg/cm^3 are displayed in Fig. 10. The included charge states are GeVI–GeX. With the chosen set of configurations, no structure has been observed above 10.6 Å, except from a moderate bound-free absorption. We observe again a strong $2p$ – $3d$ doublet at 10–10.3 Å, and $2p$ – $4d$, $2p$ – $5d$... structures below 9.7 Å.

5.2.4. Discussion of HULLAC results in Ge

The position, splitting and relative amplitude of the doublet is well reproduced for the $2p$ – $3d$ structure. Once again, the $2p$ – $4d$ and $2p$ – nd lines appear smoothed out in the measurements, though partial agreement with the computed positions is obtained. A striking feature on the computed data is that the main $2p$ – $3d$ structure at 20 eV is weakly sensitive to collisional broadening. This is an important conclusion because the average collisional width computed with HULLAC is very large — ≈ 100 eV in average. It

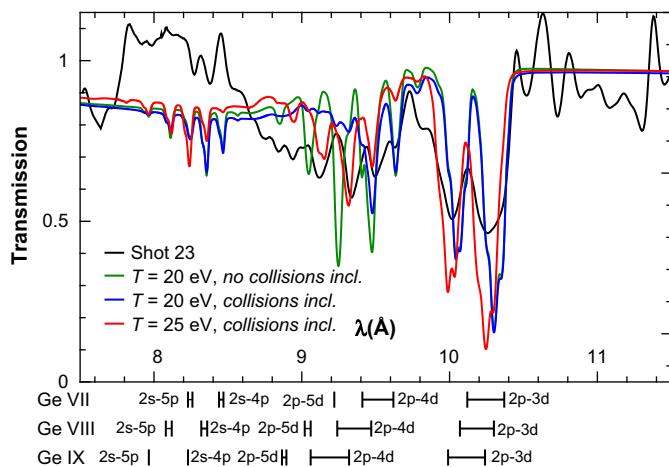


Fig. 10. Experimental transmission of germanium (shot 23) compared with HULLAC calculations, at temperatures of 20 eV and 25 eV, a density of 10 mg/cm^3 , and an areal density of $80 \mu\text{g/cm}^2$. Only the range 7.5–11.5 Å where structures are found in the computation is plotted. Line identification is proposed for the most abundant ions. (For interpretation of colors in the figure legend, the reader is referred to the web version of the article.)

means that detailed lines contributing to the opacity have a small collisional broadening. We also notice on Fig. 10 that the $2p$ – $3d$ doublet shift from 20 to 25 eV is visible but relatively weak which means that in this region temperature gradients will not play a significant role with respect to the absorption structure positions. As a result, the measured doublet is at the right position. Nevertheless, the measured dip between the two components is more shallow than predicted. Taking the temperature gradient into account should fill in the gap partially. A spectrograph resolution lower than 400 could also explain this discrepancy.

6. Discussion and prospective

Spectral opacities of iron, nickel, copper and germanium LTE plasmas have been measured at the LULI-2000 facility in similar conditions: electronic temperature around 20 eV and density around 5 mg/cc. The spectral range extends from 8 to 18 Å to record the $2p$ – $3d$ absorption bands of each element. In this experimental campaign, we have confirmed for the first time that for these conditions the $2p$ – $3d$ spin-orbit splitting progressively shows up with increasing Z overcoming thermal broadening effects on the whole transition array as expected by theory. This experimental validation of some of our opacity codes became possible due to a newly designed X-ray spectrometer measuring both the absorbed and non-absorbed spectra in this wide spectral range. A broadband spectrometer was also used to evaluate the radiative energy evolution within the cavity. Coupled with hydrodynamic simulations, the measured radiative flux heating the absorption foil have allowed us to calculate the plasma temperature and density of the opacity sample at probing time. The backlight probing source duration was around 10 ps to limit the variations of temperature and density during time integration. The remaining variations are reduced to the spatial gradients of temperature and density. With this ultra-short backlighter the signal to noise ratio was unfortunately not high enough to get spectral measurement of the $2p$ – $4d$ transition arrays as good as the $2p$ – $3d$ ones even using a sophisticated wavelet analysis to reduce the noise level.

The first attempts to interpret the measured spectra with opacity codes have given encouraging results. The positions, widths and intensities of the main spin-orbit split components of the $2p$ – $3d$ absorption band are correctly reproduced by the computation with the average temperature and density. We feel there is room for improvement by taking the spatial gradients of temperature and density into account. At contrast to the statistical approach used by SCO, the detailed line accounting method used by HULLAC produces a very well-defined term structure of the iron $2p$ – $3d$ transition array. However this term structure does not show up in the measured spectra. Stronger than expected gradients of temperature and density or lower than expected spectral resolution could be responsible for the unresolved absorption band that is observed. Another possibility is that we need to perform the very challenging computation of the detailed line spectrum with open $3p$ subshell in this case.

Generally the experiment seems to confirm the expected impact of the thermal fluctuations of the $3p$ spectator occupation numbers on the $2p$ – $3d$ structures in the measured transitions. The SCO code calculations indicate that in the Fe plasma at 25 eV temperature and at 0.01 g/cm^3 density the average occupation of the $3p$ subshell is about 4. At similar conditions in the Ni case this occupation is higher than 5 and in the cases of the Cu and Ge plasmas becomes nearly equal to 6 i.e. the subshell becomes practically closed. This effect seems to be therefore the main reason why the spin-orbit separation can be observed in the case of Cu and Ge while it practically disappears in the cases of Ni and Fe measured transmissions. Physical mechanisms of line broadening represent

also an issue as concerns the detailed line approach to the absorption coefficient of plasma, especially the contribution coming from the collisions with free electrons. We will deepen our analysis in a subsequent paper where more experimental spectra will be analysed. In particular, the copper spectra are the first measured ones to date and they exhibit a very good signal to noise even in the 2p–4d spectral range.

Acknowledgements

The authors would like to acknowledge the invaluable support of the LULI facility operations staff and the on-site technical teams, in particular M. Rabec-Le-Gloahec, A.-M. Sautivet, P. Vacar and E. Tabakhoff. They are also grateful to several CEA teams like M. Bougeard, the EQUINOX facility staff for allowing useful preliminary tests, and special acknowledgements are equally addressed to S. Pires for her helpful contribution on the wavelet denoising techniques. This work has been partly supported by the European Communities under the contract of Association between EURATOM and CEA within the framework of the European Fusion Program. The views and opinions expressed herein do not necessarily reflect those of the European Commission.

References

- [1] S.J. Davidson, J.M. Foster, C.C. Smith, et al., *Appl. Phys. Lett.* 52 (1987) 847.
- [2] T.S. Perry, S.J. Davidson, F.J.D. Serduke, et al., *Phys. Rev. Lett.* 67 (1991) 3784 *Apj Sup Ser.* 127, 433, 2000.
- [3] T.S. Perry, K.S. Budil, R. Cauble, et al., *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 54 (1995) 317.
- [4] C. Chenais-Popovics, *Laser Part Beams* 20 (2002) 291.
- [5] C. Chenais-Popovics, et al., *Apj Sup. Ser.* 127 (2000) 175.
- [6] C. Chenais-Popovics, M. Fajardo, F. Thais, et al., *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 71 (2001) 249.
- [7] C.A. Back, T.S. Perry, D.R. Bach, et al., *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 58 (1997) 415.
- [8] F. Thais, S. Bastiani, T. Blenski, et al., *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 81 (2003) 473.
- [9] F. Thais, C. Chenais-Popovics, K. Eidmann, S. Bastiani, T. Blenski, F. Gilleron, *J. Phys. IV France* 127 (2005) 119.
- [10] F. Gilleron, J. Bauche, C. Bauche-Arnoult, *J. Phys. B At. Mol. Phys.* 40 (2007) 3057.
- [11] J.-C. Pain, F. Gilleron, J. Bauche, C. Bauche-Arnoult, 10.1016/j.hedp.2009.05.001
- [12] N. Kontogiannopoulos, S. Bastiani-Ceccotti, F. Thais, et al., *HEDP* 3 (2007) 149.
- [13] A. Ben-Kish, A. Fisher, E. Cheifetz, et al., *Rev. Sci. Instrum.* 71 (2000) 2651.
- [14] J.L. Bourgade, B. Vilette, J.L. Bocher, et al., *Rev. Sci. Instrum.* 72 (2001) 1173.
- [15] J.-L. Starck, F. Murtagh, *Astron. Soc. Pac.* 110 (1998) 193.
- [16] J.-L. Starck, F. Murtagh, *A&A Library. Astronomical Image and Data Analysis*, second ed., Springer, 2006.
- [17] G. Schurtz, Ph.D. Nicolai, M. Busquet, *Phys. Plasma.* 7 (2000) 4238.
- [18] M. Busquet, *Phys. Fluids B* 5 (1993) 4191.
- [19] T. Blenski, A. Grimaldi, F. Perrot, *Phys. Rev. E* 55 (1997) R4889 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 58, 495, 1997.
- [20] F. Perrot, T. Blenski, A. Grimaldi, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 58 (1997) 845.
- [21] T. Blenski, A. Grimaldi, F. Perrot, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 65 (2000) 91.
- [22] J.-C. Pain, T. Blenski, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 8 (2003) 355.
- [23] J.-C. Pain, G. Dejonghe, T. Blenski, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 99 (2006) 451.
- [24] P. Arnault, T. Blenski, G. Dejonghe, *HEDP* 3 (2007) 1.
- [25] T. Blenski, B. Cichocki, *HEDP* 3 (2007) 34.
- [26] A. Bar-Shalom, J. Oreg, W.H. Goldstein, D. Shvarts, A. Zigler, *Phys. Rev. A* 40 (1989) 3183.
- [27] A. Bar-Shalom, J. Oreg, W.H. Goldstein, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 51 (1994) 27.
- [28] J. Bauche, C. Bauche-Arnoult, M. Klapisch, *Adv. At. Mol. Phys.* 23 (1988) 131.
- [29] J. Bauche, C. Bauche-Arnoult, M. Klapisch, *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* 24 (1991) 1.
- [30] H. Merdji, T. Mišala, T. Blenski, et al., *Phys. Rev. E* 57 (1998) 1042.
- [31] A. Bar-Shalom, M. Klapisch, J. Oreg, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 71 (2001) 169.
- [32] F. Gilleron, M. Poirier, T. Blenski, M. Schmidt, T. Ceccotti, *J. Appl. Phys.* 94 (2003) 2086.
- [33] P. Mandelbaum, M. Finkenthal, J.L. Schwob, M. Klapisch, *Phys. Rev. A* 35 (1987) 3051.

Chapitre 7

Mesure de l'absorption X du fluorure de baryum, du samarium et du gadolinium en couche M

Sommaire

7.1 Motivations théoriques	133
7.2 Dispositif expérimental	134
7.2.1 Lasers	135
7.2.2 Cibles	136
7.3 Dépouillement des spectres X	137
7.3.1 Extraction des spectres	137
7.3.2 Courbes de transmission	140
7.4 Analyse des courbes de transmission	149

7.1 Motivations théoriques

Cette série de mesures reprend dans le principe, les objectifs théoriques de la campagne de 2008. Dans la même gamme spectrale d'étude ($8 - 18 \text{ \AA}$), se trouvent les transitions absorbantes $3p - 4f$ des éléments de numéro atomique Z « élevés » que sont le fluorure de baryum ($Z = 56$), le samarium ($Z = 62$) et le gadolinium ($Z = 64$).

Pour des conditions de température et de densité identiques ces fortes structures absorbantes ont un éclatement de plus en plus important au fur et à mesure que le numéro atomique augmente comme le montrent les prévisions théoriques données sur la figure 7.1. Des mesures sur le samarium ont été précédemment réalisées [Merdji *et al.* \(1998b\)](#) et ont confirmé une séparation de la transition $3p - 4f$ par l'interaction spin-orbite de l'ordre 10 eV pour des températures allant de 5.5 eV à 20 eV et une densité de $4 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$.

Bien que l'interprétation des spectres n'ait pas encore été menée, je décrirai les mesures de transmission spectrale des plasmas à l'ETL pour le fluorure de baryum, le samarium et le gadolinium qui ont des signatures d'absorption visibles dans les spectres mesurés. J'in-

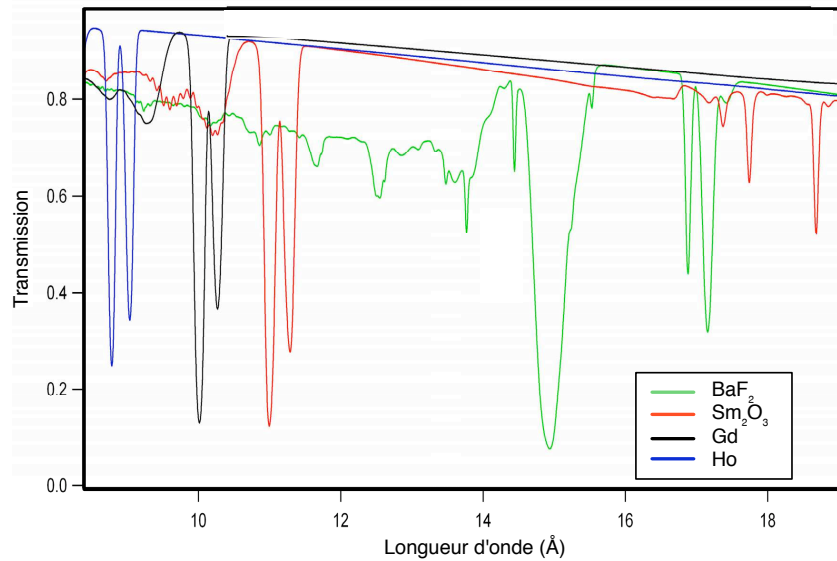


Fig. 7.1 – Prédictions théoriques (SCO) pour les transmissions du fluorure de baryum, de l'oxyde de samarium, du gadolinium et du holmium. Le holmium n'a pas été retenu dans l'analyse des données expérimentales.

sisterai sur la méthode d'analyse des spectres dans le but de préparer leur interprétation et les comparaisons avec les calculs théoriques.

7.2 Dispositif expérimental

La figure 7.2 montre le dispositif expérimental vu de dessus. La configuration est sensiblement la même que dans la campagne précédente, excepté pour la disposition de l'axe de radiographie :

- qui est décalé de 3° dans le plan équatorial en s'éloignant du faisceau picoseconde, pour prendre en compte l'augmentation de taille des cavités sphériques, l'ajout d'une oreille sur un flanc de cavité et éviter que les cibles soient en partie dans le chemin du faisceau laser.
- le spectromètre est tourné de 90° autour de son axe. En correspondance les échantillons sont déposés cette fois sur la moitié inférieure d'un trou de diagnostic comme représenté sur la figure 7.4 pour garder le même principe de fonctionnement du spectromètre à deux voies. Cette disposition de l'échantillon par rapport à la zone d'interaction du laser sur le fond de la cavité devrait limiter l'expansion de l'échantillon vers le demi-trou libre et ainsi réduire le risque de pollution des voies.

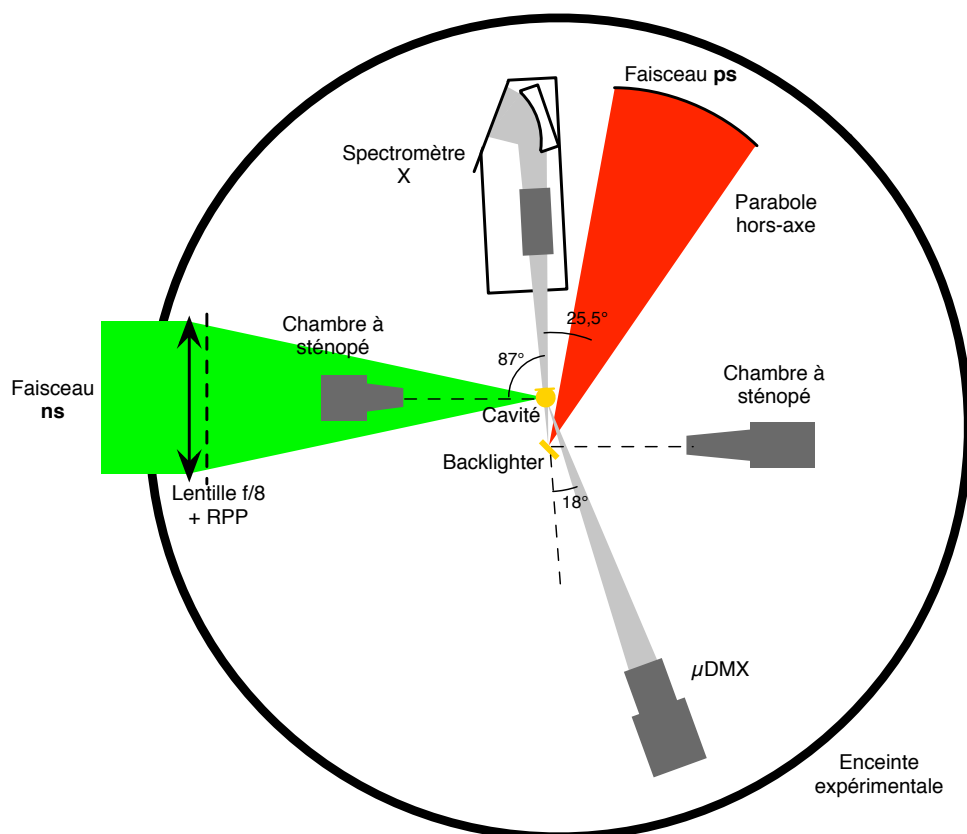


Fig. 7.2 – Schéma expérimental de la chambre d'expérience. La plupart des instruments sont disposés dans le plan équatorial, excepté la chambre à sténopé qui se trouve à 45° au dessus du faisceau nanoseconde ainsi le spectromètre micro-DMX dont l'axe est à 30° en dessous du plan équatorial.

7.2.1 Lasers

Faisceau nanoseconde Le faisceau nanoseconde converti en fréquence à 2ω et de durée d'impulsion moyenne de 550 ps est focalisé avec une lentille $f/8$ sur un trou d'entrée de cavité. La tache focale obtenue avec la lame de phase aléatoire a un diamètre de $420 \mu\text{m}$. L'énergie du laser varie entre 50 et 250 J, produisant ainsi une intensité moyenne de $2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$.

Pour chaque tir une diode rapide enregistre la puissance de l'impulsion du faisceau nanoseconde à partir d'un prélèvement (4%) effectué juste avant son entrée dans la chambre d'expérience. Ces profils de puissance, une fois étalonnés, servent à estimer le chauffage des échantillons en simulant l'impact du faisceau laser avec la cavité d'or.

La conversion entre la tension mesurée par la diode et la puissance du faisceau prélevé est obtenue avec les mesures simultanées du profil temporel en tension et de l'énergie du faisceau converti effectuées lors de tirs spécifiques, dits tirs calorimétriques. Lors de ces tirs, l'énergie du faisceau est mesurée avec un calorimètre intégrant en temps et sur toute la section du faisceau l'impulsion laser.

Les tirs calorimétriques 36 et 40 effectués en cours de campagne, figure 7.3a, donnent

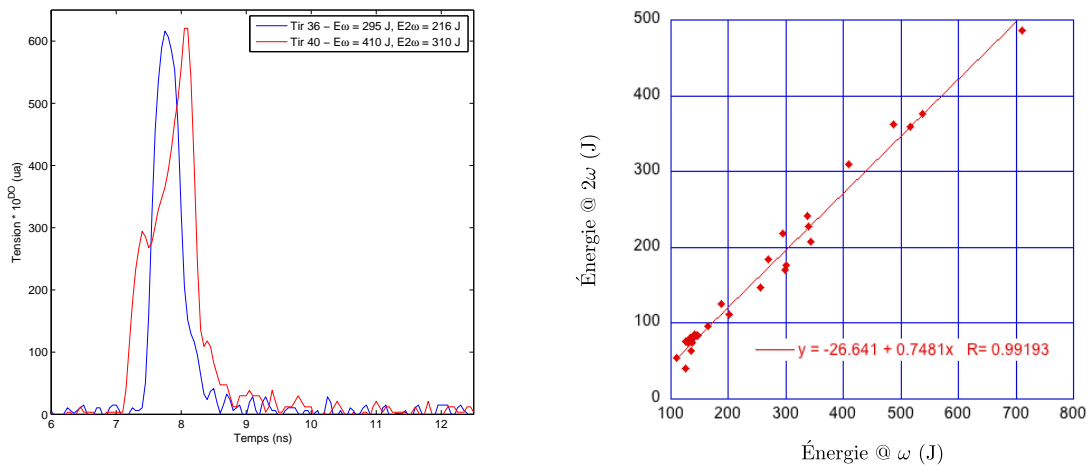
un facteur de conversion moyen \tilde{k} , défini comme le rapport de la puissance incidente sur la diode et la tension mesurée par la diode, de :

$$\tilde{k} = \frac{1}{2} \sum_{i=36,40} \frac{E_i}{10^{DO_i} \int U_i(t) dt} \simeq 7 \cdot 10^8 \text{ W.V}^{-1} \quad (7.1)$$

DO désignant la densité optique du filtre placé devant la diode pour éviter la saturation de celle-ci. Les profils temporels enregistrés pour ces tirs sont présentés sur la figure

La loi de puissance $P_i(t)$ à 2ω pour un tir quelconque i est donnée alors par :

$$P_i(t) = \tilde{k} 10^{DO_i} U_i(t) \quad (7.2)$$



(a) Tension mesurée par une diode rapide multipliée par le facteur d'atténuation 10^{DO} pour les tirs calorimétriques 36 ($DO=2$) et 40 ($DO=2,3$).

(b) Énergie convertie du faisceau nanoseconde pour l'ensemble des tirs.

Fig. 7.3 – Tirs calorimétriques et conversion de fréquence en énergie.

Les énergies à 2ω pour l'ensemble des tirs de la campagne tracé en fonction de l'énergie à ω sont données sur la figure 7.3b. On y voit que le taux de conversion de fréquence en énergie est relativement constant et vaut environ 75%.

Faisceau picoseconde Le faisceau laser picoseconde est focalisé avec une parabole hors-axe sur le centre de la chambre d'expérience avec une tache focale englobant 50% de l'énergie dans un cercle équivalent de diamètre 12 μm . L'intensité moyenne sur cible est de 10^{17} W/cm^2 pour une énergie moyenne de 20 J et une durée d'impulsion de 30 ps.

7.2.2 Cibles

Les cibles sont des cavités sphériques en or de diamètre 2 mm, et schématisées sur la figure 7.4, les échantillons sont déposés horizontalement sur un trou de diagnostic. Les changements notables par rapport à la campagne de 2008 sont la taille des cavités qui passe

de 1.2 à 2 mm et l'ajout d'un disque collé autour d'un trou de diagnostic pour permettre un positionnement à plat des échantillons. Les trous de diagnostic sont légèrement agrandis par rapport à ceux de 2008 et ont un diamètre de 550 μm . Le diamètre du trou d'entrée laser de 700 μm est inchangé.

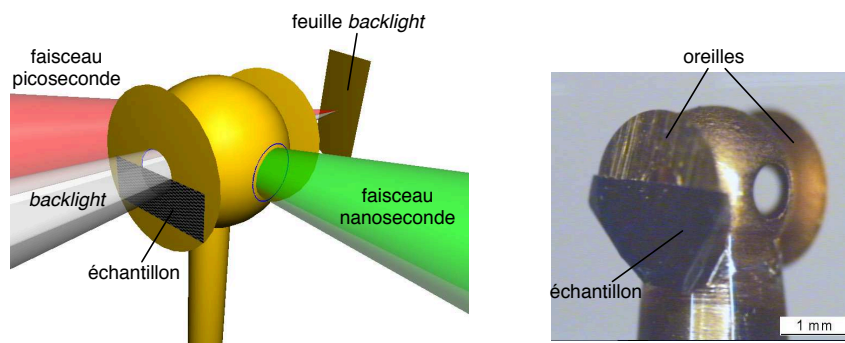


Fig. 7.4 – Gauche : schéma de principe d'utilisation des cibles. Le faisceau nanoseconde (en vert) de chauffage est focalisé sur le trou d'entrée laser ϕ 700 μm . La focalisation sur une feuille d'or du faisceau picoseconde (en rouge) est à l'origine de la source de radiographie (*backlighter* en gris). Les trous de diagnostics (ϕ 550 μm) définissent la partie du flux de radiographie d'intérêt. Droite : photographie des cibles, l'échantillon est déposé sur la moitié du trou de diagnostic de sortie sur une oreille.

7.3 Dépouillement des spectres X

7.3.1 Extraction des spectres

Correction de la dissymétrie des voies de mesures

Des mesures à vide, c'est-à-dire sans cible, ont été utilisées pour quantifier la différence intrinsèque entre les deux voies de mesure du spectromètre.

En effet dans cette situation bien que le rapport entre les deux voies est peu fluctuant, il a une valeur moyenne de 0.9 et présente très localement de fortes variations dues aux défauts du cristal présents inégalement sur les deux voies. La figure 7.5 montre ces rapports pour les tirs 11, 12 et 14 ainsi que la moyenne sur ces tirs. Pour tous les autres tirs, c'est cette moyenne qui est utilisée pour corriger la différence entre les voies. Explicitement, le spectre y_{abs} de la voie dite « d'absorption » est remplacé par le spectre corrigé y'_{abs} tel que :

$$y'_{abs} = \left\langle \frac{y_{ref}}{y_{abs}} \right\rangle_{11,12,14} \cdot y_{abs} \quad (7.3)$$

avec $\langle y_{ref}/y_{abs} \rangle_{11,12,14}$ la valeur moyenne des rapports du spectre de la voie dite « de référence » sur le spectre de la voie d'absorption pour les tirs 11, 12 et 14. Le spectre de la voie d'absorption ainsi corrigé récupère certaines caractéristiques de la voie de référence comme les défauts de cette voie par exemple. Deux exemples de correction pour les tirs d'absorption 35 et 45 sont donnés sur la figure 7.6. Le défaut important autour de 11 Å se retrouve après correction sur les deux voies.

Cette correction constitue la première étape d'extraction des spectres.

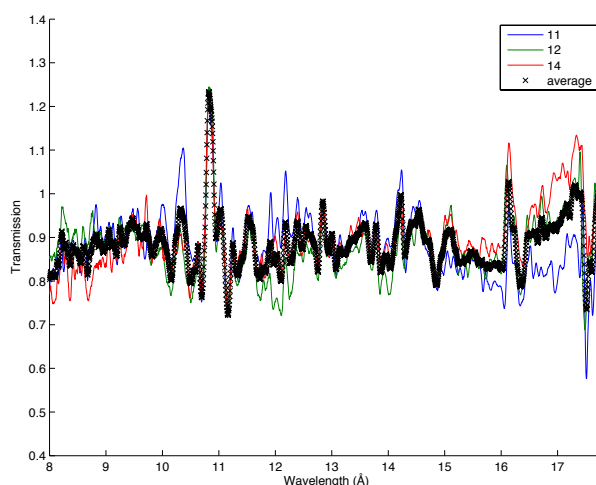


Fig. 7.5 – Tirs de référence pour la correction de différence intrinsèque entre les deux voies de mesure du spectromètre. Le défaut de réflectivité du cristal vers 10.8 Å est reproduit de manière constante.

Exemples : spectres de source X et d'émission propre

Les spectres de source X et d'émission propre de référence utilisés par la suite pour les calculs de transmission sont montrés sur la figure 7.7. Les formes pour ces deux types de spectre sont très caractéristiques. Si on devine une bonne linéarité entre les spectres de source X, cela est moins évident pour les spectres d'émission propre qui ont des formes plus variées.

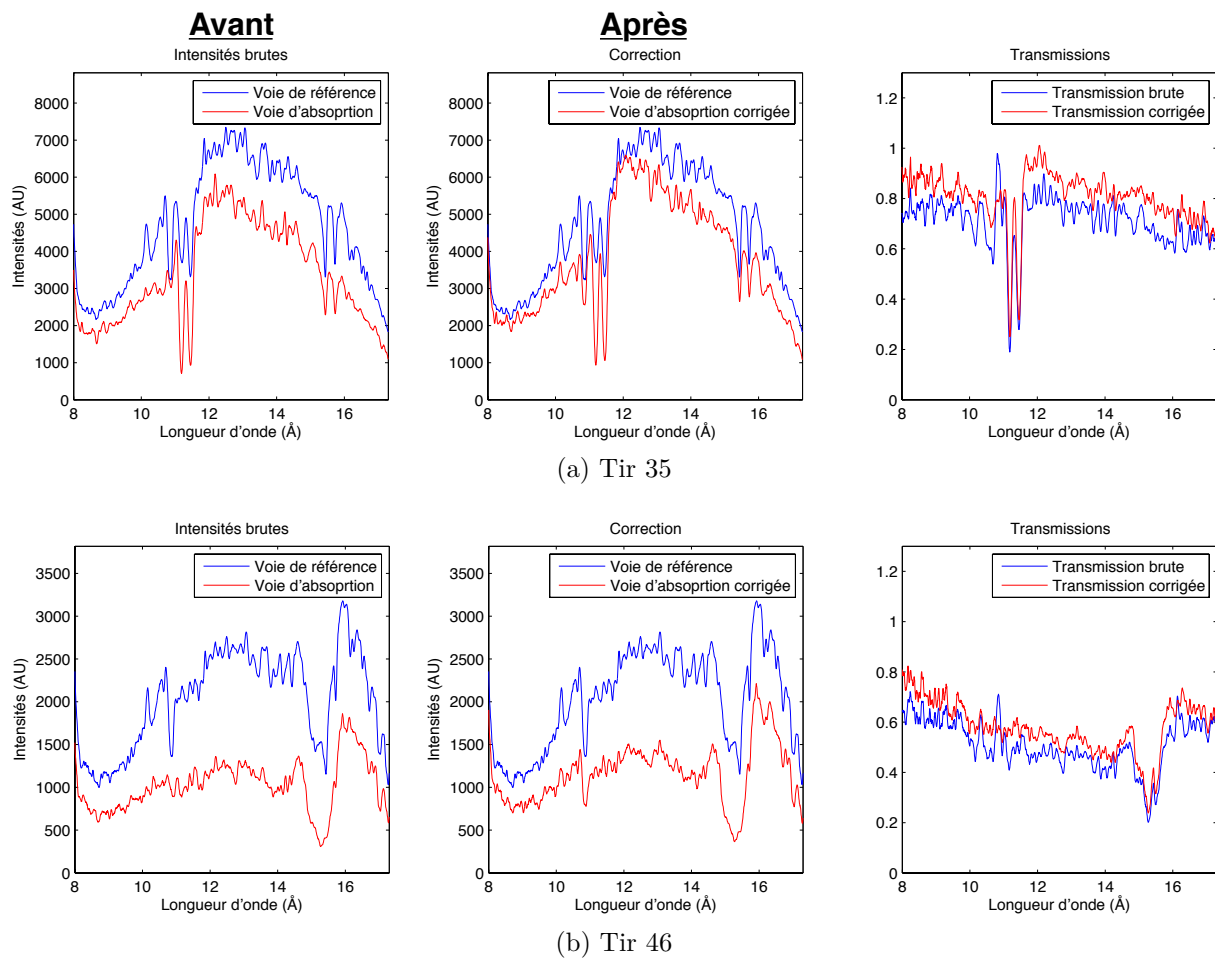


Fig. 7.6 – Exemples de correction pour les tirs 35 et 46, intensités brutes à gauche, intensités corrigées au centre et transmissions brute et corrigée à droite.

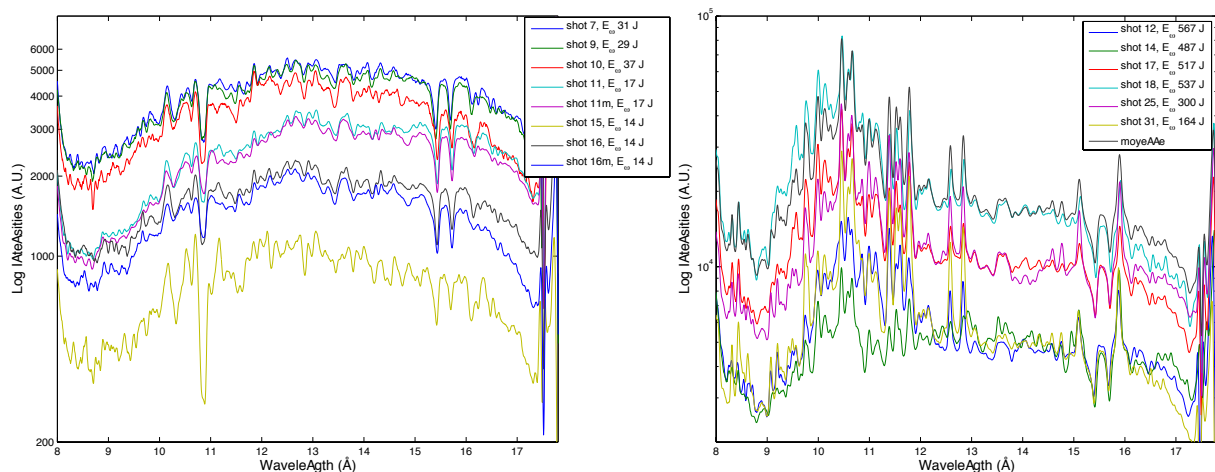


Fig. 7.7 – Spectres de source X (gauche) et d'émission propre (droite), donnés en échelle log.

7.3.2 Courbes de transmission

Les intensités corrigées issues des étapes précédentes font apparaître des défauts de mesure. De manière systématique, nous avons eu sur les deux voies de mesure de l'absorption de l'élément sondé, plus sur la voie d'absorption que sur la voie de référence. En plus, s'ajoute pour certains tirs un spectre d'émission propre venant de la cavité, d'intensité variable et malheureusement parfois comparable au niveau du *backlighter*. Deux traitements ont été effectués, ceux qui nécessitent une modification de la voie de référence pour « éliminer » l'absorption parasite uniquement et ceux qui nécessitent en plus un traitement de l'émission propre.

Traitement 1 : Modification du spectre de référence pour éliminer l'absorption parasite

Dans ce traitement la voie de référence est remplacée par les quatre spectres de synthèse suivants :

1. la voie de référence fortement lissée sur une centaine de pixels avec une convolution gaussienne. Il s'agit de la courbe « Smoothed *backlighter* » sur la figure 7.8.
2. la voie de référence d'origine avec un coupure droite dans la région estimée de l'absorption. Il s'agit de la courbe « Cut in abs. struc. of BL » sur la figure 7.8.
3. un ajustement linéaire avec un spectre y_{BL} pris sur un tir de référence « *backlighter* » avec un niveau d'intensité proche de celui du tir courant y_{tir} . Le spectre ajusté s'obtient avec un paramètre a en minimisant :

$$\chi_a^2 = \|y_{tir} - a \cdot y_{BL}\|^2 \quad (7.4)$$

Le spectre de la voie de référence du tir courant y_{tir} est remplacé par $a_m \cdot y_{BL}$ avec a_m tel que $\chi_{a_m}^2 = \min_a \chi_a^2$. Cet ajustement peut éventuellement se faire sur un intervalle de longueur d'onde choisi en excluant notamment la région de l'absorption parasite. Il s'agit de la courbe "BL fit" sur la figure 7.8.

4. une interpolation entre deux spectres y_{BL_1} et y_{BL_2} pris sur des tirs de référence « *backlighter* » dont les niveaux d'intensité encadrent le niveau de la voie de référence du tir courant y_{tir} . Le spectre interpolé s'obtient avec un paramètre b en minimisant :

$$\chi_b^2 = \|y_{tir} - [b \cdot y_{BL_1} + (1 - b) \cdot y_{BL_2}]\|^2 \quad (7.5)$$

Le spectre de la voie de référence du tir courant y_{tir} est remplacé par $b_m \cdot y_{BL_1} + (1 - b_m) \cdot y_{BL_2}$ avec b_m tel que $\chi_{b_m}^2 = \min_b \chi_b^2$. Cet ajustement peut éventuellement se faire sur un intervalle de longueur d'onde choisi en excluant notamment la région de l'absorption parasite. Il s'agit de la courbe "BL interpolated" sur la figure 7.8.

Le traitement 1 a été appliqué aux tirs d'absorption du samarium, du gadolinium et deux tirs d'absorption du baryum. Il s'agit des tirs 28, 35, 37, 42, 45, 20 et 46.

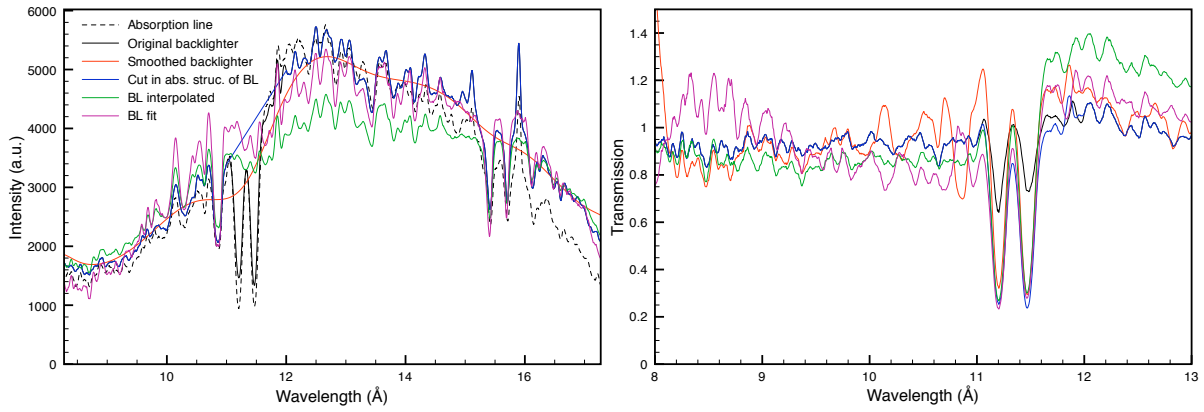


Fig. 7.8 – Traitement 1. Exemple pour le tir 35.

Traitement 2 : Prise en compte de l'émission propre

Ce deuxième traitement est proposé pour les tirs dont les signatures des spectres d'émission propre se trouvent près des structures d'absorption visibles. Il s'agit des tirs d'absorption du baryum 19, 24, 26, 33 et 34. Des structures d'absorption sont notables pour ces tirs, elles se situent dans la région spectrale 14 - 16 Å près des défauts systématiques centrés sur 15.5 Å. Pour les tirs 26, 33 et 34, l'émission propre est faible contrairement aux tirs 19 et 24. Cela se voit avec les quelques raies qui sortent du niveau du *backlighter*. Pour ces tirs avec une faible émission propre, il faut essentiellement corriger l'absorption parasite présente sur la voie de référence et les quelques pics d'émission entre 14 Å et 16 Å. En dehors de ces pics le continuum est dominé par le *backlighter*.

Le traitement consiste à estimer quelles proportions de *backlighter* et d'émission propre sont présentes dans la voie de référence y_{tir} du tir courant. Pour cela on minimise sous les paramètres a et b :

$$\chi_{a,b}^2 = \|y_{tir} - (a \cdot y_{BL} + b \cdot y_{EP})\|^2 \quad (7.6)$$

avec y_{BL} , un spectre de *backlighter* venant d'un tir de référence « *backlighter* » et y_{EP} , un spectre d'émission propre venant d'un tir de référence d'émission propre.

L'intensité de la voie de référence du tir courant y_{tir} est remplacée par $a_m \cdot y_{BL} + b_m \cdot y_{EP}$ avec a_m et b_m tel que $\chi_{a_m, b_m}^2 = \min_{a,b} \chi_{a,b}^2$. Un exemple est donné sur la figure 7.9. Les composantes de *backlighter* $a_m \cdot y_{BL}$ et d'émission propre $b_m \cdot y_{EP}$ de l'ajustement sont les courbes avec les légendes respectives « BL component » et « SE component » .

Si l'émission propre n'est pas dominante pour le tir traité, l'ajustement final sera essentiellement composé de la composante de *backlighter*. Dans la situation inverse, pour les tirs 19 et 24, le niveau d'émission propre dépasse nettement le niveau du *backlighter* et la transmission calculée correspond à la transmission de l'échantillon avec comme flux de radiographie l'émission propre.

La figure 7.10 donne le schéma de la procédure de dépouillement appliqué à chaque tir.

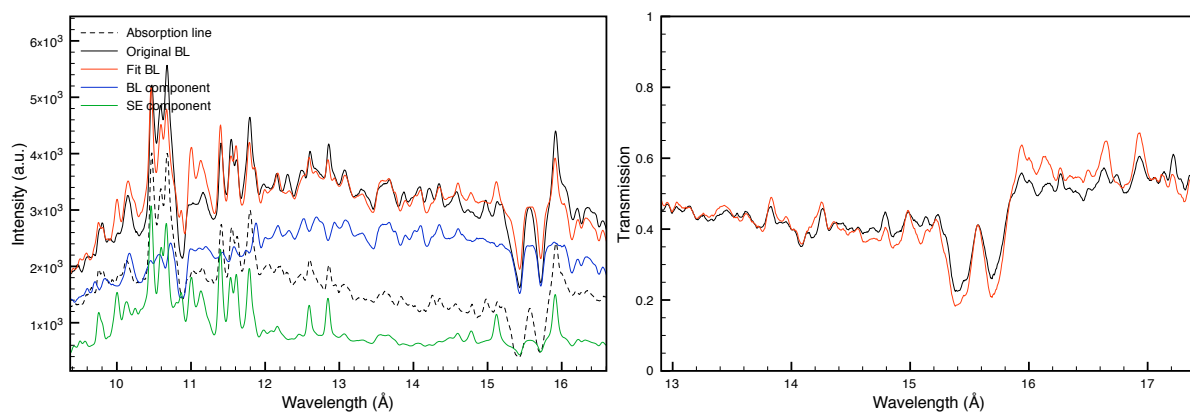


Fig. 7.9 – Traitement 2. Exemple pour le tir 33.

Les transmissions pour l'ensemble des traitements présentés ici et les différents corps étudiés sont données sur les figures 7.11, 7.12 et 7.13.

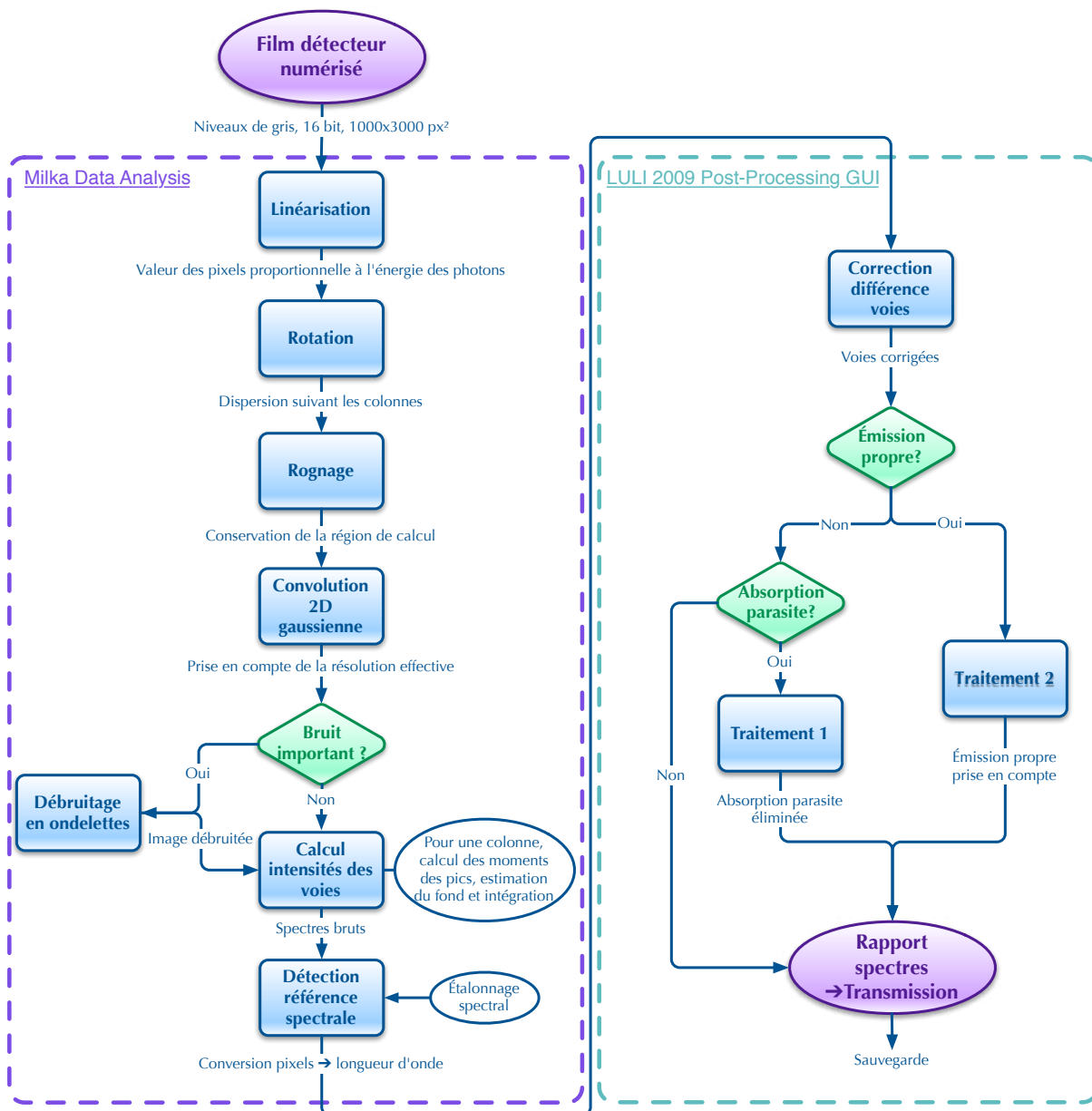
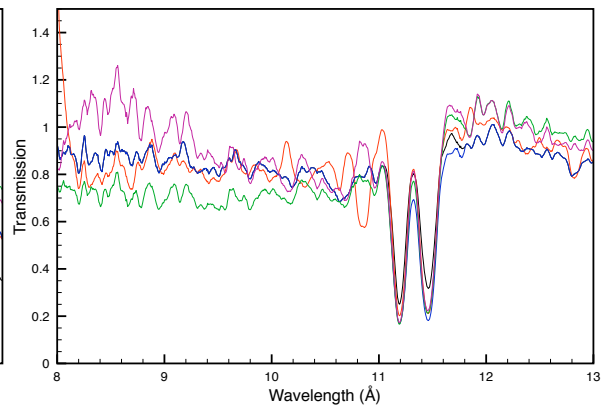
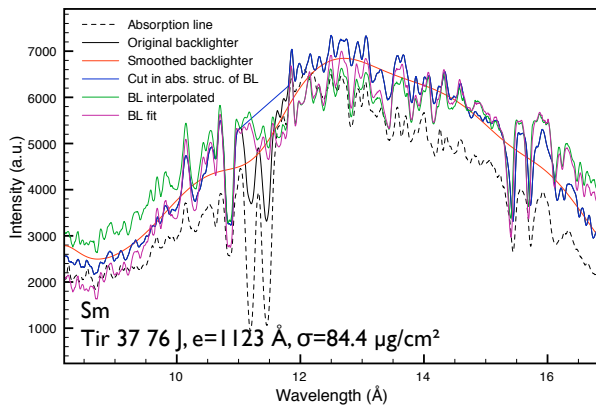
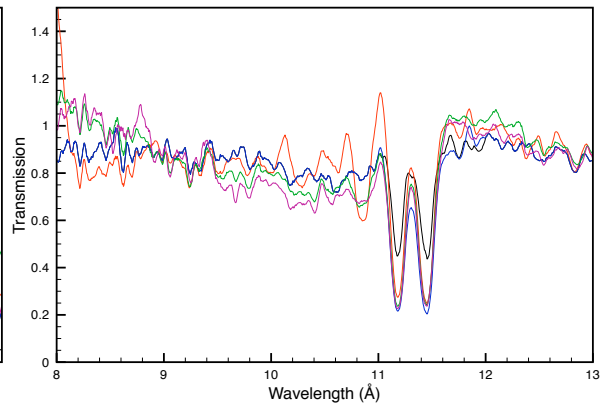
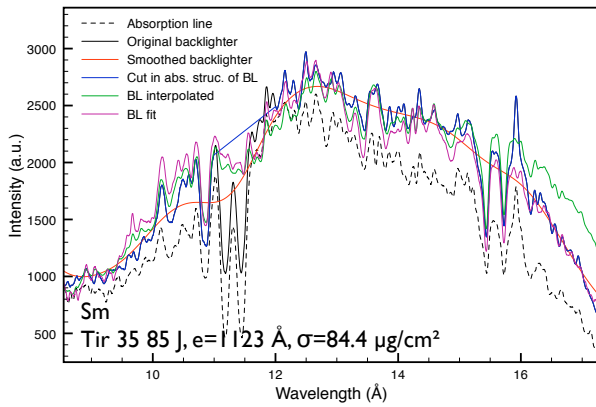
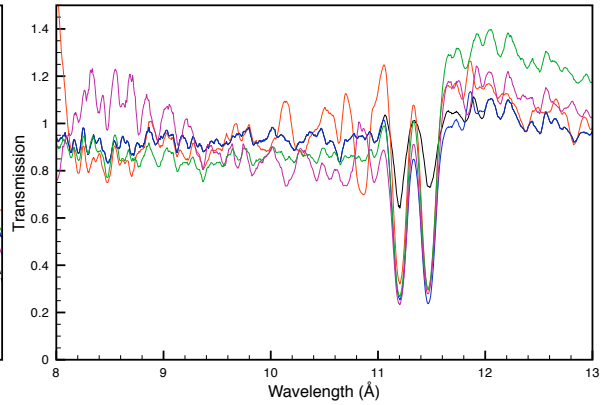
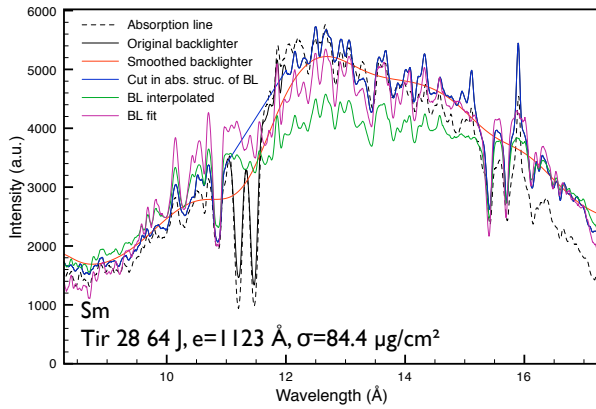


Fig. 7.10 – Procédure du dépouillement pour un tir donné.



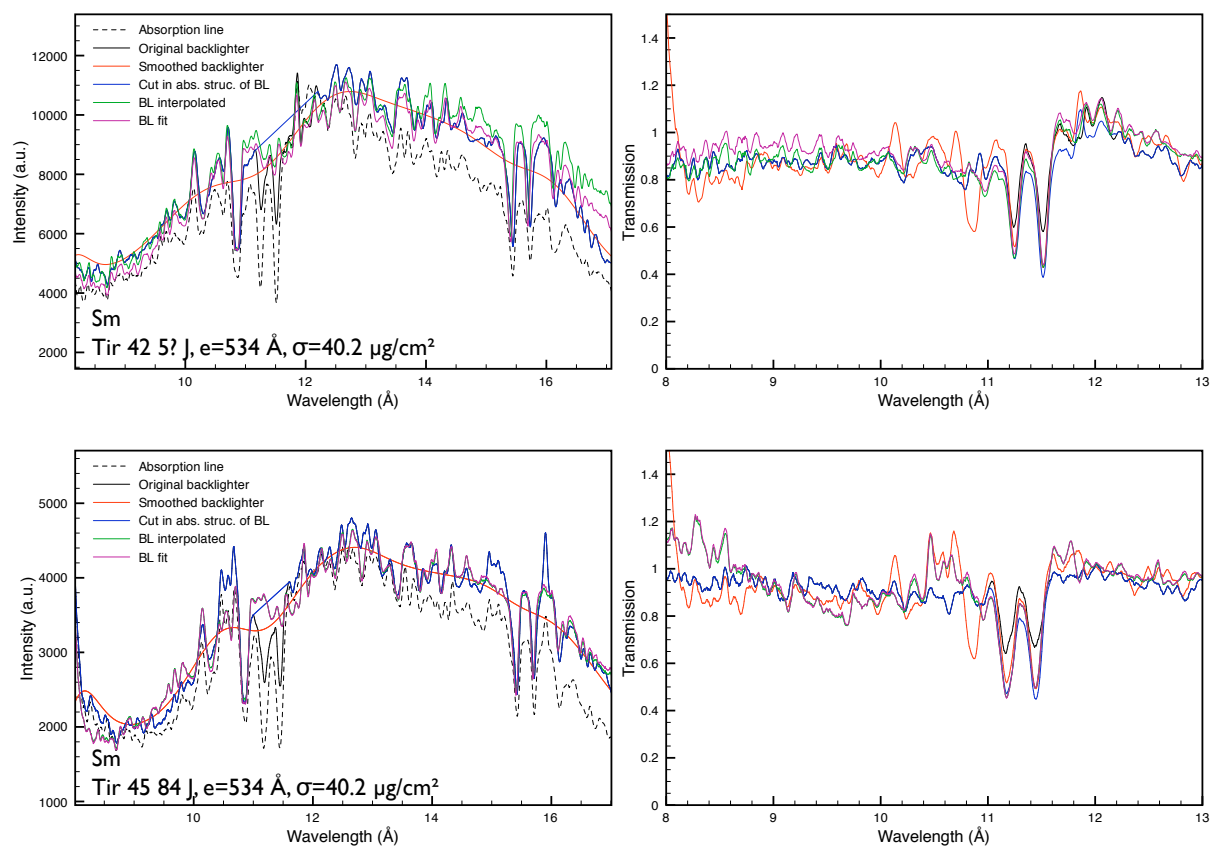


Fig. 7.11 – Résultats pour le samarium en fonction des différents traitements possibles indiqués dans le texte.

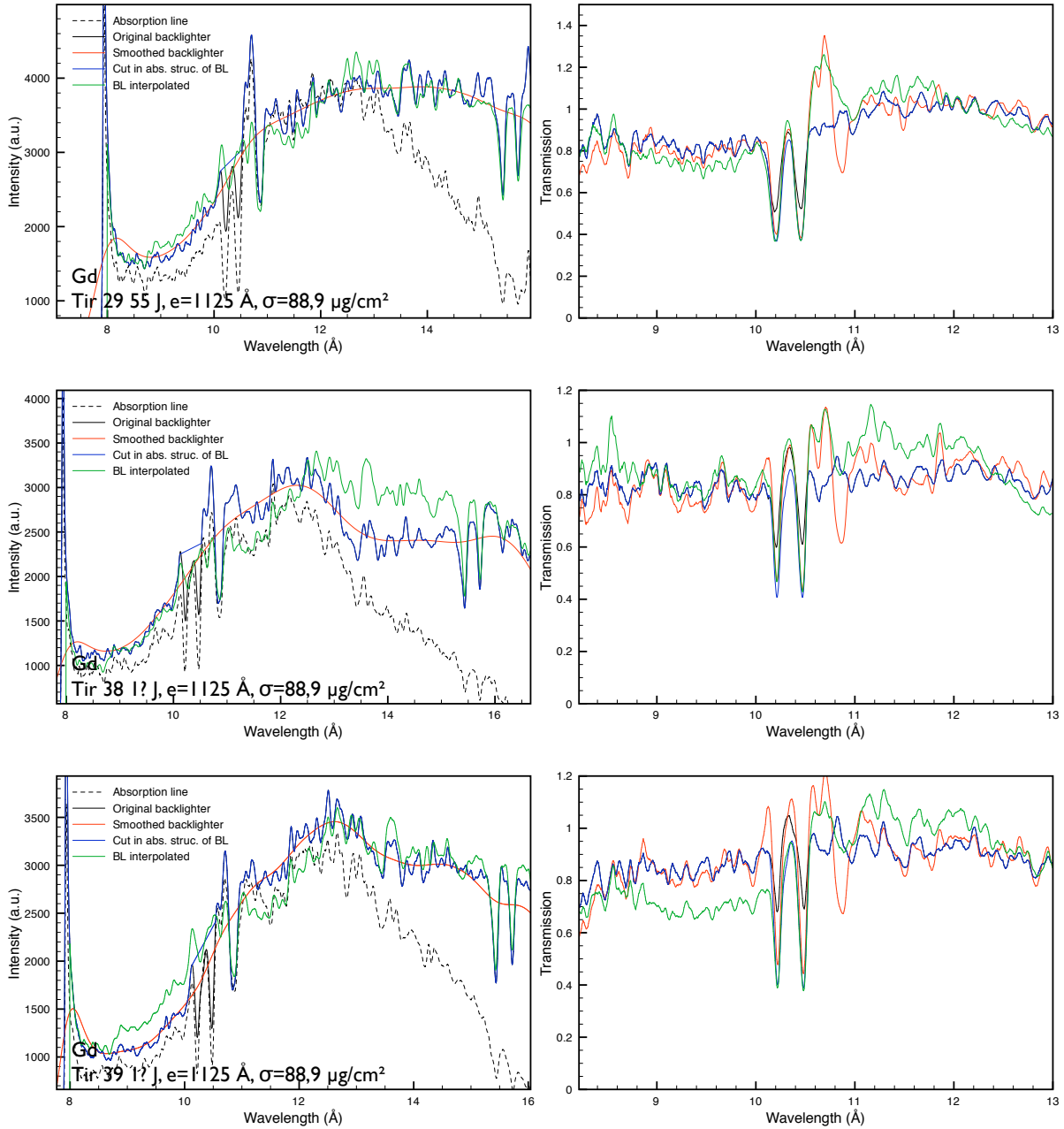
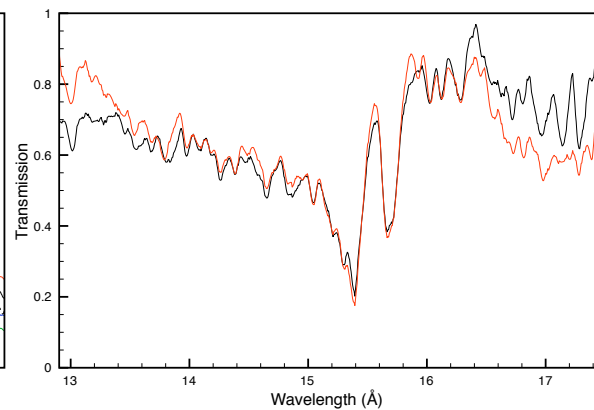
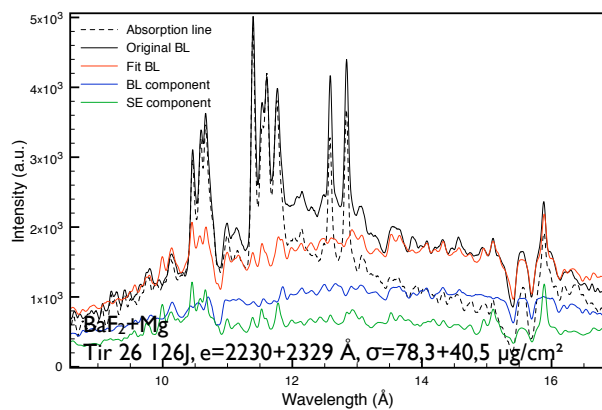
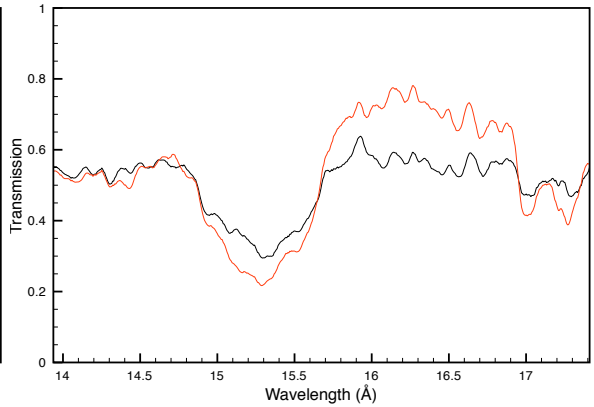
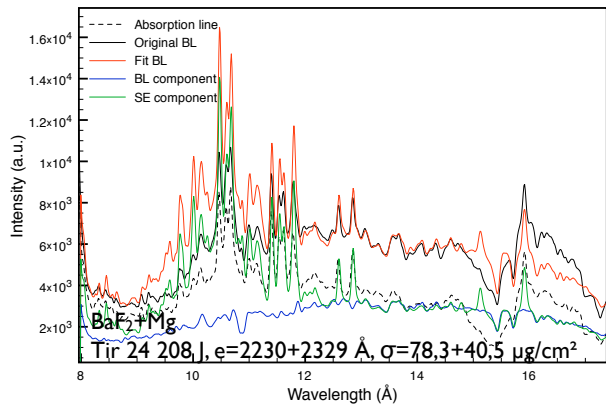
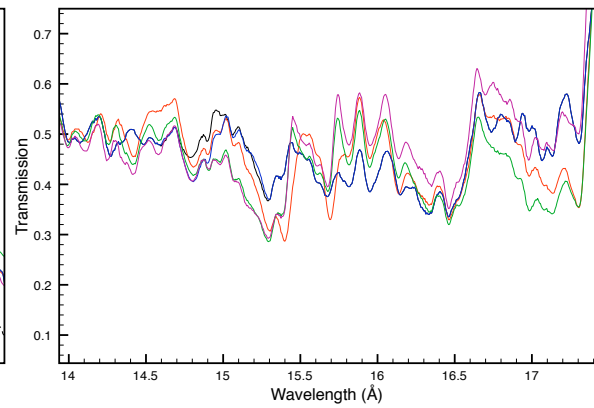
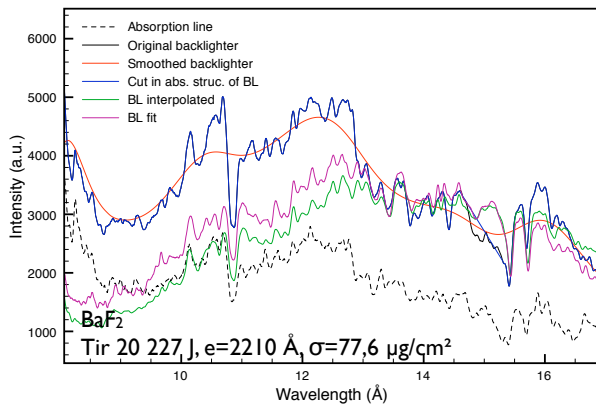
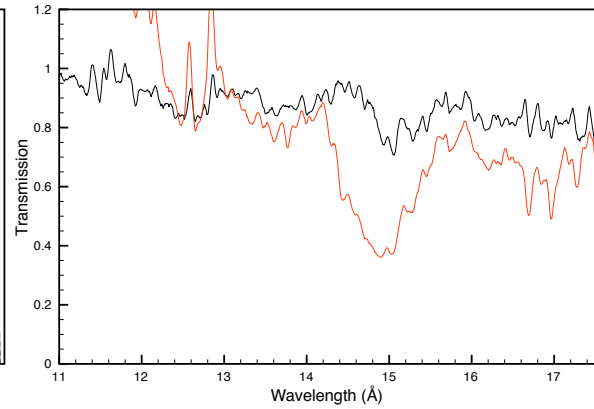
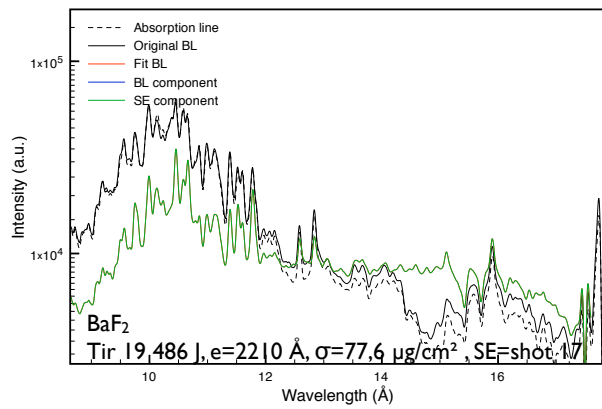


Fig. 7.12 – Résultats pour le gadolinium en fonction des différents traitements possibles indiqués dans le texte.



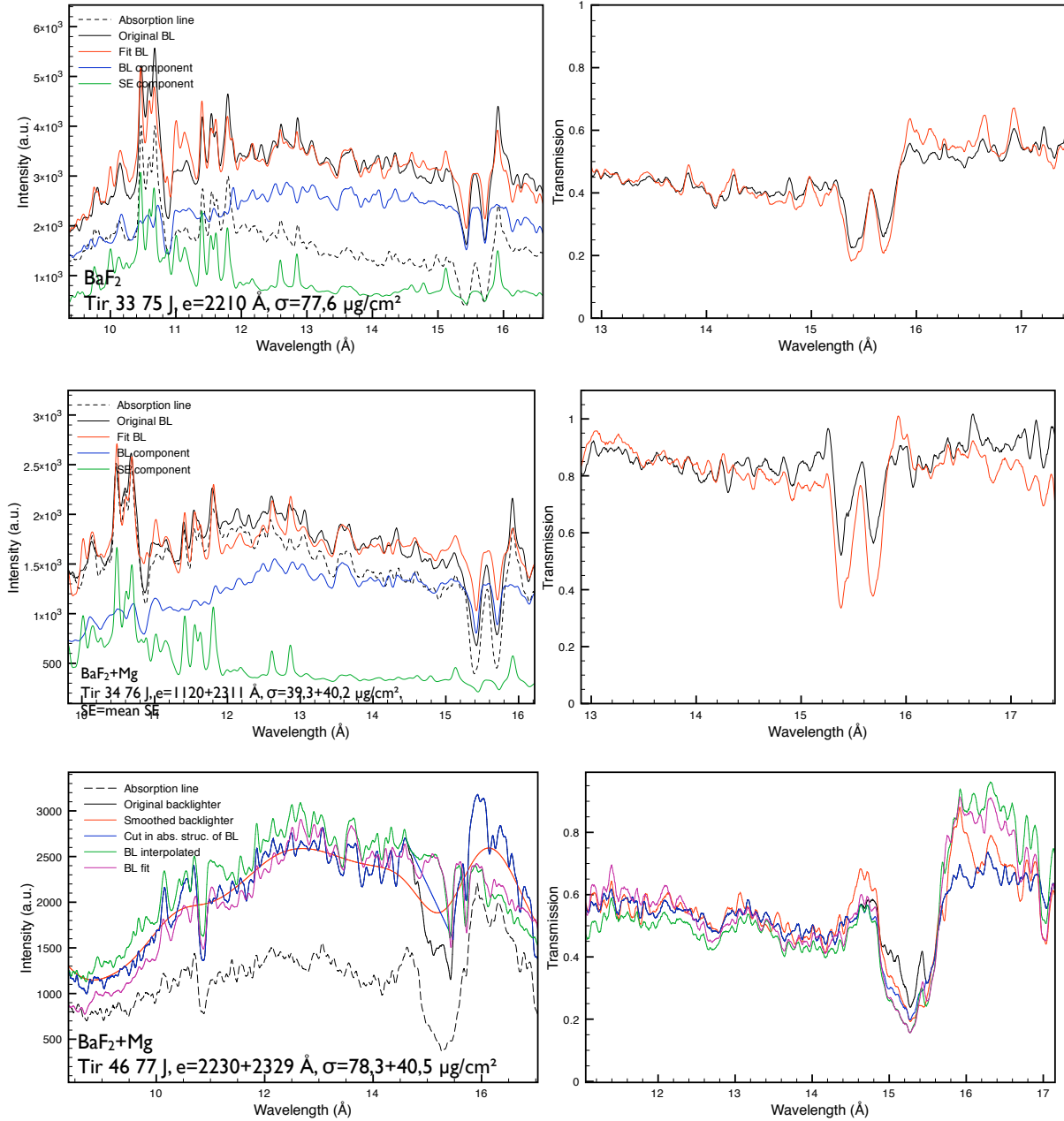


Fig. 7.13 – Résultats pour le baryum en fonction des différents traitements possibles indiqués dans le texte.

7.4 Analyse des courbes de transmission

On peut noter quelques points importants pour cette campagne en comparaison avec la campagne précédente de 2008 :

- le rapport signal sur bruit est nettement amélioré par rapport à la campagne de 2008, multiplié par 3. Cela est essentiellement dû à la diminution du niveau de bruit par une meilleure protection du détecteur des rayonnements parasites.
- la séparation des voies est moins satisfaisante par rapport à l'expérience de 2008. La raison la plus probable pourrait être la taille de la tache focale de radiographie qui en fin de campagne avait une taille doublée ($\sim 30 \mu\text{m}$) par rapport à l'an dernier. La focalisation s'est progressivement dégradée avec les mouvements de la parabole effectués en cours de campagne pour réaligner la tache focale sur l'axe de radiographie.
- les défauts toujours observés autour de 15.5 \AA ne sont pas expliqués. Cependant certaines pistes ont été écartées, il ne s'agit pas d'un effet dû au cristal, au type de cible ou à la nature du *backlighter* compte tenu la reproductibilité des structures indépendamment du changement de ces paramètres.

Sur la figure 7.14 sont superposées les transmissions des différents corps étudiés. En comparaison avec les prédictions théoriques, cf figure 7.1, des résultats intéressants semblent être obtenus pour les fortes structures d'absorption ressemblant aux transitions $3d-4f$ prédites, en ce qui concerne leur forme et leur position. Néanmoins des structures plus complexes sont observées, des études théoriques, encore à mener, pourraient aider à la compréhension et à l'interprétation de ces mesures. Enfin, un critère de qualité des mesures expérimentales doit être défini pour permettre une comparaison raisonnable avec des calculs théoriques en évaluant la pertinence des différentes méthodes de dépouillement présentées de manière complète ici.

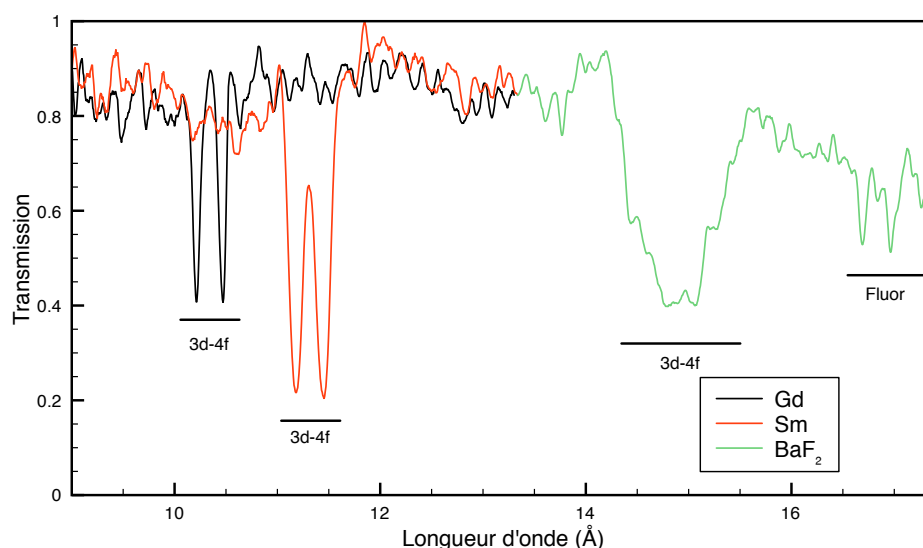


Fig. 7.14 – Superposition des courbes de transmission pour l'ensemble des corps étudiés limitées aux régions spectrales de plus forte absorption. Ces régions correspondent aux transitions $3d-4f$, l'absorption du fluor est visible entre 16.5 et 17.5 \AA .

Chapitre 8

Mesure de l'absorption XUV du chrome, du fer, du nickel, du cuivre et du germanium

Sommaire

8.1 Motivations astrophysiques	151
8.2 Dispositif expérimental	159
8.2.1 Lasers	159
8.2.2 Cibles	159
8.3 Chauffage des échantillons par deux cavités	162
8.3.1 Données expérimentales	162
8.3.2 Simulations du chauffage	165
8.4 Dépouillement des spectres XUV	170
8.4.1 Principe du dépouillement	170
8.4.2 Extraction des spectres	172
8.4.3 Courbes de transmission	176
8.5 Analyse des courbes de transmission	181
8.6 Conclusion	187
8.7 Motivations astrophysiques et comparaison de codes : Radiative properties of stellar plasmas and open challenges	188

8.1 Motivations astrophysiques

La physique stellaire est un des piliers de l'astrophysique. Au cours des trois dernières décennies cette science a connu un renouveau grâce au nombre d'observables accessibles : abondances de surface, luminosité, rayon, neutrinos, modes acoustiques, et aussi grâce aux capacités numériques avec l'arrivée des modèles 3D de certaines portions d'étoiles.

L'avènement de l'héliosismologie (Duvall (1982), Fossat *et al.* (1981), Claverie *et al.* (1981), Christensen-Dalsgaard (1982)) dans les années 80 a démontré la potentialité de

cette discipline et a marqué le passage du qualitatif au quantitatif pour la description des intérieurs stellaires.

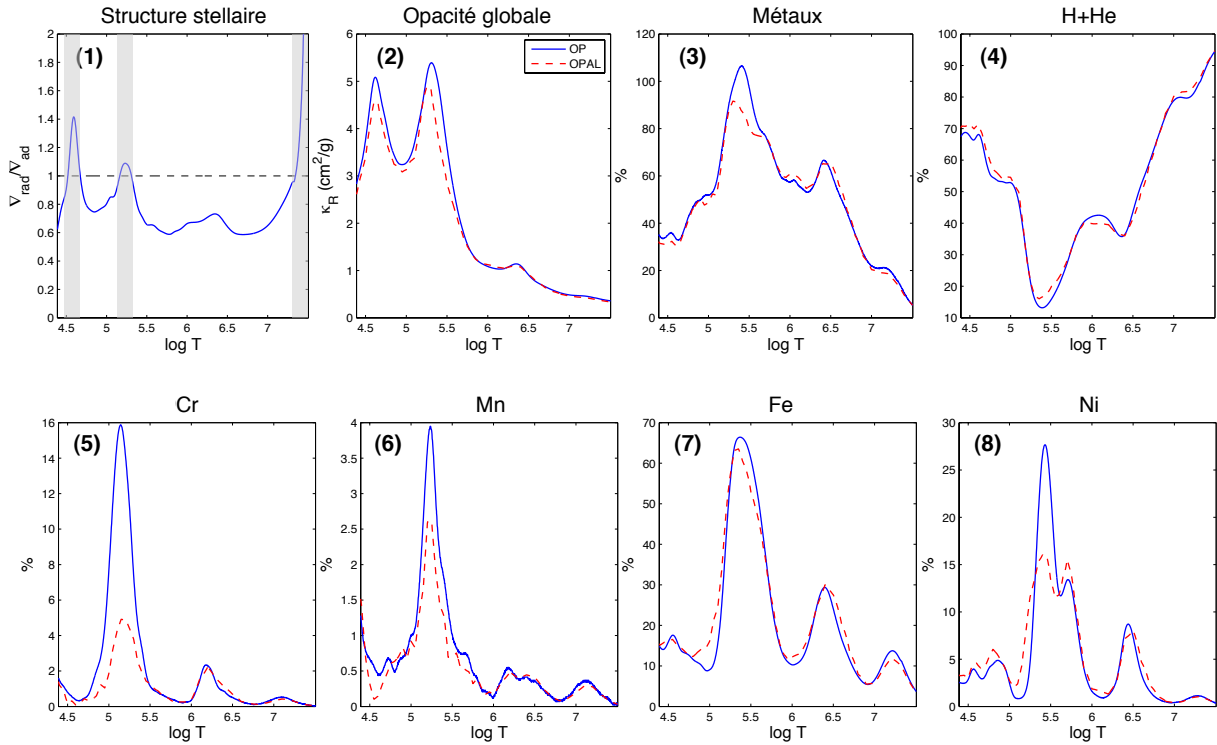


Fig. 8.1 – (1) Structure de l'étoile, régions convectives (grisées) pour lesquelles $\nabla_{\text{rad}} > \nabla_{\text{ad}}$. (2) Moyenne de Rosseland globale, OP (en bleu continu) et OPAL (en tirets rouges). (3) Contribution des métaux à l'opacité globale. (4) Contribution de l'hélium et de l'hydrogène à l'opacité globale. (5)–(8) Contribution des éléments du groupe du fer (Cr, Mn, Fe et Ni), comparaison OP et OPAL.

Ce fut le point de départ d'une exigence renforcée de la physique fondamentale qui entre dans les équations de structure stellaire (cf chapitre 4): réactions nucléaires, équation d'état, opacités, convection [Turck-Chieze *et al.* \(1993\)](#).

Si de nombreuses expériences ont été réalisées pour mieux connaître les taux de réaction utiles pour suivre les séquences évolutives des étoiles, assez peu de mesures ont jusqu'alors été possibles pour décrire l'interaction des photons avec la matière. Ceci est dû principalement à la difficulté à reproduire en laboratoire les conditions stellaires et aussi parce que ces expériences restent difficiles à réaliser et à interpréter et ne sont pas toujours réalisées dans la gamme spectrale utile pour la physique stellaire soit autour de la pondération de la moyenne de Rosseland. Ainsi ces sections efficaces ont été décrites théoriquement par les équipes de Los Alamos puis celles de Livermore, suivies par un consortium académique le groupe OP et utilisées directement par les astrophysiciens sans validation expérimentale si ce n'est dans un ou deux cas particuliers (cas du fer pour les Céphéides [Simon \(1982\)](#)).

Aujourd'hui la multiplication des installations laser et Z-pinch associée au développement de l'astérosismologie (COROT, KEPLER, PLATO ?) justifie un effort renouvelé sur la compréhension fine des équations d'état et des tables d'opacité utilisées en astrophy-

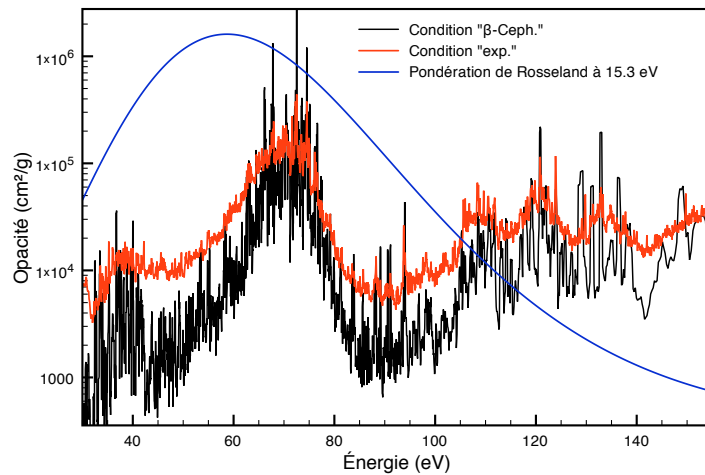
sique. C'est une motivation forte pour comparer dans le détail, les calculs disponibles et réaliser quelques expériences clés qui puissent valider ces calculs.

Compte tenu des installations disponibles et de l'expertise accumulée dans le groupe avec qui je travaille, nous avons choisi (Turck-Chieze *et al.* (2009), voir l'article au chapitre 3) d'apporter des éléments concrets à un problème bien posé qui est la connaissance des opacités du groupe du fer dans les enveloppes d'étoiles β -Cephei, sachant que la pulsation de ces étoiles est provoquée par le mécanisme κ (cf chapitre 4) et que certaines de ces étoiles sont maintenant observées sismiquement (Ausseloos *et al.* (2004), Briquet *et al.* (2009)).

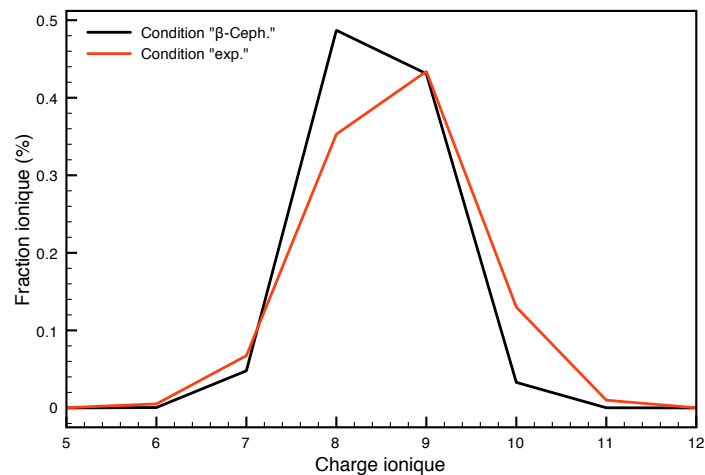
La figure 8.1 illustre les conditions thermodynamiques rencontrées dans les enveloppes de ces étoiles ainsi que les différences constatées entre les deux jeux de tables disponibles pour la physique stellaire. La comparaison est faite à structure stellaire fixée pour un modèle de $10 M_{\odot}$ évolué obtenu avec le code CESAM, Morel (1997) avec les abondances solaires de Asplund *et al.* (2009). Sur la première vignette (1) est tracé le rapport $r = \nabla_{\text{rad}}/\nabla_{\text{ad}}$ en fonction du profil de température du modèle. Il permet d'identifier les zones convectives ($r > 1$) le long du profil stellaire, directement corrélées avec les maxima de la moyenne de Rosseland représentée en (2). L'ionisation de He^+ est à l'origine du pic d'opacité à $\log T \sim 4.6$. Néanmoins la principale contribution est due aux éléments du groupe du fer, chrome, manganèse, fer et nickel, (5)–(8), en particulier pour la région $\log T \sim 5 - 5.5$ soit $T \sim 9 - 27$ eV.

Face à cette situation qui ne permet pas à la communauté stellaire de pouvoir prédire les oscillations de façon univoque et donc d'interpréter aisément l'ensemble des fréquences observées, nous avons proposé en 2009 de réaliser une expérience sur les éléments voisins : chrome, fer, nickel et d'ajouter le cuivre et le germanium qui dans ce même cadre de mesure présentent des intérêts pour les applications pour la fusion.

Pourtant il est impossible de réaliser une expérience en laboratoire qui reproduise exactement les conditions de ces étoiles où la densité est beaucoup trop faible (quelques 10^{-7} g/cm³) pour être accessible avec les schémas de mesure actuels. Nous avons donc dans un premier temps estimé des conditions équivalentes en terme de distribution ionique en utilisant les données du code OP. La figure 8.2 illustre ce travail et définit les conditions « exp » de l'expérience ($T = 27.3$ eV, $\rho = 3.4 \cdot 10^{-3}$ g/cm³) en comparaison avec le cas « β -Ceph. » de l'enveloppe de β -Cephei ($T = 15.3$ eV, $\rho = 3.5 \cdot 10^{-6}$ g/cm³), la densité électronique $N_e = 3.2 \cdot 10^{20}$ cm⁻³ est conservée entre les deux cas.



(a) Opacités pour la condition « β -Ceph. » (noir) et pour la condition « exp » (rouge). La fonction de pondération de Rosseland (normalisée et affichée linéaire en ordonnée) à 15 eV est superposée.



(b) Distribution ionique pour la condition « β -Ceph. » (noir) $\langle Z \rangle = 8.4$ et pour la condition « exp » (rouge), $\langle Z \rangle = 8.6$.

Fig. 8.2 – Comparaison des spectres d’opacité (table OPCD¹) entre les conditions d’enveloppe de β -Cephei et les conditions accessibles avec les lasers du LULI (rouge). Les distributions ioniques entre les 2 cas sont très similaires montrant dans le spectre d’absorption des structures reproductibles entre les deux conditions.

D’autre part nous avons noté que les calculs variaient rapidement avec la température et nous avons donc envisagé de réaliser plusieurs conditions de température.

Sur la figure 8.3 est représentée la variation des calculs de spectres de transmission pour le cas du fer et pour les conditions envisagées. Une description des codes ainsi que les références sont données dans l’article joint en fin de chapitre. Les variations entre codes

1. <http://cdsweb.u-strasbg.fr/OP.htx>

des moyennes de Rosseland et de Planck correspondantes sont présentées sur la figure 8.4 pour les températures de 15.3, 27.3 et 38.5 eV et une densité électronique d'environ $3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. La figure 8.5 présente les variations pour le fer et le nickel pour ces mêmes conditions.

Les conditions laser ne nous ont pas permis de réaliser l'ensemble des conditions choisies pour tous les éléments mais nous avons obtenu au moins un spectre pour la plupart des éléments.

Dans ce chapitre je montrerai principalement les résultats obtenus pour le nickel, qui est un élément peu étudié expérimentalement et pour lequel nous avons obtenu des spectres pour deux conditions de température et de densité ainsi que des premières simulations des conditions expérimentales.

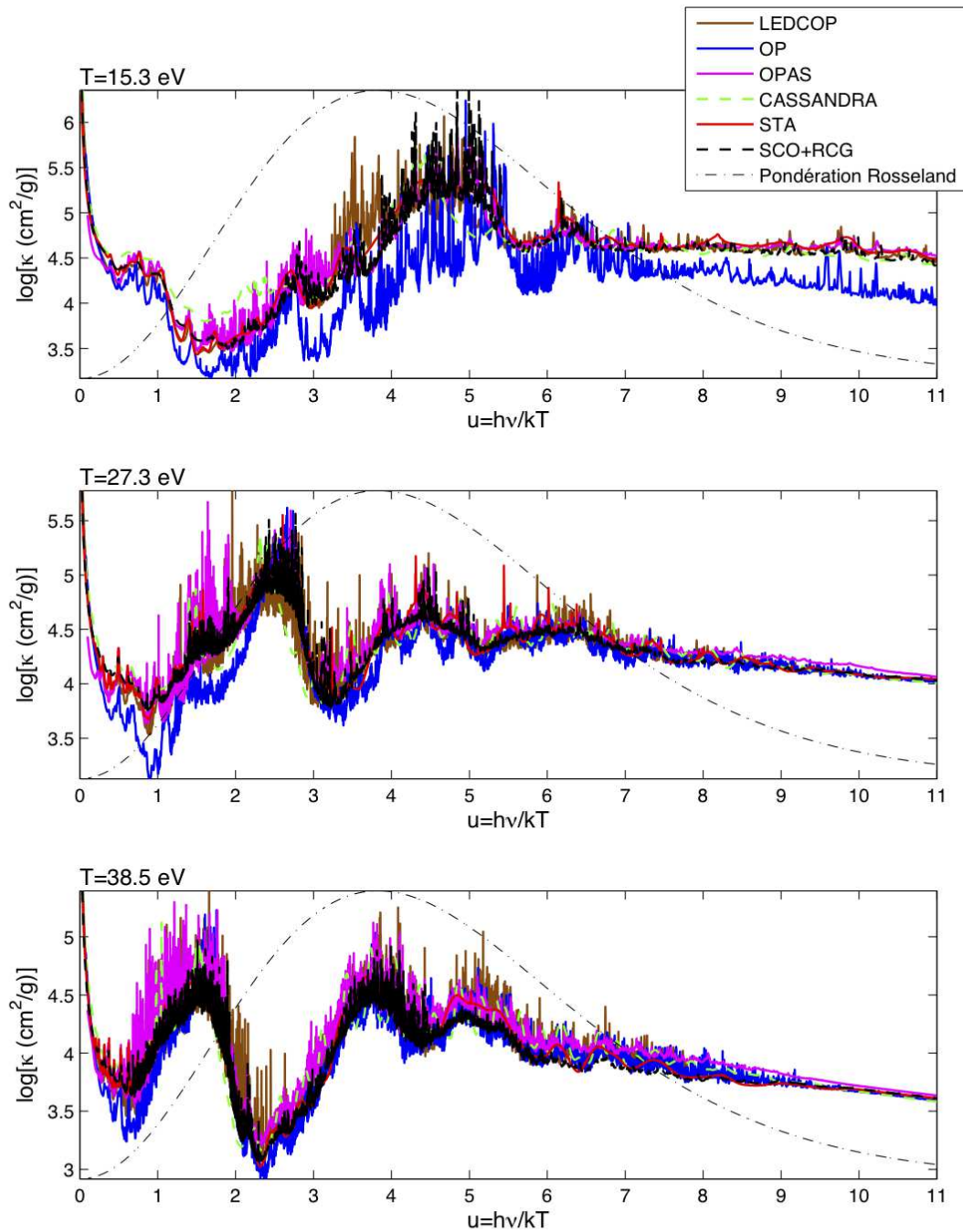
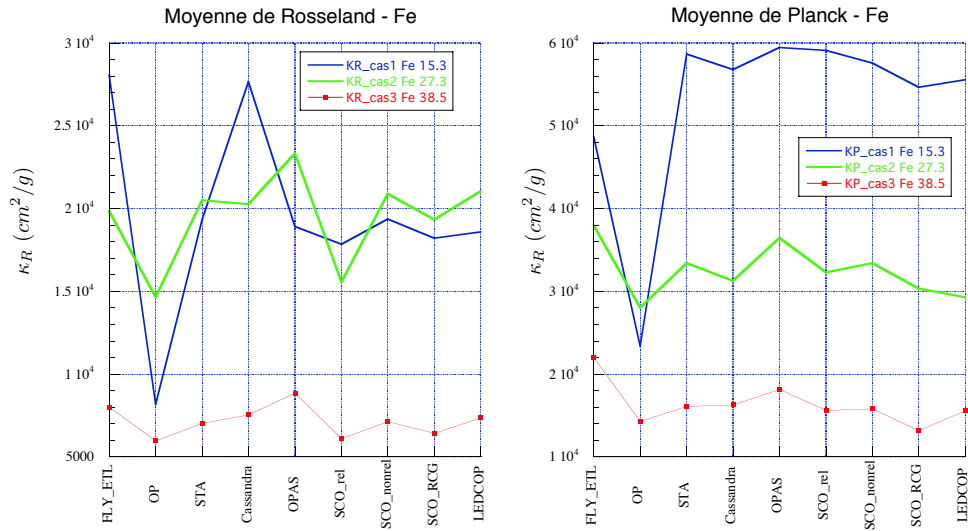
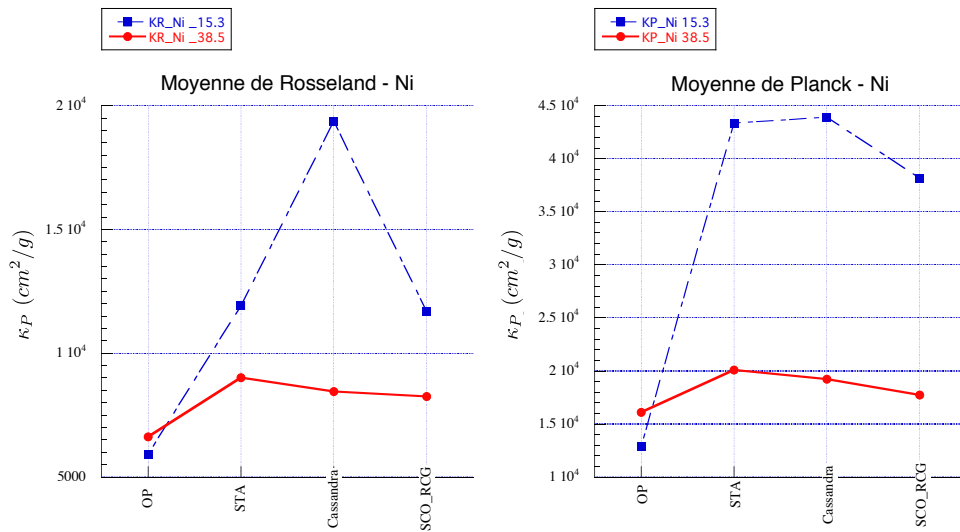


Fig. 8.3 – Évolution de l'opacité spectrale du fer en fonction de la température, 15.3 eV en haut, 27.3 eV milieu et 38.5 eV en bas. La densité électronique vaut environ $3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. L'abscisse correspond à la variable réduite $u = h\nu/kT$, rapport de l'énergie spectrale sur l'énergie thermique. Les codes utilisés pour la comparaison sont indiqués en légende.



(a) Comparaison entre codes des moyennes de Rosseland (gauche) et de Planck (droite) pour le fer, pour les températures de 15.3 eV (en bleu), 27.3 eV (en vert) et 38.5 eV (en rouge)



(b) Comparaison entre codes des moyennes de Rosseland (gauche) et de Planck (droite) pour le nickel pour les températures de 15.3 eV (en bleu, tirets) et de 38.5 eV (en rouge).

Fig. 8.4 – Comparaison code à code des moyennes de Planck et de Rosseland. La densité électronique vaut environ $3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

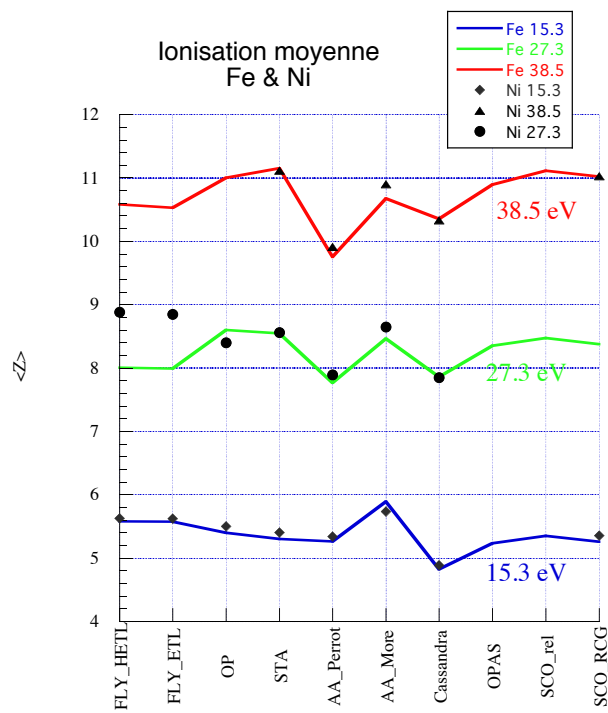


Fig. 8.5 – Comparaison entre codes des ionisations moyennes pour le fer et le nickel aux températures de 15.3 eV (en bleu et losanges), 27.3 eV (en vert et ronds) et 38.5 eV (en rouge et triangles).

8.2 Dispositif expérimental

Dans cette série de mesures, des changements essentiels du dispositif expérimental ont été opérés par rapport aux deux campagnes précédentes.

Tout d'abord l'échantillon est chauffé sur ses deux faces avec de ce fait l'ajout d'une cavité supplémentaire et d'une séparation du faisceau de chauffage (faisceau nanoseconde). Les températures en jeu (dans les cavités ou dans les échantillons) étant d'au plus 45 eV, l'émission thermique venant de la cible est émise à 96% jusqu'à $h\nu = 360$ eV ($8kT$).

Par ailleurs la gamme d'intérêt étant celle des XUV de 80 à 190 Å (65 - 155 eV), la technologie du spectromètre doit être en conséquence adaptée pour discriminer l'émission propre à la cible et l'impulsion de radiographie. Ainsi le diagnostic principal est un spectromètre à réseau avec une résolution temporelle fournie par une caméra à balayage de fente. Comme nous le verrons ensuite la durée des différentes émissions et leur temps d'arrivée sur le détecteur rendent possible cette discrimination.

Le schéma expérimental est représenté sur la figure 8.6.

8.2.1 Lasers

On donne ici les caractéristiques du faisceau de chauffage nanoseconde et du faisceau de radiographie picoseconde pour les conditions spécifiques à cette campagne de 2010.

Faisceau nanoseconde La durée du faisceau nanoseconde est en moyenne de 570 ps avec un écart-type de 27 ps. Le taux de conversion de fréquence à 2ω moyen est de 56%, la figure 8.7 donne l'énergie convertie en fonction de l'énergie laser. Les énergies à 2ω sont comprises entre 40 et 250 J produisant une puissance moyenne de 3×10^{11} W. L'intensité sur cible moyenne est comprise entre 0.6 et 2×10^{14} W/cm² dépendant de la séparation du faisceau (voir 8.3.1).

Faisceau picoseconde Le principe de focalisation est le même que pour les expériences passées. L'énergie du faisceau à l'entrée de l'enceinte est choisie entre 0.8 et 3.5 J et la durée d'impulsion est fixée à 30 ps. L'intensité moyenne sur cible est de 6×10^{15} W/cm². Ces choix d'énergie et de durée d'impulsion ont été retenus pour limiter la saturation sur la caméra à balayage de fente. En effet au-delà d'une certaine intensité d'environ 2×10^{16} W/cm² l'effet de charge d'espace apparaît et le signal enregistré est artificiellement allongé en temps. Les cibles sont des feuilles d'or épaisses placées de sorte que la source de radiographie soit au centre chambre lequel est repéré par les télémicroscopes de la chambre.

8.2.2 Cibles

Les cibles sont obtenues en assemblant deux cavités sphériques en or de 2 mm de diamètre et de 15 μ m d'épaisseur de paroi. Chaque cavité est accolée à l'autre de sorte que les axes des trous de diagnostic coïncident. L'assemblage est schématisé sur la figure 8.8. Les trous de diagnostic ont un diamètre d'environ 550 μ m, et les trous d'entrée laser de 700 μ m. Un disque de même épaisseur que celle des cavités est collé autour d'un trou de

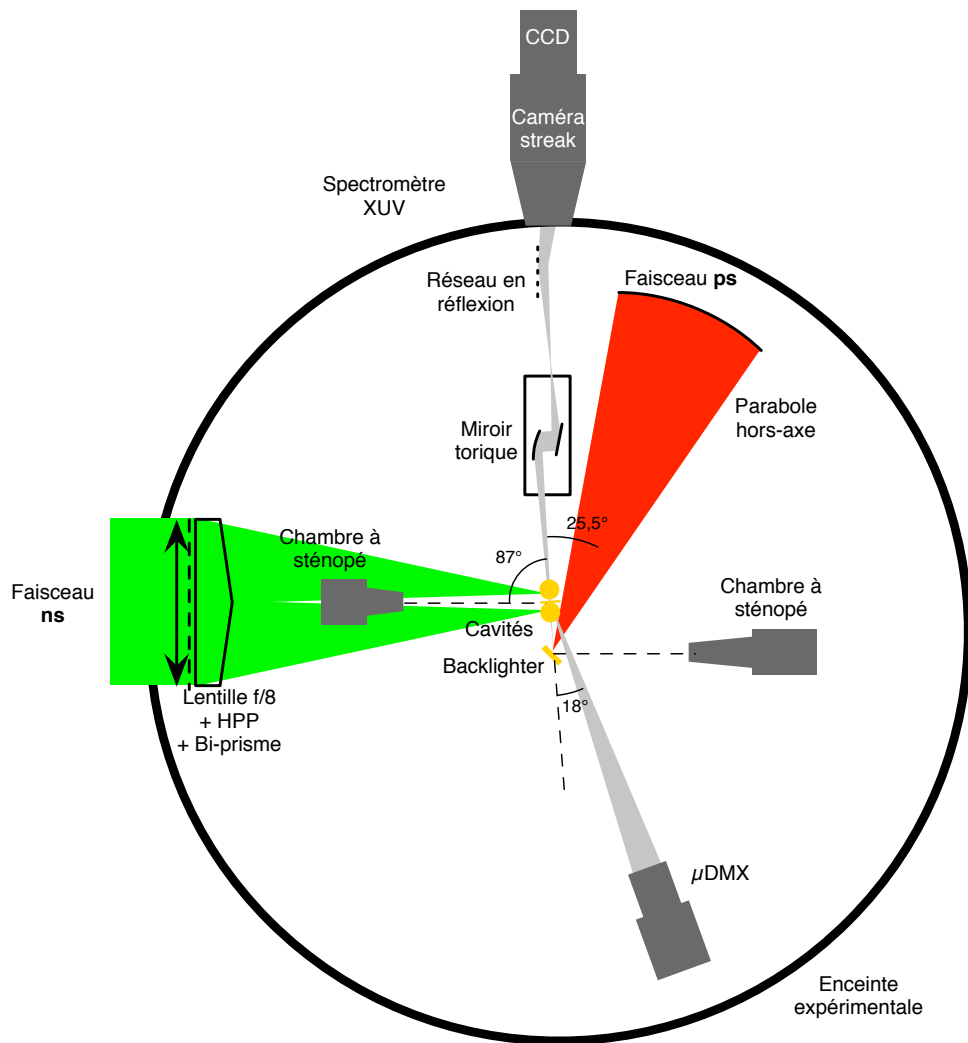


Fig. 8.6 – Schéma expérimental de la chambre d'expérience. Les instruments sont disposés dans le plan équatorial, à l'exception la chambre à sténopé qui se trouve à 45° au dessus du faisceau nanoseconde et du spectromètre micro-DMX dont l'axe est à 30° en dessous du plan équatorial.

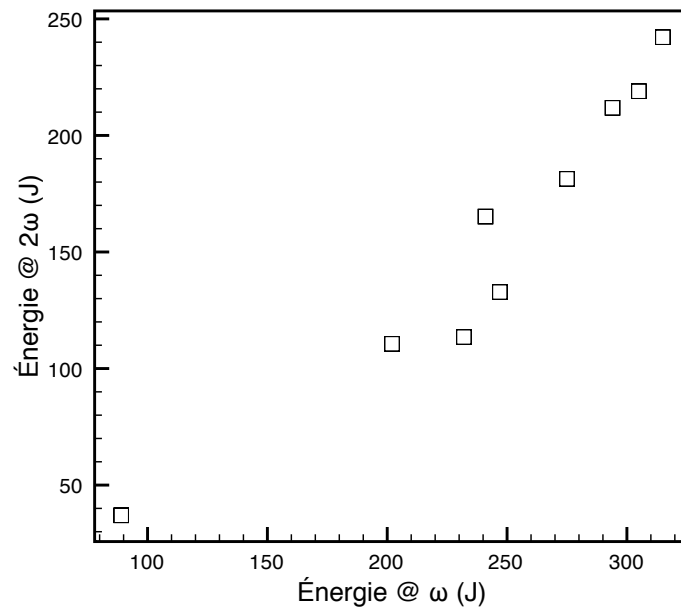


Fig. 8.7 – Énergie à 2ω en fonction de l'énergie à ω pour le faisceau nanoseconde.

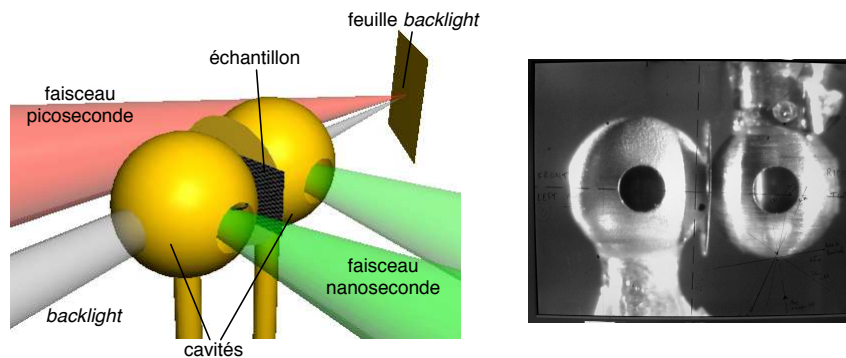


Fig. 8.8 – Gauche : schéma de principe d'utilisation des cibles. Le faisceau nanoseconde (en vert) de chauffage est focalisé sur le trou d'entrée laser ϕ 700 μm . La focalisation sur une feuille d'or du faisceau picoseconde (en rouge) est à l'origine de la source de radiographie (*backlighter* en gris). Les trous de diagnostic ϕ 550 μm définissent l'angle solide du flux de radiographie d'intérêt. Droite : photographie des cibles, l'échantillon est déposé sur la totalité du trou du disque « oreille ».

diagnostic sur l'une des cavités. Il est percé en son centre d'un trou de diamètre légèrement plus grand ($\sim 570 \mu\text{m}$) que le trou de diagnostic des cavités. Ce disque sert à recevoir l'échantillon pour que celui-ci soit déposé de manière plane perpendiculairement à l'axe de diagnostic et ne fripe pas. Compte tenu de la faible épaisseur du disque, la cible globale est considérée comme symétrique par rapport au plan contenant l'échantillon.

8.3 Chauffage des échantillons par deux cavités

8.3.1 Données expérimentales

Séparation du faisceau nanoseconde L'irradiation de cette double cavité est faite en séparant le faisceau nanoseconde en deux à l'aide d'une lame bi-prismatique. Cette lame résulte de l'assemblage de deux prismes en verre BK7, d'indice optique 1.50680, d'angle au sommet 2,5 mrad et de diamètre 250 mm. Le bi-prisme résultant est convexe comme représenté sur la figure 8.6.

Les deux faisceaux ainsi créés sont focalisés sur les trous d'entrée des cavités et lissés à l'aide de la lame de phase HPP. Les dimensions des tâches focales et leur séparation sont contrôlées à l'aide de tirs spécifiques sur une cible plane épaisse (25 μm) de cuivre dont le côté irradié coïncide avec le plan formé par les trous d'entrée des cavités. Les images, figure 8.9a, de la chambre à sténopé placée à 45° au dessus de l'axe du faisceau nanoseconde permet d'évaluer ces grandeurs.

Les tâches ont des profils quasi gaussiens et on définit leur surface avec le contour à 1% du maximum de la tâche. Pour ces tirs sur cuivre l'énergie laser est réduite à 63 et 42 J pour les tirs 32 et 44 respectivement. De cette sorte la chambre à sténopé est utilisée sans filtre et intègre ainsi une large partie du spectre X réémis. Étant donné la linéarité de la réponse du film photostimulable, l'intégrale du signal sur la surface de la tâche est proportionnelle à l'énergie X réémise dans cette tâche. Les résultats sont résumés dans le tableau 8.1.

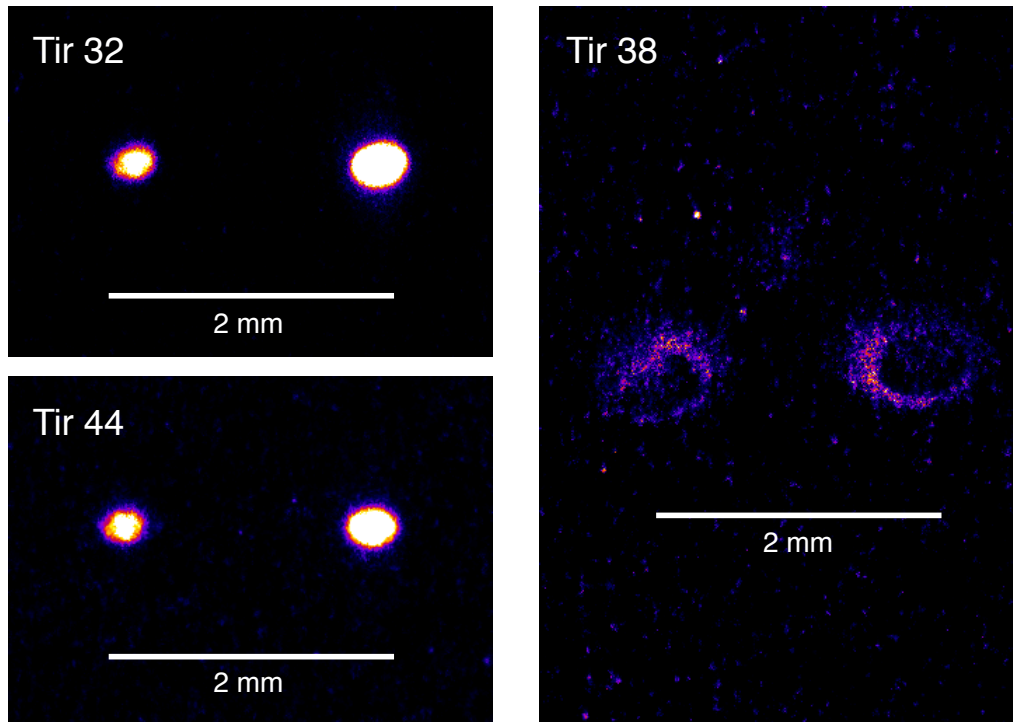
Tir / tâche	Aire (pixels)	Diamètre équivalent (μm)	Énergie X (u.a.)	Rapport d'énergie droite/gauche
32 / gauche	1098	374	133.2	6.6
32 / droite	1968	434	878.5	
44 / gauche	1077	370	98.8	3.1
44 / droite	1527	441	302	

Tab. 8.1 – Caractérisation des deux tâches focales. Le diamètre équivalent de la tâche est pris comme le diamètre du cercle de même aire.

La taille des tâches correspond aux spécifications de la lame de phase à environ $\pm 40 \mu\text{m}$. Leur écartement est de 1.9 mm, au lieu des 2 mm d'après les calculs, ce qui est tolérable compte tenu de la dimension des trous d'entrée laser ($\phi 700 \mu\text{m}$). Sur la figure 8.9b, l'image correspond à un tir nominal avec les deux cavités. On y remarque que les faisceaux entrent effectivement dans les cavités et qu'une légère émission provient des bords des trous des cavités.

Entre le tir 32 et le tir 44, le rapport des énergies X entre les deux tâches passe d'environ 6.6 à 3.1 et la lame bi-prismatique a été tournée de 4° pour compenser l'angle que formaient les deux tâches par rapport au plan équatorial. Cette rotation est en partie à l'origine de l'évolution du rapport en énergie X entre les deux tirs. Des fluctuations de la qualité optique du faisceau tir à tir ne sont pas à exclure pour expliquer cette variation.

Le rapport des énergies laser déposées dans chaque tâche peut s'estimer en s'aidant de données sur la conversion X sur le cuivre en utilisant la loi d'échelle empirique de [Babon-](#)



(a) Images sténopé des tirs sur cibles planes de cuivre.

(b) Images sténopé pour le tir 38 avec les deux cavités confirmant l'entrée des faisceaux dans les cavités.

Fig. 8.9 – Images sténopé pour le contrôle de la séparation de faisceau.

neau (1994), représentant la variation du taux de conversion en fonction des paramètres de l'interaction laser-matière. Cette loi résulte d'une large compilation de données expérimentales, entre autres de Chaker *et al.* (1988), Babonneau *et al.* (1984) et Campbell et Mead (1981) et s'écrit :

$$\tau_X = 7.5 \times 10^{-4} Z \lambda_L^{-0.6} \Delta t_L^{0.36} \frac{1}{I_0^\alpha + I_0^{-\alpha}} \quad (8.1)$$

avec

$$\begin{cases} I_0 = \phi_L \lambda_L^2 / 5 \times 10^{13} \\ \alpha = 0.55 \lambda_L^{0.7} \end{cases} \quad (8.2)$$

où ϕ_L est l'intensité laser en W/cm^2 , Δt_L la durée de l'impulsion laser en ps, λ_L la longueur d'onde laser en μm et Z le numéro atomique de la cible épaisse. Les taux correspondant pour l'or et le cuivre sont représentés sur la figure 8.10. Dans les conditions laser présentes, les maxima de conversion sont obtenus pour une énergie laser à 2ω d'environ 130 J.

Les taux de conversion X en face avant sur le cuivre et sur l'or sont peu dépendants de l'énergie laser incidente et valent respectivement environ 15% et 40% pour l'ensemble des énergies d'intérêt. Les rapports des énergies X sur les énergies laser pour chaque demi-faisceau du tir 44 sont alors approximativement reliés par :

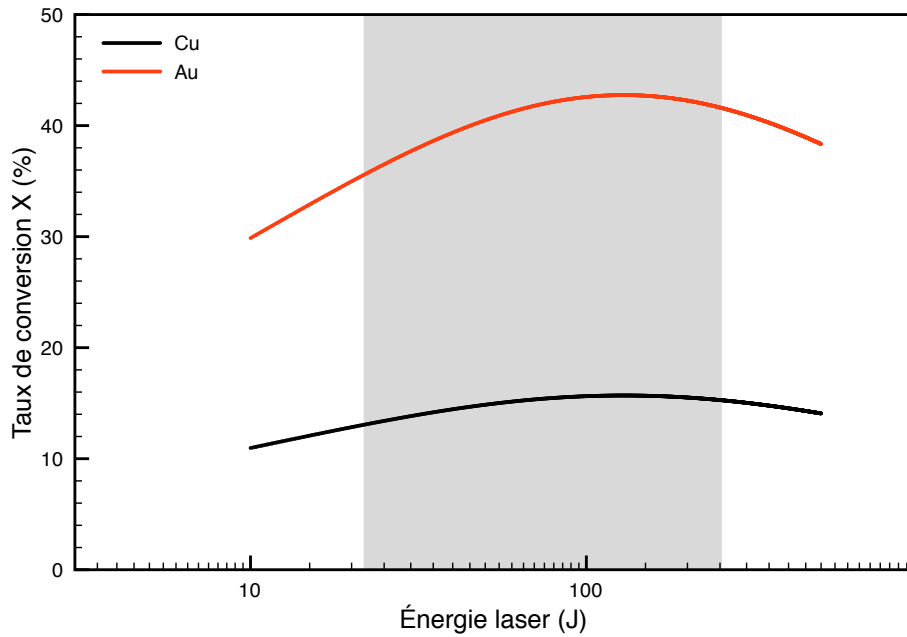


Fig. 8.10 – Taux de conversion X en face avant sur le cuivre et sur l’or. La zone grisée correspond à l’ensemble des énergies sur cible des tirs nominaux de la campagne.

$$\tau_X^{Cu} = \left(\frac{E_X}{E_L} \right)_{\text{tir } 44} \simeq \left(\frac{E'_X}{E'_L} \right)_{\text{tir } 44} \quad (8.3)$$

Ainsi la séparation de l’énergie laser est dans le même rapport que le rapport des énergies X mesurées au tir 44 :

$$\frac{E_L}{E'_L} \simeq \left(\frac{E_X}{E'_X} \right)_{\text{tir } 44} \simeq 3 \quad (8.4)$$

Dans l’hypothèse où le taux de conversion X sur l’or varie également peu avec l’énergie, on fait l’approximation que le rapport R défini comme le rapport des énergies X réémises par le plasma d’or dans chaque cavité vaut le rapport des énergies laser déposées dans chaque cavité :

$$R = \left(\frac{E_X}{E'_X} \right)_{Au} = \frac{E_L}{E'_L} \simeq 3 \quad (8.5)$$

Il faut aussi garder à l’esprit que la division des faisceaux laser peut être assujettie à des variations non maîtrisées des caractéristiques du faisceau initial.

Dans ce qui suit, pour prendre en compte les effets d’une dissymétrie de chauffage, on étudie différentes valeurs de R à partir de $R = 1$, pour un dépôt symétrique, jusqu’à $R \rightarrow \infty$, pour un chauffage sur un seul côté des échantillons correspondant à la configuration classique des campagnes précédentes.

Mesures micro-DMX Les mesures du spectromètre micro-DMX, cf 5.5, de la température radiative dans une cavité sont utilisées pour estimer le flux de chauffage des échantillons.

L'angle de visée du micro-DMX est choisi de sorte qu'il voit un élément de paroi loin de la zone d'interaction laser-cavité, cf figure 8.12. Cet angle fait 18° avec l'axe de radiographie et 30° vers le « bas » par rapport au plan équatorial de la chambre d'expérience. La paroi de cavité vue par le micro-DMX est donc du côté opposé à la zone d'interaction laser-paroi par rapport à l'axe de radiographie et dans l'hémisphère supérieur de la cavité.

Les mesures micro-DMX donnent la loi de température $T_{rad}(t)$ dans la cavité vue par celui-ci. Des échantillonnages de température radiative reproduisant les principales variations des mesures micro-DMX depuis la montée en température jusqu'à l'instant sonde sont visibles sur la figure 8.11.

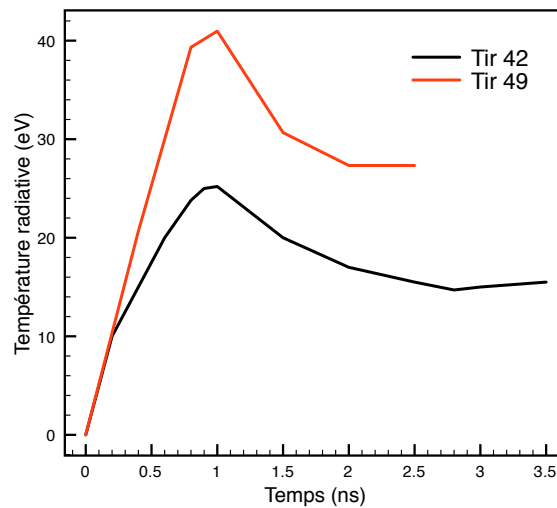


Fig. 8.11 – Loi de température radiative $T_{rad}(t)$ utilisée en entrée des simulations MULTI, reprenant, pour différents instants, la moyenne des mesures des voies de CH et de Mylar du micro-DMX.

Les mesures de température radiative fournies par le micro-DMX ont été utilisées en entrée des simulations numériques pour caractériser l'évolution de température et de densité des échantillons.

8.3.2 Simulations du chauffage

Modélisation et description des entrées

L'estimation des conditions (T, ρ) ainsi que les gradients associés dans l'échantillon pendant la radiographie est faite à l'aide du code d'hydrodynamique radiative MULTI, Ramis *et al.* (1988). Pour cette modélisation, on suppose que dans chaque cavité le flux radiatif de chauffage est celui d'un corps noir avec une loi temporelle de température déduit des données micro-DMX.

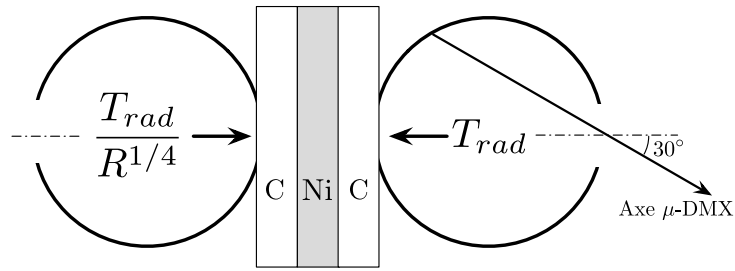
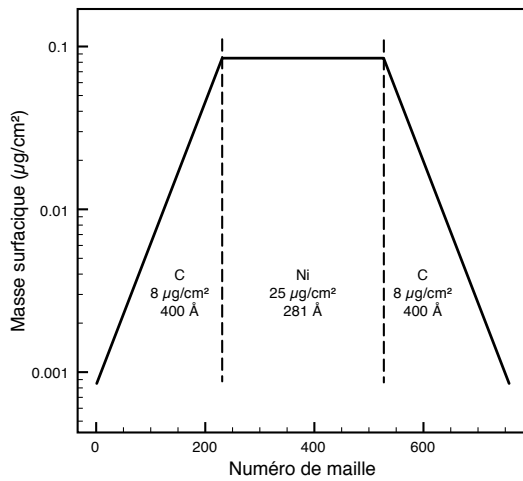
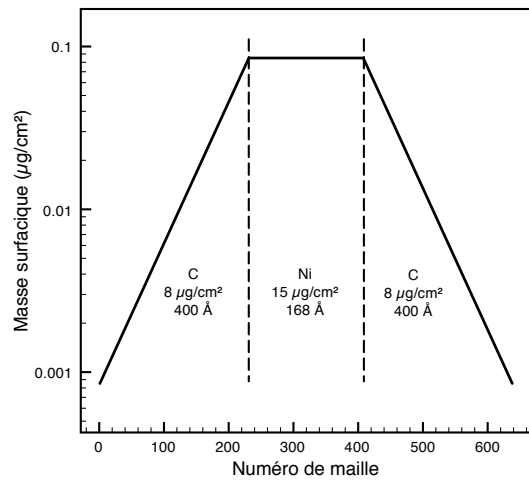


Fig. 8.12 – Schéma de chauffage des cibles. Le spectromètre large bande collecte le rayonnement venant de la cavité de droite donnant la loi $T_{rad}(t)$ sur le bord droit du multi-couches. La loi de chauffage $T'_{rad}(t) = T_{rad}(t)/R^{1/4}$ à gauche est fonction du rapport d'énergie droite/gauche R .



(a) Maillage de l'échantillon du tir 42.



(b) Maillage de l'échantillon du tir 49.

Fig. 8.13 – Masse surfacique par maille des échantillons C/Ni/C pour les simulations des tirs 42 et 49. La progression du maillage est linéaire dans le nickel. À cause de l'importante détente du carbone, une progression géométrique est utilisée de raison 1.02. La continuité des masses est assurée aux interfaces C/Ni.

La loi de chauffage T'_{rad} pour la deuxième cavité est obtenue à partir de la mesure directe $T_{rad}(t)$ selon :

$$\frac{T_{rad}}{T'_{rad}} = \left(\frac{E_X}{E'_X} \right)^{1/4} = R^{1/4}$$

où $R = E_X/E'_X$ est le rapport de l'énergie X déposée sur chacune des faces de l'échantillon. Pour obtenir cette expression, on suppose que les flux de chauffage suivent une loi de corps noir et que les cibles sont symétriques par rapport au plan de l'échantillon de sorte que les facteurs de vues à droite et à gauche sont identiques.

Les maillages en coordonnée lagrangienne des échantillons sont illustrés sur la figure 8.13. Les dépôts X ont lieu sur les bords des échantillons aux interfaces entre les couches de carbone et le vide.

Il faut noter qu'un choix de synchronisation entre les données micro-DMX et le spec-

tromètre XUV est nécessaire pour connaître l'instant de la radiographie dans les données simulées. L'instrumentation du LULI ne permet pas de connaître cette synchronisation avec une précision meilleure que 500 ps à cause notamment de la gigue (« jitter ») dans les différentes commandes de déclenchement. Le choix fait ici provient des expériences passées pour lesquelles les simulations 2D de l'interaction laser-cavité ont montré qu'il est raisonnable de considérer que le maximum de l'énergie radiative de la cavité coïncide avec le maximum de l'impulsion laser du faisceau de chauffage.

Dans ce qui suit je désigne par « instant sonde » t_s , ou retard du *backlighter* défini comme le temps entre le maximum du *backlighter* et le maximum du laser de chauffage. Il est mesuré a posteriori à partir des spectres résolus en temps de la caméra à balayage de fente comme indiqué sur la figure 8.14. Sur ces données la première émission correspond à l'arrivée du laser de chauffage, sa durée à mi-hauteur est de l'ordre de la durée d'impulsion demandée.

Avec ces mêmes données nous déduisons également que la durée du *backlighter* est quasi constante et vaut environ 150 ps à mi-hauteur. Elle est environ 5 fois plus longue que l'impulsion laser picoseconde génératrice.

Je présente maintenant l'analyse des résultats des simulations.

Variations temporelles

La figure 8.15 montre l'évolution temporelle de la température électronique dans le plasma de nickel pour les rapports $R = 1$ et $R = 3$. Ces courbes sont données pour la maille centrale (en rouge), la première (en bleu) et la dernière maille (en vert) de la couche de Ni couvrant ainsi toute l'étendue du plasma de Ni. Dans le cas du chauffage symétrique $R = 1$, les évolutions dans les mailles externes sont superposées confirmant l'évolution symétrique de l'échantillon.

La figure 8.16 donne l'évolution temporelle de la température électronique et de la densité de matière dans la maille centrale de la couche de nickel correspondant aux deux tirs réalisés (42 et 49). La densité et la température dans cette maille varient rapidement après 1 ns (tirs 42, épaisseur $25 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) et 0.5 ns (tir 49, épaisseur $15 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). Ce retard rend compte du fait que la maille centrale met un certain temps à être chauffée, il est d'autant plus court que la température radiative croît rapidement et que l'échantillon est plus fin.

Le temps de l'émission XUV du *backlighter* de durée ~ 150 ps est superposé à ces courbes et les variations de densité et de température sur cette durée sont résumées dans le tableau 8.2. L'importance principale est attribuée aux variations en température. En effet les spectres d'absorption sont plus dépendants de la température que de la densité et une variation trop importante de température complexifie potentiellement l'interprétation des spectres d'absorption. Les variations temporelles de température n'excèdent pas quelques %. Ceci confirme que la durée de la radiographie est significativement inférieure aux temps caractéristiques de l'hydrodynamique de l'échantillon qui sont de l'ordre de la nanoseconde.

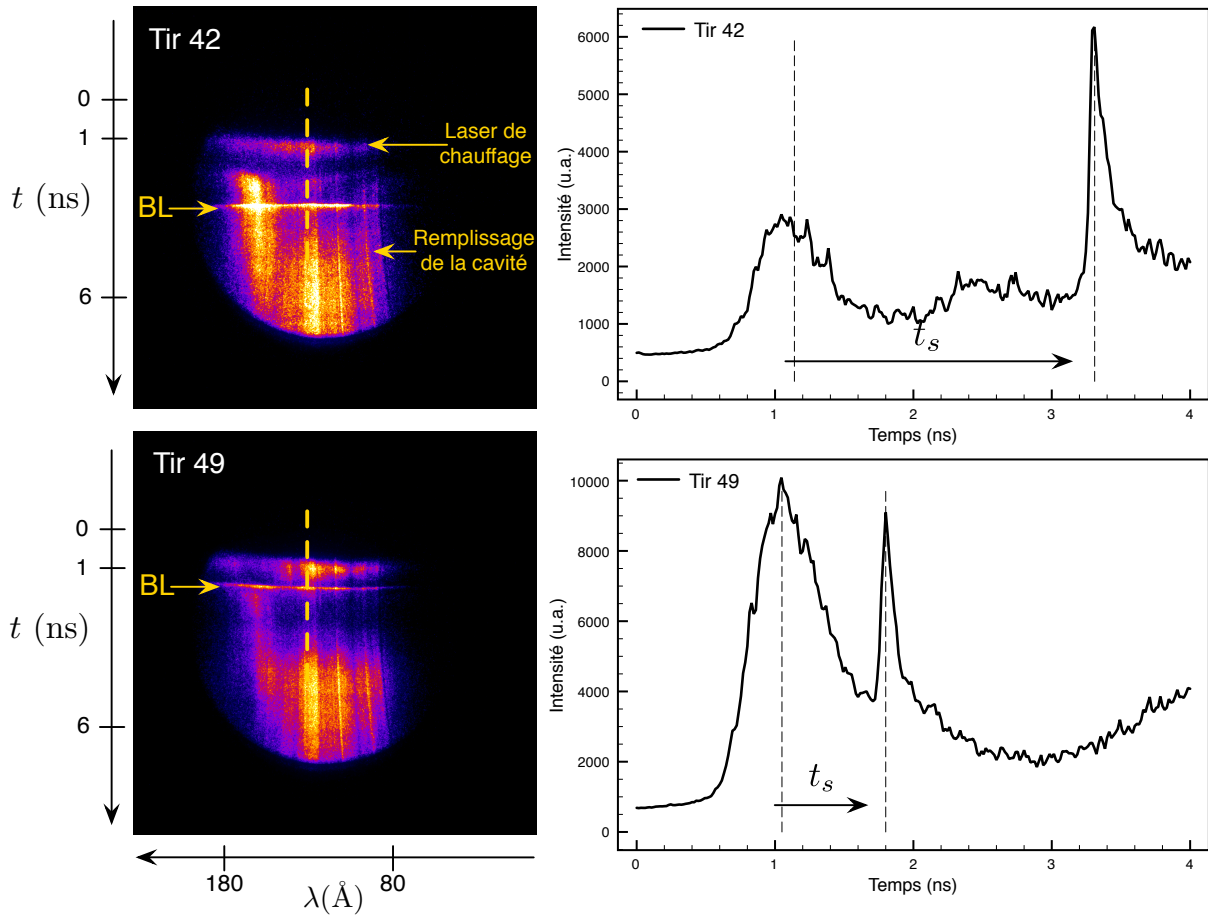


Fig. 8.14 – Gauche : acquisitions de la caméra à balayage de fente pour les tirs 42 et 49. Le temps est croissant du haut vers le bas. Droite : profils temporels selon une coupe verticale (en jaune sur les images) et estimation du retard t_s entre le *backlighter* et le laser de chauffage.

	$\langle \rho \rangle$ (mg/cm ³)	$\Delta \rho / \rho$	$\langle T \rangle$ (eV)	$\Delta T / T$
tir 42	2.0	11 %	14.1	0.7 %
tir 49	2.1	27 %	28.6	3.6 %

Tab. 8.2 – Densité moyenne $\langle \rho \rangle$, écart relatif en densité $\Delta \rho / \langle \rho \rangle$, température moyenne $\langle T \rangle$, écart relatif en température $\Delta T / \langle T \rangle$ sur la durée du *backlighter* pour les tirs 42 et 49. Les écarts relatifs sont définis comme l'écart entre les valeurs extrémales divisé par la valeur moyenne.

Variations spatiales

Les profils de température électronique et de densité à l'instant sonde en fonction du rapport des énergies X déposées sur chaque face sont représentés sur les figures 8.17a et 8.17b.

Pour ces profils, les valeurs moyennes, minimales, maximales ainsi que les écarts relatifs sont compilés dans le tableau 8.4. Les gradients de température et de densité sont fortement réduits dans le cas d'un chauffage symétrique $R = 1$ et deviennent comparables aux variations temporelles sur le temps de la radiographie. Par rapport au cas où le chauf-

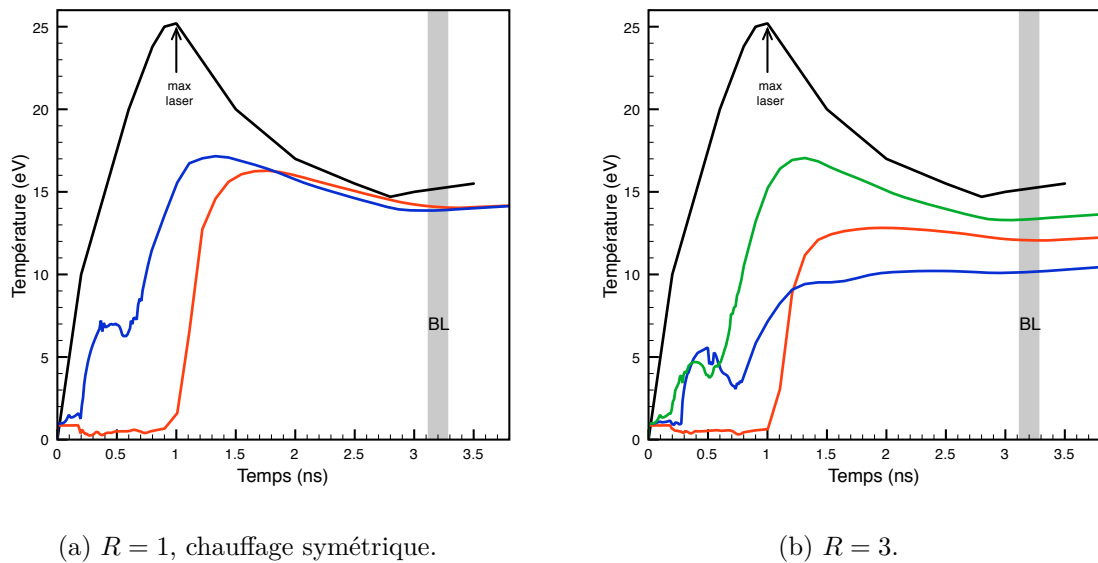


Fig. 8.15 – Tir 42 : évolution temporelle de la température électronique au centre du Ni (rouge), dans la dernière maille de Ni (vert) et dans la première maille de Ni (bleu). La dernière maille de Ni se trouve du côté de l'irradiation maximale. La courbe en noir représente la loi de chauffage dans la cavité vue par le micro-DMX.

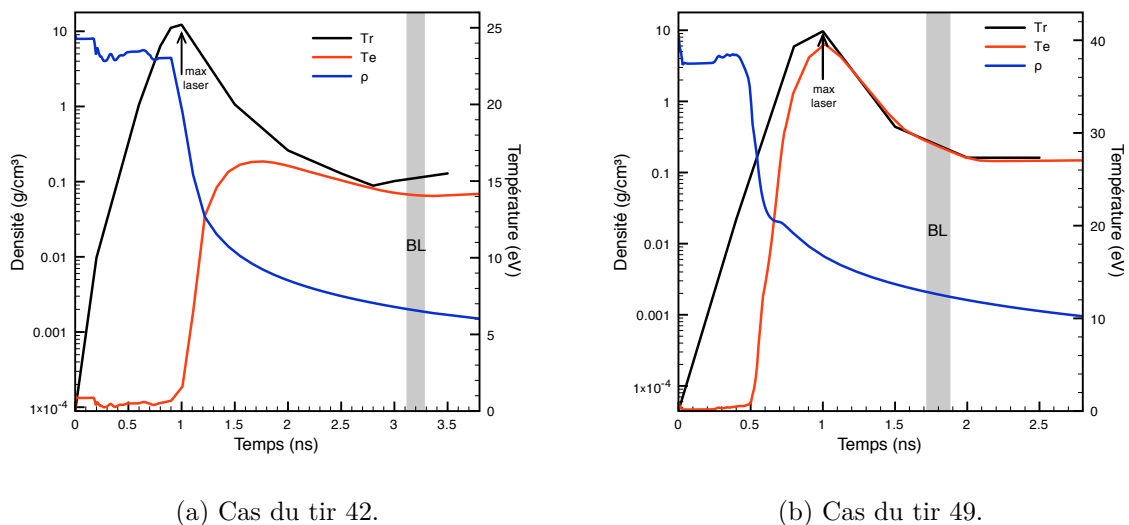
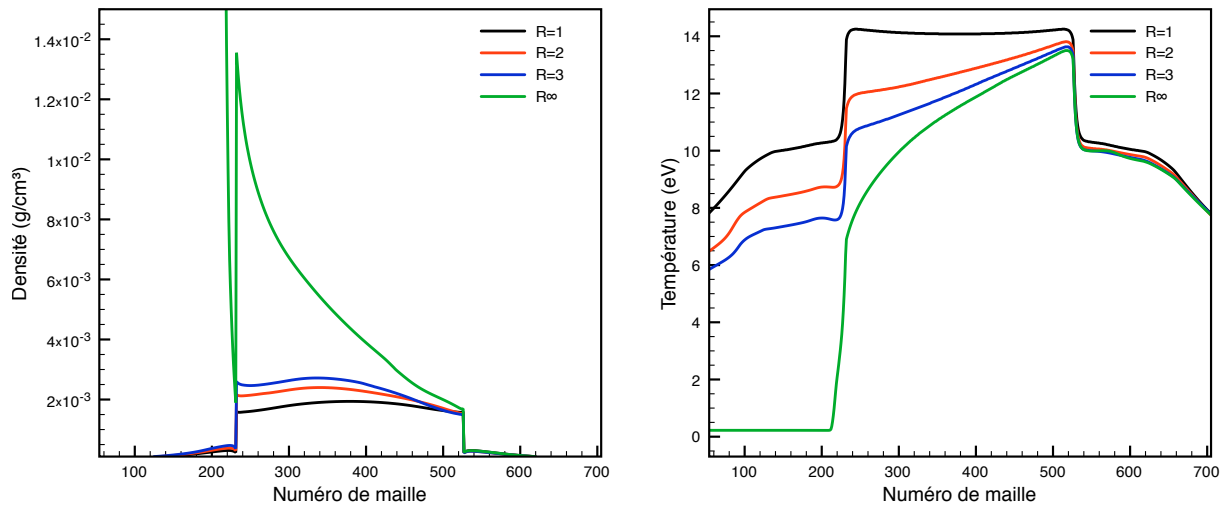


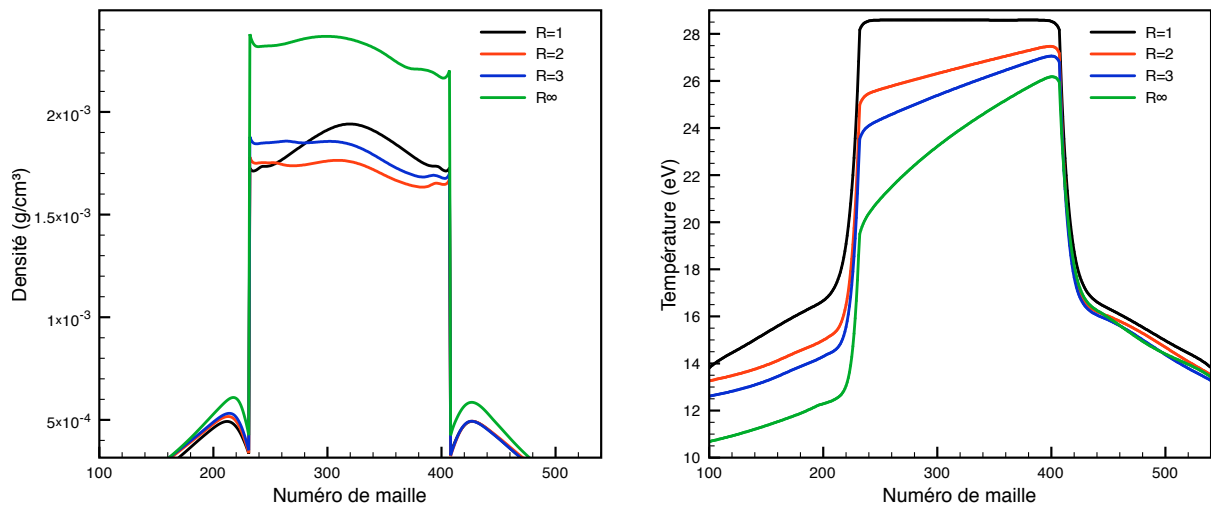
Fig. 8.16 – Profils temporels de densité et température pour la maille centrale de nickel, superposés aux lois de chauffage T_{rad} . Le maximum du laser de chauffage « max laser » et la durée de la radiographie « BL » sont indiqués.

page se fait d'un seul côté, les gradients de densité et de température sont réduits d'un facteur 2, pour le cas $R = 3$.

Les résultats de ces simulations donnent des estimations des paramètres plasma pendant la radiographie. Dans les conditions d'irradiation présentes, les échantillons de nickel atteignent des masses volumiques supérieures à 1.5 mg/cm^3 , soit une détente d'un facteur 4000, et des températures comprises entre 7 et 15 eV.



(a) Cas du tir 42, épaisseur initiale de 281 \AA ($25 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) de nickel. Profils de densité (à gauche) et de température électronique (à droite) en fonction du numéro de maille à l'instant sonde de 3.2 ns. Le réseau de courbes correspond à différentes valeurs du rapport R d'énergie X déposée sur chaque face.



(b) Cas du tir 49, épaisseur initiale de 168 \AA ($15 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) de nickel. Profils de densité (à gauche) et de température électronique (à droite) en fonction du numéro de maille à l'instant sonde de 1.8 ns. Le réseau de courbes correspond à différentes valeurs du rapport R d'énergie X déposée sur chaque face.

Fig. 8.17 – Simulations hydrodynamiques radiatives, profils spatiaux.

8.4 Dépouillement des spectres XUV

8.4.1 Principe du dépouillement

Le principe du dépouillement consiste à extraire des données du spectromètre l'absorption spectrale des échantillons dont le chauffage est étudié précédemment. Pour les tirs d'absorption on mesure le spectre du *backlighter* transmis I_ν à travers le plasma sondé. Des tirs complémentaires effectués dans des conditions similaires sont requis pour la me-

tir 42	$\langle\rho\rangle$ (mg/cm ³)	ρ_{min} (mg/cm ³)	ρ_{max} (mg/cm ³)	$\Delta\rho/\langle\rho\rangle$	$\langle T\rangle$ (eV)	T_{min} (eV)	T_{max} (eV)	$\Delta T/\langle T\rangle$
$R = 1$	1.8	1.6	1.9	17 %	14.1	13.9	14.3	3 %
$R = 2$	2.1	1.5	2.4	43 %	12.8	11.5	13.8	18 %
$R = 3$	2.3	1.5	2.7	52 %	12.1	10.2	13.6	28 %
R_∞	5.0	1.7	13.6	240%	11.2	6.9	13.5	59 %
tir 49								
$R = 1$	1.8	1.7	1.9	11 %	28.6	28.2	28.6	1 %
$R = 2$	1.7	1.6	1.8	12 %	26.5	25.0	27.5	9 %
$R = 3$	1.8	1.7	1.9	11 %	25.7	23.5	27.1	14 %
R_∞	2.3	2.2	3.4	52 %	23.7	19.5	26.2	28 %

Tab. 8.3 – Densité moyenne $\langle\rho\rangle$, minimale ρ_{min} , maximale ρ_{max} , écart relatif maximal de densité $\Delta\rho/\langle\rho\rangle$, température moyenne $\langle T\rangle$, minimale T_{min} , maximale T_{max} écart relatif maximal de température $\Delta T/\langle T\rangle$ dans la couche de nickel pour les tirs 42 et 49 pour les valeurs du rapport d'énergie $R = 1, 2, 3, \infty$.

tir 42	$\langle\rho\rangle$ mg/cm ³	$\Delta\rho/\langle\rho\rangle$	$\langle T\rangle$ eV	$\Delta T/\langle T\rangle$
$R = 1$	1.8 ± 0.2	17 %	14.1 ± 0.2	3 %
$R = 2$	2.1 ± 0.5	43 %	12.8 ± 1.2	18 %
$R = 3$	2.3 ± 0.6	52 %	12.1 ± 1.7	28 %
R_∞	5.0 ± 6.0	240%	11.2 ± 3.3	59 %
tir 49				
$R = 1$	1.8 ± 0.1	11 %	28.6 ± 0.1	1 %
$R = 2$	1.7 ± 0.1	12 %	26.5 ± 1.2	9 %
$R = 3$	1.8 ± 0.1	11 %	25.7 ± 1.8	14 %
R_∞	2.3 ± 0.6	52 %	23.7 ± 3.3	28 %

Tab. 8.4 – Densité moyenne $\langle\rho\rangle$, minimale ρ_{min} , maximale ρ_{max} , écart relatif maximal de densité $\Delta\rho/\langle\rho\rangle$, température moyenne $\langle T\rangle$, minimale T_{min} , maximale T_{max} écart relatif maximal de température $\Delta T/\langle T\rangle$ dans la couche de nickel pour les tirs 42 et 49 pour les valeurs du rapport d'énergie $R = 1, 2, 3, \infty$.

sure du spectre de *backlighter* de référence $I_{\nu,0}$, non absorbé. Rappelons que le coefficient d'absorption massique κ_ν est relié à la transmission T_ν par l'approximation suivante (cf chapitre 6):

$$T_\nu = \frac{I_\nu}{I_{\nu,0}} \simeq e^{-\kappa_\nu \sigma} \quad (8.6)$$

avec $\sigma = \rho \Delta l$ la masse surfacique de l'échantillon, ρ la masse volumique de l'élément de plasma de longueur Δl . Cette expression est obtenue dans l'approximation où l'on néglige les gradients de température et de densité de matière au sein de l'échantillon. La restriction de ces gradients était un principal objectif du nouveau schéma expérimental employé ici.

Une acquisition brute pour la mesure d'un spectre de référence (tir 40) et une même acquisition pour la mesure de l'absorption du chrome sont données pour exemple sur la figure 8.18.

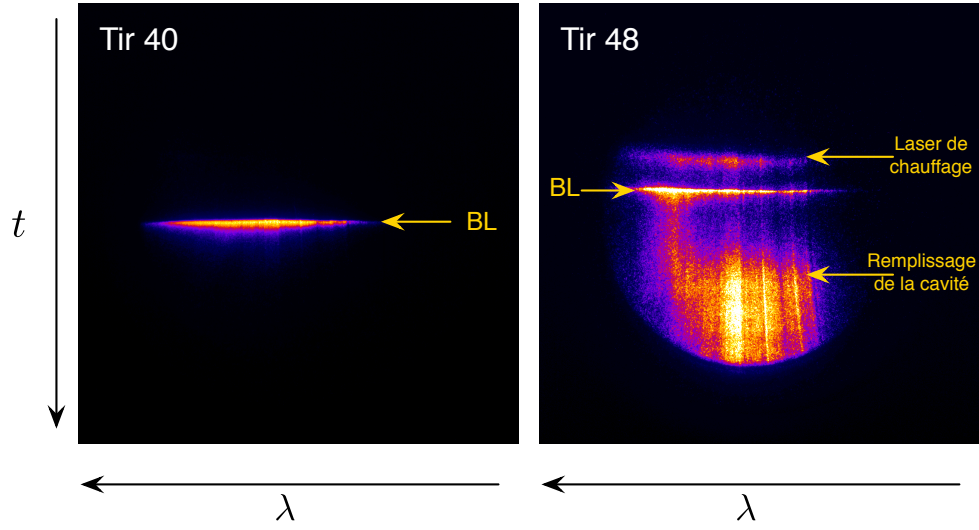


Fig. 8.18 – Acquisitions brutes spectromètre XUV pour la mesure du spectre de référence $I_{\nu,0}$, tir 40 à gauche, cas du tir 48 pour l'absorption du chrome, à droite. Sont étiquetés les différents signaux temporels enregistrés.

8.4.2 Extraction des spectres

Le principe de la mesure de la transmission implique qu'il n'est pas normalement nécessaire de prendre en compte les réponses spectrales des différents composants du spectromètre comme les réflectivités spectrales des miroirs, du réseau de la photocathode etc. Dans des conditions similaires de mesure, toute fonction spectrale multiplicative est éliminée dans le rapport des intensités pour le calcul des transmissions. Ceci tombe en défaut si la réponse spectrale d'un composant dépend non linéairement de l'intensité incidente sur ce composant ou si elle évolue dans le temps des mesures.

La photocathode de la caméra à balayage de fente est composée d'un empilement de 1010 Å de Lexan, de 1200 Å de CsI et 242 Å et de Al. La réponse spectrale de ce type de photocathode, à savoir le nombre de photoélectrons produits par photon incident, est donnée par :

$$\eta(E) = \left(a_{\text{CsI}} \kappa_{\text{CsI}}(E) \rho_{\text{CsI}} E e^{-l_{\text{CsI}} \kappa_{\text{CsI}}(E) \rho_{\text{CsI}}} + \kappa_{\text{Al}}(E) \rho_{\text{Al}} a_{\text{Al}} E \right) e^{-(\kappa_{\text{lexan}}(E) \rho_{\text{lexan}} l_{\text{lexan}} + \kappa_{\text{Al}}(E) \rho_{\text{Al}} l_{\text{Al}})} \quad (8.7)$$

avec E l'énergie du photon et pour chaque matériau i composant la cathode, $\kappa_i(E)$ son coefficient d'atténuation massique spectral, ρ_i sa densité, l_i son épaisseur, et un facteur a_i dépendant uniquement de sa nature.

Cette formule provient d'une approche phénoménologique de [Henke *et al.* \(1981\)](#) et satisfait des études expérimentales antérieures [Reverdin *et al.* \(1993\)](#), [Reverdin *et al.* \(1994\)](#).

La réponse spectrale de la photocathode ne dépend donc que de l'énergie des photons et est donc commune pour l'ensemble des tirs. Elle disparaît donc dans le rapport des spectres dans le calcul de la transmission.

Cependant certaines variations entre tirs peuvent intervenir qui s'expliquent par un

changement de nature de la photocathode. En effet la couche d'aluminium peut s'oxyder conduisant à la formation d'une couche d'alumine Al_2O_3 sur la cathode. La couche de CsI hydrophile peut également s'hydrater dans le temps et réduire la surface effective de conversion.

Dans la présente analyse des spectres nous négligerons ces variations qui s'opèrent sur des temps longs comparée à la durée des mesures de quelques jours.

Soustraction du fond Les spectres I_ν ou $I_{\nu,0}$ sont obtenus en intégrant en temps le signal du *backlighter* soustrait du signal de fond. Le fond a diverses origines, il est la superposition du signal intrinsèque au capteur CCD (courant d'obscurité et de lecture) et des émissions « polluantes » comme l'émission propre des cibles venant du plasma d'or ou de l'échantillon lui-même.

Soustraction du fond constant Le courant d'obscurité correspond à un fond quasi constant avec un léger gradient dans le sens de lecture. Il est donné par des acquisitions de « noirs » en dehors des tirs. Cette soustraction est indispensable pour l'extraction des spectres de *backlighter* de référence $I_{\nu,0}$ et est généralisée à l'ensemble des tirs exploités.

Soustraction du fond d'émission propre La technique d'analyse exposée ici concerne l'extraction du spectre du *backlighter* quand celui-ci se superpose à un fond d'émission propre. On considère le tir 49 pour illustrer cette analyse sur les figures 8.19 et 8.20.

Étape 1

Figure 8.19. Sélection d'une zone autour du *backlighter*. L'analyse s'effectue sur une zone rectangulaire de l'acquisition brute corrigée du fond constant. Cette zone englobe le *backlighter* et permet de s'affranchir des émissions propres intenses arrivants à des instants significativement différents. À chaque colonne on associe une longueur d'onde et à chaque ligne, un instant. Le *backlighter* n'est pas rectiligne à cause de la déformation géométrique introduite par l'optique électronique de la caméra à balayage de fente.

Étant donnée la finesse du *backlighter*, cette déformation a un impact sur la coordonnée temporelle, certaines longueurs d'onde sont retardées par rapport à d'autres. En intégrant le signal colonne par colonne sur un intervalle variable on s'affranchit de cette variation temporelle non physique.

Étape 2

Figure 8.20. Définition de la zone d'intégration et estimation du fond. La zone d'intégration en temps du signal est raffinée en délimitant dans chaque colonne trois intervalles. L'intervalle central définit la zone du *backlighter*, « zone BL » dans ce qui suit. Les deux autres de part et d'autre de la zone BL servent à estimer le fond. Cette estimation est faite de manière itérative.

À la première itération on effectue une régression quadratique sur la position des maxima pour les colonnes où le signal est intense. Autour du lieu de la régression sur une largeur fixe de 10 pixels est définie une première zone BL, (Zone BL)⁰ sur l'image du haut

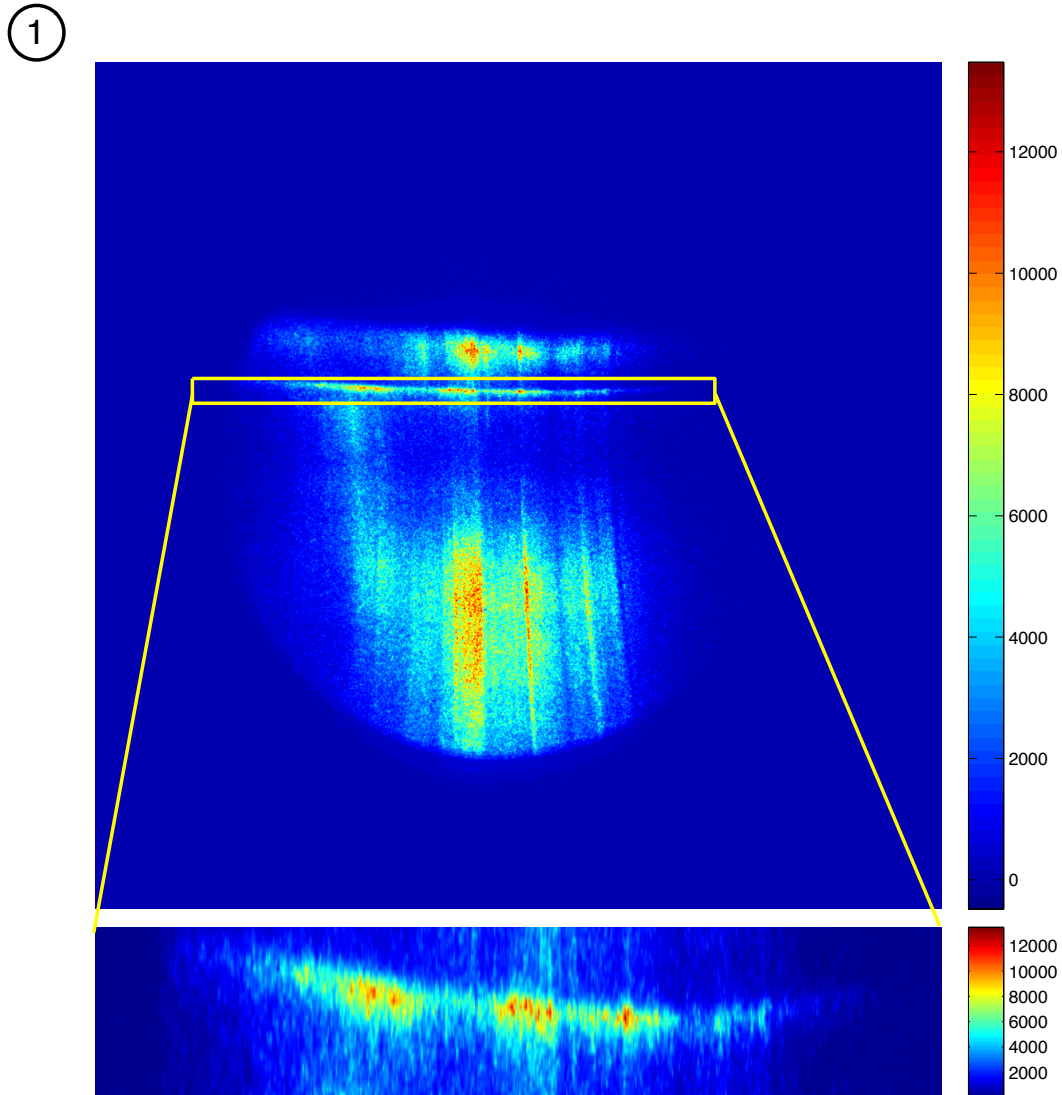


Fig. 8.19 – Étape 1 pour la soustraction du fond d'émission propre pour le tir 49, absorption du nickel.

de la figure 8.20. Le fond est obtenu avec une régression linéaire sur l'ensemble des points hors de cette zone BL dans chaque colonne. L'image d'origine est ensuite soustraite de ce fond. Avec cette image soustraite, on calcule de nouvelles limites de la zone BL à l'aide de deux premiers moments statistiques, moyenne m_c et écart-type σ_c du signal temporel dans chaque colonne :

$$m_c = \frac{\sum_c y_c c}{\sum_c y_c} \quad \sigma_c^2 = \frac{\sum_c y_c (c - m_c)^2}{\sum_c y_c} \quad (8.8)$$

La nouvelle zone BL est centrée sur le lieu des moyennes m_c et de largeur fixée au double de la moyenne des écarts-types ($2\sigma_c$). Il s'agit de la zone (Zone BL)¹ sur la

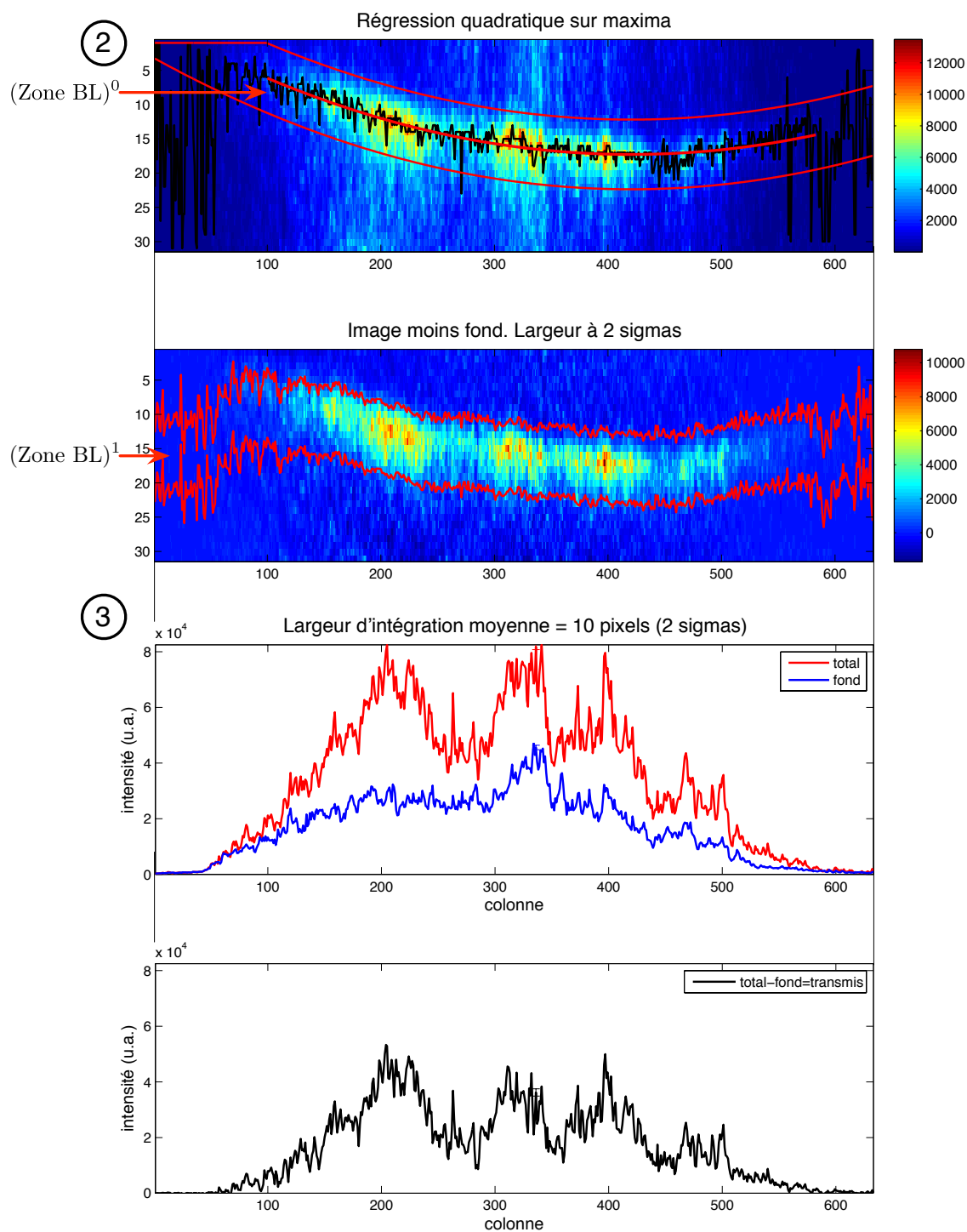


Fig. 8.20 – Haut : étapes 2, l'ajustement quadratique, courbe rouge du milieu, est appliqué sur le lieu des maxima (en noir) (échelle en ordonnée dilatée). Étape 3 pour la soustraction du fond pour le tir 49, absorption du nickel.

deuxième image de la figure 8.20. La durée du BL devant être quasi constante nous faisons le choix d'une largeur fixe plutôt que variable de colonne à colonne.

Avec ces nouvelles limites je calcule de la même manière le fond à l'aide d'une régression linéaire sur les points hors zone BL.

Étape 3

Figure 8.20. Calcul du spectre transmis. J'intègre dans la zone (Zone BL)¹ le signal total, le fond estimé dans cette zone à partir de la régression linéaire et la différence des deux donnant le spectre de *backlighter* recherché. Ces trois grandeurs « total », « fond » et « transmis » sont représentées en fonction de la colonne sur les deux figures du bas de la figure 8.20.

Normalisation des spectres Le spectre de référence $I_{\nu,0}$ et le spectre transmis I_{ν} sont mesurés sur deux tirs différents puisque la résolution temporelle du spectromètre ne permet pas d'avoir en plus une résolution spatiale. Pour prendre en compte les variations d'énergie laser entre tir, les spectres de *backlighter* sont normalisés à l'énergie laser E^{Milka} mesurée avec un prélèvement du faisceau juste avant l'entrée en chambre. La transmission est alors donnée par :

$$T_{\nu} = \frac{I_{\nu}/E^{\text{Milka}}}{I_{\nu,0}/E_0^{\text{Milka}}} \quad (8.9)$$

avec E^{Milka} l'énergie laser pour le *backlighter* transmis et E_0^{Milka} celle d'un tir de référence. Ces énergies sont comprises entre 0.8 et 3.5 J avec une moyenne de 1.1 J sur les tirs nominaux. Notons que si la différence d'énergie est trop importante entre le tir de référence et le tir sous analyse, la forme du spectre du *backlighter* peut s'en trouver modifiée, une analyse envisagée et non présentée dans ces travaux consisterait à évaluer ces variations et prendre en compte l'incertitude sur la transmission finale.

8.4.3 Courbes de transmission

Les courbes de transmission pour les tirs nominaux sont présentées sur les figures 8.21 (pour les tirs 42, 43, 45 et 46) et 8.22 (pour les tirs 47, 48, 49 et 50). Elles sont représentées pour chaque tir dans la colonne de droite avec l'erreur statistique du capteur CCD².

2. Si N est le nombre de photons enregistrés (ou comptage ou photoélectrons) pour un pixel donné du CCD alors le bruit de photons σ est donné par :

$$\sigma = \sqrt{N} \quad (8.10)$$

dans l'hypothèse où le bruit du signal est poissonien. Il en résulte que le bruit estimé du *backlighter* $I = S - F$ avec S le comptage total et F l'estimation du fond, vaut :

$$\sigma_I = \sqrt{\sigma_S^2 - \sigma_F^2} = \sqrt{S - F} \quad (8.11)$$

sous l'hypothèse que les signaux *backlighter* et de fond sont indépendants. En considérant I et I_0 indépendants, l'erreur résultante σ_T sur la transmission $T = I/I_0$ est donnée par :

Notons que dans le calcul de ces barres d'erreur, d'autres sources d'erreur potentielles ne sont pas prises en compte. On peut penser par exemple à la non-homogénéité de la teinte plate du capteur CCD, aux variations de position de la source de radiographie ou encore aux variations de la forme spectrale du *backlighter* entre les tirs en fonction de l'énergie laser.

Dans la colonne de gauche des figures 8.21 et 8.22 figurent les deux spectres de *backlighter* normalisés dont le rapport correspond au calcul de la transmission. Les caractéristiques des masses surfaciques, des énergies laser de chauffage à 2ω , des retards *backlighter*, et des énergies du faisceau de radiographie pour les tirs exploités sont résumées dans le tableau 8.5.

Tir	Éléments	Masses surfaciques ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	Faisceau « chauffage » $E_{2\omega}$ (J)	Faisceau « <i>backlighter</i> » E^{Milka} (J)	Retard <i>backlighter</i> (ns)
40	–	–	–	3.5	–
42	C/ Ni /C	8/25/8	114	0.8	3.2
43	C/ Cu /C	8/40/8	–	0.9	–
45	C/ Ge /C	8/40/8	37	0.7	1.0
46	C/ Fe /C	8/25/8	242	0.8	1.7
47	C/ Ni /C	8/15/8	–	0.8	–
48	C/ Cr /C	8/15/8	181	0.8	2.0
49	C/ Ni /C	8/15/8	219	0.8	1.8
50	C/ Cu /C	8/20/8	–	1.0	–

Tab. 8.5 – Caractéristiques des tirs d'absorption et du tir de référence (tir 40). Les transmissions des tirs 43, 47 et 50 ont été mesurées en l'absence de mesure d'énergie dans le faisceau de chauffage due à une trop faible énergie.

Des structures d'absorption sont visibles pour l'ensemble de ces tirs avec des structures plus ou moins complexes en fonction de l'élément étudié dont on donne quelques observations ici. Je rajoute ici quelques remarques qui montrent que les tirs lasers ne correspondent pas à tous nos souhaits (absence de recoupement à épaisseur différente et énergie demandée non obtenue, ...).

Nickel Les spectres des tirs 42 et 49, présentent des structures absorbantes qui prennent la forme de creux larges. Pour le tir 42, une transmission faible est observée entre 110 et 150 Å et la mesure du tir 49 présente une forme plus riche avec deux creux de transmission moins profonds que dans le cas du tir 42 discernables autour des longueurs d'onde 120 et 140 Å. Les masses surfaciques des échantillons des tirs 42 et 49 valent respectivement 25 et 15 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Les paramètres plasmas sont trop dissemblables compte tenu des différences

$$\left(\frac{\sigma_T}{T}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_I}{I}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{I_0}}{I_0}\right)^2 \Rightarrow \sigma_T = \frac{1}{I_0} \left(\sigma_I^2 + \frac{I^2}{I_0^2} \sigma_{I_0}^2\right)^{1/2} \quad (8.12)$$

entre les instants sonde (~ 1.5 ns de différence) et les énergies laser pour qu'il soit possible de relier le niveau d'absorption globale avec les masses surfaciques pour ces deux tirs.

Fer Le spectre transmis pour le fer (tir 46 - $25 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) est très affaibli avec une transmission moyenne de l'ordre de 0.3 laissant apparaître néanmoins quelques structures particulières avec des extinctions complètes autour de 100, 130 et 150 Å.

Chrome Le tir 48 est un cas particulier car le dépouillement classique ne permet pas de soustraire l'émission propre correctement dans la bande 150-170 Å. En effet dans ce cas le signal *backlighter* arrive en même temps que l'émission propre de la cible, de sorte qu'il n'est pas possible d'estimer correctement le niveau du fond sous le *backlighter* en utilisant le signal aux instants antérieurs au *backlighter*. La superposition des débuts de ces deux émissions est visible sur la figure 8.18, image de droite. L'effet est une surestimation du *backlighter* I_ν qui dépasse le niveau du spectre de référence $I_{\nu,0}$ et une transmission supérieure à 1 dans cette bande spectrale. Néanmoins en dehors de cette bande spectrale, des signatures d'absorption propres à la mesure avec le chrome sont observées.

Mesures à faible énergie Les tirs 43 et 50 sur le cuivre et le tir 47 sur le nickel ont été réalisés avec des énergies du laser de chauffage non mesurables par les diagnostics de l'installation suggérant un dépôt d'énergie très faible et par conséquent un chauffage des échantillons également faible. La mesure sur le germanium est faite avec une énergie de chauffage plus élevée mais également relativement faible (37 J) par rapport aux conditions de mesures nominales. Dans tous ces cas les opacités froides ne sont pas constatées indiquant possiblement un éventuel chauffage des échantillons.

Les courbes de transmission du cuivre (tir 43 et 50) font cependant apparaître des structures de type seuils froids, en particulier le tir 43. Pour ce tir deux marches d'absorption sont visibles aux longueurs d'ondes 100 et 150 Å approximativement. Cette transmission indique la présence potentielle d'un signal d'ordre 2 et 3 pour la longueur d'onde 50 Å.

Le carbone étant présent dans deux couches des échantillons, on peut penser au seuil K du carbone à 44 Å ce qui nécessiterait un décalage spectral sur la dispersion. Ce décalage spectral pourrait être dû à un mauvais report de l'ordre zéro suite au déplacement de la caméra pour atteindre une gamme de plus grande longueur d'onde comme indiqué au paragraphe 5.4.3.

Une manière de traiter cette absorption non désirée serait de déconvoluer les ordres supérieurs ou bien à l'inverse d'essayer de reproduire les données expérimentales en ajoutant l'opacité de l'élément sondé avec les opacités à l'ordre 2 et 3 du carbone. L'opacité du carbone doit être prise à la température estimée dans le chauffage de l'échantillon.

Ce point n'est pour le moment pas analysé ici et fera l'objet d'une analyse future. Pour l'interprétation suivante, l'hypothèse initiale où les ordres supérieurs 2 et 3 inférieurs sont d'intensité négligeable devant celle de l'ordre 1.

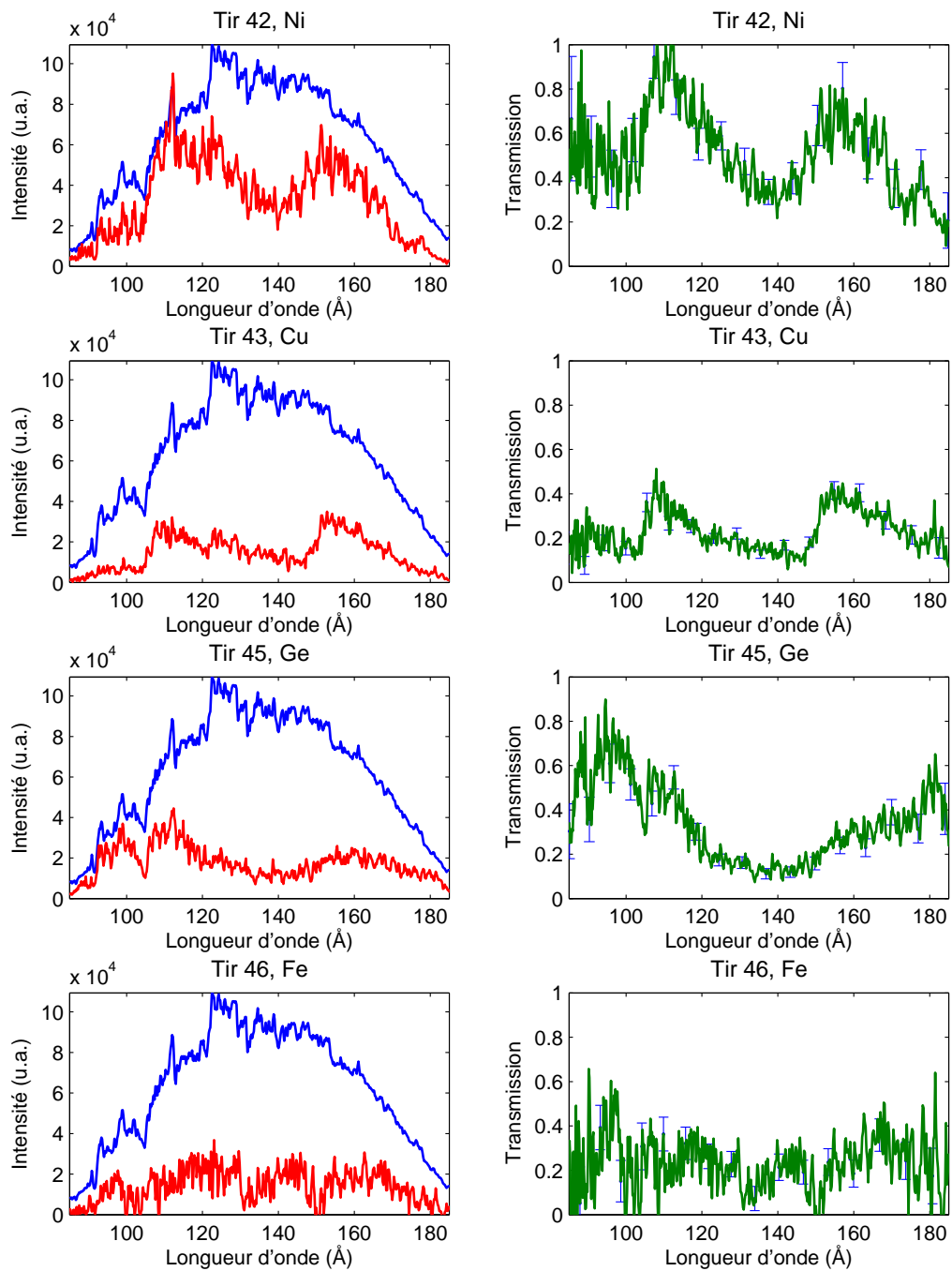


Fig. 8.21 – Tirs 42, 43, 45 et 46. Colonne de gauche : spectres de *backlighter* transmis (rouge) et de référence (bleu). Colonne de droite : transmission correspondante avec les barres d'erreur statistique du CCD donnée par (8.12). Spectre de référence du tir 40.

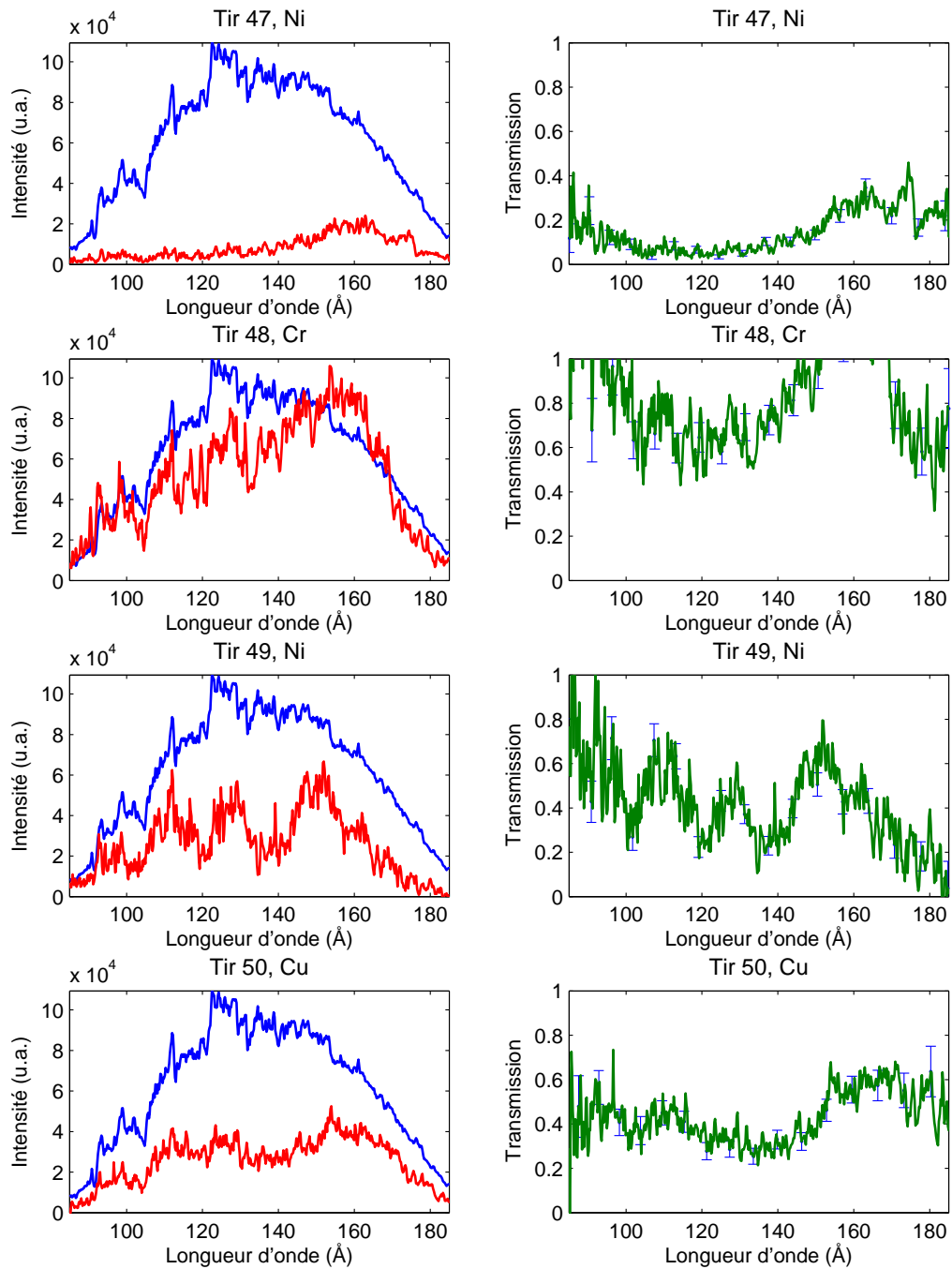


Fig. 8.22 – Tirs 47, 48, 49 et 50. Colonne de gauche : spectres de *backlighter* transmis (rouge) et de référence (bleu). Colonne de droite : transmission correspondante avec les barres d'erreur statistique du CCD. Spectre de référence du tir 40.

8.5 Analyse des courbes de transmission

Les remarques précédentes montrent qu'une nouvelle séquence de mesures est nécessaire. Toutefois, nous pouvons déjà tirer un premier bilan des deux tirs du nickel. Les comparaisons avec les spectres théoriques concernent le nickel (tir 42 et 49) dont l'évolution des paramètres plasmas a été simulée dans la section 8.3.2. D'après les simulations présentées précédemment, nous considérons que les variations temporelles de température et de densité sont négligeables devant les gradients de ces mêmes grandeurs.

Tir 42 Pour le tir 42, les températures issues des simulations sont à l'instant sonde comprises entre 6.9 et 14.3 eV sur l'ensemble des valeurs de R et entre 10.2 et 13.6 eV pour $R = 3$. Les densités varient relativement peu et sont de l'ordre de quelques mg/cm^3 . Pour une première comparaison avec des données théoriques, nous utilisons les calculs FLYCHK, Cassandra et OP qui représentent plus ou moins les grandes tendances des calculs issus de la comparaison des codes, (figure 8.3). Nous utilisons la température la plus basse de ces calculs à savoir 15.3 eV compte tenu des températures estimées. Le résultat est présenté sur la figure 8.23a. On remarque d'abord que les différents calculs théoriques sont assez dispersés entre eux et qu'aucun ne reproduit de manière satisfaisante le spectre mesuré. Seul le calcul OP semble reproduire plus ou moins le spectre mesuré sur la région spectrale 140-165 Å dans les limites des barres d'erreur statistique.

Tir 49 Pour le tir 49, les températures sont, à l'instant sonde, cette fois comprises entre 19.5 et 28.6 eV sur l'ensemble des valeurs de R et entre 23.5 et 27.1 eV pour $R = 3$. Les densités sont également de quelques mg/cm^3 .

La comparaison du spectre expérimental est cette fois faite pour les données des codes à la température de 27.3 eV, figure 8.23b. Le spectre de transmission mesuré fait apparaître une structure globale plus complexe par rapport à la mesure du tir 42, avec en particulier deux grandes structures absorbantes centrées sur les longueurs d'onde 120 et 140 Å.

Cas d'une radiographie avancée

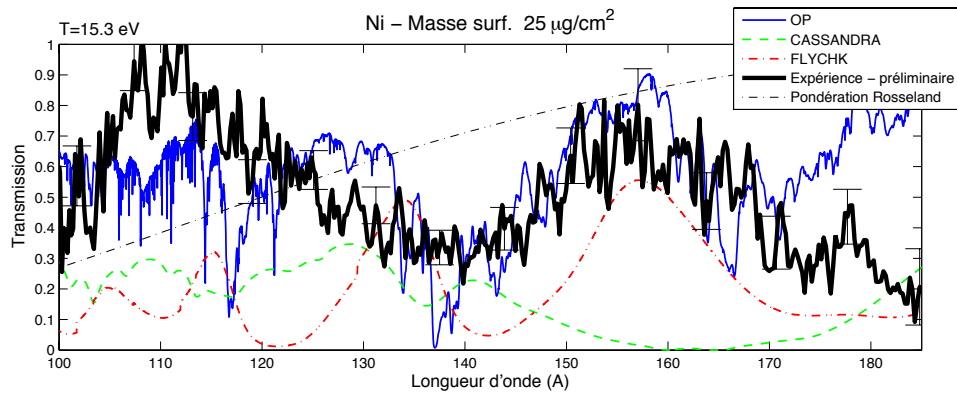
Les conditions hydrodynamiques des plasmas sondés sont dépendants de l'instant de radiographie et donc du choix de synchronisation des données du spectromètre micro-DMX avec celles du spectromètre XUV. Une autre hypothèse raisonnable consisterait à synchroniser les montées de l'énergie radiative de la cavité mesurée avec le micro-DMX avec la montée de l'émission XUV liée à l'arrivée du laser de chauffage. Dans ce cas, la radiographie est *avancée* d'une durée constante d'environ 500 ps, durée au cours de laquelle les conditions hydrodynamiques peuvent varier sensiblement.

Sondés plus tôt, les échantillons sont plus chauds et plus denses. Les données sont peu changées pour le tir 42 car la radiographie est toujours faite à un instant loin du maximum de température radiative. Les valeurs moyennes de densité et de température ainsi que leurs gradients restent du même ordre de grandeur en particulier pour un rapport R proche de 1. Le tableau 8.6 indique les valeurs obtenues des paramètres hydrodynamiques dans le cas de la radiographie avancée.

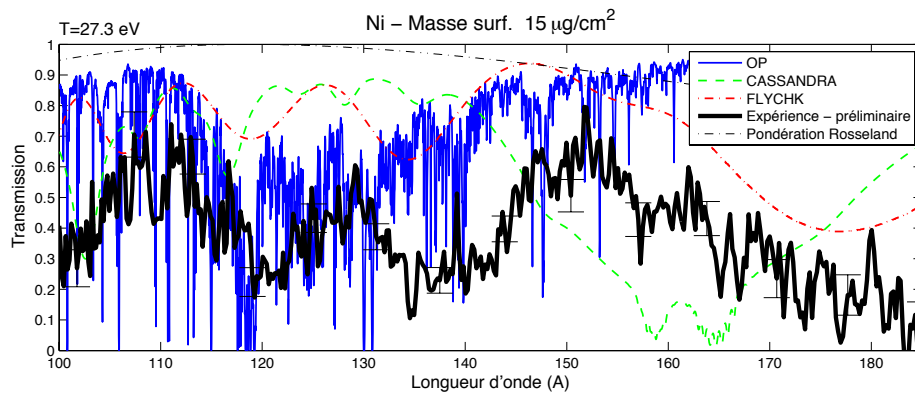
La situation est différente pour le tir 49, la température est fortement augmentée avec des variations maximales relatives ne variant que très peu. Les températures sont alors comprises entre 31 et 39 eV pour l'ensemble des valeurs de R et entre 34 et 36 eV pour la valeur $R = 3$. On indique sur la figure 8.23c, la comparaison du spectre de transmission expérimental avec les calculs actuels à la température de 38.5 eV. Une tendance similaire aux calculs OP est observée pour la gamme 130-145 Å.

tir 42	$\langle\rho\rangle$ (mg/cm ³)	ρ_{min} (mg/cm ³)	ρ_{max} (mg/cm ³)	$\Delta\rho/\langle\rho\rangle$	$\langle T\rangle$ (eV)	T_{min} (eV)	T_{max} (eV)	$\Delta T/\langle T\rangle$
$R = 1$	2.6	2.2	2.8	23%	14.8	14.3	14.8	3%
$R = 2$	3.2	2.1	3.7	50%	13.2	11.7	14.2	11%
$R = 3$	3.5	2.9	4.2	37%	12.4	10.1	13.9	31%
R_{∞}	7.8	2.2	29	3.4	11.4	5.6	13.8	72%
tir 49								
$R = 1$	5.0	4.6	5.3	14%	38.6	37.4	38.7	3%
$R = 2$	5.1	4.3	5.5	24%	35.6	32.9	36.7	11%
$R = 3$	5.4	4.3	5.9	30%	34.4	30.8	36.0	15%
R_{∞}	8.9	5.7	9.8	46%	31.2	25.1	34.4	30%

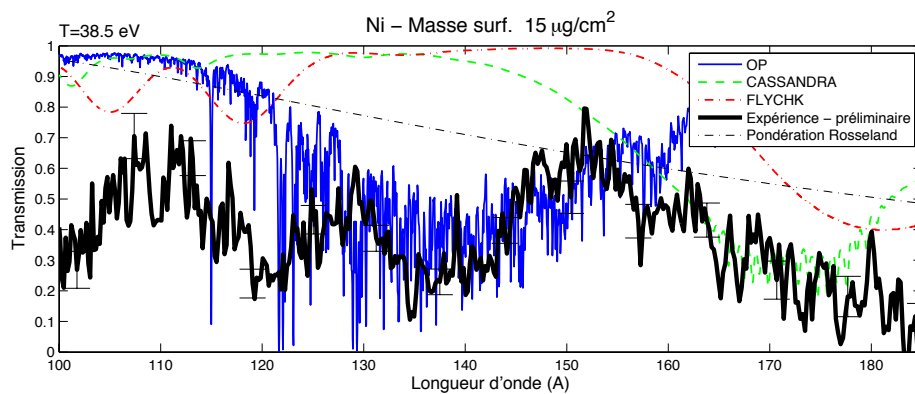
Tab. 8.6 – Cas d'une radiographie avancée : Densité moyenne $\langle\rho\rangle$, minimale ρ_{min} , maximale ρ_{max} , écart relatif maximal de densité $\Delta\rho/\langle\rho\rangle$, température moyenne $\langle T\rangle$, minimale T_{min} , maximale T_{max} écart relatif maximal de température $\Delta T/\langle T\rangle$ dans la couche de nickel pour les tirs 42 et 49 pour les valeurs du rapport d'énergie $R = 1, 2, 3, \infty$.



(a) Spectre de transmission pour le nickel à $25 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, tir 42 (noir en gras). Calculs OP (bleu fin), Cassandra (rouge -.-) et FLYCHK (vert -.-). Les calculs sont effectués pour une température électronique de 15.3 eV et une densité de $5.5 \text{ mg}/\text{cm}^3$.



(b) Spectre de transmission pour le nickel à $15 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, tir 49 (noir en gras). Calculs OP (bleu fin), Cassandra (rouge -.-) et FLYCHK (vert -.-). Les calculs sont effectués pour une température électronique de 27.3 eV et une densité de $3.4 \text{ mg}/\text{cm}^3$.



(c) Spectre de transmission pour le nickel à $15 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, tir 49 (noir en gras). Calculs OP (bleu fin), Cassandra (rouge -.-) et FLYCHK (vert -.-). Les calculs sont effectués pour une température électronique de 38.5 eV et une densité de $2.7 \text{ mg}/\text{cm}^3$.

Fig. 8.23 – Comparaison entre les spectres expérimentaux de Ni et quelques calculs pour différentes températures.

Effet de gradients

Les transmissions mesurées présentent des structures complexes difficilement reproduite à ce jour par un calcul à une seule température. Pour donner une idée de l'effet de la présence de gradients de température sur le spectre de transmission, des comparaisons à trois températures encadrant la température estimée sont présentées. Les mesures du tir 42 sont à la fois comparées aux calculs OP sur la figure 8.24 et aux calculs LEDCOP sur la figure 8.25. la mesure du tir 49 est comparée aux calculs OP sur la figure 8.26. On peut remarquer que l'accord peut être amélioré dans le cas du tir 42 avec des variations importantes des niveaux d'absorption en fonction de la température. Dans le cas du tir 49 les variations sont plus faibles pour l'intervalle de températures 21-27 eV et l'interprétation précédente est peu modifiée.

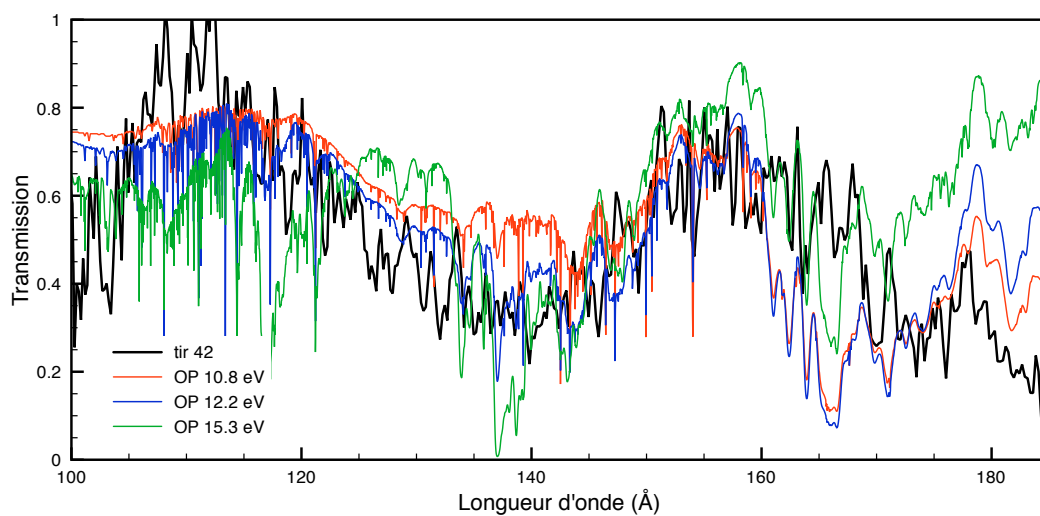


Fig. 8.24 – Transmission du nickel ($25 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) du tir 42, superposée à trois transmissions OP pour les températures de 10.8, 12.2, et 15.3 eV et une densité électronique de $3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

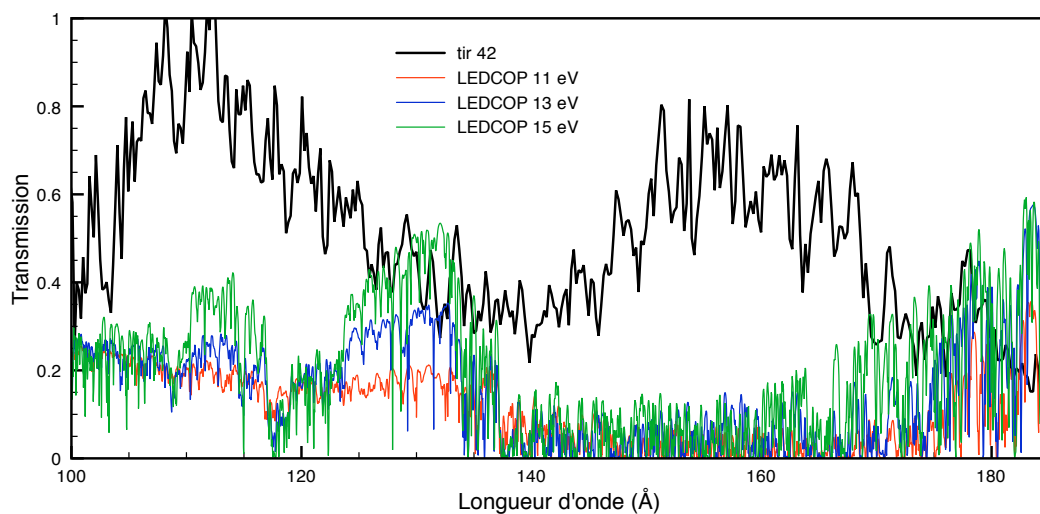


Fig. 8.25 – Transmission du nickel ($25 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) du tir 42, superposée à trois transmissions LEDCOP pour les températures de 11, 13, et 15 eV et une densité de $2 \text{ mg}/\text{cm}^3$.

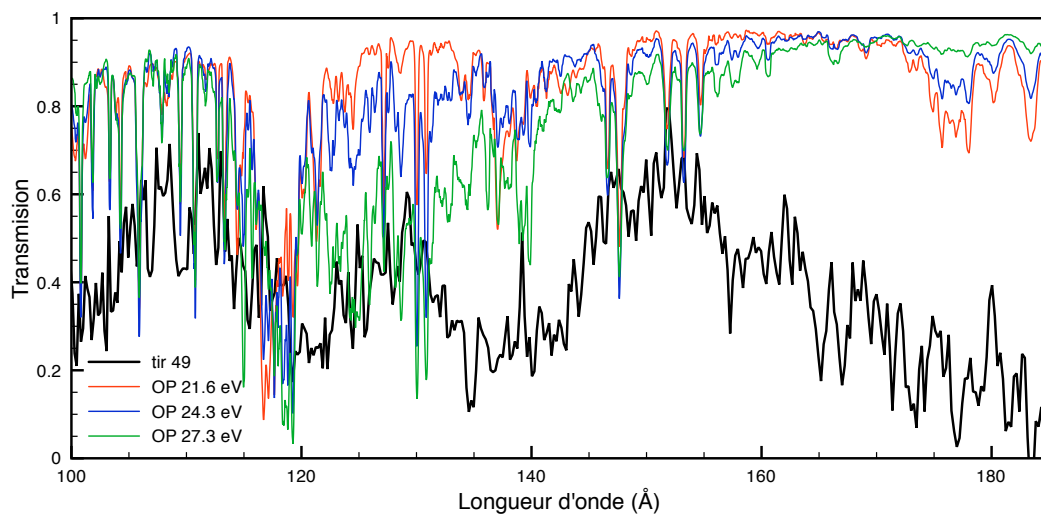


Fig. 8.26 – Transmission du nickel ($15 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) du tir 49, superposée à trois transmissions OP pour les températures de 21.6, 24.3, et 27.3 eV et une densité électronique de $3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

8.6 Conclusion

J'ai présenté dans ce chapitre les motivations des mesures de spectroscopie d'absorption pour des plasmas d'éléments de numéro atomique modéré dans la gamme spectrale des XUV de 65 à 155 eV et les premières mesures que nous avons effectuées.

Utilisant les calculs OP, nous avons choisi des conditions de laboratoire (10-30 eV) qui respectent les distributions ioniques à l'ETL qui sont observées dans les plasmas de plus faible densité rencontrés dans les enveloppes d'étoile massives pour des températures similaires. Dans les enveloppes stellaires, le pic de l'opacité de Rosseland des éléments du groupe du fer (Fe, Ni, Mn, Cr) se situe dans la région de température 9-27 eV (100 000-300 000 K). Il est essentiel pour comprendre l'excitation des pulsations des étoiles massives. L'existence de ce pic résulte de la pondération de Rosseland qui est maximale pour la gamme spectrale 34-108 eV.

Pour reproduire ces propriétés de l'interaction photon-matière, nous avons mis en œuvre, de manière probante, un nouveau schéma expérimental dans le cadre des expériences de spectroscopie d'absorption. Nous avons validé la faisabilité du schéma de chauffage avec deux cavités. Malgré des incertitudes encore présentes sur l'identification des paramètres plasmas sondés, des spectres d'absorption ont pu être mesurés avec ce nouveau schéma expérimental. Les mesures, plus particulièrement analysées pour le cas du nickel, font apparaître des structures intéressantes. Celles-ci sont comparées à plusieurs calculs théoriques qui diffèrent fortement et rendent l'interprétation des données astérosismiques de ces étoiles difficile.

Aujourd'hui les résultats du tir 42 semblent en meilleur accord avec OP qu'avec les autres calculs. L'interprétation du tir 49 est plus délicate. Pour ce tir, les conditions thermodynamiques des plasmas créés bénéficieront de simulations supplémentaires du chauffage de la cavité pour définir avec une précision adéquate l'instant de la radiographie. En effet en l'absence de synchronisation entre le spectromètre micro-DMX et la caméra à balayage de fente, il serait intéressant de simuler l'interaction laser-cavité pour les conditions (laser-géométrie des cibles...) spécifiques à la présente série de mesures. Il sera aussi intéressant de faire des comparaisons supplémentaires avec des calculs de transmission théoriques dans des conditions de température et de densité plus proches des conditions supposées des mesures avec la prise en compte du gradient dans les échantillons.

Enfin une deuxième campagne de mesures bénéficiant d'un certain nombre d'améliorations, mentionnées au chapitre suivant, confortera définitivement les résultats obtenus et contribuera à améliorer les calculs utilisés en physique stellaire.

8.7 Motivations astrophysiques et comparaison de codes : Radiative properties of stellar plasmas and open challenges

S. Turck-Chièze, G. Loisel, D. Gilles, L. Piau, C. Blancard,
T. Blenski, M. Busquet, T. Caillaud, P. Cossé, F. Delahaye,
G. Faussurier, J. Fariaut, F. Gilleron J. Guzik, J. Harris,
D.P. Kilcrease, N.H. Magee, J.C. Pain, Q. Porcherot, M. Poirier,
G. Soullié, C. Zeppen, S. Bastiani-Ceccotti, C. Reverdin,
V. Silvert, F. Thais, B. Vilette.

Astrophysics and Space Science, Springer, Published Online.

Radiative properties of stellar plasmas and open challenges

S. Turck-Chièze · G. Loisel · D. Gilles · L. Piau · C. Blancard · T. Blenski ·
M. Busquet · T. Caillaud · P. Cossé · F. Delahaye · G. Faussurier · J. Fariaut ·
F. Gilleron · J.A. Guzik · J. Harris · D.P. Kilcrease · N.H. Magee · J.C. Pain ·
Q. Porcherot · M. Poirier · G. Soullier · C.J. Zeippen · S. Bastiani-Ceccotti ·
C. Reverdin · V. Silvert · F. Thais · B. Villette

Received: 22 May 2010 / Accepted: 28 December 2010
© Springer Science+Business Media B.V. 2011

Abstract The lifetime of solar-like stars, the envelope structure of more massive stars, and stellar acoustic frequencies largely depend on the radiative properties of the stellar plasma. Up to now, these complex quantities have been estimated only theoretically. The development of the powerful tools of helio- and astero- seismology has made it possible to gain insights on the interiors of stars. Consequently, increased emphasis is now placed on knowledge of the monochromatic opacity coefficients. Here we review how these radiative properties play a role, and where they are most im-

portant. We then concentrate specifically on the envelopes of β Cephei variable stars. We discuss the dispersion of eight different theoretical estimates of the monochromatic opacity spectrum and the challenges we need to face to check these calculations experimentally.

Keywords Atomic processes · Sun: helioseismology · Stars: interiors · Stars: asteroseismology · Cepheids stars: variables

S. Turck-Chièze (✉) · G. Loisel · D. Gilles · L. Piau
CEA/DSM/IRFU/SAP, CE Saclay, 91190 Gif sur Yvette, France
e-mail: sylvaine.turck-chieze@cea.fr

G. Loisel · T. Blenski · M. Poirier · F. Thais
CEA/DSM/IRAMIS/SPAM, CE Saclay, 91190 Gif sur Yvette,
France

C. Blancard · T. Caillaud · P. Cossé · G. Faussurier · J. Fariaut ·
F. Gilleron · J.C. Pain · Q. Porcherot · G. Soullier · C. Reverdin ·
V. Silvert · B. Villette
CEA/DAM/DIF, 91297 Arpajon, France

M. Busquet
LPGP, Université Paris Sud, 91405 Orsay Cedex, France

F. Delahaye · C.J. Zeippen
LERMA, Observatoire de Paris, ENS, UPMC, UCP, CNRS,
5 Place Jules Janssen, 92195 Meudon, France

J.A. Guzik · D.P. Kilcrease · N.H. Magee
Theoretical Division, LANL, Los Alamos, NM 87545, USA

J. Harris
AWE, Reading, Berkshire, RG7 4PR, UK

S. Bastiani-Ceccotti
LULI, Ecole Polytechnique, CNRS, CEA, UPMC, 91128
Palaiseau Cedex, France

1 Context

After more than two decades of study, helioseismology has demonstrated the capability to probe the solar interior thanks to the seismic instruments of the SOHO satellite and ground-based networks (Christensen-Dalsgaard 2004; Guzik et al. 2005; Basu and Antia 2008; Turck-Chièze and Couvidat 2010).

The new space missions (SDO, PICARD) are oriented toward a better understanding of the Sun's internal magnetism and its impact on the Earth's atmosphere. In this context, the existence of a fossil field in the Sun's radiative zone is a missing bridge that motivate us to better estimate the competition between microscopic and macroscopic physics (Duez et al. 2010; Turck-Chièze et al. 2010a).

In addition to the international solar research community, more than 350 scientists from all over the world are working on the data from the COROT and Kepler spacecraft dedicated to exoplanets and astero-seismology (see <http://smc.cnes.fr/COROT> for COROT and <http://astro.phys.au.dk/KASC/> for Kepler). The development of these disciplines justifies ensuring the correctness of the many fundamental properties of the plasma (detailed abundances, reaction rates, opacity coefficients, etc.).

The new High Energy Density laser facilities and the Z pinch machine now enable access to the radiative properties of plasmas of stellar type in the laboratory during pico and nano second timescales; see Bailey et al. (2007, 2009), Turck-Chièze et al. (2009), and references therein. This review is divided into three parts: Sect. 2 is dedicated to solar-type stars, Sect. 3 to the more massive stars, and Sect. 4 to the study of the β Cephei variable star case and a comparison between eight calculated iron opacity spectra. The challenges faced by the experiments are described in Sect. 5.

2 Radiative properties of solar-type stars

Stars produce both nuclear energy through nuclear reactions, and thermal energy due to the internal temperature that exceeds everywhere some thousand degrees. The central plasma is heated to more than a dozen million K, and the heat is transported by convection or radiation phenomena.

The low-mass stars ($< 1.5 M_{\odot}$) have an internal radiative zone which disappears in the region where the photons interact so strongly with the partially ionized constituents that convection becomes the most efficient way to transport the energy; see Figure 32 of Turck-Chièze et al. (1993) or Turck-Chièze et al. (2010b).

In fact, this boundary between radiative transport and convective transport differs from star to star depending on the star's mass, age, and composition. Hydrogen and helium are completely ionized in these radiative zones due to their high temperature and density, but in the central conditions, the heaviest elements (iron and above) are generally partially ionized and their contribution to the opacity coefficients is rather high, 20% in the solar case; see equation 3 and figures in Turck-Chièze et al. (2009). Nevertheless, their mass fraction is of the order of 10^{-3} . In the rest of the radiative zone, since both the temperature and density decrease with radius, by typically a factor 15 and 100 respectively, most of the heavy elements down to oxygen become partially ionized, so their relative contribution increases the Rosseland mean opacity κ_R by a factor up to 100 at the base of the convection zone due to the multiple photon interactions on the electronic bound layers of more and more elements.

As a direct consequence, the lifetime of a star of a given mass strongly depends on the amount of heavier elements (carbon to uranium) present in the star. The total element mass fraction is generally divided into X , Y , and Z , with X and Y corresponding to the mass fraction of hydrogen and helium, respectively, and Z corresponding to the remainder. The lifetime of a $0.8 M_{\odot}$ star with $Z = 0.001$ is about 14 Gyr, while the lifetime of a $0.8 M_{\odot}$ with $Z = 0.02$ is about 22 Gyr. When the heavy element contribution is

small, the star contracts more quickly, the central temperature is higher, the opacity coefficients are different, and the nuclear reactions become more efficient.

This example shows the importance of verifying some detailed contributions to the total Rosseland mean opacity values to properly estimate how κ_R changes from star to star depending on its mass and on its detailed composition.

The best known case is the Sun where our efforts to incorporate new updates of the composition highlight the important effect of the heavy elements on the sound speed profile (Turck-Chièze et al. 2004, 2010a; Bahcall et al. 2005; Asplund et al. 2009; Turck-Chièze and Couvidat 2010). The difference between the standard model sound-speed predictions and the observed sound speed is larger than the error bars coming from the knowledge of the composition and from the known difference between OPAL and OP mean Rosseland opacity tables (Badnell et al. 2005).

While for the solar conditions the Rosseland mean opacities agree in general among different calculations, the detailed comparison, element by element, shows rather large differences, as mentioned by Blancard et al. in Turck-Chièze et al. (2010b). So it is useful to compare opacity calculations of a specific element to laboratory experiments; then the extrapolation to other stars of different composition will be more reliable. The first experiments have been performed at the Sandia Z machine to check the iron contribution at a temperature and density not far from those at the base of the solar convection zone (Bailey et al. 2007, 2009). Extensive measurements on the NIF or LMJ are needed for several well-chosen elements and temperatures between 193 and 400 eV to validate opacity calculations in the radiative zones of solar-like stars.

Indeed the region just around the transition is clearly the most difficult region due to the interplay of microscopic and macroscopic phenomena (turbulence, rotation and magnetic fields). In fact, in contrast with the rest of the radiative zone, the boundary of the internal radiative zone depends directly on the detailed abundances of oxygen, iron, and neon and on the associated Rosseland mean opacity coefficients. It depends also indirectly on the turbulence of these layers associated with the fact that the stars are generally rotating. So the thermal instability produces a strong horizontal shear between a differentially latitudinal rotating convective zone and a reasonably flat rotation in the radiative zone (Turck-Chièze et al. 2010a). Moreover, the magnetic field in these layers probably plays a crucial role in the solar dynamo at the beginning of the 11-year cycle.

In the sub-surface layers of these stars, radiation and convection are in competition and the heavy elements are less important because most of the elements are neutral or even in molecules. In the corona, the plasma is heated to a million degrees, so the heavy elements play a crucial role, but the

very low density plasma is no longer in LTE (local thermodynamic equilibrium), so non-LTE calculations are needed to explain the observed lines (Colgan et al. 2008).

3 Radiative properties of more massive stars

When the stellar mass increases, the central temperature increases and consequently carbon, oxygen, nitrogen can penetrate the Coulomb barrier. In these conditions the hydrogen burning is no longer dominated by the weak interaction but by the strong interaction where these elements act as catalysts. The nuclear burning becomes more rapid, and the lifetime of these stars decreases from billions to millions of years, the central temperature increases strongly and the radiative diffusion has no time to take place. The core of these stars ($> 1.5 M_{\odot}$) becomes convective, while the envelope is radiative. In the envelope, many elements are partially ionized, so the detailed calculation of the Rosseland mean opacity is even more complex because many electronic shells are

open and the bound-bound processes are extremely important.

Figure 1 illustrates the case of a $10 M_{\odot}$ star. All the species including iron are totally ionized in the center of this star due to high temperature, 34 MK, and a relatively low density of 8 g/cm^3 . The opacity is not as high (Fig. 1b) as in lighter stars, but the luminosity due to the CNO cycle is so high that ∇_{rad} is higher than ∇_{ad} (Fig. 1a). When the ratio of gradients is greater than one, the region is convective; in the opposite case, the region is radiative. The rest of the star is radiative except in two small regions which correspond to the partially ionized contribution of helium and hydrogen at low temperatures (see Fig. 1d) and of the iron-group elements above 100,000 K (Fig. 1c). Figure 2 shows that the differences between OP and OPAL are particularly important for Ni, Mn and Cr and that the contribution of Cr and Ni could be very important in the case of OP. Therefore, we have begun comparisons between different opacity calculations.

Two other processes are considered in the stellar equations or in stellar pulsations. Both require a detailed descrip-

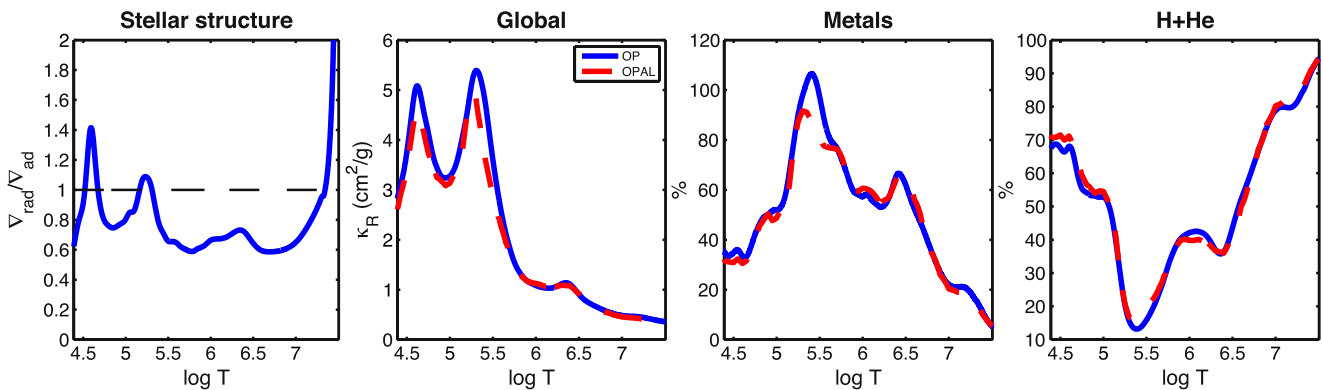


Fig. 1 a: Temperature gradient ratio between a radiative or convective region versus temperature for a $10 M_{\odot}$ star. b: Temperature dependence of the total Rosseland mean opacity for OP calculation (solid

blue line) and OPAL calculation (dashed red line). c: Relative contribution of the heavy elements to the total opacity. d: Relative contribution of the light elements to the total opacity

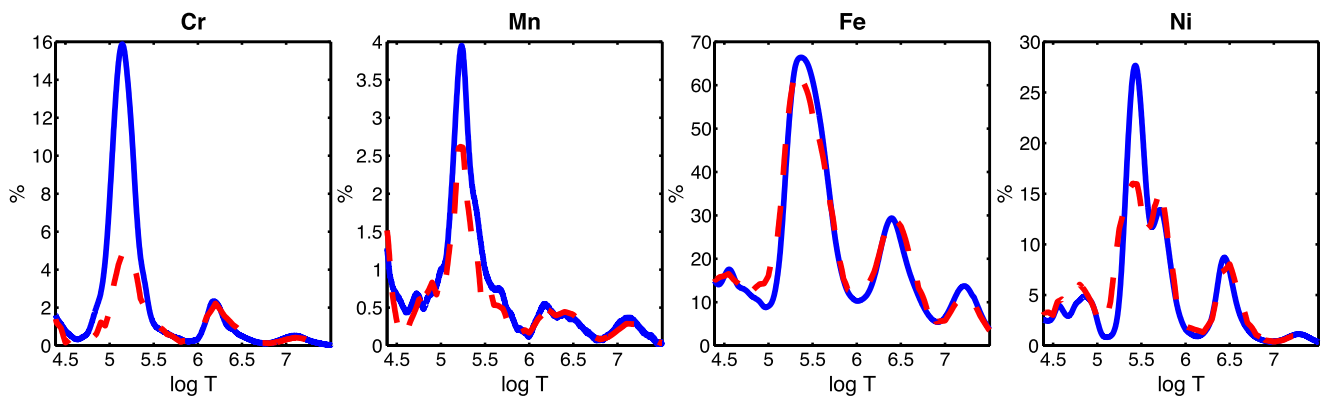


Fig. 2 Influence of the different elements of the iron group to the total opacity and comparison between OP and OPAL (same representation than Fig. 1)

tion of the sub-surface layers: the radiative acceleration and the κ mechanism.

Radiative accelerations are crucial quantities to study the diffusion of elements in stars and to understand the stellar photospheric abundances. They strongly depend on the atomic properties of the different ions, so they largely depend on the quality of the atomic data and on the knowledge of the ionization stage of the different elements. For a detailed description of this process, we refer to the book dedicated to G. Michaud, and in particular to the paper of Alecian (2005). The expression for the radiative acceleration is also given in Turck-Chièze et al. (2009). This process must be taken into account in the description of stellar envelopes, in addition to the gravitational settling, turbulence and sometimes magnetic activity. For radiative accelerations, one needs to know the detailed monochromatic photon flux for all the processes (diffusion, bound-bound, bound-free...) and for each element. This information is not delivered by the OPAL consortium (Iglesias and Rogers 1995) but is available for the OP calculations (Seaton and Badnell 2004). Some specific comparisons lead to 50% differences in the radiative acceleration for the iron case in the opacity peak region mentioned in Figs. 1 and 2 (Delahaye and Pinsonneault 2006).

It is important to resolve this discrepancy to understand the chemically peculiar stars and the thousands of pulsators observed with COROT and Kepler. The rapid variability of the above-mentioned opacities in the stellar envelope generates the so-called κ mechanism and maintains the pulsation in classical Cepheids (due to partial ionization of helium)

and for β Cephei stars (due to the iron-group element ionization) (Dupret 2003).

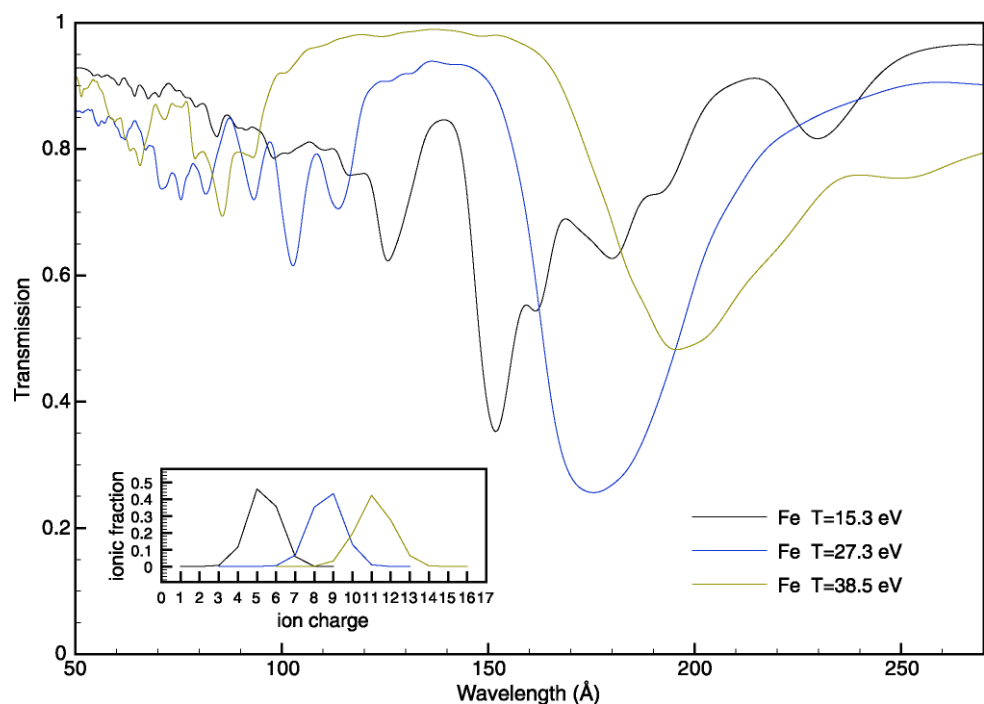
Calculations for asteroseismology must predict the theoretical acoustic modes in order to identify without ambiguity the observed modes and to understand the excitation of the modes. Several papers show the difficulties for β Cephei stars (Pamyatnykh 1999; Briquet et al. 2007; Degroote et al. 2009; Daszynska-Daszkiewicz and Walczak 2010) and mention that an increase of opacity will improve the interpretation of the asteroseismic data.

4 Theoretical opacity calculations

We investigate the plasma conditions found in the envelopes of β Cephei stars for improving the interpretation of the asteroseismic observations, without neglecting previous measurements of iron (and nickel) opacity spectra which have successfully led to a revision of opacities in the nineties, but not always in the range useful for astrophysics (Springer et al. 1992; Winhart et al. 1995; Chenais-Popovics et al. 2000, 2001). With this objective, we perform a comparison between different calculations of opacity spectra and an experiment to validate these calculations.

The first step consists in defining a condition compatible with a laboratory experiment. The iron-group peak in the envelope of β Cephei stars corresponds to temperatures of 200,000 K (17.2 eV, 1 eV = 11,600 K) and densities around 4×10^{-7} g/cm³. This density is too low to be investigated in a laboratory experiment. So we have first looked for con-

Fig. 3 Iron transmission spectra corresponding to temperatures of 15.3, 27.3 and 38.3 eV and densities of 5.5×10^{-3} g/cm³, 3.4×10^{-3} g/cm³ and 2.6×10^{-3} g/cm³ respectively, estimated using the OP calculations. The whole wavelength range is useful for the Rosseland mean opacity determination ($\lambda E = hc = 12394 \text{ \AA} \cdot \text{eV}$) and corresponds to the XUV spectrometer used for the experiment. The ionization charge distribution for each condition is superimposed



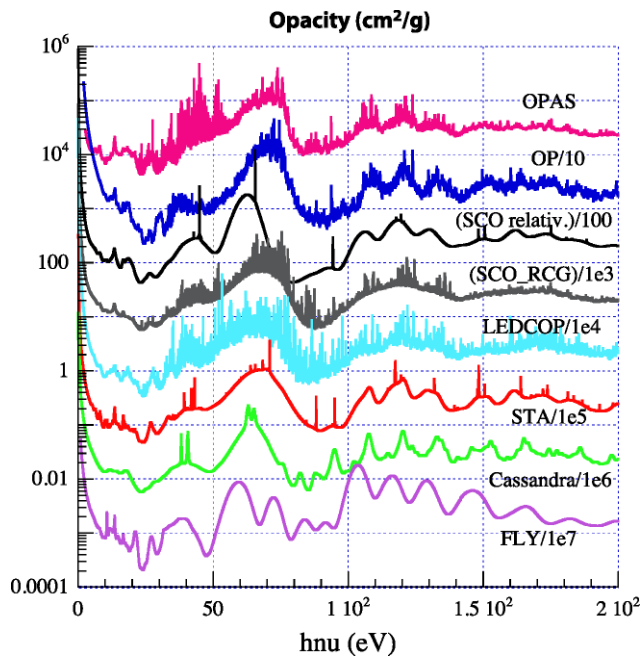


Fig. 4 Comparison of eight theoretical monochromatic spectra for the mean conditions $T = 27.3$ eV and $\rho = 3.4 \times 10^{-3}$ g/cm³ shown in Fig. 3. The hypotheses of these computations are explained briefly in the text

ditions which maintain the same distribution of ionization stage for iron.

Figure 3 shows the spectral transmission of photons T_ν through a heated iron foil of thickness ϵ , $T_\nu = \exp^{-\kappa_\nu \rho \epsilon}$, where κ_ν is the opacity per mass unit in cm²/g. Transmission is the quantity measured in the experiment. The mean spectrum is obtained using the OP tables, for the same distribution of the iron ionization charge (about 9 for $T = 320,000$ K or 27.3 eV, $\rho = 3.4 \times 10^{-3}$ g/cm³). Two other spectra also are shown, for a variation of temperature of about 40%. In these cases, the distribution of charge is displaced by two or three units. The figure shows that the spectra vary strongly with temperature. In the region where the κ mechanism is important, the Rosseland mean opacity varies rapidly for this reason, so measurement at different temperatures will help to check the whole calculation of the pulsation mode excitation.

Figure 4 shows the opacity spectra versus the photon energy obtained by the different calculations generally used to describe these plasmas. Clear differences can be seen in different parts of the spectral range. The corresponding Rosseland mean values show differences of up to 40%, in particular for the OP value, but most of them agree within 15% despite the very different calculational approaches. We notice also some variation of the mean ionization from one calculation to another of about 0.5 units, which is not so small if one considers the rapid variation of the opacity with the degree of ionization, but which cannot explain all of the differences. A detailed analysis of these calculations will appear

in a more detailed paper. We give here a short description of the assumptions.

Based on the average atom model SCAALP (Blancard and Faussurier 2004), the OPAS code combines detailed configuration and level accounting treatments to calculate radiative opacity of plasmas in LTE. The bound-bound opacity can be calculated using detailed line accounting and/or statistical methods. The bound-free opacity is evaluated neglecting the configuration level splitting. To improve the accuracy of opacities into the complex regime of warm dense matter, where plasma and many-body effects can be important, the free-free opacity is obtained by interpolating between the Drude-like opacity and the opacity derived from the Kramers formula including a Gaunt factor and an electron degeneracy effect correction. Photon scattering by free electrons includes collective effects as well as relativistic corrections.

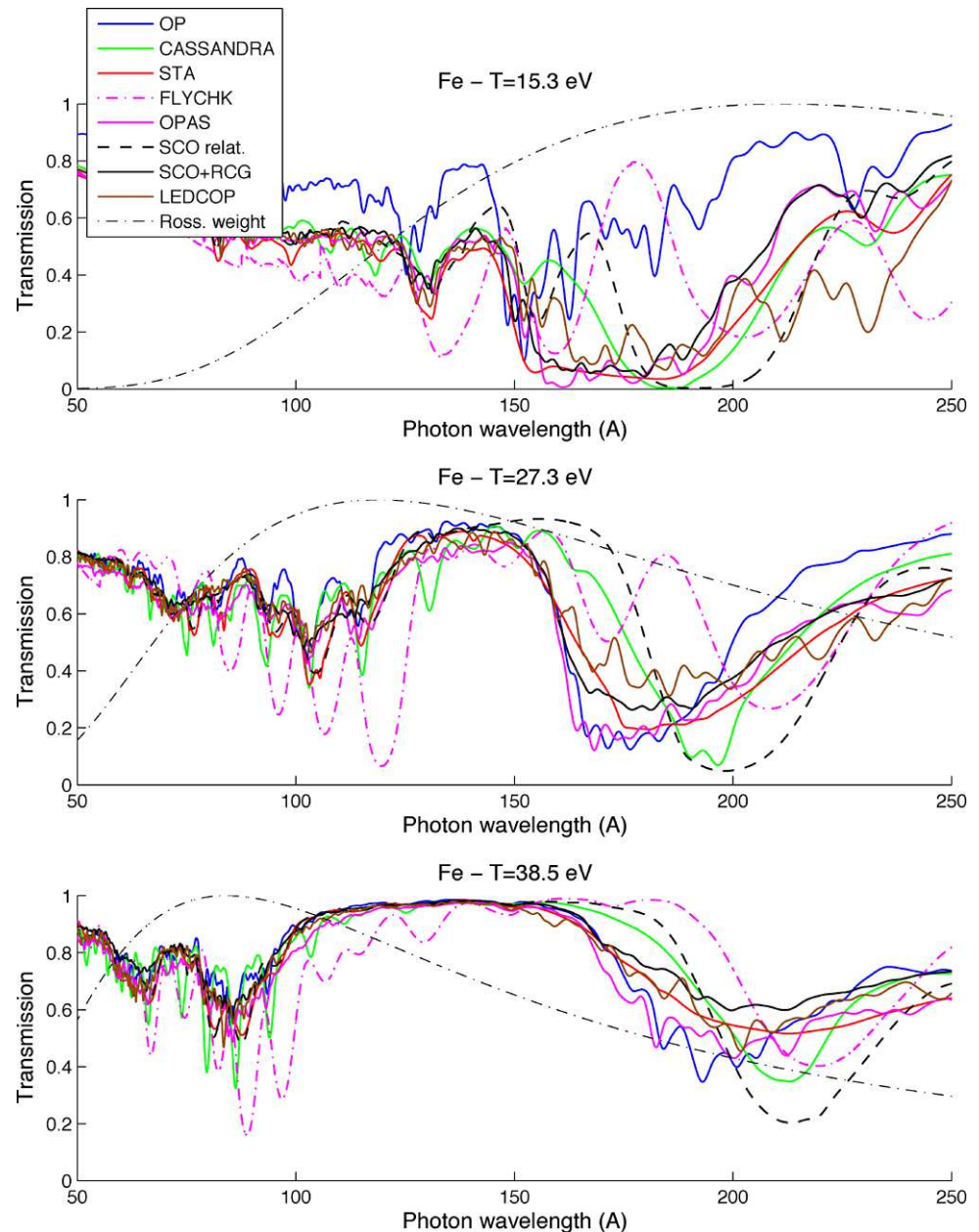
OP (Opacity Project) is an on-line atomic database used in astrophysics (Seaton and Badnell 2004; Seaton 2007). TOPbase contains the most complete dataset of LS-coupling term energies, f-values and photoionization cross sections for the most abundant ions ($Z = 1-26$) in the universe. They have been computed in the close-coupling approximation by means of the R-matrix method with innovative asymptotic techniques. TOPbase also contains large datasets of f-values for iron ions with configurations $3s^x 3p^x 3d^x$, referred to as the PLUS-data, computed with the atomic structure code SUPERSTRUCTURE.

The atomic physics SCO code (Blenski et al. 1997, 2000) is based on the superconfiguration approach proposed by Bar-Shalom et al. (1989) to calculate high-Z element photoabsorption in LTE conditions. Here calculations have been performed including non-relativistic and relativistic contributions.

SCO-RCG (Porcherot et al. 2010) is a hybrid opacity code which combines the statistical super-transition-array approach and fine-structure calculations. Criteria are used to select transition arrays which are removed from the super-configuration statistics, and replaced by a detailed line-by-line treatment. The data required for the calculation of the detailed transition arrays (Slater, spin-orbit and dipolar integrals) are obtained from the super-configuration code SCO (see above), providing in this way a consistent description of the plasma screening effects on the wave functions. Then, the level energies and the lines (position and strength) are calculated by the routine RCG of R.D. Cowan's atomic structure code (Cowan 1981).

The Los Alamos Light Element Detailed Configuration OPacity code, LEDCOP (Magee et al. 1995), uses a basis set of LS terms based on semi-relativistic Hartree-Fock atomic structure calculations (plus a mixture of LS terms and unresolved transition arrays, some of which are treated by random lines for the most complex ion stages) to calculate opacities for elements with $Z < 31$. Each ion stage

Fig. 5 Transmission spectra of the calculations for conditions mentioned in Fig. 3 and a XUV spectrometer resolution of 1 eV. Superimposed is the weighted shape of the Rosseland mean opacity (*dot-dash line*)



is considered in detail and interactions with the plasma are treated as perturbations. Calculations are done in local thermodynamic equilibrium (LTE) and only radiative processes are included.

In the STA opacity code (Bar-Shalom et al. 1989) the total transition array of a specific single-electron transition, including all possible contributing configurations, is described by only a small number of super-transition-arrays (STAs). Exact analytic expressions are given for the first few moments of an STA. The method is shown to interpolate smoothly between the average-atom (AA) results and the detailed configuration accounting that underlies the unresolved transition array (UTA) method. Each STA is calculated in its

own optimized potential, and the model achieves rapid convergence in the number of STAs included.

CASSANDRA is an AWE (Atomic Weapons Establishment, Aldermaston, UK) opacity code (Crowley et al. 2001) used to model plasma in local thermal equilibrium. CASSANDRA's self-consistent field calculation uses the local density approximation for bound states and has a free electron contribution based upon the Thomas-Fermi model. The Cassandra data are ©British Crown Owned Copyright 2010/MOD.

FLYCHK is a free access atomic spectroscopy code (Chung et al. 2005) used to generate atomic level populations and charge state distributions and synthetic spectra for

low-Z to mid-Z elements under LTE or NLTE conditions
<http://nlte.nist.gov/FLY/>.

5 Experimental challenges

The new spectral opacity measurements have been performed on LULI 2000 www.luli.polytechnique.fr/ with two lasers in 2010. A nanosecond laser delivers an energy between 30–500 J in a 500 ps duration pulse. This laser is used to irradiate a gold cavity (hohlraum) on which an absorbing foil of the considered element is deposited and heated. After a required delay to get the proper density and temperature, a picosecond laser interacts with a backlighter to produce X rays which interact with the formed plasma: for a description of the experimental setup, see Loisel et al. (2009). We detect the transmitted opacity spectrum on a streak camera placed behind a newly designed XUV-ray spectrometer. Obtaining high-quality measurements required addressing many challenges based on experience with previous measurements. A detailed analysis of the previous experiments and their difficulties is found in Chenais-Popovics (2002), Bailey et al. (2009). We summarize some of these relevant for astrophysical applications:

- One needs to form a plasma in LTE. This requirement supposes a good simulation of the whole experiment to probe the foil in the best conditions. The rapid expansion of this foil during heating is limited by placing the foil between two thin samples of a low-Z material (typically carbon).
- We measure the foil temperature with a μ Dmix and limit the temperature gradient by placing the foil between two cavities. The temperatures depend on the geometry of the experiment, the position of the foil, and the correctness of the simulation.
- The resolution of the XUV spectrometer is important to discriminate between calculations; it varies with the wavelength and one must avoid saturation.

Figure 5 shows the transmission obtained for the different calculations including a spectrometer resolution of 1 eV for the conditions mentioned in Fig. 3; the differences must be distinguishable by the experiment. Notice the distinct behavior of the OP calculation at low energy and some saturation of the spectra which illustrates the difficulties of exploring the low-energy regime.

To reduce the difficulties noted above, we measure the spectra of 3 or 4 neighboring elements (chromium, iron, nickel, copper) using two thicknesses for each of them. Moreover we use two cavities to heat the foil on the two faces to limit the temperature gradient.

In summary, this study shows that it would be of interest to develop complete opacity tables including photon energy spectra with the best physics available for asteroseismology.

It is important to improve the coverage of some crucial regions for interpreting the space observations. Some special validations by laboratory experiments are required to validate “the best physics”.

References

- Alecian, G.: EAS Publ. Ser. **17**, 33 (2005)
- Asplund, M., Grevesse, N., Scott, P.: Ann. Rev. Astron. Astrophys. **47**, 481 (2009)
- Badnell, N.R., et al.: Mon. Not. R. Astron. Soc. **360**, 458 (2005)
- Bahcall, J.N., Serenelli, A.M., Basu, S.: Astrophys. J. Lett. **621**, L85 (2005)
- Bailey, J., et al.: Phys. Rev. Lett. **99**, 5002 (2007)
- Bailey, J., et al.: Phys. Plasmas **16**, 058101 (2009)
- Bar-Shalom, A., Oreg, J., Goldstein, W.H., Schwartz, D., Zigler, Z.: Phys. Rev. A **40**, 3183 (1989)
- Basu, S., Antia, H.M.: Phys. Rep. **457**, 217 (2008)
- Blancard, C., Faussurier, G.: Phys. Rev. E **69**, 016409 (2004)
- Blenski, T., Grimaldi, A., Perrot, P.: Phys. Rev. E **55**, R4889 (1997)
- Blenski, T., Grimaldi, A., Perrot, F.J.: J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. **65**, 91 (2000)
- Briquet, M., et al.: Mon. Not. R. Astron. Soc. **381**, 1482 (2007)
- Chenais-Popovics, C.: Laser Part. Beams **20**, 291 (2002)
- Chenais-Popovics, C., et al.: Astrophys. J. Supl. Ser. **127**, 175 (2000)
- Chenais-Popovics, C., Fajardo, M., Thais, F., et al.: J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. **71**, 249 (2001)
- Christensen-Dalsgaard, J.: Sol. Phys. **220**, 137 (2004)
- Chung, H.-K., Chen, M.H., Morgan, W.L., Ralchenko, Y., Lee, R.W.: High Energy Density Phys. **1**, 3 (2005)
- Colgan, J., Abdallah, J. Jr., Sherrill, M.E., Foster, M., Fontes, C.J., Feldman, U.: Astrophys. J. **689**, 585 (2008)
- Cowan, R.D.: The Theory of Atomic Structure and Spectra. University of California Press, Berkeley (1981)
- Crowley, B.J.B., et al.: J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. **71**, 257 (2001)
- Daszynska-Daszkiewicz, J., Walczak, P.: Mon. Not. R. Astron. Soc. **403**, 496 (2010)
- Delahaye, F., Pinsonneault, M.: Astrophys. J. **625**, 563 (2006)
- Degroote, P., et al.: Astron. Astrophys. **506**, 111 (2009)
- Duez, V., Mathis, S., Turck-Chièze, S.: Mon. Not. R. Astron. Soc. **402**, 271 (2010)
- Dupret, M.A.: Thesis, University of Liege, Belgium (2003)
- Guzik, J.A., Watson, L.S., Cox, A.N.: Astrophys. J. Lett. **627**, 1049 (2005)
- Iglesias, C.A., Rogers, F.J.: Astrophys. J. Lett. **443**, 469 (1995)
- Loisel, G., et al.: High Energy Density Phys. **5**, 173 (2009)
- Magee, N.H., et al.: ASP Conf. Ser. **78**, 51 (1995)
- Pamyatnykh, A.A.: Acta Astron. **49**, 119 (1999)
- Porcherot, Q., Gilleron, F., Pain, J.C., Blenski, T.: 2010, to be published
- Seaton, M.J.: Mon. Not. R. Astron. Soc. **382**, 245 (2007)
- Seaton, M.J., Badnell, N.R.: Mon. Not. R. Astron. Soc. **354**, 457 (2004)
- Springer, P.T., et al.: Phys. Rev. Lett. **69**, 3735 (1992)
- Turck-Chièze, S., Couvidat, S.: Rep. Prog. Phys. (2010, submitted)
- Turck-Chièze, S., et al.: Phys. Rep. **230**, 59–235 (1993)
- Turck-Chièze, S., et al.: Phys. Rev. Lett. **93**, 211102 (2004)
- Turck-Chièze, S., et al.: High Energy Density Phys. **5**, 132 (2009)
- Turck-Chièze, S., Palacios, A., Marques, J., Nghiem, P.A.P.: Astrophys. J. **715**, 1539 (2010a)
- Turck-Chièze, S., Loisel, G., Gilles, D., et al.: SOHO24. J. Phys., Conf. Ser. (2010b, in press)
- Winhart, G., et al.: J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. **54**, 37 (1995)

Chapitre 9

Perspectives

Ce mémoire de thèse s'inscrit dans le cadre général de l'étude expérimentale des propriétés radiatives de la matière à haute densité d'énergie. J'ai présenté dans ces travaux les moyens que nous avons mis en œuvre pour l'étude à l'ETL de l'absorption spectrale de plasmas dans des matériaux ayant des numéros atomiques aussi bien intermédiaires, autour de 30, qu'élevés, autour de 60, et pour les gammes spectrales des X mous et des XUV.

Les objectifs principaux de ces études expérimentales sont d'apporter des mesures d'opacité spectrale bien caractérisées afin de les comparer avec les calculs de différents codes. Ces calculs sont de plus en plus utilisés tant pour les études de fusion inertielle que pour les modèles stellaires et les interprétations sismologiques dans des domaines étendus de température et de densité.

Dès lors, des points essentiels de comparaison doivent être choisis. Dans les études présentées dans cette thèse, la sensibilité de l'opacité est mise en évidence lorsque l'on fait varier le numéro atomique du plasma sondé pour des conditions de température et de densité fixées ou encore en fonction de la température pour ce qui concerne notamment l'opacité du fer dans la gamme des XUV.

Rappelons ici les résultats principaux obtenus pour les trois campagnes expérimentales, les deux premières pour l'étude de l'absorption X en couche L de plasmas à l'ETL de Z moyens (Fe, Ni, Cu et Ge) et élevé (BaF₂, Sm et Gd) et la dernière pour l'absorption XUV en couche M de plasmas à l'ETL des éléments Cr, Fe, Ni, Cu et Ge.

Absorption dans le domaine X en couche L

Nous avons ainsi pu mesurer l'absorption dans les X autour du keV de plasma de fer, de nickel, de cuivre et de germanium. Le spectromètre X a été spécifiquement conçu pour pouvoir mesurer dans une seule configuration expérimentale les structures principales d'absorption $2p-3d$ de tous les éléments étudiés. L'usage de deux voies permet également de mesurer dans un même tir les spectres transmis et non-transmis de l'impulsion de radiographie et d'optimiser ainsi les conditions de traitement des données par rapport à l'exploitation de deux tirs distincts qui par nature ne peuvent jamais être considérés comme identiques. L'utilisation du spectromètre large-bande micro-DMX a contribué à mieux contraindre les conditions de température et de densité en mesurant directement

l'énergie radiative de chauffage régnant au sein de la cavité. La simulation de l'évolution de l'échantillon en reprenant le chauffage donné par cette mesure nous a donné un domaine de paramètres plasma entre 10 et 25 eV pour la température et quelques mg/cm^3 pour la densité de matière.

Par rapport aux précédents travaux, une autre nouveauté importante dans ces mesures est l'utilisation d'un faisceau laser picoseconde à l'origine de la source de radiographie limitant ainsi fortement l'évolution temporelle des paramètres plasmas pendant la durée de la radiographie.

La comparaison des spectres mesurés avec les calculs statistiques SCO et détaillés HULLAC montre un accord relativement bon pour la position spectrale des transitions absorbantes $2p - 3d$ ainsi que la forme de la structure correspondante plus ou moins complexe d'un élément à un autre. En particulier, ces comparaisons ont montré que cette forme résulte de la compétition entre un effet d'éclatement dû à l'interaction spin-orbite et un effet de « fusion » dû à l'élargissement statistique résultant de la prise en compte de sous-couches spectatrices ouvertes, essentiellement la sous-couche $3p$ pour les éléments étudiés ici. Le premier effet est bien marqué dans le cas du cuivre alors que le second intervient fortement dans le cas du fer. Néanmoins, la présence de gradients de température limite une évaluation simple des spectres mesurés comme le suggèrent les comparaisons dans le cas du nickel et du germanium.

Pour la série de mesures sur les éléments de numéro atomique « élevé » BaF_2 , Gd, et Sm, des résultats intéressants ont été obtenus en ce qui concerne les transitions $3d - 4f$. L'analyse des données expérimentales nécessite encore d'être complétée par des études numériques pour préciser les conditions thermodynamiques des mesures et par des calculs théoriques de spectres pour affiner l'interprétation des spectres expérimentaux.

Absorption dans le domaine XUV en couche M

Nous avons mesuré dans la dernière campagne expérimentale l'absorption XUV en couche M du chrome, du fer, du nickel, du cuivre et du germanium. Dans des conditions de basse température entre 10 et 30 eV, la dispersion des calculs de physique atomique est très importante, en particulier pour les cas des opacités spectrales et des moyennes de Rosseland du fer et du nickel. Compte tenu de cette dispersion, la confrontation avec l'expérience doit apporter des éclaircissements sur ces désaccords.

Du point de vue de la mesure, un autre objectif était la réduction des gradients dans l'échantillon sondé. Pour cela, nous avons mis en œuvre un dispositif de chauffage à deux cavités. Les simulations de l'évolution de l'échantillon indiquent en effet que l'homogénéité des plasmas est fortement améliorée dans ce cas. La faisabilité de ce mode de chauffage a été prouvée tant pour ce qui est de la séparation en deux du faisceau de chauffage que pour l'alignement des cibles. La situation présente doit être améliorée pour symétriser au mieux les chauffages des cavités. Aujourd'hui, les gradients relatifs sont réduits d'un facteur 2 par rapport à la situation à une seule cavité pour un rapport 3 en énergie des faisceaux lasers.

Avec ce schéma, nous sommes parvenus à mesurer des spectres de transmission entre 80 et 190 Å pour la plupart des corps avec des structures absorbantes particulières. Le cas du nickel a retenu notre attention pour la compréhension des spectres mesurés. Les

paramètres plasma pour le nickel ont été déduits à l'aide du code MULTI pour la simulation de la détente du plasma chauffé, avec l'utilisation en entrée de l'évolution temporelle de l'énergie radiative de chauffage mesurée dans une cavité par le spectromètre micro-DMX. Les résultats font apparaître que les deux mesures sur le nickel ont eu lieu pour des températures moyennes sensiblement différentes entre elles d'environ 12 et 26 eV respectivement.

Les mesures pour le nickel permettent d'obtenir un accord raisonnable avec les calculs OP présentés ici pour la mesure à la température estimée d'environ 12 eV. Les écarts entre les différents calculs et la difficulté d'obtenir un accord raisonnable avec la mesure à température plus élevée nécessite des mesures complémentaires, ce qui sera mené dans une prochaine campagne expérimentale en particulier à cause d'un doute sur la synchronisation des faisceaux lasers. Voici quelques idées d'amélioration du schéma actuel :

1. les gradients éventuels dans le plasma. Bien qu'en principe réduits dans le schéma utilisé, les gradients proviennent essentiellement de la non-équirépartition de l'énergie de chauffage. La cause peut être un mauvais réglage (translation ou rotation) relatif entre l'axe du faisceau à séparer et le plan de séparation de la lame bismatique. L'ajout d'une mécanique de positionnement propre à la lame prismatique séparatrice, et un système de détection des énergies dans chaque sous-faisceau pour des conditions proches des conditions nominales permettra la recherche d'un réglage optimal.
2. la méconnaissance du flux de chauffage dans la cavité non-observée par le micro-DMX. L'énergie radiative de chauffage n'est mesurée à chaque tir que dans une seule cavité. On peut améliorer ce point en utilisant un second spectromètre avec une résolution temporelle, travaillant dans une gamme suffisamment large pour contenir le spectre XUV du chauffage. On peut également prévoir un diagnostic spécifique pour mesurer la répartition d'énergie laser entrant dans les deux cavités avec par exemple l'utilisation d'une feuille d'un matériau léger déposée sur les trous d'entrée des cavités ne perturbant pas trop l'irradiation laser et détecter les flux X réémis en face avant.
3. l'incertitude sur la détermination de l'instant de la radiographie en l'absence de synchronisation claire des mesures du chauffage et l'émission du spectre de radiographie. La simulation complète de l'irradiation de la cavité par le rayonnement laser pour le schéma spécifique de l'expérience pourrait donner une réponse sur ce point, et fait partie des études en cours. En attendant cela se traduit par une incertitude sur la température du plasma au moment de la mesure.
4. sans en être trop éloignés, les calculs présentés dans une première comparaison ne sont pas donnés dans les conditions de températures et de densités estimées dans l'expérience. Des calculs spécifiques sont en cours, avec la prise en compte des gradients présents dans les plasmas sondés.

Le schéma actuel de ces mesures nous semble donc prometteur et laisse place à des améliorations possibles pour des efforts raisonnables. Les spectres mesurés dans la présente série sont trop peu nombreux et bénéficieront fortement de mesures supplémentaires dans le même cadre d'étude. En effet une meilleure statistique avec une exploration en température pour l'ensemble des éléments d'intérêt permettrait de mieux répondre aux

motivations théoriques. D'autre part un spectromètre plus large bande serait bien utile pour mieux exploiter, avec plusieurs températures, la région correspondant à la moyenne de Rosseland. Enfin, la détection de la caméra à balayage de fente pourra être améliorée notamment par le refroidissement du capteur et une meilleure connaissance de la réponse spectrale de la photocathode.

Cette thèse illustre la difficulté expérimentale des mesures des spectres d'opacité et montre également les progrès accumulés et les éléments qui peuvent être améliorés.

Dans un avenir proche, les grandes installations laser LIL, ou LMJ-PETAL permettront l'étude de l'opacité de plasmas à l'ETL portés dans des conditions extrêmes, comme celles résidant à la base de la zone convective solaire à savoir pour une température de l'ordre de 193 eV et une densité électronique de l'ordre de 10^{23} cm^{-3} ou encore dans les régions radiatives autour de 400 eV en température et 10^{24} cm^{-3} en densité électronique où l'opacité du fer est également importante. Ces tests seront aussi précieux pour la fusion inertielle pour l'énergie. L'installation LMJ+PETAL associe potentiellement des impulsions laser nanoseconde avec des impulsions laser picoseconde. Cette configuration est bien adaptée pour la spectroscopie d'absorption de plasmas chauffés par cavité comme cela est mis à profit dans les présentes études expérimentales à l'échelle réduite de l'installation LULI2000. Par ailleurs, la création de plasmas chauds dans de grands volumes peut conduire à l'obtention plus aisée de l'homogénéité du plasma sondé et donc une meilleure qualité des mesures. Elle promet également d'autres défis expérimentaux à relever.

LISTE DE PUBLICATIONS

- “Absorption spectroscopy of mid and neighboring Z plasmas : Iron, nickel, copper and germanium.”, G. Loisel, P. Arnault, S. Bastiani-Ceccotti, T. Blenski, T. Caillaud, J. Fariaut, W. Fölsner, F. Gilleron, J.-C. Pain, M. Poirier, C. Reverdin, V. Silvert, F. Thais, S. Turck-Chièze and B. Villette.
High Energy Density Physics (2009) **5**, 173.
- “On plasma radiative properties in stellar conditions.”, S. Turck-Chièze, F. Delahaye, D. Gilles, G. Loisel and L. Piau.
High Energy Density Physics (2009) **5**, 132.
- “X-ray crystal spectrometer for opacities measurements.”, C. Reverdin, F. Thais, G. Loisel and M. Bougeard.
Review of Scientific Instruments (2010), **81**, 10E327.
- “Radiative Properties of Stellar Plasmas and Open Challenges.”, S. Turck-Chièze, G. Loisel, D. Gilles, L. Piau, C. Blancard, T. Blenski, M. Busquet, P. Cossé, F. Delahaye, G. Faussurier, F. Gilleron, J. Guzik, J. Harris, D.P. Kilcrease, N.H. Magee, J.C.Pain, Q. Porcherot, M. Poirier, C. Zeippen, S. Bastiani-Ceccotti, C. Reverdin, V. Silvert, F. Thais.
Astrophysics and Space Science (2011), DOI : 10.1007/s10509-011-0608-y. Springer online.
- “Theoretical and experimental activities on opacities for a good interpretation of seismic stellar probes”, S. Turck-Chièze, G. Loisel, D. Gilles, F. Thais, S. Bastiani, C. Blancard, M. Busquet, T. Caillaud, P. Cossé, T. Blenski, F. Delahaye, J.-E. Ducret, G. Faussurier, F. Gilleron, J. Guzik, J. Harris, D. Kilcrease, N. Magee, L. Piau, J.-C. Pain, M. Poirier, Q. Porcherot, C. Reverdin, V. Silvert, B. Villette, C. Zeippen.
Journal of Physics : Conference Series (2011), **271**, 012035.
- “Opacity of medium-Z elements in the X-ray range : theoretical interpretation of measured 2p-3d absorption structures”, T. Blenski, G. Loisel, M. Poirier, F. Thais, P. Arnault, T. Caillaud, J. Fariaut, F. Gilleron, J.-C. Pain, Q. Porcherot, C. Reverdin, V. Silvert, B. Villette, S. Bastiani-Ceccotti, S. Turck-Chièze, W. Foelsner and F. de Gaufridy De Dortan.
En cours de publication.
- “Investigation of x-ray opacity for Sm, Gd and BaF₂ plasmas.”, G. Loisel, S. Bastiani-Ceccotti, T. Blenski, T. Caillaud, J. Fariaut, W. Fölsner, F. Gilleron, M. Martin, J.-C. Pain, M. Poirier, C. Reverdin, V. Silvert, F. Thais, S. Turck-Chièze and B. Villette. En préparation.
- “Absorption spectra measurements of Cr, Fe, Ni for fusion and astrophysical applications”, G. Loisel, F. Thais, S. Turck-Chièze, P. Arnault, S. Bastiani-Ceccotti, T. Blenski, T. Caillaud, J. Fariaut, W. Fölsner, F. Gilleron, J.-C. Pain, M. Poirier, C. Reverdin, V. Silvert, and B. Villette. En préparation.

CONTRIBUTIONS

- 15-18 Mars 2010 : (Poster) 8th International Conference on High energy Density Laboratory Astrophysics. Pasadena (U.S.A.).
- 1-5 Février 2010 : (Poster) 4th HELAS International Conference, Heliosismology and Asterosismology. Arrecife (Spain).
- 4-7 Octobre 2009 : (Exposé) Journées du GDR AppliX sur les applications des nouvelles sources X et XUV. La Colle-sur-Loup (France).
- 21-25 Septembre 2009 : École Évry Schatzman, Les simulations numériques en physique stellaire : Théories, méthodes numériques et applications. Aussois (France).
- 14-19 Juin 2009 : Forum Institut Laser et Plasmas. Presqu’île de Giens (France).
- 2-5 Février 2009 : 1st International Symposium CoRoT. Paris (France).
- 10-14 Novembre 2008 : (Exposé) 13th International Workshop on Radiative Properties of Hot Dense Matter. Santa Barbara (U.S.A.).
- 28 Septembre-3 Octobre 2008 : École d’Aussois, Physique Stellaire autour des Grands Lasers. Aussois (France).

Bibliographie

- E. ADELBERGER, S. AUSTIN, J. BAHCALL, A. BALANTEKIN, G. BOGAERT, L. BROWN, L. BUCHMANN, F. CECIL, A. CHAMPAGNE, L. de BRAECKELEER, C. DUBA, S. ELLIOTT, S. FREEDMAN, M. GAI, G. GOLDRING, C. GOULD, A. GRUZINOV, W. HAXTON, K. HEEGER, E. HENLEY, C. JOHNSON, M. KAMIONKOWSKI, R. KAVANAGH, S. KOONIN, K. KUBODERA, K. LANGANKE, T. MOTOBAYASHI, V. PANDHARIPANDE, P. PARKER, R. ROBERTSON, C. ROLFS, R. SAWYER, N. SHAVIV, T. SHOPPA, K. SNOWER, E. SWANSON, R. TRIBBLE, S. TURCK-CHIEZE et J. WILKERSON : Solar fusion cross sections. *Reviews of Modern Physics*, 70:1265–1291, 1998. 47
- C. AERTS, J. CHRISTENSEN-DALSGAARD et D. W. KURTZ : *Asteroseismology*. Astronomy and Astrophysics Library. Springer edition., 2010. 51
- D. R. ALEXANDER et J. W. FERGUSON : Low-temperature Rosseland opacities. *The Astrophysical Journal*, 437:879, 1994. 46
- F. AMIRANOFF, R. FABBRO, E. FABRE, C. GARBAN, J. VIRMONT et M. WEINFELD : Experimental transport studies in laser-produced plasmas at 1.06 and 0.53 micron. *Physical Review Letters*, 43:522, 1979. 68
- E. ANDERS et N. GREVESSE : Abundances of the elements – Meteoritic and solar. *Geochimica et Cosmochimica Acta (ISSN 0016-7037)*, 53:197, 1989. 46, 47
- C. ANGULO : NACRE: A European Compilation of Reaction rates for Astrophysics. pages 365–366, 1999. 47
- M. ASPLUND, N. GREVESSE et A. J. SAUVAL : The solar chemical composition. *Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis in honor of David L. Lambert*, 336:25, 2005. 46, 47, 48
- M. ASPLUND, N. GREVESSE, A. J. SAUVAL, C. A. PRIETO et D. KISELMAN : Line formation in solar granulation. IV. [O I], O I and OH lines and the photospheric O abundance. *Astronomy and Astrophysics*, 417:751, 2004. 47
- M. ASPLUND, N. GREVESSE, A. J. SAUVAL et P. SCOTT : The chemical composition of the Sun. *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 47:481, 2009. 46, 47, 48, 153
- S. ATZENI et J. MEYER-TER-VEHN : *The Physics of Inertial Fusion : Beam Plasma Interactions, Hydrodynamics, Hot Dense Matter*. Oxford University Press, 2004. 21
-

- M. AUSSELOOS, R. SCUFLAIRE, A. THOUL et C. AERTS : Asteroseismology of the β Cephei star ν Eridani: massive exploration of standard and non-standard stellar models to fit the oscillation data. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 355:352, 2004. 153
- D. BABONNEAU : Conversion X. In *La fusion Thermonucléaire inertielle par Laser. Vol. 2*, page 1070. Éditeurs : R. Dautray et J.-P. Wateau, Eyrolles, Paris, 1994. 162
- D. BABONNEAU, D. BILLON, J. L. BOCHER, G. DI BONA, X. FORTIN et G. THIELL : X-ray emission experiments at 1.06 μm and 0.35 μm . *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena -Plenum Publishing Corp.*, 6:817, 1984. 163
- C. A. BACK, T. S. PERRY, D. BACH, B. G. WILSON, C. A. IGLESIAS, L. LANDEN, S. J. DAVIDSON et B. J. B. CROWLEY : Opacity measurements: extending the range and filling in the gaps. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 58:415–425, 1997. 18, 98
- N. R. BADNELL, M. A. BAUTISTA, K. BUTLER, F. DELAHAYE, C. MENDOZA, P. PALMERI, C. J. ZEIPPEN et M. J. SEATON : Updated opacities from the opacity project. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 360:458, Jun 2005. (c) 2005 RAS. 46
- J. E. BAILEY, P. ARNAULT, T. BLENSKI, G. DEJONGHE, O. PEYRUSSE, J. MACFARLANE, R. MANCINI, M. E. CUNEO, D. S. NIELSEN et G. ROCHAU : Opacity measurements of tamped NaBr samples heated by z-pinch X-rays. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 81:31, 2003. 18, 118
- J. E. BAILEY, G. ROCHAU, C. A. IGLESIAS, J. ABDALLAH, J. MACFARLANE, I. E. GOLOVKIN, P. WANG, R. MANCINI, P. W. LAKE, T. C. MOORE, M. BUMP, O. GARCIA et S. MAZEVET : Iron-plasma transmission measurements at temperatures above 150 eV. *Physical Review Letters*, 99, 2007. 18, 51
- A. BAR-SHALOM, M. KLAPISCH et J. OREG : HULLAC, an integrated computer package for atomic processes in plasmas. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 71:169, 2001. 38, 108
- A. BAR-SHALOM, J. OREG, W. GOLDSTEIN, D. SHVARTS et A. ZIGLER : Super-transition-arrays: A model for the spectral analysis of hot, dense plasma. *Phys. Rev. A*, 40:3183–3193, 1989. 40
- S. BASU et H. M. ANTIA : Helioseismology and solar abundances. *Physics Reports*, 457:217, 2008. 19
- A. BEN-KISH, A. FISHER, E. CHEIFETZ et J. L. SCHWOB : Extreme ultraviolet-vacuum ultraviolet spectrum detection using image plates. *Review of Scientific Instruments*, 71:2651, 2000. 86
-

- T. BLENSKI, A. GRIMALDI et F. PERROT : A superconfiguration code based on the local density approximation. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 65:91–100, 2000. 40
- T. BLENSKI, A. GRIMALDI et F. PERROT : Hartree-Fock statistical approach to atoms and photoabsorption in plasmas. *Physical Review E*, 55:4889, 1997. 40, 108
- M. BORN et E. WOLF : *Principles of Optics*. Pergamon Press, 1993. 70
- J. L. BOURGADE, B. VILLETTE, J. L. BOCHER, J. Y. BOUTIN, S. CHICHE, N. DAGUE, D. GONTIER, J. P. JADAUD, B. SAVALE, R. WROBEL et R. E. TURNER : DMX: An absolutely calibrated time-resolved broadband soft x-ray spectrometer designed for MJ class laser-produced plasmas (invited). *Review of Scientific Instruments*, 72:1173, 2001. 94
- M. BRIQUET, K. UYTTERHOEVEN, T. MOREL, C. AERTS, P. D. CAT, P. MATHIAS, K. LEFEVER, A. MIGLIO, E. PORETTI, S. MARTÍN-RUIZ, M. PAPANÓ, M. RAJNER, F. CARRIER, J. GUTIÉRREZ-SOTO, J. C. VALTIER, J. M. BENKŐ, Z. BOGNÁR, E. NIEMCZURA, P. J. AMADO, J. C. SUÁREZ, A. MOYA, C. RODRÍGUEZ-LÓPEZ et R. GARRIDO : Ground-based observations of the β Cephei CoRoT main target HD 180 642: abundance analysis and mode identification. *Astronomy and Astrophysics*, 506:269, 2009. 153
- A. S. BRUN, S. TURCK-CHIEZE et P. MOREL : Standard solar models in the light of new helioseismic constraints. I. the solar core. *The Astrophysical Journal*, 506:913, 1998. 48
- J. BRUNEAU, C. CHENAIS-POPOVICS, D. DESENNE, J.-C. GAUTHIER, J.-P. GEINDRE, M. KLAPISCH, J. P. L. BRETON, M. LOUIS-JACQUET, D. NACCACHE et J.-P. PERRINE : Time-resolved L-shell absorption spectroscopy: A direct measurement of density and temperature in a germanium laser-produced plasma. *Physical Review Letters*, 65:1435, 1990. 18, 22
- J. BRUNEAU, A. DECOSTER, D. DESENNE, H. DUMONT, J. P. L. BRETON, M. BOIVINEAU, J.-P. PERRINE, S. BAYLE, M. LOUIS-JACQUET, J.-P. GEINDRE, C. CHENAIS-POPOVICS et J.-C. GAUTHIER : Time-resolved study of hot dense germanium by L-shell absorption spectroscopy. *Physical Review A*, 44:832, 1991. 18
- J. BRUNEAU, D. DESENNE, J.-P. LEBRETON, M. LOUIS-JACQUET, C. CHENAIS-POPOVICS, C. A. BACK, P. RENAUDIN et J.-C. GAUTHIER : Absorption spectroscopy of the K-shell Rydberg series in a Mg laser-produced plasma. *Journal of Physics B: Atomic*, 25:5271, 1992. 18
- C. B. BURCKHARDT : Use of a random phase mask for the recording of Fourier transform holograms of data masks. *Applied Optics*, 9:695, 1970. 70
- M. BUSQUET, F. THAIS, G. GEOFFROY, D. RAFFESTIN et J.-P. CHIÈZE : Optically aligned, space resolving, extreme ultra-violet & soft x-ray spectrograph. *In prep.*, 2010. 92
-

- E. M. CAMPBELL et W. C. MEAD : *UCRL-50021-80 Lawrence Livermore National Laboratory Laser Program Annual Report 1980*, page 7.22, 1981. 163
- G. R. CAUGHLAN et W. A. FOWLER : Thermonuclear Reaction Rates V. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 40:283, 1988. 47
- M. CHAKER, H. PÉPIN, V. BAREAU, J.-P. J. LAFONTAINE, I. TOUBHANS, R. FABBRO et B. FARAL : Laser plasma X-ray sources for microlithography. *Journal of Applied Physics*, 63:892, 1988. 163
- C. CHENAIS-POPOVICS, M. FAJARDO, F. GILLERON, U. TEUBNER, J.-C. GAUTHIER, C. BAUCHE-ARNOULT, A. BACHELIER, J. BAUCHE, T. BLENSKI, F. THAIS, F. PERROT, A. BENUZZI-MOUNAIX, S. TURCK-CHIEZE, J.-P. CHIÈZE, F. DORCHIES, U. ANDIEL, W. FOELSNER et K. EIDMANN : L-band X-ray absorption of radiatively heated nickel. *Physical Review E*, 65:16413, 2001a. 18
- C. CHENAIS-POPOVICS, M. FAJARDO, F. THAIS, F. GILLERON, J.-C. GAUTHIER, K. EIDMANN, W. FOLSNER, T. BLENSKI, F. PERROT, C. BAUCHE-ARNOULT, A. BACHELIER et J. BAUCHE : Absorption measurements of radiatively heated multi-layered Al/Ni foils. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 71:249, 2001b. 18, 119
- C. CHENAIS-POPOVICS, H. MERDJI, T. MISSALLA, F. GILLERON, J.-C. GAUTHIER, T. BLENSKI, F. PERROT, M. KLAPISCH, C. BAUCHE-ARNOULT, J. BAUCHE, A. BACHELIER et K. EIDMANN : Opacity studies of Iron in the 15-30 eV temperature range. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 127:275, 2000. 18, 119
- J. CHRISTENSEN-DALSGAARD : On solar models and their periods of oscillation. *Royal Astronomical Society*, 199:735, 1982. 151
- A. CLAVERIE, G. R. ISAAK, C. P. MCLEOD, H. B. van der RAAY et T. R. CORTES : Structure of the 5-minute solar oscillations – 1976-1980. *ESA and European Physical Society*, 74:51, 1981. 151
- D. D. CLAYTON : *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*. McGraw-Hill, 1968. 42
- A. N. COX et J. N. STEWART : Effects of Bound-Bound Absorption on Stellar Opacities. *Astronomical Journal*, 67:113, 1962. 16
- L. DASILVA, B. J. MACGOWAN, D. R. KANIA, B. A. HAMMEL, C. A. BACK, E. HSIEH, R. J. DOYAS, C. A. IGLESIAS, F. J. ROGERS et R. W. LEE : Absorption measurements demonstrating the importance of $\Delta n=0$ transitions in the opacity of Iron. *Physical Review Letters*, 69:438–441, 1992. 17, 18
- J. DASZYŃSKA-DASZKIEWICZ et P. WALCZAK : Complex asteroseismology of the B-type main sequence pulsators. *Highlights of Astronomy*, 15:364, 2010. 52
-

- R. DAUTRAY et J.-P. WATTEAU : *La Fusion Thermonucléaire*. Éditeurs R. Dautray et J.-P. Watteau. Eyrolles, Paris, 1 édition, 1993. 20
- S. J. DAVIDSON, J. M. FOSTER, C. C. SMITH, K. A. WARBURTON et S. J. ROSE : Investigation of the opacity of hot, dense aluminum in the region of its K edge. *Applied Physics Letters*, 52:847, 1988. 17, 18
- F. DELAHAYE et M. PINSONNEAULT : Comparison of radiative accelerations obtained with atomic data from OP and OPAL. *The Astrophysical Journal*, 625:563, 2005. 46
- J. DESBOIS, F. GIRES et P. TOURNOIS : A new approach to picosecond laser pulse analysis shaping and coding. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE-9:213, 1973. 71
- V. DUEZ, S. MATHIS et S. TURCK-CHIEZE : Effect of a fossil magnetic field on the structure of a young Sun. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 402:271, 2010. 41
- T. L. DUVALL : A dispersion law for solar oscillations. *Nature*, 300:242, 1982. 151
- H. DZITKO, S. TURCK-CHIEZE, P. DELBOURGO-SALVADOR et C. LAGRANGE : The screened nuclear reaction rates and the solar neutrino puzzle. *The Astrophysical Journal*, 447:428, 1995. 47
- A. S. EDDINGTON : On the absorption of radiation inside a star. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 83:32, 1922. 16
- A. S. EDDINGTON : *The Internal Constitution of the Stars*. Cambridge University Press, 1926. 16
- K. EIDMANN, A. BAR-SHALOM, A. SAEMANN et G. WINHART : Measurement of the extreme UV opacity of a hot dense gold plasma. *Europhysics Letters*, 44:459, 1998. 18
- K. EIDMANN, W. SCHWANDA, I. B. FOELDES, R. SIGEL et G. D. TSAKIRIS : Experimental investigation of radiative transport in X-ray heated low-Z matter. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 51:77, 1994. 18
- N. FLEUROT, J. P. GEX, M. LAMY, C. QUINNESIERE et R. SAUNEUF : High time resolution X-ray streak camera with X-ray microscope. *In: International Congress on High Speed Photography (Photonics)*, 97:200, 1977. 92
- N. FLEUROT, C. CAVAILLER et J. L. BOURGADE : The Laser Mégajoule (LMJ) Project dedicated to inertial confinement fusion: Development and construction status. *Fusion Engineering and Design*, 74:147–154, 2005. 20
- E. FOSSAT, G. GREC et M. POMERANTZ : Solar pulsations observed from the geographic South Pole – Initial results. *ESA and European Physical Society*, 74:59, 1981. 151
-

- J. M. FOSTER, D. J. HOARTY, C. C. SMITH, P. A. ROSEN, S. J. DAVIDSON, S. J. ROSE, T. S. PERRY et F. J. D. SERDUKE : L-shell absorption spectrum of an open-M-shell germanium plasma: Comparison of experimental data with a detailed configuration-accounting calculation. *Physical Review Letters*, 67:3255, 1991. 18
- S. FUJIOKA, H. NISHIMURA, K. NISHIHARA, A. SASAKI, A. SUNAHARA, T. OKUNO, N. UEDA, T. ANDO, Y. TAO, Y. SHIMADA, K. HASHIMOTO, M. YAMAURA, K. SHIGEMORI, M. NAKAI, K. NAGAI, T. NORIMATSU, T. NISHIKAWA, N. MIYANAGA, Y. IZAWA et K. MIMA : Opacity effect on extreme ultraviolet radiation from laser-produced Tin plasmas. *Physical Review Letters*, 95:235004, 2005. 18
- C. GARBAN-LABAUNE, E. FABRE, C. E. MAX, R. FABBRO, F. AMIRANOFF, J. VIRMONT, M. WEINFELD et A. MICHARD : Effect of Laser Wavelength and Pulse Duration on Laser-Light Absorption and Back Reflection. *Physical Review Letters*, 48:1018, 1982. 68
- N. GREVESSE et A. NOELS : Cosmic abundances of the elements. *Symposium in Honour of Hubert Reeves' 60th birthday: Origin and evolution of the elements*, page 15, 1993. 46, 47
- H. R. GRIEM : *Plasma Spectroscopy*. McGraw-Hill, New York, 1964. 37
- S. W. HAAN, M. C. HERRMANN, T. R. DITTRICH, A. J. FETTERMAN, M. M. MARINAK, D. H. MUNRO, S. M. POLLAINÉ, J. D. SALMONSON, G. L. STROBEL et L. J. SUTTER : Increasing robustness of indirect drive capsule designs against short wavelength hydrodynamic instabilities. *Physics of Plasmas*. 22
- G. HANDLER, J. M. MATTHEWS, J. A. EATON, J. DASZYŃSKA-DASZKIEWICZ, R. KUSCHNIG, H. LEHMANN, E. RODRÍGUEZ, A. A. PAMYATNYKH, T. ZDRAVKOV, P. LENZ, V. COSTA, D. DÍAZ-FRAILE, A. SOTA, T. KWIATKOWSKI, A. SCHWARZENBERG-CZERNY, W. BORCZYK, W. DIMITROV, M. FAGAS, K. KAMIŃSKI, A. ROŻEK, F. van WYK, K. R. POLLARD, P. M. KILMARTIN, W. W. WEISS, D. B. GUENTHER, A. F. J. MOFFAT, S. M. RUCINSKI, D. D. SASSELOV et G. A. H. WALKER : Asteroseismology of hybrid pulsators made possible: simultaneous MOST space photometry and ground-based spectroscopy of γ Peg. *The Astrophysical Journal Letters*, 698:L56, 2009. 52
- G. HANDLER : β Cephei and Slowly Pulsating B stars as targets for BRITE- Constellation. *Communications in Astroseismology*, 152:160, 2008. 52
- B. L. HENKE, E. M. GULLIKSON et J. C. DAVIS : X-Ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at $E = 50\text{-}30,000$ eV, $Z = 1\text{-}92$. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 54:181, 1993. 83, 95
- B. L. HENKE, J. P. KNAUER et K. PREMARATNE : The characterization of X-ray photocathodes in the 0.1-10-keV photon energy region. *Journal of Applied Physics*, 52:1509, 1981. 172
-

- H. HOLWEGER : Photospheric abundances: Problems, updates, implications. *Solar And Galactic Composition: A Joint Soho/Ace Workshop. Aip Conference Proceedings*, 598: 23, 2001. 46, 47, 48
- J. HOWE, D. M. CHAMBERS, C. COURTOIS, E. FÖRSTER, C. D. GREGORY, I. M. HALL, O. RENNER, I. USCHMANN et N. C. WOOLSEY : Comparison of film detectors, charged-coupled devices, and imaging plates in x-ray spectroscopy of hot dense plasma. *Review of Scientific Instruments*. 86
- C. A. IGLESIAS et F. J. ROGERS : Updated OPAL opacities. *The Astrophysical Journal*, 464:943, 1996. 45
- C. A. IGLESIAS, F. J. ROGERS et B. G. WILSON : Reexamination of the metal contribution to astrophysical opacity. *The Astrophysical Journal*, 322:L45, 1987. 16
- C. A. IGLESIAS, F. J. ROGERS et B. G. WILSON : Opacities for classical Cepheid models. *The Astrophysical Journal*, 360:221, 1990. 17
- C. A. IGLESIAS et S. J. ROSE : Corrections to Bremsstrahlung and Thomson Scattering at the Solar Center. *Astrophysical Journal Letters v.466*, 466:L115, 1996. 38
- M. ITO et Y. AMEMIYA : X-ray energy dependence and uniformity of an imaging plate detector. *Nuclear Instr. Methods A*, 310(1-2):369–372, 1991. 86
- Y. KATO, K. MIMA, N. MIYANAGA, S. ARINAGA, Y. KITAGAWA, M. NAKATSUKA et C. YAMANAKA : Random phasing of high-power lasers for uniform target acceleration and plasma-instability suppression. *Physical Review Letters*, 53:1057–1060, 1984. 70
- R. L. KELLY : Atomic and Ionic Spectrum Lines below 2000 Angstroms: Hydrogen through Krypton. *Journal of Physical and Chemical Reference Data 16, Suppl. 1*, 16, 1987. 84
- N. KONTOGIANNOPOULOS, S. BASTIANI-CECCOTTI, F. THAIS, C. CHENAIS-POPOVIC, P. SAUVAN, R. SCHOTT, W. FÖLSNER, P. ARNAULT, M. POIRIER et T. BLENSKI : Measurement of XUV-absorption spectra of ZnS radiatively heated foils. *High Energy Density Physics*, 3:149, 2007. 18
- H. A. KRAMERS : On the theory of X-ray absorption and the continuous X-ray spectrum. *Philosophical Magazine*, 46:836, 1923. 16
- P. LENZ, A. A. PAMYATNYKH et M. BREGER : The effect of different opacity data and chemical element mixture on the petersen diagram. *Unsolved Problems In Stellar Physics: A Conference In Honor Of Douglas Gough. Aip Conference Proceedings*, 948: 201, 2007. 46, 52
- Y. LIN, T. J. KESSLER et G. N. LAWRENCE : Distributed phase plates for super-Gaussian focal-plane irradiance profiles. *Optics Letters*, 20:764, 1995. 70
- K. LODDERS : Solar System Abundances and Condensation Temperatures of the Elements. *The Astrophysical Journal*, 591:1220, 2003. 46, 47
-

- G. LOISEL, P. ARNAULT, S. BASTIANI-CECCOTTI, T. BLENSKI, T. CAILLAUD, J. FARRIAUT, W. FÖLSNER, F. GILLERON, J.-C. PAIN, M. POIRIER, C. REVERDIN, V. SILVERT, F. THAIS, S. TURCK-CHIEZE et B. VILLETTE : Absorption spectroscopy of mid and neighboring Z plasmas: Iron, nickel, copper and germanium. *High Energy Density Physics*, 5:173–181, 2009. 18
- A. MAZUMDAR, M. BRIQUET, M. DESMET et C. AERTS : An asteroseismic study of the β Cephei star β Canis Majoris. *Astronomy and Astrophysics*, 459:589, 2006. 52
- R. W. P. MCWHIRTER : *Plasma Diagnostic Techniques*. Eds, Academic Press NY, 1965. 28
- A. L. MEADOWCROFT, C. D. BENTLEY et E. N. STOTT : Evaluation of the sensitivity and fading characteristics of an image plate system for X-ray diagnostics. *Review of Scientific Instruments*, 79:3102, 2008. 86
- H. MERDJI, K. EIDMANN, C. CHENAIS-POPOVICS, G. WINHART, J.-C. GAUTHIER, A. MIRONE et C. A. IGLESIAS : K-shell spectroscopy of radiatively heated aluminium. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 58:773–781, 1998a. 18
- H. MERDJI, T. MISSALLA, T. BLENSKI, F. PERROT, J.-C. GAUTHIER, K. EIDMANN et C. CHENAIS-POPOVICS : Absorption spectroscopy of a radiatively heated samarium plasma. *Physical Review E*, 57:1042, 1998b. 18, 133
- D. MIHALAS : *Stellar Atmospheres*. W. H. Freeman and Company, 1978. 35
- P. MOREL : CESAM: A code for stellar evolution calculations. *A & A Supplement series*, 124:597, 1997. 41, 153
- E. I. MOSES : The National Ignition Facility: status and plans for laser fusion and High-Energy-Density experimental studies. *eprint arXiv*, 2002. 20
- P. MOSKALIK, J. R. BUCHLER et A. MAROM : Toward a resolution of the bump and β Cepheid mass discrepancies. *The Astrophysical Journal*, 385:685, 1992. 17
- P. MOSKALIK et W. A. DZIEMBOWSKI : New opacities and the origin of the β Cephei pulsation. *Astronomy and Astrophysics*, 256:L5, 1992. 17
- S. A. MOSZKOWSKI : On the energy distribution of terms and line arrays in atomic spectra. *Progress of Theoretical Physics*, 28:1, 1962. 16
- H. OHUCHI, T. SATOH, Y. EGUCHI et K. MORI : Preliminary study of using imaging plates to map skin dose of patients in interventional radiology procedures. *Radiation Protection Dosimetry*, 117:432–439, 2005. 86
- T. S. PERRY, K. BUDIL, R. CAUBLE, R. A. WARD, D. R. BACH, C. A. IGLESIAS, B. G. WILSON, J. K. NASH, C. C. SMITH, J. M. FOSTER, S. J. DAVIDSON, F. J. D. SERDUKE, J. D. KILKENNY et R. W. LEE : Quantitative measurement of mid-Z opacities. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 54:317–324, 1995. 18
-

- T. S. PERRY, F. J. D. SERDUKE, D. R. BACH, R. J. DOYAS, R. A. WARD, C. A. IGLESIAS, F. J. ROGERS, S. J. DAVIDSON, C. C. SMITH et J. M. FOSTER : Opacity measurements in a hot dense medium. *Physical Review Letters*, 67:3784, 1991. 17, 18
- T. S. PERRY, P. T. SPRINGER, D. F. FIELDS, D. R. BACH, F. J. D. SERDUKE, C. A. IGLESIAS, F. J. ROGERS, J. K. NASH, M. H. CHEN, B. G. WILSON, W. H. GOLDSTEIN, B. ROZSYNAI, R. A. WARD, J. D. KILKENNY, R. J. DOYAS, L. B. da SILVA, C. A. BACK, R. CAUBLE, S. J. DAVIDSON, J. M. FOSTER, C. C. SMITH, A. BAR-SHALOM et R. W. LEE : Absorption experiments on x-ray-heated mid-Z constrained samples. *Physical Review E*, 54:5617, 1996. 101
- D. PRIALNIK : *An Introduction to the Theory of Stellar Structure and Evolution*. Cambridge University Press, 2010. 30, 42
- R. RAMIS, R. SCHMALZ et J. MEYER-TER-VEHN : MULTI — A computer code for one-dimensional multigroup radiation hydrodynamics. *Computer Physics Communications*, 49:475–505, 1988. 165
- P. RENAUDIN, C. BLANCARD, J. BRUNEAU, G. FAUSSURIER, J.-E. FUCHS et S. GARY : Absorption experiments on X-ray-heated magnesium and germanium constrained samples. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 99:511, 2006. 18
- C. REVERDIN, P. TROUSSEL et F. LEGUERN : Sensibilité spectrale des photocathodes XUV minces en transmission. *Rapport interne CEA/DIF*, 1993. 172
- C. REVERDIN, P. TROUSSEL, F. LEGUERN, J. L. BOURGADE, D. SCHIRMANN, J. DALMASSO, D. GONTIER et G. LIDOVE : Absolute brightness measurements at the LURE synchrotron with a bolometer and application to the absolute calibration of the photodiodes and photocathodes. *Laser and Particle Beams*, 12:573–583, 1994. 172
- F. J. ROGERS, F. J. SWENSON et C. A. IGLESIAS : OPAL Equation-of-State Tables for Astrophysical Applications. *Astrophysical Journal v.456*, 456:902, 1996. 46
- S. ROSSELAND : Note on the absorption of radiation within a star. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 84:525, 1924. 16
- C. ROUYER, É. MAZATAUD, I. ALLAIS, A. PIERRE, S. SEZNEC, C. SAUTERET, G. MOUROU et A. MIGUS : Generation of 50-TW femtosecond pulses in a Ti:sapphire/Nd:glass chain. *Optics Letters*, Vol. 18, Issue 3, pp. 214-216, 18:214–216, 1993. 71
- S. SALMON, J. MONTALBAN, A. MIGLIO, M.-A. DUPRET, T. MOREL et A. NOELS : Can an underestimation of opacity explain B-type pulsators in the SMC? *eprint arXiv*, 1007:3088, 2010. 52, 53
- S. SALMON, J. MONTALBAN, A. MIGLIO, T. MOREL, M.-A. DUPRET et A. NOELS : The Enigma of B-type Pulsators in the SMC. *Stellar Pulsation: Challenges For Theory And Observation: Proceedings Of The International Conference. Aip Conference Proceedings*, 1170:385, 2009. 46
-

- G. P. SCHURTZ, P. D. NICOLAI et M. BUSQUET : A nonlocal electron conduction model for multidimensional radiation hydrodynamics codes. *Physics of Plasmas*, 7:4238, 2000. 99, 105
- R. SCUFLAIRE, S. THÉADO, J. MONTALBAN, A. MIGLIO, P.-O. BOURGE, M. GODART, A. THOUL et A. NOELS : CLÉS, Code Liégeois d'Évolution Stellaire. *Astrophysics and Space Science*, 316:83, 2008. 41
- M. J. SEATON, Y. YAN, D. MIHALAS et A. K. PRADHAN : Opacities for Stellar Envelopes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 266:805, 1994. 16, 46
- N. R. SIMON : A plea for reexamining heavy element opacities in stars. *The Astrophysical Journal*, 260:L87, 1982. 16, 152
- P. T. SPRINGER : Laboratory measurement of opacity for stellar envelopes. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 58:927–935, 1997. 17, 18
- P. T. SPRINGER, D. J. FIELDS, B. G. WILSON, J. K. NASH, W. H. GOLDSTEIN, C. A. IGLESIAS, F. J. ROGERS, J. K. SWENSON, M. H. CHEN, A. BAR-SHALOM et R. E. STEWART : Spectroscopic absorption measurements of an Iron plasma. *Physical Review Letters*, 69:3735–3738, 1992. 17, 18
- J.-L. STARCK et F. MURTAGH : Automatic Noise Estimation from the Multiresolution Support. *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 110:193, 1998. 104
- E. STORM : *in Laser Interaction with Matter*. World Scientific, Singapore, 1989. 22
- D. STRICKLAND et G. MOUROU : Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 56:219, 1985. 71
- F. THAIS, S. BASTIANI-CECCOTTI, T. BLENSKI, C. CHENAIS-POPOVICS, K. EIDMANN, W. FOLSNER, J.-C. GAUTHIER, F. GILLERON et M. POIRIER : Absorption of local thermodynamic equilibrium aluminum at different densities. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 81:473, 2003. 18
- E. TREACY : Optical pulse compression with diffraction gratings. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE-9:454, 1969. 71
- S. TURCK-CHIÈZE, G. LOISEL, D. GILLES, F. THAIS, S. BASTIANI, C. BLANCARD, M. BUSQUET, T. CAILLAUD, P. COSSE, T. BLENSKI, F. DELAHAYE, J. EDUCRET, G. FAUSSURIER, F. GILLERON, J. GUZIK, J. HARRIS, D. KILCREASE, N. MAGEE, L. PIAU, J. PAIN, M. POIRIER, Q. PORCHEROT, C. REVERDIN, V. SILVERT, B. VILLETTE et C. ZEIPPEN : Theoretical and experimental activities on opacities for a good interpretation of seismic stellar probes. *Journal of Physics: Conference Series*, 271:012035, 2011. 46
- S. TURCK-CHIÈZE, A. PALACIOS, J. P. MARQUES et P. A. P. NGHIEM : Seismic and Dynamical Solar Models. I. The Impact of the Solar Rotation History on Neutrinos and Seismic Indicators. *The Astrophysical Journal*, 715:1539, 2010. 41
-

- S. TURCK-CHIEZE : Solar Interior: Standard Models. *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*, 1998. 45
- S. TURCK-CHIEZE, S. BASU, G. BERTHOMIEU, A. BONANNO, A. S. BRUN, J. CHRISTENSEN-DALSGAARD, M. GABRIEL, P. MOREL, J. PROVOST, S. TURCOTTE et G.-N. T. G.-N. T. TEAM : Sensitivity of the Sound Speed to the Physical Processes Included in the Standard Solar Model. *Structure and Dynamics of the Interior of the Sun and Sun-like Stars SOHO 6/GONG 98 Workshop Abstract*, 418:555, 1998. 45
- S. TURCK-CHIEZE, S. COUVIDAT, A. G. KOSOVICHEV, A. H. GABRIEL, G. BERTHOMIEU, A. S. BRUN, J. CHRISTENSEN-DALSGAARD, R. A. GARCIA, D. O. GOUGH, J. PROVOST, T. ROCA-CORTES, I. W. ROXBURGH et R. K. ULRICH : Solar Neutrino Emission Deduced from a Seismic Model. *The Astrophysical Journal*, 555:L69, 2001a. 48
- S. TURCK-CHIEZE, S. COUVIDAT, L. PIAU, J. FERGUSON, P. LAMBERT, J. BALLOT, R. A. GARCIA et P. A. P. NGHIEM : Surprising Sun: a new step towards a complete picture? *Physical Review Letters*, 93:211102, 2004. 49
- S. TURCK-CHIEZE, W. DÄPPEN, E. FOSSAT, J. PROVOST, É. SCHATZMAN et D. VIGNAUD : The solar interior. *Physics Reports*, 230:57–235, 1993. 42, 50, 152
- S. TURCK-CHIEZE, F. DELAHAYE, D. GILLES, G. LOISEL et L. PIAU : On plasma radiative properties in stellar conditions. *High Energy Density Physics*, 5:132, 2009. 153
- S. TURCK-CHIEZE, P. A. P. NGHIEM, S. COUVIDAT et S. TURCOTTE : Solar internal composition and nuclear reaction rates in the light of helioseismology. *Solar Physics*, 200:323, 2001b. 19
- C. WAELKENS : Slowly pulsating B stars. *Astronomy and Astrophysics*, 246:453, 1991. 17
- G. WINHART : XUV opacity measurements and comparison with models. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 54:437, 1995. 18
- G. WINHART, K. EIDMANN, C. A. IGLESIAS et A. BAR-SHALOM : Measurements of extreme UV opacities in hot dense Al, Fe, and Ho. *Physical Review E*, 53:1332, 1996. 18
- Y. ZHAO, J. YANG, J. ZHANG, J. LIU, X. YUAN et F. JIN : Diagnostic development in precise opacity measurement of radiatively heated Al plasma on Shenguang II laser facility. *Review of Scientific Instruments*, 80:043505, 2009. 18
-