Etude des opacités spectrales dans les zones radiatives des intérieurs stellaires

Maëlle Le Pennec

▶ **To cite this version:**

Maëlle Le Pennec. Etude des opacités spectrales dans les zones radiatives des intérieurs stellaires. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris Diderot, 2015. Français. ⟨NNT : ⟩. ⟨tel-01326025⟩

HAL Id: tel-01326025

https://hal.science/tel-01326025v1

Submitted on 2 Jun 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

HAL Authorization

UNIVERSITE PARIS-DIDEROT (PARIS 7)
ECOLE DOCTORALE D'ASTRONOMIE ET D'ASTROPHYSIQUE D'ILE-DE-FRANCE

THESE DE DOCTORAT

présentée pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Paris-Diderot

Spécialité : Astronomie et Astrophysique

par

MAELLE LE PENNEC

ETUDE DES OPACITES SPECTRALES DANS LES ZONES RADIATIVES DES INTERIEURS STELLAIRES

Thèse dirigée par SYLVAINE TURCK-CHIEZE

Soutenue le 22 Septembre 2015

Jury composé de :

JACQUES LE BOURLOT ..... Président du jury
JOERGEN CHRISTENSEN-DALSGAARD ..... Rapporteur
MARINA OLAZABAL-LOUME ..... Rapporteur
SYLVAINE TURCK-CHIEZE ..... Directrice de thèse
XAVIER RIBEYRE ..... Responsable CEA
JEROME BREIL ..... Examinateur
JOYCE GUZIK ..... Examinateur

Remerciements

Il semblerait que la partie de thèse la plus difficile à écrire soit celle-ci : il s'agit en effet de n'oublier personne...En effet, si je suis la seule auteure de ce manuscrit, il est certain que le chemin du thésard est loin d'être solitaire ! Je tiens donc à remercier chaleureusement toutes les personnes ayant participé, de près ou de loin, à cette thèse.

En premier lieu, je souhaiterais remercier les membres de mon jury et en particulier Joergen Christensen-Dalsgaard et Marina Olazabal-Loumé qui ont accepté de rapporter ce travail.

J'aimerais remercier ceux qui m'ont encadrée au cours de ces trois années et sans qui rien n'aurait été possible : Sylvaine tout d'abord qui, outre ses connaissances scientifiques, a su me guider, par sa rigueur et sa grande bienveillance sur le chemin ardu de la recherche scientifique. Toujours disponible malgré des circonstances parfois très compliquées, elle a toujours été présente et son enseignement ne s'est pas borné à la science. Xavier, pour ses idées, sa bonne humeur, son petit côté chevalier blanc (à n'avoir que des filles en thèse, il y a bien un moment où l'analogie devient évidente !)...et ses chocobons aussi ;-) Merci d'avoir été là quand j'en avais besoin, de m'avoir encouragée...les discussions tardives dans ton bureau-serre me manqueront !

Je souhaiterais remercier les directeurs respectifs du Service d'Astrophysique et du CELIA, Anne Decourchelle et Philippe Balcou de m'avoir accueillie au cours de ces trois années et d'avoir tout fait pour que ma thèse se déroule au mieux. Je remercie tout particulièrement la directrice adjointe du Service d'Astrophysique, Pascale Delbourgo, pour son soutien et ses précieux conseils. Je remercie également les secrétaires de ces deux laboratoires, avec une mention spéciale pour Dominique Monvoisin et Céline Oum pour leur efficacité et leur gentillesse.
J'aimerais également adresser un immense merci au service informatique du SAp (Marie Gay en particulier, sans doute l'informaticienne la plus dynamique du CEA, pour sa bonne humeur et sa gentillesse) et du CELIA (merci infiniment Loïc pour les innombrables maintenances à distance !).

Je remercie tous ceux qui auront gravité autour de moi au cours de ces trois années et avec qui ce fut un plaisir de collaborer : Jean-Eric tout d'abord, l'équipe OPAS (Christophe, Philippe, Guillaume et Gérald), l'équipe SCO-RCG (Jean-Christophe et Franck), Sébastien (qui m'aura convertie au chocolat belge), Jérome Breil, Edouard Le Bel, Vladimir Tikhonchuk...
Ces remerciements ne seraient pas complets sans évoquer celui qui, le premier, aura su me raconter les merveilles de l'Univers. Je garde un excellent souvenir de nos discussions sur des sujets aussi divers que variés, qui ne sont sans doute pas étrangères à mon choix quant mon avenir post-thèse. Merci Jean-Pierre.

Je souhaiterais remercier ceux qui au SAp et au CELIA m'ont entourée au jour le jour au cours de ces trois années à commencer par mon innérable co-bureau : sans toi Tug', cette troisième année aurait été bien triste :-) et ma co-burette préférée Lucie. Je remercie plus largement l'ensemble des thésards du SAp et notamment ceux dont j'ai "squatté"

le bureau sans vergogne : Corentin et François ! Bon vent dans vos nouvelles aventures ! Remerciements également au fournisseur officiel du bureau 266 en sucreries en tout genre, carburant indispensable à la rédaction : merci Paul d'avoir joué les anges gardiens.
Je n'oublie pas les thésards du CELIA qui m'ont toujours accueillie à bras ouverts et qui ont même pensé à moi le jour de ma soutenance (vous ne pouviez pas mieux tomber ! Merci !) : Emma bien sûr, mais aussi Mokrane, Sébastien, Basil, Pierre, Arnaud et tous les autres...
Je remercie les permanents qui m'ont entourées : tout d'abord Rafà (pour sa bonne humeur et sa gentillesse) et Stéphane (mention spéciale pour les discussions très enrichissantes que j'ai pu avoir avec toi), Sacha, Thierry, qui s'est vaillamment battu (et avec succès !) pour notre climatisation...

J'aimerais remercier les membres du bureau et du conseil de l'Ecole Doctorale Astronomie et Astrophysique d'Ile de France, et en particulier mes camarades représentants doctorants : Cateline évidemment, Clément Ranc, David et Charlène mais aussi Clément Perrot, Tilman et Oza. Ces trois années de mandat auront été riches d'enseignements, de craquages en tout genre, de fous rire, de Skype qui ne marchent pas...Merci d'avoir fait une place à l'OVNI de service comme si joliment dit par mon président de jury, que je remercie au passage pour ses conseils avisés et son soutien. Impossible d'oublier dans ces remerciements Jacqueline Plancy pour son aide précieuse !

J'en viens à ceux plus proches, qui m'ont supportée au cours de mes derniers mois de thèse (et ça n'a pas été une mince affaire !) : Miguel qui m'a portée par ses messages et ses magnifiques photos de Paranal (dont je suis toujours définitivement jalouse ! !) et qui m'a offert cette magnifique soirée d'observation à Meudon (merci encore à toi et à Mélody), encore une fois Cateline pour les craquages par mail, par téléphone, par skype...ceux aussi qui se sont éloignés au cours du temps pour des raisons diverses mais qui se reconnaîtront certainement. Merci à mon quasar préféré d'être venu à ma soutenance (compte sur moi pour la tienne !).

J'en arrive maintenant à mon entourage proche : celui qui me supporte (courageusement !) depuis presque 5 ans maintenant et sa famille mais aussi et surtout ma famille, qui depuis le début m'a toujours soutenue : merci pour ces innombrables coups de téléphone, cette disponibilité et cette extraordinaire capacité à me remonter le moral même quand je n'y mettais vraiment pas du mien. Cette thèse, c'est aussi la vôtre. Merci d'avoir été à mes côtés...Rien aurait été possible sans vous !

Merci à tous !

Résumé

Les progrès de l'hélio- et plus généralement de l'astérosismologie permettent aujourd'hui de sonder les étoiles avec une précision jusqu'à présent inégalée. Des informations cruciales sur leur structure interne sont ainsi extraites des observations des oscillations stellaires. Ces observations, comparées aux prédictions théoriques obtenues par les codes de structure stellaire font apparaître des différences significatives, qui pourraient être liées entre autre à une mauvaise connaissance de la production et du transport de l'énergie dans les étoiles.

Les β-Céphei sont des étoiles pulsantes progéniteurs de supernovae et de ce fait, intrinsèquement liées à notre compréhension de l'enrichissement du milieu interstellaire. Leur étude montre des difficultés à prédire leurs modes d'oscillation, qui sont générés par un pic d'opacité des éléments du groupe du fer (dominé par les éléments chrome, fer, nickel) autour de log T = 5.3 via le κ-mécanisme. Dans la première partie de ce manuscrit, nous allons exposer le fonctionnement de ce mécanisme et nous montrerons qu'il suppose une détermination fine des paramètres de l'étoile (masse, âge et métallicité) mais aussi des opacités des trois éléments précédemment cités compte-tenu de leur implication directe dans les pulsations de ces étoiles. Nous exposerons ensuite le résultat d'une expérience menée au LULI en 2011 sur ces trois éléments ainsi que le résultat de comparaisons théoriques de calculs d'opacité utilisés en astrophysique avec de nouveaux calculs d'opacité.

Notre étoile hôte, le Soleil, est un endroit privilégié pour tester et valider nos connaissances de la physique stellaire. Cependant, il apparaît que la physique solaire n'est pas entièrement bien comprise. En effet, il existe des différences entre les modèles solaires et les observations sismiques, visibles par exemple sur le profil de vitesse du son (Turck-Chièze, 2001; Turck-Chièze et al., 2004; Turck-Chièze et al., 2011; Christensen-Dalsgaard et al., 2009; Basu et al., 2014). Ces différences bien établies conduisent à ré-examiner les calculs de transfert de rayonnement dans la zone radiative solaire. La seconde partie de ce manuscrit sera consacrée à cet axe de recherche et à toutes ces difficultés, avec la mise en place d'une nouvelle plateforme expérimentale dédiée à la mesure des opacités dans les conditions solaires. Une étude détaillée de la façon dont les opacités sont utilisées dans les codes de structure stellaire, ainsi que la prise en compte de nouveaux calculs seront également présentées.

Abstract

Helio- and asteroseismology (SoHo, CoRoT, KEPLER...) have produced observed acoustic oscillations of thousands stars. The characteristics of these oscillations are deeply linked to the transport of radiation inside the stars. However, the comparisons of seismic data of Sun and stars with model predictions have led to significant discrepancies, which could be due to a bad knowledge of production and transport of energy.

β-Cephei are pulsating stars, progenitors of supernovae and thus deeply linked to our understanding of stellar medium enrichment. Their study has shown some difficulty to predict the observed oscillation modes, which are directly linked to a bump of the opacity of the elements of the iron group (Cr, Fe, Ni) at log T = [5.25 - 5.3] through their pulsating mechanism called the κ-mechanism. We show that the different parameters of the stars (mass, age, metallicity) have a great influence on the amplitude of the bump, and then on the structure of the considered star.
The mastery of the κ-mechanism that produces the pulsation of these stars supposes a fine determination of the peak opacity of the iron group in their envelopes. We present the final results of an experiment conducted at LULI 2000 in 2011 on Cr, Fe and Ni and a theoretical comparison between OP, ATOMIC and SCO-RCG codes. We show how to improve the opacity in the range of temperature around log T = 5.3.

The Sun is, as being our closest star, a privilege place to test and validate physics. However, the solar physics is not yet completely understood. Indeed, since the recent update of the solar composition, there are significant differences between solar models predictions and seismic data, clearly visible on the solar sound speed profile comparison. The well established large discrepancy (Turck-Chièze, 2001; Turck-Chièze et al., 2004; Turck-Chièze et al., 2011; Christensen-Dalsgaard et al., 2009; Basu et al., 2014) could be linked to radiative transfer issue. Two directions of investigations are possible. One possibility to explain this gap could be that the Sun produces slightly more energy than it liberates on its surface (around 5%). This energy could be transformed into macroscopic motions in the radiative zone, which are not taken into account in the solar standard model. Another explanation could be that the calculations of energy transport are not accurately taken into account either on the calculation of the Rosseland mean values and (or) in the treatment of the radiative acceleration. This could have some impact on the determination of the internal solar abundances.
Unfortunately, there are very few experiments to validate these calculations (Bailey et al., 2009, 2015). That's why we are proposing an opacity experiment on a high-energy laser like LMJ, in the conditions of the radiative zone (T = [2 $\times$ 10^6 - 15 $\times$ 10^6 K] and ρ = [0.2 - 150 g/cm^3]). The aim is to measure the opacity of the most important contributors to the global opacity in this solar area : iron, oxygen and silicon. We are using a technical approach called the Double Ablation Front, driven by plasma radiative effects to reach these high temperatures and densities at LTE and validate or not plasma effects and line widths. I will show the principle of this technique and the results of our simulations on several elements.
In parallel, we are also exploiting new opacity calculations thanks to the OPAS code (Blancard et al., 2012) at the conditions of the solar radiative zone. I will show the impact of these calculations on the solar model and on the age of solar-like stars.

Table des matières

Remerciements **IV**

Résumé **V**

Abstract **VIII**

Table des matières **IX**

Liste des figures **XV**

Liste des tables **XXI**

1 Introduction astrophysique **1**
1.1 Début du voyage . . . 1
1.2 Modélisation des étoiles . . . 3
1.2.1 Equations de structure stellaire . . . 3
1.2.2 Modes de transfert de l'énergie . . . 4
1.3 Les ondes dans les étoiles . . . 7
1.3.1 Mécanismes d'excitation . . . 9
1.3.2 Modes d'oscillation . . . 9
1.4 Codes d'évolution stellaire . . . 10
1.5 Présentation du contenu de ce manuscrit . . . 11
1.6 Problématique de la thèse . . . 12

2 Interaction laser-plasma **15**
2.1 Généralités sur les plasmas . . . 15
2.2 Interaction laser-plasma . . . 17
2.3 Mécanisme d'absorption laser . . . 18
2.3.1 L'absorption collisionnelle . . . 18
2.3.2 L'absorption résonante . . . 18
2.3.3 Les instabilités paramétriques . . . 19
2.4 Le transport de l'énergie dans la cible . . . 19
2.4.1 La conduction électronique . . . 19
2.4.2 Le transport radiatif . . . 20
2.5 Electrons suprathermiques . . . 22
2.6 Equilibre Thermodynamique Local . . . 23
2.6.1 Formule de Saha . . . 23
2.6.2 Fonction de distribution de Boltzmann . . . 23
2.6.3 Distribution Maxwellienne des vitesses . . . 24
2.7 Transmission d'une couche de plasma . . . 24
2.8 Les différentes classes de laser . . . 25
2.8.1 Les lasers de classe intermédiaire . . . 25
2.8.2 Les lasers à haute puissance . . . 27
2.9 Résumé . . . 30

3 Les opacités **31**
3.1 Historique . . . 31
3.2 Definition . . . 32
3.2.1 Absorption lié-lié . . . 33
3.2.2 Absorption lié-libre . . . 34
3.2.3 Absorption libre-libre . . . 35
3.2.4 Diffusion . . . 35
3.2.5 Opacité totale . . . 35
3.3 Les opacités moyennes . . . 36
3.3.1 Moyenne de Planck . . . 36
3.3.2 Moyenne de Rosseland . . . 36
3.3.3 La différence entre les deux moyennes . . . 37
3.3.4 Formule de Kramers . . . 37
3.4 Calculs d'opacité . . . 38
3.4.1 OPAL . . . 38
3.4.2 OP . . . 39
3.4.3 SCO-RCG . . . 40
3.4.4 ATOMIC . . . 40
3.4.5 OPAS . . . 40
3.5 Accélération radiative . . . 40
3.6 Résumé . . . 41

4 Le code de physique atomique FLYCHK **43**
4.1 Formulation des équations de taux . . . 43
4.2 Effets plasmas . . . 44
4.3 Post-processeur FLYSPEC . . . 44
4.3.1 Transition lié-lié . . . 45
4.3.2 Transition lié-libre . . . 45
4.3.3 Transition libre-libre . . . 45
4.4 Comparaison à d'autres codes . . . 45
4.4.1 Distribution ionique . . . 46
4.4.2 Spectre . . . 48
4.5 Résumé . . . 50

I Les étoiles massives **51**

5 Les β-Céphei **53**
5.1 Introduction . . . 53
5.2 Mécanisme de pulsation . . . 54
5.3 Description du κ-mécanisme . . . 55
5.4 Pic du fer et structure des β-Cephei . . . 56
5.5 Variabilité du pic du fer . . . 59
5.6 Contribution relative des éléments au pic du fer . . . 61
5.7 Résumé . . . 63

Etude de la variabilité du pic du Fer : Article IAU **64**

6 Experience LULI **69**
6.1 Etat de l'art . . . 69
6.2 Conditions expérimentales . . . 70
6.3 Description de l'expérience . . . 71
6.4 Dépouillement des spectres . . . 73
6.4.1 Etalonnage grâce aux Images Plates . . . 74

6.4.2 Les images brutes . . . 75
6.4.3 Méthode d'analyse . . . 77
6.5 Conclusion . . . 83

7 Approche théorique pour les calculs d'opacités astrophysiques 85
7.1 Les différentes options d'ATOMIC . . . 85
7.2 Comparaison dans les conditions de l'expérience . . . 86
7.2.1 Chrome . . . 86
7.2.2 Fer . . . 88
7.2.3 Nickel . . . 89
7.3 Conditions astrophysiques . . . 91
7.3.1 Chrome . . . 91
7.3.2 Fer . . . 92
7.3.3 Nickel . . . 93
7.4 Conclusion . . . 93

Comparaison théorique : Article soumis à ApJ 94

II Les étoiles de type solaire 111

8 Position du problème solaire 113
8.1 Le modèle standard du Soleil . . . 114
8.2 Héliosismologie et modèle sismique . . . 115
8.3 Composition solaire . . . 116
8.3.1 Les abondances . . . 116
8.3.2 Moyen de mesure . . . 116
8.3.3 Mise à jour de la composition solaire . . . 117
8.4 Opacités solaires . . . 118
8.5 La problématique du Soleil . . . 122
8.6 Résumé . . . 123

9 Nouvelles opacités solaires et impact sur le modèle solaire et les étoiles de type solaire 125
9.1 Introduction . . . 125
9.2 Grille d'opacité . . . 125
9.3 Les nouvelles tables OPAS . . . 128
9.4 Calibration solaire . . . 128
9.4.1 Principe . . . 129
9.4.2 Code d'évolution CLES . . . 129
9.4.3 Résultats . . . 129
9.5 Avec d'autres masses . . . 132
9.5.1 Validité des tables pour d'autres étoiles . . . 132
9.6 Conclusion . . . 133

Exploitation des calculs OPAS : Article ApJ letter 133

10 Recherche des conditions expérimentales 141
10.1 Etat de l'art . . . 141
10.1.1 Principe de l'installation . . . 141
10.1.2 Résultats obtenus . . . 142
10.2 Atteindre les conditions thermodynamiques souhaitées avec un laser : un challenge . . . 144
10.2.1 Chauffage par une onde de choc . . . 144

10.2.2 Chauffage par des impulsions ultra-courtes . . . 145
10.2.3 Chauffage par un faisceau de protons . . . 145
10.2.4 Chauffage par le rayonnement X produit par une cavité . . . 145
10.3 Le Double Front d'Ablation . . . 146
10.4 Mise en évidence expérimentale de la structure DFA . . . 148
10.5 Double Front d'Ablation et instabilités . . . 149
10.6 Résumé du chapitre . . . 150

11 Les simulations d'une expérience de mesure d'opacité 151
11.1 Conditions de la zone radiative solaire . . . 151
11.2 Structure de cible . . . 154
11.3 Mise en place des simulations . . . 154
11.4 Recherche de l'ablateur . . . 155
11.5 Simulations 1D . . . 159
11.5.1 En irradiation simple . . . 159
11.5.2 En irradiation symétrique . . . 163
11.5.3 Conclusion des simulations 1D . . . 168
11.6 Simulations 2D . . . 169
11.6.1 Irradiation simple . . . 171
11.6.2 Irradiation symétrique . . . 172
11.6.3 Conclusion des simulations 2D . . . 174
11.7 Instabilités hydrodynamiques . . . 174
11.7.1 Instabilité de Richtmyer-Meshkov . . . 174
11.7.2 Instabilité de Rayleigh-Taylor . . . 175
11.8 Conclusion . . . 177

Résumé des simulations : Article HEDP 178

12 Conclusions et perspectives 187
12.1 Le cas des β-Céphei . . . 187
12.2 Le cas du Soleil et des étoiles de type solaire . . . 189
12.3 Perspectives à long terme . . . 190

Annexes 195

A Symboles et notations 195
A.1 Notations . . . 195
A.1.1 Grandeurs relatives aux étoiles . . . 195
A.1.2 Grandeurs thermodynamiques . . . 195
A.1.3 Opacités . . . 196
A.1.4 Grandeurs plasma . . . 196
A.2 Constantes . . . 196
A.3 Expression remarquable . . . 197
A.4 Unités . . . 197
A.5 Acronymes . . . 197
A.5.1 Plasma . . . 197
A.5.2 Codes d'opacité . . . 197

B Code d'évolution stellaire MESA 199
B.1 Méthodes numériques . . . 199
B.1.1 Dépendance temporelle . . . 199
B.1.2 Discrétisation des équations de structure stellaire . . . 199
B.2 Opacités . . . 203

B.3 Diffusion 204

C Code CHIC **205**
C.1 Modèle physique 207
C.2 Opacités GOMMES 207
C.2.1 Le fer 207
C.2.2 Le silicium 208

Bibliographie **208**

Table des figures

1.1 Ciel étoilé d'une nuit d'été à l'Observatoire du Pic du Midi 1
1.2 Diagramme Herzsprung-Russel (Bennet et al., 2012). 2
1.3 Les différentes natures de transfert de l'énergie dans le Soleil et dans une étoile neuf fois plus massive (Mathis, 2009). 7
1.4 Diagramme HR schématique (Christensen-Dalsgaard, 2014) 8
1.5 *A gauche* : Lancement de SoHO, Cape Canaveral le 2 décembre 1995. *A droite* : Instrument GOLF (Gabriel et al., 1995). 9
1.6 Intérieur solaire : superposé à la structure solaire, apparaît le tracé de rayon des ondes. 10
1.7 Ecart au carré de la vitesse du son sismique et de la vitesse du son extraite de différents modèles en fonction du rayon solaire (Turck-Chièze and Lopes, 2012). 11
1.8 Comparaison entre les modes observés (bleu) et les modes calculés d'une étoile massive (rouge et noir) (Zdravkov and Pamyatnykh, 2009). 12
1.9 Organisation de la thèse. 13

2.1 Quelques ordres de grandeurs de différents types de plasmas (Crédit Clément Mouhot, Université de Cambridge). 16
2.2 Profils caractéristiques de température et de densité dans le cas d'un matériau de numéro atomique inférieur 10 17
2.3 Profils caractéristiques de température et de densité dans le cas d'un matériau de numéro atomique modéré ou élevé 21
2.4 Transmission d'une couche de plasma purement absorbant 24
2.5 Vue schématique de l'installation OMEGA © LLE. 25
2.6 Localisation des principaux lasers pouvant être utilisés dans les expériences d'opacités. 27
2.7 *A gauche :* Vue extérieure de la chambre du LMJ © CEA. *A droite :* Vue intérieure de la chambre du NIF © LLNL. 27
2.8 Trajet des faisceaux, de la création à la focalisation sur cible dans la chambre sur le LMJ © CEA. 28
2.9 Géométrie de la configuration de la chambre LMJ. Les premiers quadruplets disponibles sont indiqués © CEA. 29
2.10 Domaines atteignables par différents lasers comparés à différents ordres de grandeurs astrophysiques (Committee on High Energy Density Plasma Physics, 2003) 29

3.1 Les 4 principales interactions contribuant à l'opacité 34
3.2 Pondération de Rosseland (en rouge) et pondération de Planck (en noir). . 37
3.3 Opacité moyenne de Rosseland, calculée pour un mélange correspondant à la composition chimique solaire avec le code OPAL, représentée en fonction de log T et log R. 39

4.1 Comparaison des résultats FLYCHK avec les résultats obtenus via PrismSPEC (Bailey et al., 2009) pour la distribution ionique du fer à différentes conditions proches des conditions de la zone radiative solaire. 46
4.2 Comparaison des résultats FLYCHK avec les résultats obtenus via OP à des conditions de températures et de densités proches de celles de la zone radiative solaire. 47
4.3 Comparaison de spectres du fer obtenus avec FLYCHK (en vert) et OP (en bleu) dans des conditions proches de celles de la zone radiative solaire. 49
4.4 Comparaison de spectres du silicium obtenus avec FLYCHK (en vert) et OP (en bleu) pour des conditions proches de celles étudiées dans ce manuscrit. 50

5.1 *A gauche :* Image de β-Céphei (ESO Online Digitized Sky Survey, négatif). *A droite :* Supernovae de type II. 53
5.2 Situation des β-Céphei sur le diagramme HR (Christensen-Dalsgaard, 2014). 54
5.3 Diagramme de Clapeyron 56
5.4 Pic du fer dans une étoile de 9 $M_\odot$ au milieu de sa séquence principale : les trois vignettes représentent le profil d'opacité Rosseland dans l'étoile en fonction de log T, du pourcentage en rayon et du pourcentage en masse respectivement. 57
5.5 Profil d'opacité et rapport gradient radiatif sur gradient adiabatique dans une étoile de 9 $M_\odot$ au milieu de sa séquence principale. 58
5.6 Table d'opacité OPAL à X=0.7 et Z=0.02, à laquelle sont superposés les profils d'opacité d'étoiles de masse 8 $M_\odot$, 14 $M_\odot$ et 20 $M_\odot$. Inspiré de Pamyatnykh (1999) 58
5.7 Evolution du pic du fer à différents âges d'une étoile de 8 $M_\odot$. 59
5.8 Evolution du pic du fer en fonction de la masse sur le rapport gradient radiatif sur gradient adiabatique : tracé pour 2, 6, 9 et 12 $M_\odot$. 59
5.9 Evolution du pic du Fer en fonction de la métallicité : profil de rapport gradient radiatif sur gradient adiabatique pour des métallicités autour de la métallicité solaire et des métallicité autour de celle du Grand Nuage de Magellan. 60
5.10 Evolution du pic du Fer selon la source d'opacité choisie. 60
5.11 Contribution du fer et du nickel à l'opacité globale pour des étoiles de différentes masses (2.5 $M_\odot$, 8 $M_\odot$, 13 $M_\odot$ et 20 $M_\odot$) de même composition, réalisé avec les opacités OP 61
5.12 Contribution du fer et du nickel à l'opacité globale pour des étoiles de différentes masses (2.5 $M_\odot$, 8 $M_\odot$, 13 $M_\odot$ et 20 $M_\odot$) de même composition, réalisé avec les opacités OP 62
5.13 Contribution des différents éléments à l'opacité globale d'une étoile de 9 $M_\odot$, réalisé avec les tables OP (bleu) et les tables OPAL (rouge) (Turck-Chièze, S. et al., 2011). 62

6.1 Distribution ionique du fer dans les conditions β-Céphei et les conditions expérimentales choisies (Loisel, 2011; Turck-Chièze, S. et al., 2011). 71
6.2 Schéma expérimental restreint aux abords de l'échantillon (Loisel, 2011). . 71
6.3 Schéma expérimental de la chambre d'expérience. 72
6.4 Coupe réalisée à l'énergie 90 eV sur un tir de nickel, montrant l'évolution temporelle de la mesure. 73
6.5 Image de l'IP après le tir de calibration 74
6.6 Géométrie du réseau. 75

6.7 Loi en énergie obtenue en fonction de la colonne en pixel. 76
6.8 Image brute en sortie du spectromètre (exemple d'un tir sur du chrome). . 76
6.9 Image brute de la radiographie, avec la conversion en énergie (exemple du chrome). 77
6.10 Fit du fond dû à l'émissivité des cavités sur les ailes de la radiographie : coupes de 60 à 85 eV, tous les 5 eV. 78
6.11 Fit du fond dû à l'émissivité des cavités sur les ailes de la radiographie : coupes de 90 à 115 eV, tous les 5 eV. 79
6.12 Fit du fond dû à l'émissivité des cavités sur les ailes de la radiographie : coupes de 120 à 145 eV, tous les 5 eV. 79
6.13 Fit de la forme du backlighter du tir 57 par une parabole (exemple du chrome). 80
6.14 Recherche des maxima pour chaque colonne. La position moyenne calculée avec ces maxima est pour le tir 57 : 555 et pour le tir 56 : 545 (exemple du chrome). 80
6.15 Coefficients de diffraction dû au réseau, à différents ordres (Reverdin et al., 2012). 81
6.16 Spectre des radiographies des tirs 56 et 57, avant et après correction des second et troisième ordres (exemple du chrome). 81
6.17 Transmission obtenue dans le cas du nickel (tir 59). 82

7.1 *En haut :* Distribution ionique du chrome à diverses conditions proches de l'expérience. *En bas :* Comparaison de la transmission théorique dans le cas du chrome obtenue via différents calculs ATOMIC full à 19 (- - -), 21 (-.-) et 23 (...) eV (Turck-Chièze et al., 2016). 87
7.2 *En haut :* Transmissions théoriques obtenues avec le code ATOMIC à 19 eV (- -), 22 eV (....) et 25 eV (-.-.-) pour une densité de 2 mg/cm^3. *En bas :* Transmissions théoriques obtenues avec le code SCO-RCG à 22 eV (...) et 25 eV (-.-.-) pour une densité de 2 mg/cm^3. 88
7.3 Transmissions théoriques obtenues avec le code ATOMIC à 23 eV pour une densité de 2 mg/cm^3 (...) et 4 mg/cm^3 (-.-.-). 89
7.4 Spectre de fer à T = 15.3 eV et ρ =5.48 mg/cm^3 : OP (traits pointillés noirs) et différentes options d'ATOMIC, prenant en compte différents nombres de transitions. 90
7.5 *En haut :* Transmissions théoriques obtenues avec le code ATOMIC à 23 eV (- -), 25 eV (....) et 27 eV (-.-.-) pour une densité de 2 mg/cm^3. *En bas :* Transmission théorique obtenue avec le code OP à 27 eV et 3.4 mg/cm^3. . 91
7.6 Distributions ioniques du chrome aux points de grille OP correspondant aux conditions astrophysiques, calculées avec FLYCHK. 92
7.7 Distribution ionique du fer aux points de grille OP, correspondant aux conditions astrophysiques, calculée avec FLYCHK. 94

8.1 Structure solaire 114
8.2 Granules et taches solaires à la surface solaire 114
8.3 Distribution des éléments (normalisée à 1) le long du profil solaire avec la composition AS09 119
8.4 Profil d'opacité dans le Soleil en fonction du rayon et de la température . 119
8.5 Contributions des principaux éléments constitutifs du mélange solaire à l'opacité solaire globale (incluant l'hydrogène et l'hélium) 120
8.6 Contributions relatives des éléments du mélange solaire (convention OPAL) à l'opacité totale 121

8.7 Différences entre la vitesse du son observée et celle obtenue via différents modèles 122

9.1 Grille d'opacité OPAL en log T et log R superposée au chemin thermodynamique de quelques astres remarquables 126
9.2 *A gauche :* Grille d'opacité OPAL en X et Z superposée au chemin thermodynamique solaire. *A droite :* Grille d'opacité OPAL et nouvelle grille OPAS en X et Z superposées au chemin thermodynamique solaire. 127
9.3 Grille d'opacité OPAL et OPAS, superposées au chemin solaire. 127
9.4 Contribution des différents éléments à l'opacité totale solaire, en fonction du logarithme de la température. 128
9.5 Schéma de principe d'une calibration solaire. 129
9.6 *A gauche :* Différences entre la vitesse du son observée et la vitesse du son prédite par un modèle standard réalisé avec MESA et les opacités OPAL (...) et OPAS (- - -). *A droite :* Idem pour un modèle standard réalisé avec CLES. 131
9.7 Différences entre la vitesse du son observée et la vitesse du son prédite par le modèle standard réalisé avec CLES et les opacités OP (...) et OPAS (- - -).131
9.8 Grille d'opacité OPAL et OPAS, superposées au chemin thermodynamique de deux étoiles de masse 1.25 $M_\odot$ et 1.5 $M_\odot$ respectivement, à différents âges. La transition radiation-convection est repérée par le symbole diamant.132

10.1 *A gauche :* Photo de la machine Z à la Sandia. *A droite :* Schéma de principe.141
10.2 Lignes de champ électrique (en orange) et lignes de champ magnétique (en bleu) dans le cas du Z-pinch. 142
10.3 Les différentes cibles utilisées par Nagayama et al. (2014) et les conditions obtenues pour chaque cible. 142
10.4 *En haut (a) :* Comparaison avec le modèle OP (les pointillés sont les moyennes de Rosseland calculées pour cet intervalle de longueur d'onde). *En bas (b) :* Comparaison avec ATOMIC, OPAS et SCO-RCG (Bailey et al., 2015). 143
10.5 Vue schématique de l'expérience de Sawada 144
10.6 Vue d'artiste d'une attaque indirecte sur le NIF 146
10.7 Profils schématiques de température électronique T_e, de densité ρ et d'opacité moyenne de Rosseland κ_R dans un ablateur de SiO_2 (Z=10) 147
10.8 *A gauche :* Profils de température et de densité obtenus dans du CH (Z=3.5). *A droite :* Profils de température et de densité obtenus dans du SiO2 (Z=10) dans les mêmes conditions 148
10.9 *En haut (a) :* Radiographie X. *En bas (b) :* Profil en unité arbitraire le long de la ligne en pointillés blanc obtenu par Fujioka et al. (2004) : cible de CHBr de 30 μm d'épaisseur. 149

11.1 Distributions ioniques des principaux contributeurs à l'opacité solaire en dehors de l'hydrogène et de l'hélium : (a) Oxygène, (b) Silicium, (c) Fer . 153
11.2 Les deux types d'irradiations envisagées 154
11.3 Profils de température (en bleu), de densité (en rouge) et de densité électronique (en noir) obtenus avec différents types d'ablateurs. 156
11.4 Spectre d'opacité du fer à différentes profondeurs solaires 158
11.5 Spectre d'opacité obtenus avec différents types d'ablateurs : en bleu, l'aluminium, en vert, le silicium, en rouge le titane et en cyan, le quartz. . . . 158
11.6 Structure de cible cas 1 159

11.7 Diagramme de marche de l'évolution de l'échantillon de fer. 160
11.8 Profils temporels de densité, de température et de densité d'électrons libres dans l'échantillon de fer, moyennés sur la largeur de l'échantillon. 161
11.10 Division de la cible en 4 couches distinctes, supposées homogènes pour le calcul de la transmission. 161
11.9 Distribution ionique du fer à 170 eV et 0.9 g/cm^3 162
11.11 Transmission attendue, calculée avec FLYCHK.*A gauche :* la transmission des différentes couches. A droite :la transmission totale. 162
11.12 Evolution des vitesses le long de l'axe x (défini en figure 11.6) dans chaque maille de l'échantillon de fer en fonction du temps d'une cible Si/Fe/CH irradiée par une intensité laser de 4 $\times$ 10^{15} W/cm^2. 163
11.13 Structure de cible cas 2 164
11.14 Diagramme de la cible. 164
11.15 *A gauche :* Profils de densité, température électronique et densité électronique moyens obtenus dans la cible spécifiée ci-dessus, avec une irradiation symétrique de 1.5 $\times$ 10^{15} W/cm^2. *A droite :* Profils de densité, température électronique et densité électronique moyens obtenus dans la cible spécifiée ci-dessus, avec une irradiation simple de 3.0 $\times$ 10^{15} W/cm^2. 165
11.16 Distribution ionique du fer à 225 eV et 1.35 g.cm^{-3} comparées à aux distributions ioniques du fer à différents rayons solaires, calculées avec FLYCHK. 166
11.17 Profils de densité, température électronique et de densité électronique moyens obtenus dans la cible spécifiée ci-dessus, avec une irradiation de 4 $\times$ 10^{15} W/cm^2. 167
11.18 Distribution ionique du Fer à 280 eV et 2 g/cm^3, calculée avec FLYCHK. . 168
11.19 Résumé des cas développés 169
11.20 Cible 2D dans le cas de l'irradiation simple, à t=0 ps. La direction transverse est notée Y et la direction longitudinale est notée X. 170
11.21 Cible 2D avec irradiation par un faisceau supergaussien d'ordre 4. 171
11.22 *A gauche :* Profils moyens 2D (en rouge) et 1D (en bleu). *A droite :* Différences en %. La dispersion spatiale dans l'échantillon correspond à l'épaisseur du trait. 172
11.23 Cible 2D avec irradiation symétrique par deux faisceaux supergaussiens d'ordre 4. 173
11.24 *A gauche :* Profils moyens 2D (en rouge) et 1D (en bleu). *A droite :* Différences en %. 173
11.25 Estimation du taux de croissance via un modèle quasi-isobare pour des cibles de CH et CH bromée (Drean, V., 2009). 175
11.26 Carte en densité de la cible 1D en irradiation simple. 176
11.27 Carte en densité de la cible 1D en irradiation symétrique. 177

12.1 Premier aperçu du design expérimental envisagé sur OMEGA réalisé avec ®VisRad (Crédit Jean-Eric Ducret) 190

B.1 Schéma de quelques cellules avec la discrétisation de MESA 201
B.2 Organigramme du code MESA. 202
B.3 Chemins thermodynamiques de différents objets stellaires superposés à la grille OPAL. 203
B.4 Chemins thermodynamiques de différents objets stellaires superposés à la grille OPAL, interpolée par MESA. 204

C.1 Organigramme du code CHIC (Maire et al., 2009). 205

Liste des tableaux

2.1 Résumé des caractéristiques de différents lasers nanosecondes de classe intermédiaire (* installation fermée). 26
2.2 Comparaison des capacités du NIF et du LMJ. [* prévision] 27
2.3 Caractéristiques de PETAL et du LMJ (Ion Workshop, 2012) 28

3.1 Historique des tables d'opacités 32

4.1 Comparaison des Z_{moy} obtenus avec FLYCHK et PrismSPECT dans les conditions thermodynamiques de la zone radiative solaire. 47
4.2 Comparaison des Z_{moy} obtenus avec OP et FLYCHK pour le fer dans des conditions proches de la zone radiative solaire, correspondant à des points de grille OP. 48
4.3 Comparaison des Z_{moy} obtenus avec SCO-RCG et FLYCHK pour le chrome dans des conditions correspondant à celles des enveloppes des β-Céphei. . . 48
4.4 Comparaison des moyennes de Rosseland pour le fer obtenues avec FLYCHK et OP dans les conditions proches de la zone radiative solaire (en cm^2/g). 49

6.1 Historique des mesures d'opacités pertinentes pour les enveloppes des β-Céphei. 70
6.2 Résumé des caractéristiques des échantillons utilisés pour les différents tirs. 73
6.3 Largeur à mi-hauteur de la gaussienne utilisée pour le lissage. 77

7.1 Calculs ATOMIC n5 : nombre de configurations et de niveaux pris en compte pour chaque ion dans le cas du fer 86
7.2 Comparaison des moyennes de Rosseland κ_R obtenues avec différentes options du code ATOMIC (en cm^2/g) : full, n5 R (relativiste) et n5 SR (semi-relativiste) et SCO-RCG. 87
7.3 Comparaison des moyennes de Rosseland (en cm^2/g) dans le cas du fer avec les différentes options d'ATOMIC et SCO-RCG. 89
7.4 Comparaison des moyenne de Rosseland (en cm^2/g) dans le cas du nickel avec les différentes options d'ATOMIC et SCO-RCG. 90
7.6 Comparaison des moyennes de Rosseland (en cm^2/g) du fer obtenues avec différents codes dans les conditions correspondant à celles des enveloppes des étoiles massives. 92
7.5 Comparaison des moyennes de Rosseland (en cm^2/g) du chrome obtenues avec OP, ATOMIC et SCO-RCG dans les conditions correspondant à celles des enveloppes des étoiles massives. 93
7.7 Comparaison des moyennes de Rosseland (en cm^2/g) du nickel obtenues avec différents codes dans les conditions correspondant à celles des enveloppes des étoiles massives. 93

8.1 Comparaison de modèles sismiques et de modèle standards solaires. 116
8.2 Proportion en hydrogène (X), en hélium (Y) et en éléments de numéro atomique supérieur à 2 (Z) en fraction de masse des différentes compositions. 117
8.3 Composition AS09 (Asplund et al., 2009) : les 21 éléments les plus abondants utilisés dans les calculs OPAL. 118

9.1 Résultats des calibrations solaires obtenues avec MESA et CLES, en utilisant OPAL (modèle MESA-OPAL et CLES-OPAL) et OPAL modifié avec OPAS (MESA-OPAS et CLES-OPAS). 130
9.2 Résultats 1.15 $M_\odot$ au même âge : 3.35 Milliards d'années. 132
9.3 Résultats 1.25 $M_\odot$ au même âge : 3.27 Milliards d'années. 133
9.4 Résultats 1.35 $M_\odot$ au même âge : 2.63 Milliards d'années. 133

10.1 Résumé des températures et densités atteintes avec les différentes techniques de chauffage 146

11.1 Température, densité massique et densité électronique du mélange solaire à différents rayons solaires (extrait d'un modèle de solaire actuel réalisé avec MESA). 152
11.2 Résumé des matériaux considérés pour le choix de l'ablateur de la cible, avec les résultats obtenus au niveau du plateau de la structure DFA. 157
11.3 Comparaison de l'irradiation simple et de l'irradiation symétrique avec la même intensité résultante sur la cible. 166
11.4 Résumé des écarts obtenus sur les différentes quantités thermodynamiques au niveau du plateau entre simulations 1D et simulations 2D. 174

B.1 Liste des modules MESA 200

C.1 Comparaison des opacités moyennes de Rosseland obtenues pour le fer avec GOMMES et OP sur divers points de la grille OP. 208
C.2 Comparaison des opacités moyennes de Rosseland obtenues pour le silicium avec GOMMES et OP sur divers points de la grille OP. 208

CHAPITRE 1

Introduction astrophysique

Ce qui est visible ouvre nos regards sur l'invisible
Anaxagore

Sommaire

1.1 Début du voyage **1**
1.2 Modélisation des étoiles **3**
1.3 Les ondes dans les étoiles **7**
1.4 Codes d'évolution stellaire **10**
1.5 Présentation du contenu de ce manuscrit **11**
1.6 Problématique de la thèse **12**

1.1 Début du voyage

Chers lecteurs, j'aimerais commencer ce manuscrit en vous invitant à m'accompagner pour une petite promenade. C'est l'été et le temps est clair, nous traînons un peu en route et voilà que la nuit tombe...Dans l'obscurité se révèlent alors devant nos yeux ébahis, des millions que dis-je, des milliards d'étoiles scintillantes. Comment rester insensible face à ce spectacle immuable... ? Immuable ? Ne parlons pas trop vite ! Imaginez en effet que sous leur allure paisible, les étoiles sont en réalité d'immenses réacteurs nucléaires, siège de processus parfois extrêmement violents !

FIGURE 1.1 – Ciel étoilé d'une nuit d'été à l'Observatoire du Pic du Midi (Source : galerie photo du site web de l'Observatoire du Pic du Midi).

Toutes ne sont d'ailleurs pas identiques. Il existe en effet une grande variété d'étoiles différentes, qu'il est possible de classer selon leur luminosité et leur température effective [1]. Le diagramme *d'Herzsprung-Russel* (HR), qui représente la position des étoiles dans le plan de ces deux grandeurs et dont un exemple est illustré par la figure 1.2, permet ainsi de faire ressortir différentes classes d'étoiles : les naines blanches, situées au bas du diagramme, les super géantes et les géantes en haut à droite. Au centre du diagramme existe une diagonale sur laquelle se situent de très nombreuses étoiles : la séquence principale.

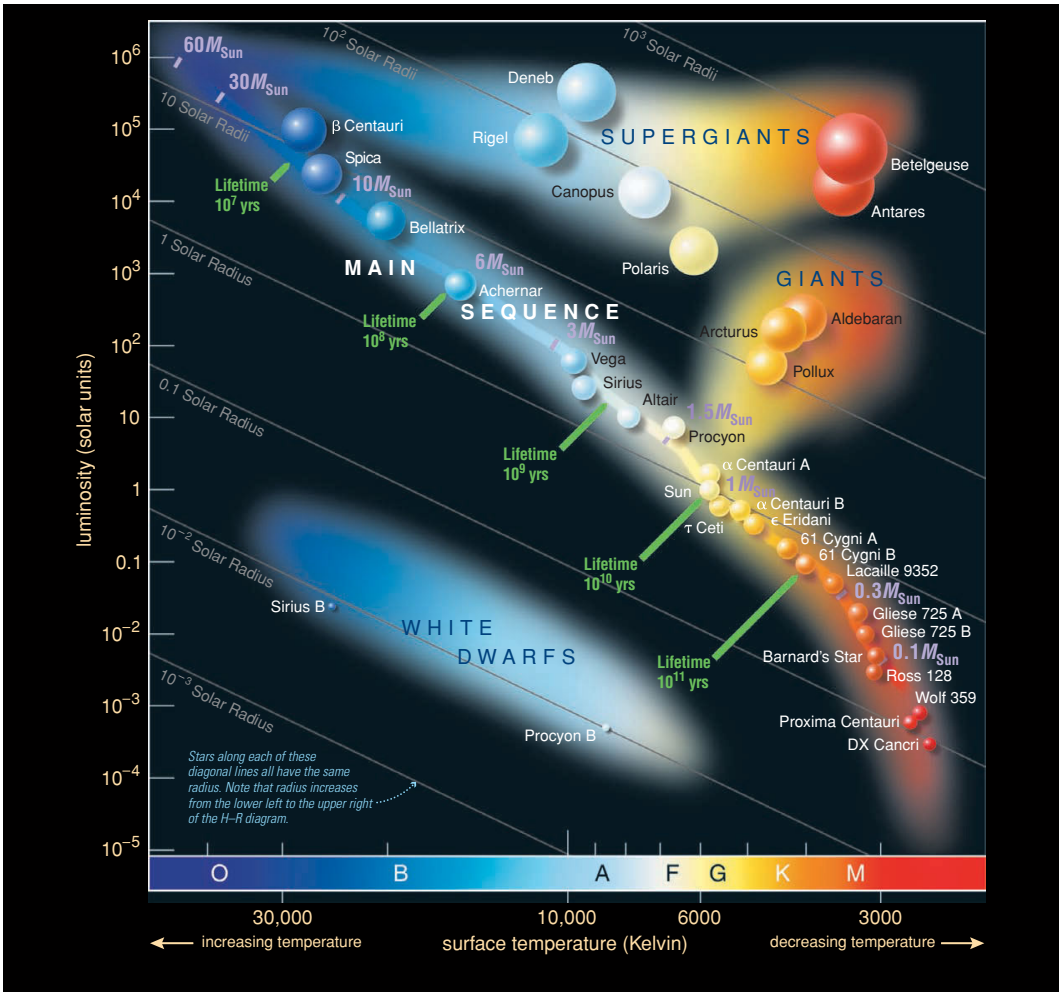


FIGURE 1.2 – Diagramme Herzsprung-Russel (Bennet et al., 2012).

Au cours de sa vie, une étoile navigue dans ce diagramme. A titre d'exemple, notre Soleil fait actuellement partie des étoiles de la séquence principale. D'ici quelques milliards d'années, il évoluera vers le stade de géante rouge, ce qui le placera plus haut dans le diagramme HR. Il continuera ensuite son chemin jusqu'à atteindre le stade ultime de son évolution : naine blanche et s'éteindra ensuite lentement.

Si les étoiles brillent, c'est parce que leur surface est très chaude (entre 3 000 et 50 000 K). Dans leur coeur se produisent des réactions nucléaires qui les alimentent en énergie et influencent directement leur durée de vie.
C'est en 1919 que Jean Perrin, très vite suivi par Eddington en 1920, proposa l'existence de ces réactions nucléaires pour expliquer la source de l'énergie interne solaire. Plus généralement, il s'avère que la plupart des étoiles possèdent un coeur nucléaire. Suivant leur température centrale (directement liée à leur masse et gravité), différents types de réactions peuvent se produire : plus l'étoile est massive, plus elle est capable d'amorcer des

1. Température du corps noir qui émettrait dans l'espace la même quantité d'énergie

réactions de fusion avec des éléments de numéros atomiques (Z) de plus en plus grands. Nous verrons dans la suite comment cette énergie produite au centre de l'étoile est évacuée vers sa surface.

1.2 Modélisation des étoiles

Les premières modélisations des étoiles datent des années 1950, moment où la structure et les processus physiques impliqués dans les étoiles ont été mis en équation. Les premières modélisations numériques arrivèrent quelques années plus tard, dans les années 1960.

1.2.1 Equations de structure stellaire

1.2.1.1 Statique

Les hypothèses classiques consistent à négliger les phénomènes dynamiques internes, la rotation, les champs magnétiques et les phénomènes de dissipations, qui ont généralement un effet assez faible sur la structure globale de l'étoile. Ceci permet de faire la plupart des calculs en une dimension. Toutefois, aujourd'hui, il est nécessaire de les introduire pour comprendre des phénomènes comme l'interaction Soleil-Terre ou la fin de vie des étoiles.

Une étoile, au cours de la majorité de son évolution, peut être traitée comme un système sphérique symétrique, en équilibre hydrostatique [2] où la perte de masse est prise en compte dans les étoiles massives sous une forme simplifiée.

Dans ce cadre, les équations de structure stellaire peuvent s'écrire de la façon suivante en coordonnées Lagrangiennes (Kippenhahn et al., 2012) :

$$\frac{\partial r}{\partial m} = \frac{1}{4\pi\rho r^2} \tag{1.1}$$

$$\frac{\partial P}{\partial m} = -\frac{Gm}{4\pi r^4} \tag{1.2}$$

$$\frac{\partial T}{\partial m} = \frac{T}{P}\frac{\partial P}{\partial m}\nabla_T = \begin{cases} = -\dfrac{3\kappa L}{64\pi^2 acr^4 T^3} & \text{dans les zones radiatives} \\ = \left.\dfrac{\partial ln\ T}{\partial ln\ P}\right|_s \dfrac{GM}{4\pi r^4}\dfrac{T}{P} & \text{dans les zones convectives} \end{cases} \tag{1.3}$$

$$\frac{\partial L}{\partial m} = \epsilon_{nuc} - T\frac{dS}{dt} \tag{1.4}$$

L'équation (1.1) est l'équation de conservation de la masse et l'équation (1.2) représente l'équilibre hydrostatique. Le transport de l'énergie est décrit par l'équation (1.3). Nous reviendrons dans ce chapitre sur les différents modes de transport de l'énergie dans une étoile. La dernière équation (1.4) décrit la conservation de l'énergie.
$L(m)$ est la luminosité de la sphère de masse m, $\epsilon_{nuc} = \epsilon_{nuc}(\rho, T, X_i)$ est le taux spécifique de production d'énergie nucléaire. Enfin, le gradient de température ∇_T est défini par :

$$\nabla_T = \frac{\partial ln\ T}{\partial ln\ P}$$

et dépend du régime de transport de l'énergie. La pression $P = P(\rho, T, \mu)$ et l'entropie spécifique $s = s(\rho, T, \mu)$ sont définies par l'équation d'état du plasma en fonction de la tem-

2. état où les forces de gravitation compensent exactement le gradient de pression

pérature T, de la masse volumique ρ et du poids moléculaire moyen μ. $\{X_i\}$=$\{X_i(m,t)\}$ représente la fraction de masse en élément i du plasma considéré.

Notons que la vision Lagrangienne est bien plus adaptée pour l'étude de la structure stellaire que la vision Eulérienne. En effet, la vision Eulérienne consiste à observer les variations du milieu à un endroit donné de l'astre. Or le rayon de l'étoile varie beaucoup plus que sa masse au cours de son évolution. Il s'avère donc qu'utiliser r(t) pour étudier et modéliser une telle évolution n'est pas la variable la mieux adaptée et que la vision Lagrangienne est plus adéquate.

1.2.1.2 Evolution temporelle

L'évolution temporelle de l'étoile est obtenue via l'évolution de la composition chimique. Cette évolution est traduite par l'équation (1.5), écrite pour chaque espèce chimique i, de fraction de masse X_i que l'on prend en compte dans le modèle. L'évolution de la fraction en élément i dépend des réactions nucléaires produites dans l'étoile mais également des processus de transport (diffusion et turbulence) :

$$\frac{\partial X_i}{\partial t} = \left(\frac{\partial X_i}{\partial t}\right)_{nuc} + \left(\frac{\partial X_i}{\partial t}\right)_{transport} \tag{1.5}$$

1.2.1.3 Conditions aux limites

La description de l'étoile se faisant via 4 équations différentielles, 4 conditions aux limites sont nécessaires pour fermer le système. Les conditions au centre de l'étoile sont relativement simples :

$$\left.\begin{array}{r} m(0) = 0 \\ L(0) = 0 \end{array}\right\} \quad \text{au centre} \tag{1.6}$$

Les conditions de surface sont moins évidentes à obtenir. La théorie des atmosphères stellaires suggère la définition du rayon de l'étoile comme la base de la photosphère. Les conditions aux limites à la surface sont alors :

$$\left.\begin{array}{r} T = T_{photo}(g, L) \\ P = P_{photo}(g, L) \end{array}\right\} \quad \text{à la surface (photosphère)} \tag{1.7}$$

La photosphère est définie par une profondeur optique $\tau = \int_R^\infty \bar{\kappa}\rho dr = 2/3$ où $\bar{\kappa}$ est l'opacité moyenne de l'atmosphère. Sous les hypothèses précédemment citées, on a alors :

$$\begin{aligned} T_{r=R} = T_{eff} &= \sqrt[4]{\frac{L}{4\pi R^2 \sigma}} \\ P_{r=R} &= \frac{GM}{R^2}\frac{2}{3}\frac{1}{\bar{\kappa}} \end{aligned} \tag{1.8}$$

Il faut noter que la résolution des équations précédentes, n'a pour une masse d'étoile donnée et une composition chimique donnée, qu'une seule solution (Théorème de Russel-Vogt).

1.2.2 Modes de transfert de l'énergie

Nous avons vu précédemment que les étoiles étaient le siège de réactions nucléaires. Intéressons nous à la façon dont cette énergie va être transportée du coeur de l'étoile, jusqu'à

sa surface. Dans les étoiles, trois modes de transport existent :

- le transport par rayonnement,
- le transport par convection,
- le transport par conduction.

1.2.2.1 Le rayonnement

Il s'agit du mode de transfert le plus important dans les étoiles de type solaire (dans le cas du Soleil, cette zone représente 98 % en masse de l'étoile). Les photons se propagent des régions les plus chaudes vers les régions les plus froides via diverses interactions rayonnement-matière. Ces interactions sont caractérisées par une section efficace d'interaction que l'on nomme *opacité*.
Il existe plusieurs types d'interaction, qui contribuent toutes à l'opacité globale de la matière :

- la diffusion par les électrons : il s'agit de la diffusion de photons par les électrons libres. Selon que les électrons sont relativistes ou non, on parle de diffusion Compton ou Thompson ;
- les transitions lié-lié : un photon est absorbé/émis par une modification du niveau d'énergie d'un électron qui reste lié à un noyau. D'après la théorie des quantas, l'énergie pour passer d'un niveau à un autre est quantifiée : seuls les photons possédant l'énergie (et donc la fréquence) correspondant à cette transition entre deux niveaux seront émis ou absorbés. Ainsi, les transitions lié-lié génèrent un spectre de raies d'absorption/émission ;
- les transitions lié-libre (photoionisation) : un électron lié devient libre après l'interaction avec un photon ou inversement (recombinaison radiative) ;
- les transitions libre-libre (Bremsstrahlung inverse) : l'électron reste libre après l'interaction avec un photon (dans les régions totalement ionisées).

Evaluer l'opacité globale revient à prendre en compte l'ensemble de ces interactions. Or les sections efficaces diffèrent fortement selon les processus considérés. Certaines sont proportionnelles à Z, d'autres à Z^2 et enfin d'autres à Z^4. L'opacité va donc dépendre fortement de l'organisation des cortèges électroniques des ions constituant la matière et donc de la densité, de la température et de la composition du milieu.

Dans les équations de structure stellaire, l'opacité intervient sous la forme d'une moyenne, nommée *moyenne de Rosseland*, qui se définit de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\kappa_R} &= \frac{\int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu}\frac{\partial B_\nu}{\partial T}d\nu}{\int_0^\infty \frac{\partial B_\nu}{\partial T}d\nu} \\ &= \frac{\pi}{4\sigma T^3}\int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu}\frac{\partial B_\nu}{\partial T}d\nu \end{aligned} \tag{1.9}$$

avec σ la constante de Stefan, B_ν la fonction de Planck et κ_ν l'opacité spectrale.
Cette quantité apparait directement dans l'expression du flux radiatif F, obtenu à partir du flux radiatif monochromatique F_ν :

$$F_\nu = -\frac{16\sigma}{3}\frac{T^3}{\kappa_R \rho}\frac{\partial T}{\partial r} \tag{1.10}$$

$$F = \int_\nu F_\nu d\nu \ = -\frac{16\sigma}{3}\frac{T^3}{\kappa_R \rho}\frac{\partial T}{\partial r} \tag{1.11}$$

Le gradient de température dans les zones radiatives peut également s'exprimer en fonction de la moyenne de Rosseland :

$$\nabla_{rad} = \left(\frac{dln\ T}{dln\ P}\right)_{rad} = \frac{3}{64\pi\sigma}\frac{\kappa_R l P}{GmT^4} \tag{1.12}$$

où G est la constante gravitationnelle et l est la luminosité locale définie par $l = 4\pi r^2 F$.

1.2.2.2 La convection

Dans les intérieurs stellaires, il peut arriver que le flux de rayonnement ne soit plus suffisant pour transporter efficacement l'énergie. Si le gradient de température s'avère trop élevé localement dans une région de l'étoile, et que le flux radiatif est insuffisant, l'énergie s'accumule et réchauffe les régions concernées. Ainsi des zones de plasma chauffées deviennent plus chaudes que le milieu environnant. Leur densité diminue et sous l'action de la poussée d'Archimède, ces zones commencent à s'élever vers la surface : c'est le déclenchement de l'instabilité convective.
Quand la convection prend place, le gradient de température est donné en bonne approximation par le gradient adiabatique :

$$\nabla_{ad} = \left.\frac{\partial ln\ T}{\partial ln\ P}\right|_s = \frac{\Gamma_2 - 1}{\Gamma_2}$$

avec Γ_2 le deuxième exposant adiabatique.
La comparaison du gradient adiabatique et du gradient radiatif permet ainsi de déterminer le mode de transport de l'énergie prédominant et a été formalisé par Schwarzschild :

Critère de Schwarzschild

La stabilité d'une couche est assurée si :

$$\nabla_{rad} < \nabla_{ad} \tag{1.13}$$

Ce critère est valable dans les zones présentant une composition chimique homogène. Dans le cas contraire, il existe un autre critère faisant intervenir en plus des gradients radiatif et adiabatique, le poids moléculaire des espèces. Ce critère porte le nom de critère de Ledoux (Kippenhahn et al., 2012).

1.2.2.3 La conduction

En général, les plasmas stellaires sont d'assez mauvais conducteurs de la chaleur et leur conductivité thermique est négligeable au regard de l'efficacité du rayonnement et de la convection. Ce régime de transport correspond au transport de l'énergie par collisions successives entre particules. Les chocs sont fréquents mais leur libre parcours moyen est très faible. Les particules perdent beaucoup d'énergie avant d'avoir effectué un grand trajet. Ce mode de transport de l'énergie est donc très peu efficace. Cependant au sein de coeurs denses d'étoiles évoluées, les électrons peuvent devenir dégénérés et ces derniers peuvent alors s'avérer être d'excellents conducteurs.

A titre d'illustration, la figure 1.3 représente les modes de transport de l'énergie dans les deux types d'étoiles qui seront l'objet de ce manuscrit : les étoiles de type solaire et les étoiles massives. Les structures de ces étoiles diffèrent de façon assez sensible. En effet, les étoiles de type solaire présentent un coeur radiatif et une enveloppe convective ; les

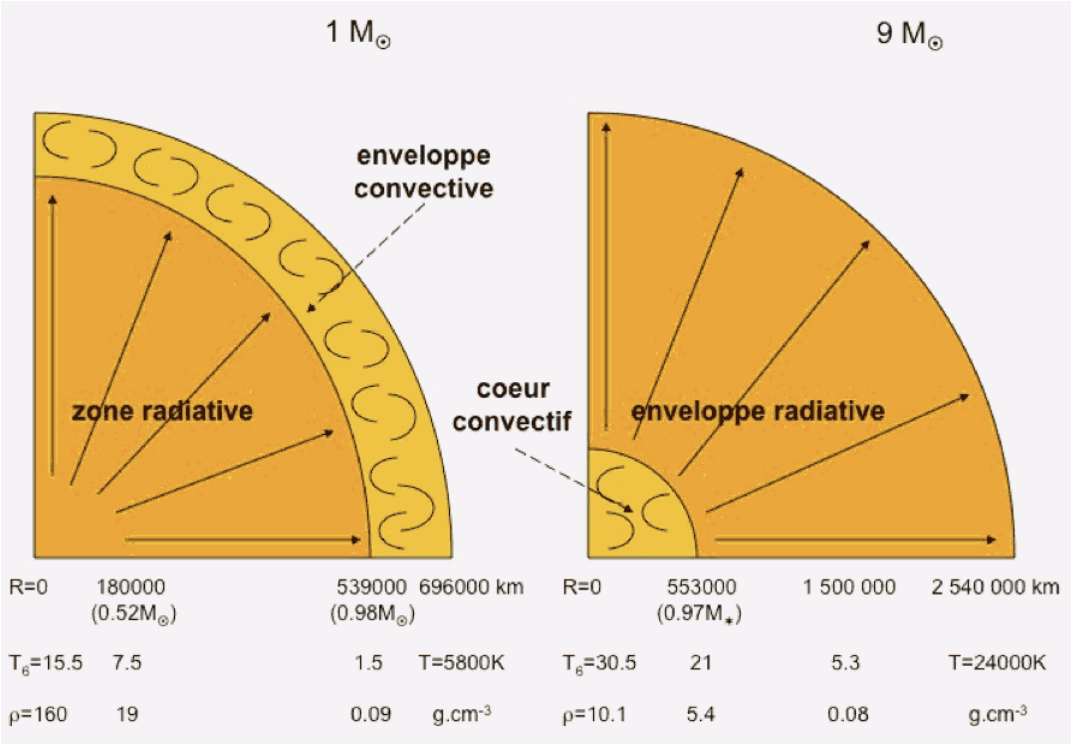


FIGURE 1.3 – Les différentes natures de transfert de l'énergie dans le Soleil et dans une étoile neuf fois plus massive (Mathis, 2009).

étoiles plus massives présentent quant à elles un coeur convectif et une enveloppe radiative. Cette différence de structure, principalement liée à la nature des réactions nucléaires se produisant dans les coeurs de ces étoiles (dominées par le cycle pp dans le premier cas, et par le cycle CNO dans le second), va avoir un impact sur le transport des ondes comme nous allons le voir dans la section suivante.

1.3 Les ondes dans les étoiles

De la même façon que la Terre est traversée par des ondes élastiques générées par le déplacement des plaques tectoniques, la quasi-totalité des étoiles est parcourue par des ondes sismiques, qui génèrent des oscillations de l'étoile, dont la fréquence et l'amplitude sont directement liées à la structure de l'étoile considérée. Ces oscillations peuvent entrer en résonance pour former des modes propres. La figure 1.4 illustre cette très grande variété de pulsateurs en localisant les différents types d'étoiles pulsantes sur le diagramme HR que nous avons introduit précédemment.

Les premières observations sismiques solaires datent des années 1960-1970. En observant de petites zones de la surface solaire, les astronomes purent en effet déceler des changements de longueur d'onde qui se répétaient approximativement toutes les 5 minutes. Mais c'est au cours des années 1980 que ces activités devinrent une discipline à part entière : *l'héliosismologie* (Claverie et al., 1979; Grec et al., 1980). A l'approche des années 2000, les détections furent généralisées à d'autres étoiles et se poursuivent actuellement (Kjeldsen and Bedding, 1995; Martić et al., 1999). Cette discipline, nommée *astérosismologie*, a déjà permis de détecter les modes de milliers d'étoiles.

Les oscillations stellaires sont détectées de deux façons :

- par des mesures de vitesse Doppler : via l'étude du déplacement de certaines raies caractéristiques du spectre (vers le rouge ou vers le bleu), il est possible de mesurer

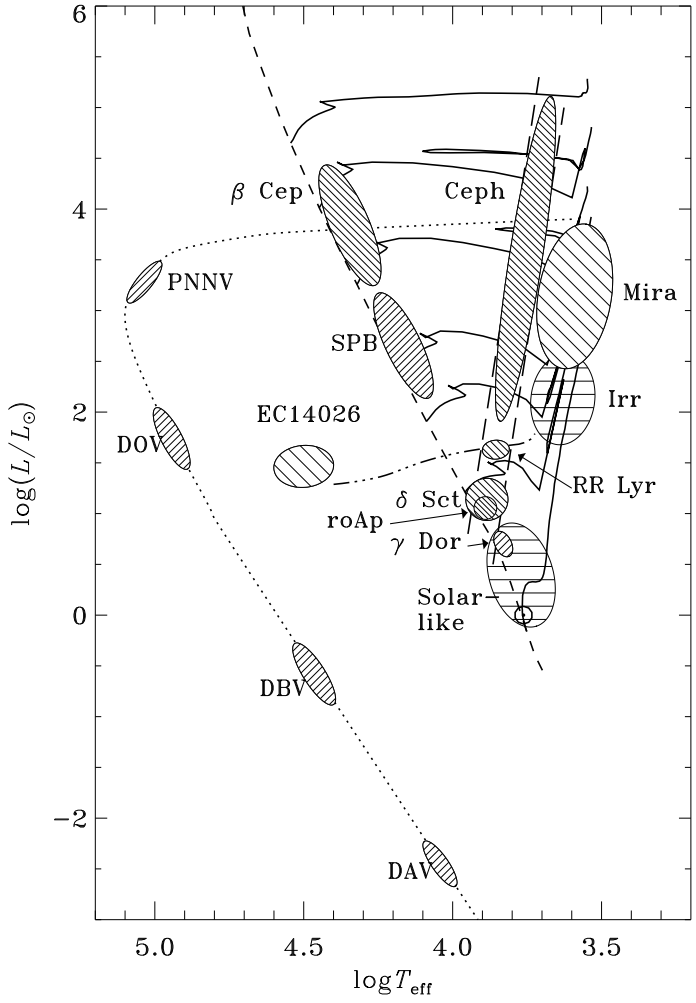


FIGURE 1.4 – Diagramme HR schématique où sont représentés les différents types de pulsateurs. Les lignes continues sont des chemins d'évolution à 1, 2, 3, 4, 7, 12 et 20 $M_\odot$. Les différents types d'étoiles pulsantes sont repérés par des hachures. (Christensen-Dalsgaard, 2014).

le déplacement de surface d'un astre.

- par des variations de luminosité

C'est la première méthode qui est exploitée par l'instrument GOLF (cf figure 1.5). Cet instrument, embarqué à bord du satellite SoHO (Solar and Heliospheric Observatory) fut lancé en 1995 et est toujours en activité. Son objectif est de réaliser des observations sismiques solaires, en s'affranchissant des différentes perturbations induites par l'atmosphère et en évitant le cycle jour/nuit. Il a notamment permis d'extraire les profils de vitesse du son, de densité (qui influencent directement les fréquences d'oscillation) et aussi de rotation interne et permet plus généralement une étude de la physique micro et macroscopique solaire (Turck-Chièze et al., 2001; Couvidat et al., 2003; Turck-Chièze et al., 2004).
La seconde méthode est quant à elle utilisée par CoRoT (Baglin et al., 2006), lancé en 2006, et Kepler (Gilliland et al., 2010), lancé en 2009. Ces deux missions permettent à la fois de fournir des contraintes observationelles pour la modélisation des étoiles mais également de détecter des exoplanètes.

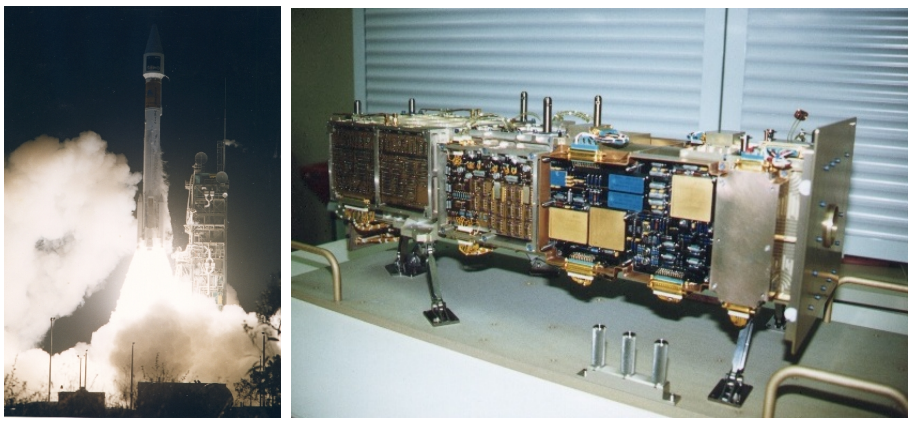


FIGURE 1.5 – *A gauche* : Lancement de SoHO, Cape Canaveral le 2 décembre 1995. *A droite* : Instrument GOLF (Gabriel et al., 1995).

L'amplitude des oscillations joue un rôle important dans leur détection et leur mesure, et impose des contraintes plus ou moins sévères sur les conditions d'observation. Les étoiles de type solaire présentant des oscillations de très faible amplitude nécessitent des observations continues sur de longues durées (plusieurs mois voire plusieurs années) pour sortir un spectre de bonne qualité, avec une résolution et une précision suffisantes pour estimer les caractéristiques du spectre.
La structure et la composition des étoiles varient au cours de leur évolution, ce qui fait évoluer la fréquence des modes observés selon leur âge et leur masse. L'astérosismologie permet ainsi d'estimer assez précisément l'âge des étoiles (Aerts et al., 2010).

1.3.1 Mécanismes d'excitation

Il existe 3 modes d'excitation majoritaire des étoiles (Aerts et al., 2010) :

- le mécanisme κ (Céphei, RR Lyrae, les δ-Scuti et les β-Céphei...) qui est directement lié à des pics d'opacités près de la surface de l'étoile ;
- le mécanisme d'excitation stochastique (Soleil, étoile de type solaire et certaines géantes rouges) comme la granulation (excitation par la convection) ;
- le mécanisme ϵ (potentiellement excitateur d'étoiles massives très évoluées) lié aux réactions nucléaires au coeur de l'étoile. Le taux de ces réactions peut varier selon les conditions de température et de densité. Si ces deux grandeurs sont perturbées, cela peut générer une oscillation de ce taux et conduire à une oscillation de l'étoile.

Il existe un quatrième mode d'excitation potentiel dans le cas très particulier des systèmes binaires : les forces de marées. Il s'agit d'un forçage mécanique lié aux forces de marées (Zahn, 1975). Une première signature de ce mode a été observé dans les données Kepler pour des naines blanches et des étoiles de masse intermédiaire (Welsh et al., 2011).
Nous reviendrons ultérieurement sur les deux premiers modes d'excitation.

1.3.2 Modes d'oscillation

On distingue plusieurs types de modes d'oscillation :

- les modes *de pression*, ou modes P, qui sont des ondes acoustiques et dont la force de rappel est le gradient de pression. Ces modes présentent de hautes fréquences,
- les modes *de gravité*, ou modes G, des ondes transversales dont la force de rappel est la gravité. Ces modes ont des périodes plus longues que les modes P.

Il existe également des couplages entre ces deux types de modes (les modes *mixtes* ou encore les modes f).
La figure 1.6 représente les tracés de rayons des ondes (Lighthill, 1978; Roxburgh and Vorontsov, 2000) se propageant dans le Soleil. Les modes de gravité se propagent dans la partie radiative et sont évanescents dans la région convective et les modes de pression se déplacent de la surface jusqu'au coeur, mais sont particulièrement sensibles aux phénomènes superficiels. Les modes de gravité sont donc intimement liés à la structure profonde du Soleil.

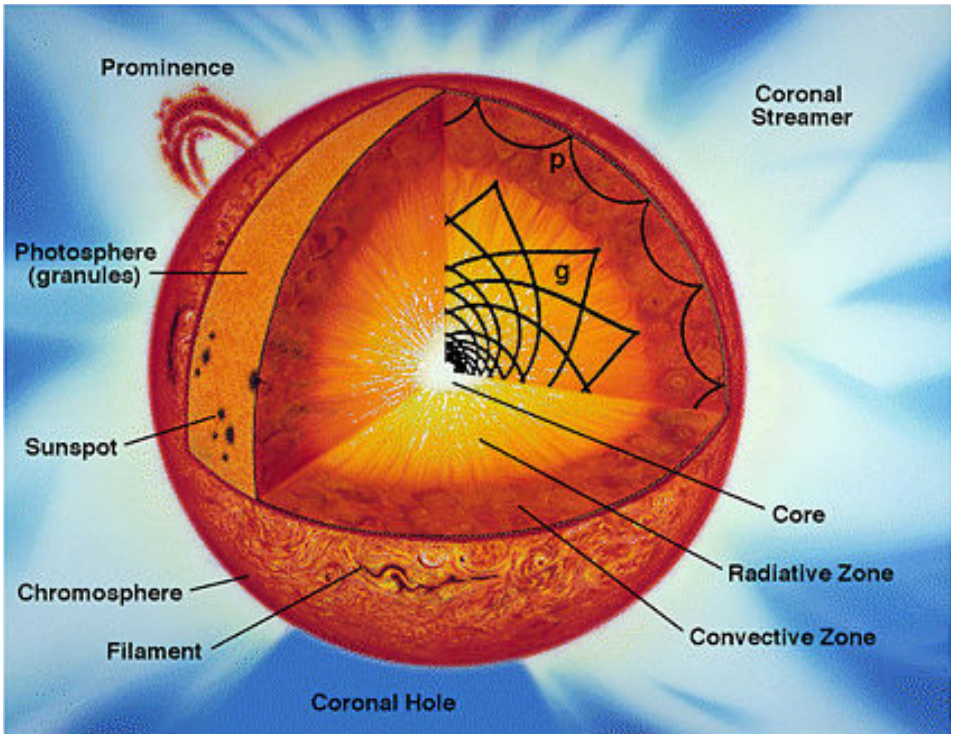


FIGURE 1.6 – Intérieur solaire : superposé à la structure solaire, apparaît le tracé de rayon des ondes (c'est à dire le tracé du trajet des modes g en profondeur et des mode p en surface) (Page web SOHO : http://soho.nascom.nasa.gov).

Dans les étoiles plus massives que le Soleil, qui disposent d'une enveloppe radiative (voir figure 1.3) comme les β-Céphei par exemple, les modes de gravité et de pression sont responsables de pulsations dont la période est de quelques heures.

1.4 Codes d'évolution stellaire

Historiquement, les premiers modèles d'évolution stellaire datent des années 1960 - 1970, lorsque les ordinateurs ont atteint une puissance de calcul suffisante. Les premiers modèles étaient des modèles unidimensionels à symétrie sphérique sans rotation. Les modèles 1D continuent à être très largement utilisés du fait de leur bonne compatibilité avec les observations de surface.
Les codes résolvent les équations (1.1),(1.2), (1.3) et (1.4). Les variables calculées sont la pression, l'opacité, la composition, la production d'énergie, l'entropie, le deuxième exposant adiabatique...

En évolution stellaire, les processus dynamiques n'ont que peu d'effet sur la structure de l'étoile (au premier ordre). Toutefois, des modèles 3D se développent : ils traitent soit des portions d'étoiles (STAGGER) soit des temps d'évolution très courts (ASH (Brun et al., 2004; Alvan, 2014)).

1.5 Présentation du contenu de ce manuscrit

Comme mentionné dans les sections précédentes, les progrès de l'hélio- et de l'astérosismologie permettent aujourd'hui de sonder l'intérieur des étoiles avec une précision inégalée et de qualifier les processus physiques introduits de façon purement théorique. Les différences entre les observations obtenues par les différentes missions spatiales et les prédictions obtenues via les codes d'évolution stellaire permettent d'orienter les différents travaux sur l'approche dynamique mais aussi sur la qualité des ingrédients microscopiques. On s'intéresse dans ce manuscrit à deux cas particuliers : le cas des étoiles de type solaire et le cas de certaines étoiles massives nommées β-Céphei.

Dans le cas du Soleil, l'accord est loin d'être satisfaisant entre les données fournies par l'héliosismologie et les prédictions obtenues via le modèle standard. La figure 1.7 illustre cette différence dans le cas de la vitesse du son.
Les causes de cet écart sont activement recherchées : il pourrait provenir d'un bilan énergétique incomplet dans le Soleil (moins de 5% (Turck-Chièze and Couvidat, 2011) de l'énergie totale qui ne serait pas prise en compte). Cette énergie manquante serait transformée en mouvements macroscopiques dans la zone radiative (tels que la rotation interne, un champ magnétique fossile, les circulations méridiennes, les ondes de gravité...), mouvements qui ne sont pas pris en compte dans le bilan d'énergie du Soleil qui ne tient pas compte des processus dynamiques. Cet écart pourrait également être dû à des calculs de transferts de rayonnement imprécis qui sous-estimeraient la moyenne de Rosseland ou la migration des espèces chimiques dans la zone radiative, via l'accélération radiative. La coexistence des deux phénomènes n'est également pas à exclure.

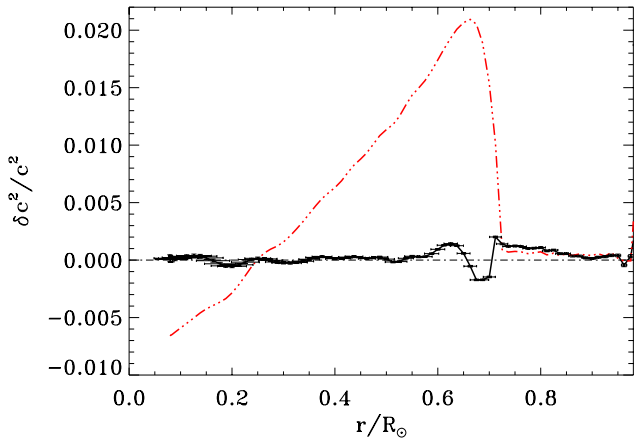


FIGURE 1.7 – Ecart au carré de la vitesse du son sismique et de la vitesse du son extraite de différents modèles en fonction du rayon solaire (Turck-Chièze and Lopes, 2012). En rouge, le modèle standard solaire, décrit par les équations de structure stellaire et en noir, le modèle sismique, ajusté pour reproduire les observations. Les barres d'erreur sismiques sont ajoutées sur ce dernier modèle.

Les β-Céphei sont des étoiles pulsantes dont il est possible d'observer aujourd'hui les modes d'oscillation. Nous verrons ultérieurement comment et pour quelle raison ces étoiles pulsent mais le fait est qu'aujourd'hui ces modes restent difficiles à identifier. En effet, il est délicat de prédire l'ensemble des modes de ces étoiles et l'utilisation de différentes sources d'opacités ne conduit pas aux mêmes prédictions comme l'illustre la figure 1.8. Les pulsations de ces étoiles étant directement liées à un pic d'opacité, le fait de ne pas réussir à prédire correctement les modes observés met le doute quant à la qualité de ces opacités et limite l'exploitation de l'astérosismologie pour ces étoiles.

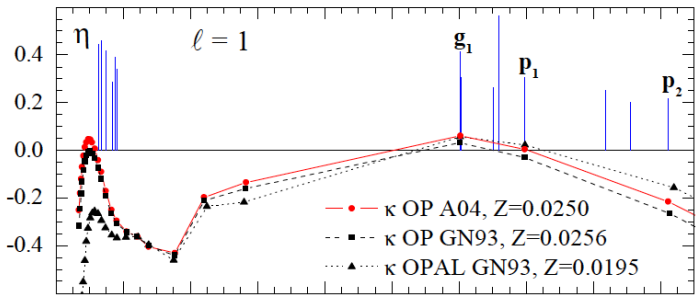


FIGURE 1.8 – Comparaison entre les modes observés (bleu) et les modes calculés d'une étoile massive (rouge et noir) (Zdravkov and Pamyatnykh, 2009).

1.6 Problématique de la thèse

Ces deux situations encouragent donc l'examen précis des calculs de transfert de rayonnement dans les conditions de ces étoiles (faible température (T $<$ 25 eV 1 eV = 11 604 K) et faible densité (quelques μg.cm^{-3}) pour les β-Céphei ; haute température (T $>$ 200 eV) et haute densité (de l'ordre de la densité du solide) pour les étoiles de type solaire). Nous nous proposons dans cette thèse d'essayer de comprendre les limites des tables historiques OP et OPAL via deux axes de recherche :

- l'utilisation de nouveaux calculs théoriques,
- la mise en place et l'exploitation d'expériences lasers.

Cette thèse s'inscrit dans le contexte laser actuel en France et en Europe, particulièrement favorable car il existe aujourd'hui des lasers qui sont capables de reproduire des conditions équivalentes à celles de ces étoiles.

Ce manuscrit est organisé en deux parties, chacune dédiée à un type d'étoiles. La première partie sera ainsi consacrée aux β-Céphei et la seconde partie, au Soleil et aux étoiles de type solaire. Auparavant, et faisant suite à ce chapitre introductif, le lecteur pourra trouver trois chapitres : le premier sera consacré à l'interaction laser-matière, le second aux opacités et le troisième présentera le code de physique atomique FLYCHK. Ces trois chapitres mettront en place les bases nécessaires à la compréhension des chapitres suivants. L'organisation du manuscrit est présentée en figure 1.9.

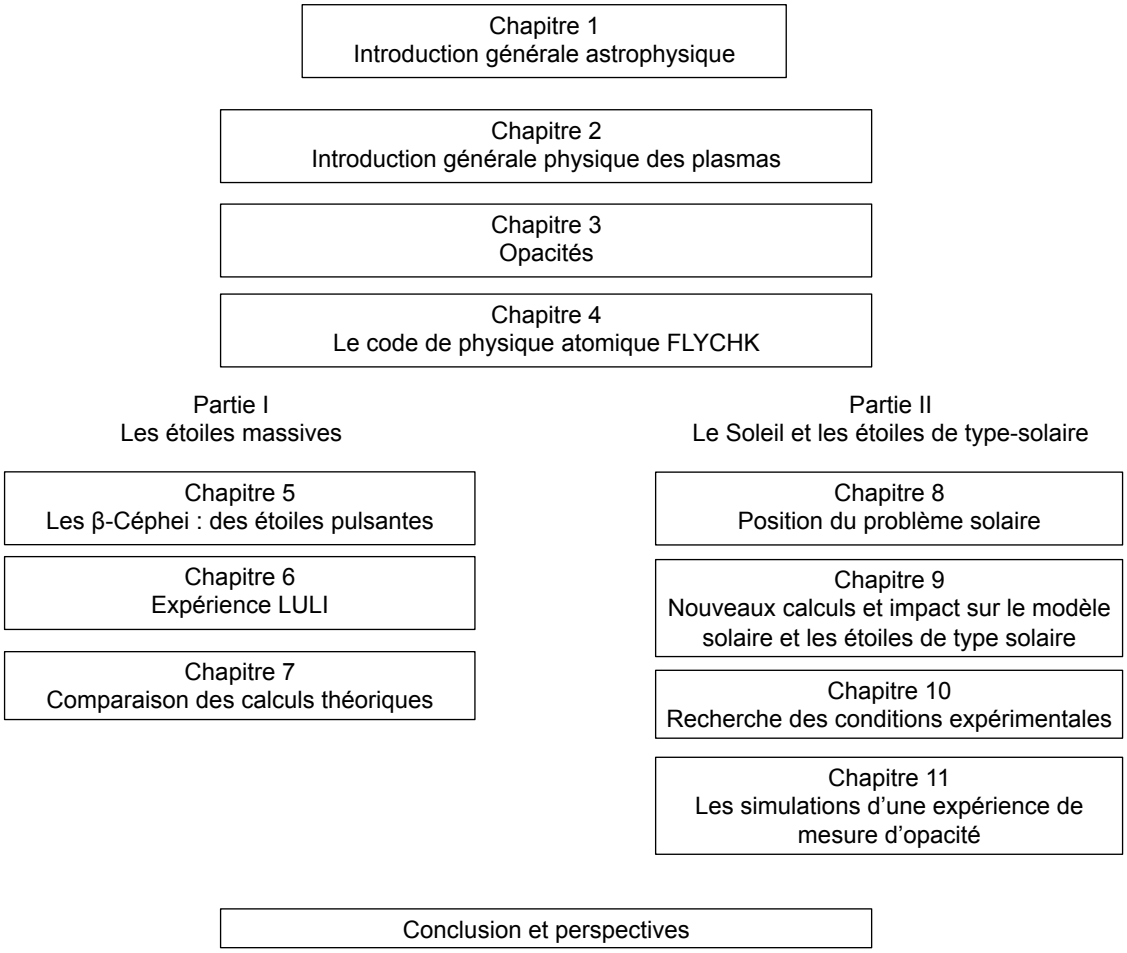


FIGURE 1.9 – Organisation de la thèse.

CHAPITRE 2

Interaction laser-plasma

Sommaire

2.1 Généralités sur les plasmas 15
2.2 Interaction laser-plasma 17
2.3 Mécanisme d'absorption laser 18
2.4 Le transport de l'énergie dans la cible 19
2.5 Electrons suprathermiques 22
2.6 Equilibre Thermodynamique Local 23
2.7 Transmission d'une couche de plasma 24
2.8 Les différentes classes de laser 25
2.9 Résumé 30

2.1 Généralités sur les plasmas

Les différents états de la matière sont souvent regroupés en trois familles : solide, liquide et gaz. Il existe en réalité un quatrième état de la matière, faisant suite aux trois états précédents dans l'échelle des températures : le plasma.

C'est à la fin des années 20 que Langmuir (1928) proposa le terme de *plasma* pour désigner un quatrième état de la matière, similaire à l'état gazeux mais pour lequel une large portion du gaz est ionisé : il s'agit d'un état dilué de la matière constitué de particules chargées, électrons et ions positifs, en proportions telles que le milieu soit globalement neutre. La présence d'un nombre non-négligeable de porteurs de charges dans le plasma le rend électriquement conducteur et par conséquent, très sensible aux champs électromagnétiques. Les interactions entre particules chargées sont régies par la loi de Coulomb (potentiel d'ionisation en $\frac{1}{r}$), et la décroissance très lente de ce potentiel en fonction de la distance confère au plasma des propriétés particulières : interactions à longue portée, effets collectifs.

On distingue les plasmas chauds des plasmas froids. Outre leur différence de température, la différence entre les deux tient au nombre d'atomes dans le mélange : le paramètre d'ionisation $\alpha = \frac{n_e}{n_e+n_n}$ (où n_e et n_n sont respectivement la densité d'électrons et la densité d'atomes neutres) est proche de l'unité pour les plasmas chauds et très petits pour les plasmas froids. La figure 2.1 présente les ordres de grandeurs de températures et de densités de quelques plasmas connus en astrophysique (nébuleuse, coeur et couronne solaire) mais également de plasmas existants sur Terre (aurore boréale, éclair, flamme)
L'émission d'un plasma peut se situer dans n'importe quelle gamme du spectre électromagnétique, du rayonnement radioélectrique jusqu'aux rayons X. La répartition spectrale

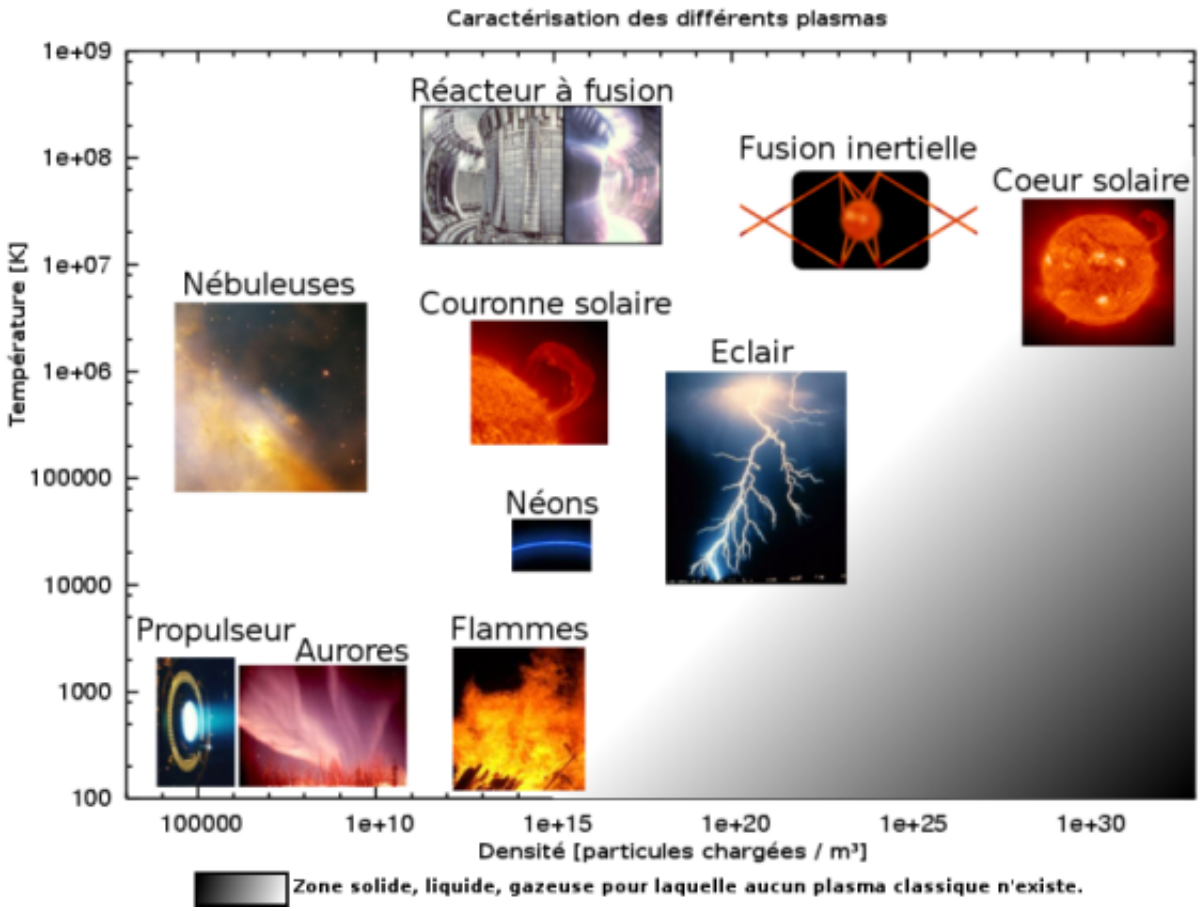


FIGURE 2.1 – Quelques ordres de grandeurs de différents types de plasmas (Crédit Clément Mouhot, Université de Cambridge).

de ce rayonnement dépend de la densité, de la température et du degré d'ionisation du plasma considéré. Lorsque la densité de matière est élevée, l'émission est proche d'un corps noir. Le flux d'émission F total est alors qualifié de *thermique* car il ne dépend que de la température T de la zone émettrice par la relation :

$$F = \sigma T^4$$

où σ est la constante de Stefan-Bolztmann. En général, les plasmas de laboratoire sont plus ou moins transparents au rayonnement qu'ils émettent, et l'émission possède des propriétés assez éloignées de celle d'un corps noir : il s'agit d'un spectre de raies, dû aux transitions électroniques entre niveaux liés des ions, auquel se superpose un rayonnement continu généré par l'interaction électrons libres-ions et électrons-électrons. L'émission radiative d'un plasma constitue un véritable indicateur de sa composition, de sa température, de sa densité et de son état d'ionisation. L'étude théorique de l'opacité d'un plasma est, en général, un sujet complexe qui fait intervenir de nombreux domaines de la physique. Parmi ceux-ci, on peut citer :

- la physique atomique, pour le calcul des niveaux de l'énergie de l'ion, des forces d'oscillateurs, etc...
- la physique statistique pour l'évaluation des grandeurs macroscopiques caractéristiques du milieu (température, densité, etc),
- les équations de l'hydrodynamique pour prendre en compte l'expansion spatiale du milieu au cours du temps,

- les équations du transfert radiatif pour l'étude du champ de radiation se propageant dans le plasma.

Il est aujourd'hui possible de créer des plasmas en utilisant des lasers. Nous allons nous intéresser dans la suite aux différents phénomènes mis en jeu lors de la création et de l'expansion de ces plasmas.

2.2 Interaction laser-plasma

Lorsqu'un faisceau laser intense (10^{12} - 10^{16} W/cm^2) irradie une cible solide, la matière est très rapidement ionisée, sur des temps inférieurs ou de l'ordre de la picoseconde. L'onde laser y pénètre jusqu'à une densité électronique *critique* définie par Dautray and Watteau (1991) :

$$n_c(cm^{-3}) = \frac{1.1 \times 10^{21}}{\lambda(\mu m)^2} \tag{2.1}$$

où $\lambda(\mu m)$ est la longueur d'onde du laser en μm. Cette grandeur représente la densité critique électronique, au-delà de laquelle l'onde laser est complètement réfléchie. Dans la zone où le rayonnement laser pénètre, l'énergie lumineuse est absorbée par différents mécanismes et peut ensuite se propager par conduction vers les zones plus denses, qui sont alors chauffées et se détendent. Une structure hydrodynamique s'établit, donnant naissance à un choc qui se propage dans la cible. Les profils de densité et de température électronique d'une telle structure sont présentés figure 2.2 et font apparaître 4 zones distinctes :

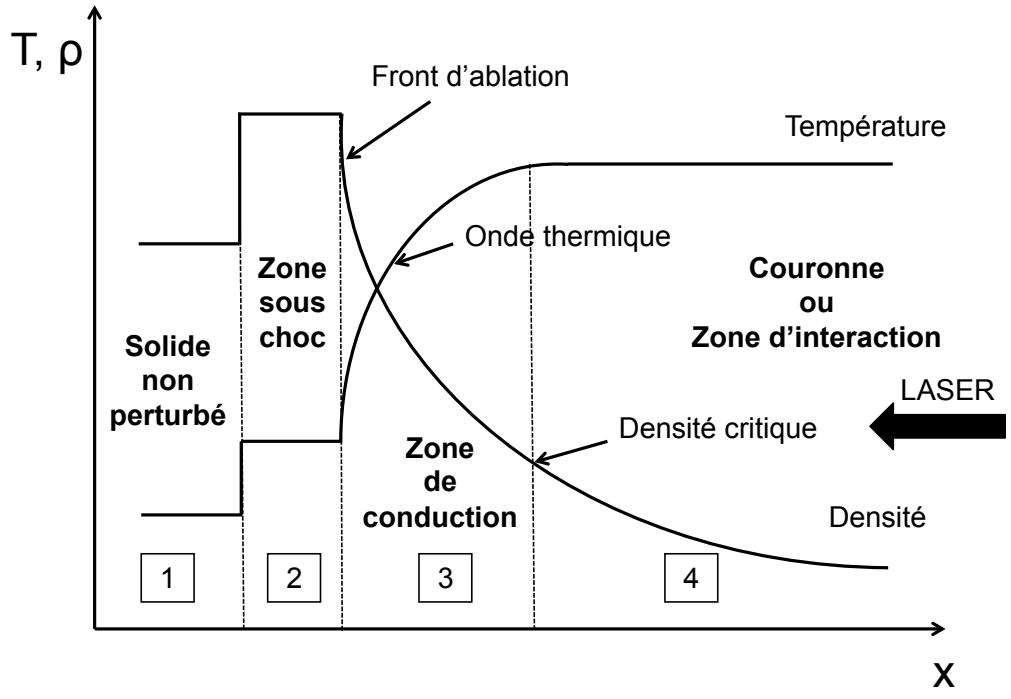


FIGURE 2.2 – Profils caractéristiques de température et de densité dans le cas d'un matériau de numéro atomique inférieur à 10 (Dautray and Watteau, 1991). Nous verrons dans la suite que pour un Z plus élevé, les profils dans la zone de conduction sont différents.

- le solide non perturbé de densité n_s (qui en réalité est souvent le siège d'un préchauffage dû aux électrons suprathermiques et au rayonnement X dur en provenance de la couronne) ([1] sur la figure 2.2) .

- la zone sous-choc : pour des densités électroniques supérieures à n_s ([2] sur la figure 2.2). Lorsque la matière commence à se détendre juste derrière le front d'ablation, défini comme le plan où la densité électronique du plasma est égale à la densité du solide n_s, la pression devient très importante (de l'ordre de la dizaine de Mbar) et engendre un choc hydrodynamique, confondu dans un premier temps avec l'onde thermique. La vitesse de l'onde thermique diminuant au cours du temps, l'onde et le choc se séparent et le choc se propage alors en amont de l'onde thermique (séparation hydrodynamique). Ici, la température est de quelques électronvolts.

- la zone de conduction (ou surcritique) pour des densités électroniques comprises entre n_c et la densité du solide ([3] sur la figure 2.2). Dans cette zone, l'énergie du laser, déposée dans la couronne, est transportée par conduction thermique et/ou par rayonnement X et XUV vers les régions de densité plus élevée. Ici, l'ordre de grandeur de la température est compris entre 10 eV et 1 keV.

- la couronne (ou zone d'interaction) : pour des densités électroniques inférieures à n_c ([4] sur la figure 2.2). Il s'agit de la zone où se déroulent les mécanismes d'absorption de l'énergie laser par le plasma. Dans cette zone, la température électronique est à peu près constante, de l'ordre du kilo-électronvolt et la densité est très faible (typiquement 0.01 g/cm^3).

2.3 Mécanisme d'absorption laser

Les deux principaux mécanismes d'absorption de l'énergie laser sont l'absorption collisionnelle (ou Bremsstrahlung inverse) et l'absorption résonante dans les conditions typiques d'un laser nanoseconde. Le mécanisme dominant est en général l'absorption collisionnelle.

2.3.1 L'absorption collisionnelle

L'absorption collisionnelle (ou Bremsstrahlung inverse) est un processus à trois corps au cours duquel un électron absorbe un photon au cours d'une collision avec un ion : les électrons oscillent dans le champ laser et entrent en collision aléatoirement avec les ions. Au cours de ce processus, ils absorbent un photon. Ainsi, l'énergie cohérente d'oscillation des électrons est transformée en énergie cinétique désordonnée. L' efficacité du processus dépend de la fréquence de collision électron/ion et de la trajectoire de l'onde dans le plasma.
Ce processus est d'autant plus important que la longueur d'onde du laser est courte et le numéro atomique de la cible élevé. Ce mécanisme est le processus d'absorption le plus efficace. Il conduit au chauffage du plasma en déposant son énergie préférentiellement au voisinage de la densité critique et ne produit pas de particules rapides.

2.3.2 L'absorption résonante

Plus l'intensité du laser augmente, moins l'absorption collisionnelle est efficace. Un mécanisme non collisionnel devient prépondérant pour assurer l'absorption : l'absorption résonante (linéaire). Elle repose sur la conversion d'une onde électromagnétique en une onde de Langmuir (oscillations de plasma).
Elle génère des électrons rapides dit *suprathermiques*, à la densité critique. L'énergie des ondes plasma est ensuite cédée au milieu par amortissement Landau et convection thermique à bas flux, et par déferlement à haut flux. Une minorité d'électrons est ainsi chauffée à une température très élevée. Une partie de ces électrons est diffusée vers l'avant de la

cible, dans la couronne sous-dense, l'autre partie vers l'arrière de la cible en pénétrant la zone de densité critique. Ils peuvent avoir un effet nocif sur l'efficacité de la compression de la cible. Ce processus excite par effet tunnel des ondes électroniques au voisinage de la densité critique et donne naissance à une population quasi-maxwellienne d'électrons chauds (électrons suprathermique). Cet effet est surtout marqué en impulsion courte et aux fortes valeurs du paramètre $I_{14} \times \lambda_{\mu m}^2$ où I_{14} est l'intensité laser en unité de 10^{14} W/cm^2 et $\lambda_{\mu m}$ la longueur d'onde du faisceau laser en micromètres (Dautray and Watteau, 1991). Il dépend également de la polarisation du laser.

Ces deux processus sont qualifiés de linéaires car ils ne font pas intervenir l'intensité de l'onde, à l'opposé des processus non-linéaires qui apparaissent lorsque la vitesse d'oscillation de l'électron dans le champ électrique de l'onde est de l'ordre de la vitesse thermique.

2.3.3 Les instabilités paramétriques

Ce sont des processus non-linéaires qui peuvent conduire à l'absorption ou à la réflexion de l'onde et peuvent s'interpréter en terme de décomposition de l'onde électromagnétique en ondes plasmas (électroniques ou ioniques) et/ou électromagnétiques. Ils peuvent être décrit par le couplage de 3 ou 4 ondes et peuvent être à l'origine de la production d'électrons chauds (excitation d'ondes plasmas électroniques). Il existe ainsi l'instabilité Raman (lorsqu'il s'agit d'ondes plasma électroniques, qui se produit au voisinage de $n_c/4$), l'instabilité Brillouin (lorsqu'il s'agit d'ondes plasmas ioniques, qui se produit au voisinage de la densité critique n_c). Il existe également l'instabilité de décomposition à deux plasmon (two-plasmon-decay), qui se produit dans le domaine où la densité électronique est inférieure à $n_c/4$.
Ces processus apparaissent pour des fortes valeurs du paramètre $I_{14} \times \lambda_{\mu m}^2$ (Dautray and Watteau, 1991).

2.4 Le transport de l'énergie dans la cible

Au delà de la zone critique s'établit une zone dite de conduction à l'intérieur de laquelle l'énergie laser déposée continue à se propager vers les zones denses sous l'action de deux mécanismes :

- la conduction électronique
- le transport radiatif

2.4.1 La conduction électronique

Dans le cas des éléments légers ($Z < 10$), le transport de l'énergie dans la zone de conduction est essentiellement assuré par les électrons thermiques. Les électrons suprathermiques contribuent également au transport de l'énergie mais comme source de préchauffage car leur libre parcours est très grand, même à l'échelle de la cible. Ils doivent donc être pris en compte dans les expériences d'hydrodynamique (leur rôle étant d'uniformiser le dépôt d'énergie).

2.4.1.1 Transport classique de Spitzer-Härm

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

thermique qui intervient dans l'expression reliant le flux de chaleur au gradient de température a été effectué par Spitzer et Härm (Spitzer and Härm, 1953), il s'écrit :

$$\vec{Q} = -K\vec{\nabla}T_e \tag{2.2}$$

où $\vec{\nabla}T_e$ est le gradient de température électronique et K la conductivité de Spitzer-Härm. Cependant, cette expression n'est valable que lorsque la longueur du gradient de la température est suffisamment grande devant le libre parcours moyen des électrons, c'est à dire pour des gradients de température peu raides. Or, dans les conditions expérimentales, ceci n'est pas réalisé : au voisinage de la densité critique, les électrons ne sont plus thermalisés, i.e. l'hypothèse de Spitzer et Härm supposant que la fonction de distribution est une Maxwellienne n'est plus valable. Des expériences réalisées dans les années 80 (Malone et al., 1975) ont montré que le flux de chaleur est inférieur (d'un facteur compris entre 10 et 100) à celui donné par la formule classique. Dans le cas d'un gradient raide, le flux de chaleur pourrait donc croître indéfiniment... Plusieurs solutions ont alors été envisagées pour surmonter cet obstacle et rendre l'expression du flux de chaleur plus physique. La première consiste à limiter artificiellement ce flux, en lui imposant une valeur maximale, et une autre méthode, plus physique, utilise une théorie de transport non-local.

2.4.1.2 Flux de chaleur limite

Ainsi, une façon simple de décrire ce flux dans les simulations est d'introduire un facteur de flux limite f, que l'on ajuste pour retrouver les résultats expérimentaux. Les électrons peuvent transporter au maximum un flux noté Q_{lim} tel que $Q_{lim} = n_e v_e T_e = n_e T_e \sqrt{\frac{kT_e}{m_e}}$ (où n_e est la densité électronique, T_e la température électronique et v_e la vitesse électronique), qui correspond à un flux d'électrons en écoulement libre. Le flux peut être limité de façon harmonique :

$$\frac{1}{Q'} = \frac{1}{Q} + \frac{1}{fQ_{lim}} \tag{2.3}$$

ou bien tel que :

$$Q' = min(Q, fQ_{lim}) \tag{2.4}$$

2.4.1.3 Flux délocalisé

Cette limitation empirique du flux ne rend toutefois pas compte de la réalité. Lorsque les gradients de température sont très raides, le libre parcours moyen des électrons est grand devant les échelles locales et ceux-ci déposent leur énergie loin dans la cible. Pour tenter de reproduire ce phénomène, la théorie du flux délocalisé a été proposé par Luciani et al. (1983). Ils donnent donc une expression non-locale du flux de chaleur en écrivant :

$$Q(x) = \int dx' Q_{SH}(x')\omega(x, x')$$

où Q_{SH} est le flux classique de Spitzer-Härm, et où $\omega(x, x')$ est un opérateur de délocalisation ajusté de manière à approcher les simulations cinétiques Fokker-Planck existantes (Matte and Virmon, 1982). Ainsi, le flux de chaleur à la position x, $Q(x)$, dépend du profil de température autour de la position x, mais surtout dans la région située à une distance inférieure au libre parcours moyen des électrons de température $T_e(x)$. Ainsi, le flux de chaleur sera naturellement limité dans les zones chaudes du gradient de température, pour augmenter dans les zones les plus froides.

2.4.2 Le transport radiatif

Dans le cas où le numéro atomique de l'élément irradié est modéré ou élevé ($Z \gtrsim 10$), la fraction de l'énergie laser convertie en rayonnement X et XUV est plus importante et le

transport de l'énergie est assuré de façon prépondérante par le rayonnement X. Dans ce cas, la zone de conduction se scinde en deux zones (Sigel, 1994) : la zone de conversion et la zone de ré-émission comme illustré sur la figure 2.3. Au voisinage de la densité critique, l'énergie laser est convertie en rayonnement X. Cette zone est appelée *zone de conversion*. Le rayonnement X émis est réabsorbé puis réémis à des densités plus élevées, ce qui fait apparaître une nouvelle zone dite *zone de ré-émission*. L'énergie est alors transportée de façon radiative par des processus d'absorption et de ré-émission successifs qui constituent une onde radiative, étudiée par Marshak (1958).

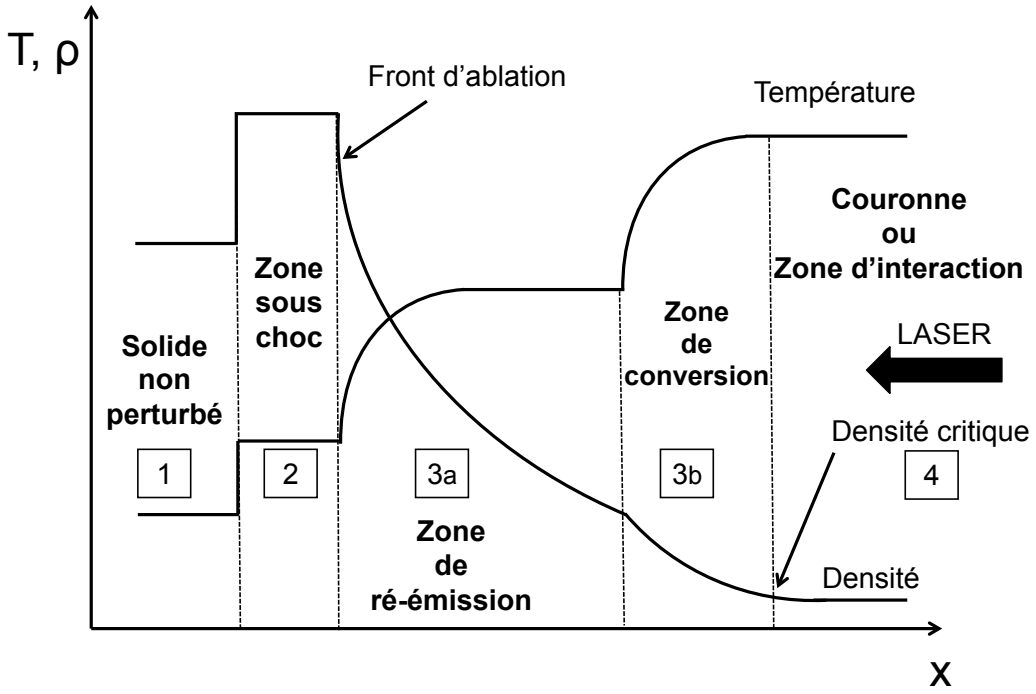


FIGURE 2.3 – Profils caractéristiques de température et de densité dans le cas d'un matériau de numéro atomique modéré ou élevé. La zone de conduction [3] sur la figure 2.2 se scinde en deux zones : la zone de ré-émission (3a) et la zone de conversion (3b) (Dautray and Watteau, 1991).

2.4.2.1 Zone de conversion

Le laser en déposant son énergie au voisinage de la densité critique, chauffe cette région fortement. Elle devient le siège d'un rayonnement X intense, dû à des processus complexes de transition des électrons dans les ions excités : il y a ainsi *conversion* de l'énergie laser en rayons X d'où le nom de cette zone ([3b] sur la figure 2.3) La zone de conversion est caractérisée par des températures électroniques élevées de l'ordre du kilo-électronvolt et des densités faibles (inférieures à 0.1 g/cm^3).
Cette émission X est produite par trois principaux mécanismes :

- l'émission par Bremsstrahlung, qui se produit lorsqu'un électron entre en collision avec un ion. L'électron est alors freiné et perd une partie de son énergie cinétique sous forme de rayonnement. La puissance émise par Bremsstrahlung ("rayonnement de freinage") est répartie sur toutes les fréquences.

- l'émission par recombinaison électron-ion qui domine le Bremsstrahlung d'autant plus que l'état d'ionisation est élevé (et donc que le numéro atomique est grand). Dans la zone de conversion, le degré d'ionisation est très élevé ; les photons émis par

recombinaison électron-ion ont des énergies supérieures au kilo-électronvolt car ils proviennent des transitions avec les couches atomiques plus profondes.

- l'émission de raie qui se produit lors d'une transition électronique entre deux niveaux énergétiques d'un même ion. Ce type d'émission est dominant dans le cas de matériaux de Z élevé.

Ce rayonnement X est émis aussi bien vers la cible que vers le vide (dans la direction du laser). Le rayonnement qui se propage vers la cible rencontre des zones de densité élevée ($\sim$ de la densité du solide) et de température plus froide où il sera beaucoup plus absorbé en raison de la grande opacité de cette région (l'opacité est inversement proportionnelle à la température, et proportionnelle à la densité comme nous le montrerons dans le chapitre suivant). Le rayonnement émis vers le laser quant à lui s'échappe de la zone de conversion, qui est optiquement mince pour son propre rayonnement, et participe aux pertes radiatives.
L'émission X est d'autant plus importante que le numéro atomique du matériau est élevé. Cette caractéristique joue un rôle fondamental dans le choix du matériau constituant la cavité dans la configuration attaque indirecte en fusion par confinement inertiel, mais aussi dans le matériau constituant l'ablateur dans la configuration attaque directe (ablateur dopé) comme nous le verrons dans la suite de ce manuscrit.

2.4.2.2 Zone de ré-émission

La zone de ré-émission (zone [3a] sur la figure 2.3) est chauffée par le rayonnement X provenant de la zone de conversion. Elle est caractérisée par des densités de l'ordre de 1 g.cm^{-3} et des températures de l'ordre de la centaine d'électronvolts. Elle est optiquement épaisse au rayonnement X provenant de la zone de conversion et par conséquent, son rayonnement se rapproche de celui d'un corps noir d'intensité égale à σT^4. Une partie de l'intensité des rayons X provenant de la zone de conversion est alors réémise de façon quasi-planckienne par des nombreux processus d'absorption et de ré-émission successifs, vers le front d'ablation et la zone de conversion.

2.5 Electrons suprathermiques

Il s'agit d'une population très énergétique d'électrons que l'on dit *suprathermiques* ou rapides. La production de ces électrons est particulièrement importante dans le cas d'un régime laser à haut flux (typiquement des intensités laser supérieures à 10^{18} W/cm^2). Dans le cas de l'interaction laser-matière, les électrons suprathermiques ne proviennent pas d'une source externe mais sont directement créés dans la cible irradiée par le laser, notamment par les instabilités paramétriques que nous avons évoquées précédemment. Appartenant à ses couches les plus externes, ils sont fortement accélérés par le laser et se propagent vers l'intérieur de la cible. Leur déplacement rapide vers les parties les plus profondes ($n_e > n_c$) altère en particulier la neutralité de charge. L'importante densité de charge associée au faisceau d'électrons fait alors apparaître des effets électriques et magnétiques (Bond et al., 1980) qui deviennent très importants et qui vont agir sur la propagation et sur le dépôt d'énergie. Le champ électrique associé au courant d'électrons rapides peut atteindre des valeurs allant jusqu'à 10^7 MV/m. Ces électrons induisent des "trous" en couche interne, peuplant alors des niveaux doublement excités, de nombre quantique élevé. Leur désexcitation induit une émission dans le domaine X de raies satellites qui s'accumulent sur le flanc bleu/rouge de la raie de résonance associée et élargissent cette dernière.

2.6 Equilibre Thermodynamique Local

L'Equilibre Thermodynamique Local (ETL) implique que toutes les propriétés thermodynamiques d'un petit volume de matière sont égales à leur valeur d'équilibre thermodynamique (Drake, 2006). Cela signifie que les vitesses électronique et ionique suivent les lois de distribution de la mécanique statistique et que les équilibres d'excitation et d'ionisation sont déterminés par les collisions plus que par les taux radiatifs. Dans la limite non-dégénérée, les distributions de vitesses sont donc Maxwelliennes, l'équilibre d'excitation est donné par la fonction de distribution de Boltzmann et l'équilibre d'ionisation est donné par la formule de Saha. En revanche, le rayonnement ne suit pas nécessairement la loi de Planck.

Une étoile est ainsi en très bonne approximation à l'équilibre thermodynamique local compte-tenu de la densité de matière relativement élevée. C'est l'approximation retenue dans les modèles stellaires et vérifiée par la sismologie (Turck-Chièze et al., 2001).

2.6.1 Formule de Saha

L'équation de Saha décrit le degré d'ionisation du plasma :

$$\frac{n_{i+1}n_e}{n_i} = \frac{2}{\Lambda^3}\frac{g_{i+1}}{g_i}exp[-\frac{\epsilon_{i+1}-\epsilon_i}{k_BT}] \tag{2.5}$$

où n_i est la densité d'atome dans l'état d'ionisation i ; g_i est la dégénérescence des états pour les ions i, ϵ_i est l'énergie requise pour retirer i électrons à un atome neutre de l'espèce considérée, n_e est la densité électronique, Λ est la longueur d'onde thermique de De Broglie.
Cette formule n'est toutefois valable que pour des plasmas faiblement ionisés, pour lesquels la longueur de Debye est grande. Dans le cas de l'équilibre de Saha, le degré d'ionisation diminue lorsque la densité augmente à température fixée. Cette tendance est en réalité inversée lorsque la densité solide est atteinte, là où l'ionisation par pression apparaît (Atzeni and Meyer-Ter-Vehn, 2004).

2.6.2 Fonction de distribution de Boltzmann

La distribution de Boltzmann donne la fonction de distribution des particules occupant un état i ayant pour énergie E_i :

$$\frac{N_i}{N} = \frac{g_i e^{-E_i/k_BT}}{Z(T)} \tag{2.6}$$

où k_B la constante de Bolztmann et T la température du milieu. g_i est la dégénérescence associée à l'énergie E_i et N le nombre total de particules, défini par :

$$N = \sum_i N_i \tag{2.7}$$

La fonction Z(T), appelée fonction de partition, assure que l'ensemble des probabilités soit égal à 1 et se définit comme :

$$Z(T) = \sum_i g_i e^{-E_i/k_BT} \tag{2.8}$$

2.6.3 Distribution Maxwellienne des vitesses

La loi de distribution Maxwellienne des vitesses donne la probabilité par unité de vitesse de trouver une particule avec une vitesse v :

$$f(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{3/2} exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) \tag{2.9}$$

où m est la masse d'une particule, k_B la constante de Bolztmann et T la température du milieu.

Il est à noter que l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local reste valide tant que le nombre de transitions atomiques par collision reste supérieur au nombre de transitions radiatives. Cette situation est favorisée dans les plasmas collisionnels i.e. à forte densité électronique et/ou lorsque le champ de radiation est faible.

2.7 Transmission d'une couche de plasma

Pour un plasma uniforme, de température T et de densité ρ, irradié directement par un faisceau laser de fréquence ν, l'atténuation de l'intensité incidente en géométrie 1D plane s'exprime de la façon suivante (Salzmann, 1988) :

$$dI(\nu) = -\kappa(x,\nu)\rho I(x,\nu)dx \tag{2.10}$$

où $\kappa(x,\nu)$ est l'opacité du plasma à l'abscisse x. Nous allons revenir dans le chapitre suivant (Chapitre 3) sur l'évaluation de cette quantité.

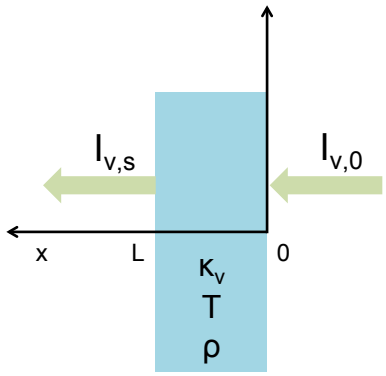


FIGURE 2.4 – Transmission d'une couche de plasma purement absorbant

En intégrant l'équation 6.1 sur l'épaisseur L de la couche de plasma, nous obtenons :

$$I_{\nu,s} = I_{\nu,0} e^{[-\kappa(\nu)\rho L]} \tag{2.11}$$

La transmission se définit ensuite comme le rapport de l'intensité de sortie sur l'intensité incidente et est ainsi directement liée à l'opacité par l'exponentielle (loi de Beer-Lambert).

$$T_\nu = \frac{I_{\nu,s}}{I_{\nu,0}} = e^{[-\kappa(\nu)\rho L]} \tag{2.12}$$

2.8 Les différentes classes de laser

Nous présentons ici les lasers susceptibles d'être utilisés dans des expériences de mesures d'opacités.

2.8.1 Les lasers de classe intermédiaire

2.8.1.1 OMEGA

L'installation OMEGA [1] dont une vue schématique est présentée en figure 2.5, se situe au Laboratory for Laser Energetics à Rochester (USA). Il s'agit d'un ensemble de 60 faisceaux laser dopé au néodyme, avec une longueur d'onde de 351 nm après conversion de fréquence et de durée temporelle autour de la nanoseconde. Il peut fournir jusqu'à 30 kJ sur cible en géométrie sphérique.
Cette installation est désormais complétée par le dispositif OMEGA EP [2] (Extended Performance), qui comprend 4 lignes lasers, dont deux pouvant être utilisées en picosecondes. Les impulsions nanosecondes d'OMEGA EP sont générées et délivrées de la même façon que celles d'OMEGA, avec la même conversion de fréquence à 351 nm. Deux des quatre lignes fournissent des impulsions pouvant aller de 1 à 100 ps à 1053 nm. Ce dispositif peut fournir des intensités sur cible supérieures à 2×10^{20} W/cm^2.

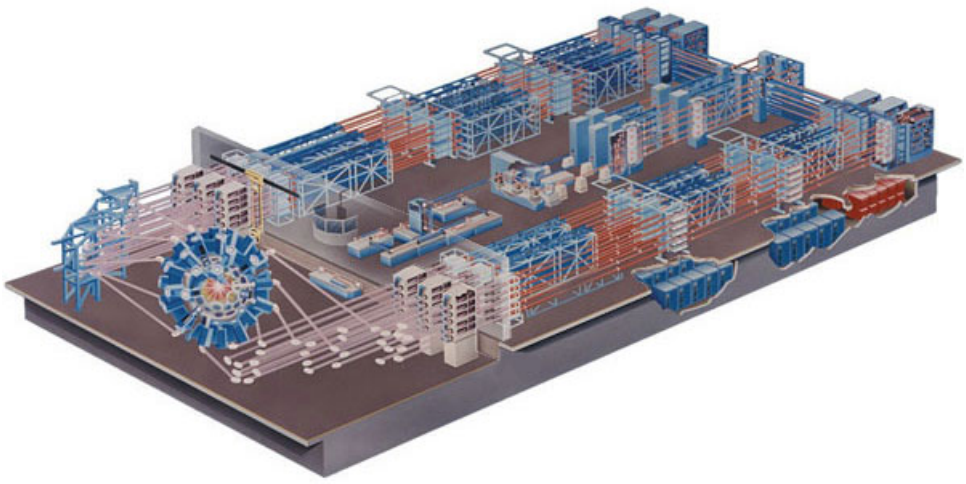


FIGURE 2.5 – Vue schématique de l'installation OMEGA © LLE.

1. http ://www.lle.rochester.edu/omega_facility/
2. http ://www.lle.rochester.edu/omega_facility/omega_ep

2.8.1.2 HELEN - ORION

L'installation HELEN, située à Aldermaston en Angleterre se composait de deux faisceaux longs (∼1 ns, 500 J) et d'un faisceau de radiographie (500 fs, 50 J, 1.05 μm). Elle a été fermée en 2009 et remplacée par ORION.
L'installation ORION possède 10 faisceaux longs (nanosecondes) qui peuvent fournir jusqu'à 5 kJ (500 J par faisceau) à 351 nm et deux faisceaux à impulsions courtes (dixième de picoseconde) qui peuvent fournir jusqu'à 500 J chacun en 0.5 ps à 1053 nm (soit une intensité sur cible de 10^{21} W/cm^2).

2.8.1.3 LULI

Le hall laser LULI 2000 [3] contient deux chaînes laser de puissance à verre néodyme mono-impulsionelles. Chaque chaîne peut délivrer jusqu'à 1 kJ à 1 ω (1.053 μm) en 1.5 ns. L'impulsion est alors carrée et sa durée d'impulsion variable, de 0.5 à 5 ns (avec un temps de montée de l'ordre de 150 ps). Une ligne à retard permet d'avoir des délais entre les deux chaînes ajustables (± 10 ns). Des impulsions converties en fréquence (à 2 et 3 ω) peuvent également être délivrées. L'implantation de la technique d'amplification à dérive de fréquence (CPA) sur une chaîne permet à celle-ci de délivrer une impulsion en régime picoseconde.

Laser	**Longueur d'onde (nm)**	**Energie par faisceau (J)**	**Nombre de faisceaux**	**Pays**
OMEGA	351	500	60	USA
*HELEN**	351	500	2 faisceaux longs (+1 faisceau court)	Angleterre
ORION	351	500	10 faisceaux longs (+ 2 courts)	Angleterre
LULI	526 (2ω) - 351 (3 ω)	300 - 350 (2 ω)	2 faisceaux (+ 1 faisceau court)	France

TABLE 2.1 – Résumé des caractéristiques de différents lasers nanosecondes de classe intermédiaire (* installation fermée).

Il existe également d'autres lasers que nous n'avons pas évoqués (liste non exhaustive) :

- Vulcan, qui est un faisceau Petawatt pouvant fournir jusqu'à 10^{21} W/cm^2 dans une tache focale de 5μm
- PALS (Prague Asterix Laser System) qui peut fournir jusqu'à 3×10^{16} W/cm^2
- Gekko XII est un laser composé de 12 faisceaux, doublé en fréquence à 532 nm. Ils peuvent fournir jusqu'à 10 kJ.

3. http ://www.luli.polytechnique.fr

FIGURE 2.6 – Localisation des principaux lasers pouvant être utilisés dans les expériences d'opacités.

2.8.2 Les lasers à haute puissance

Il n'existe à l'heure actuelle que deux lasers à haute puissance : le National Ignition Facility (Livermore) et son homologue français en cours de construction, le Laser Mégajoule (LMJ). Les caractéristiques de ces deux lasers sont présentées en table 2.2.

	NIF	**LMJ**
Localisation	Livermore (USA)	Bordeaux (France)
Nombre de faisceaux	192	176*
Intensité sur cible	1.6 - 1.85 MJ	1.5 MJ

TABLE 2.2 – Comparaison des capacités du NIF et du LMJ. [* prévision]

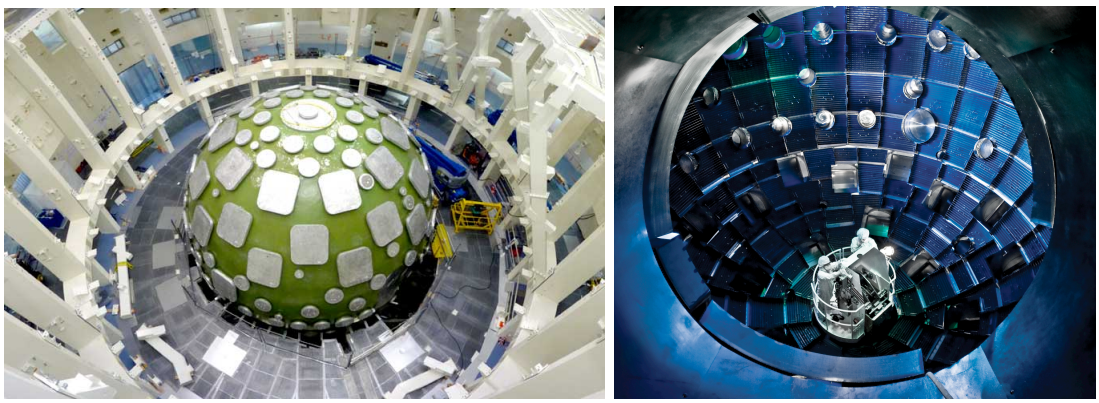


FIGURE 2.7 – *A gauche :* Vue extérieure de la chambre du LMJ © CEA. *A droite :* Vue intérieure de la chambre du NIF © LLNL.

L'un des grands atouts du Laser Mégajoule est d'être couplé à un second laser, PETAL qui est un laser Petawatt. La table 2.3 présente les caractéristiques d'un quadruplet LMJ

(=ensemble de quatre faisceaux laser organisés en carré) et du faisceau PETAL. Aujourd'hui, seuls quatre quadruplets sont disponibles, les 172 seront mis en service au fur et à mesure, permettant la montée en puissance du laser.
Une vue schématique du trajet des faisceaux de leur création jusqu'à leur focalisation dans la chambre d'expérience ainsi que l'organisation des quadruplets dans la chambre sont présentés respectivement en figure 2.8 et figure 2.9 pour l'agencement des faisceaux et figure 2.8 pour le trajet des faisceaux de leur création à leur focalisation dans la chambre). L'installation LMJ-PETAL sera accessible à la communauté académique à l'horizon 2017, avec l'accès à deux quadruplets et un temps d'accès allant de 20 à 30% .

	PETAL	**1 quad LMJ**
Energie	3 kJ (1 kJ en première configuration)	30 kJ
Longueur d'onde	1053 nm	351 nm
Durée de l'impulsion	0.5 à 10 ps	0.2 à 25 ns
Intensité	10^{20} W/cm^2	autour de 10^{15} W/cm^2

TABLE 2.3 – Caractéristiques de PETAL et du LMJ (Ion Workshop, 2012)

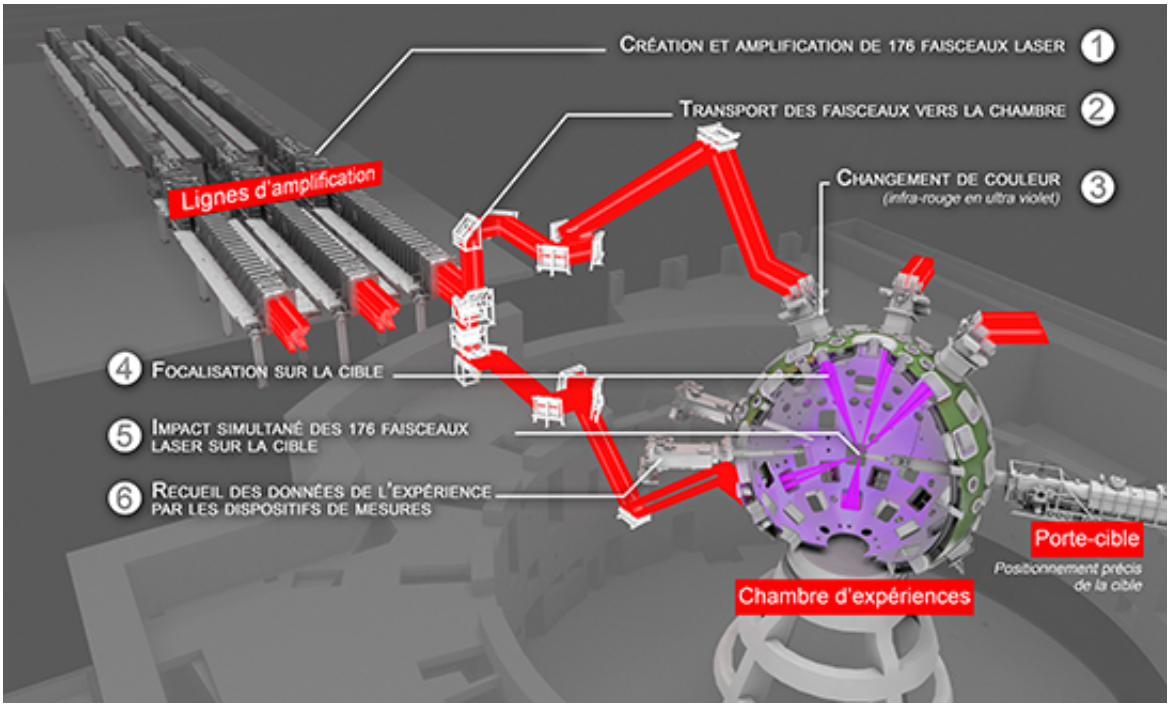


FIGURE 2.8 – Trajet des faisceaux, de la création à la focalisation sur cible dans la chambre sur le LMJ © CEA.

La figure 2.10 représente en fonction de la température et de la densité massique (ou la densité de particules), les domaines atteints par les différentes classes de laser. A ces domaines sont superposés, à titre indicatif, les chemins thermodynamiques de différents objets astrophysiques. Le domaine atteignable par le LMJ sera selon les prévisions le même que celui atteint par le NIF.

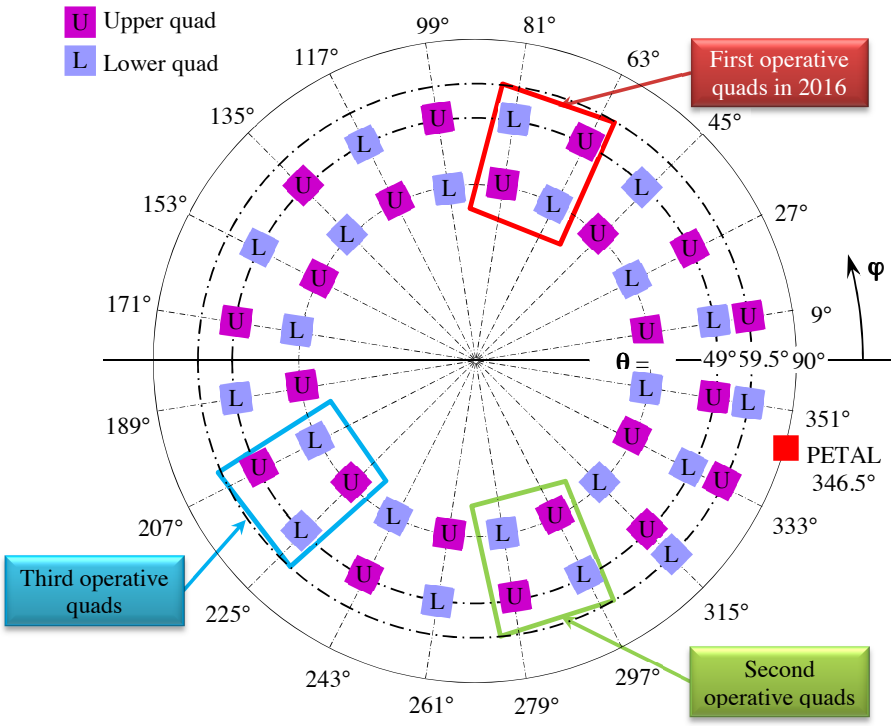


FIGURE 2.9 – Géométrie de la configuration de la chambre LMJ. Les premiers quadruplets disponibles sont indiqués © CEA.

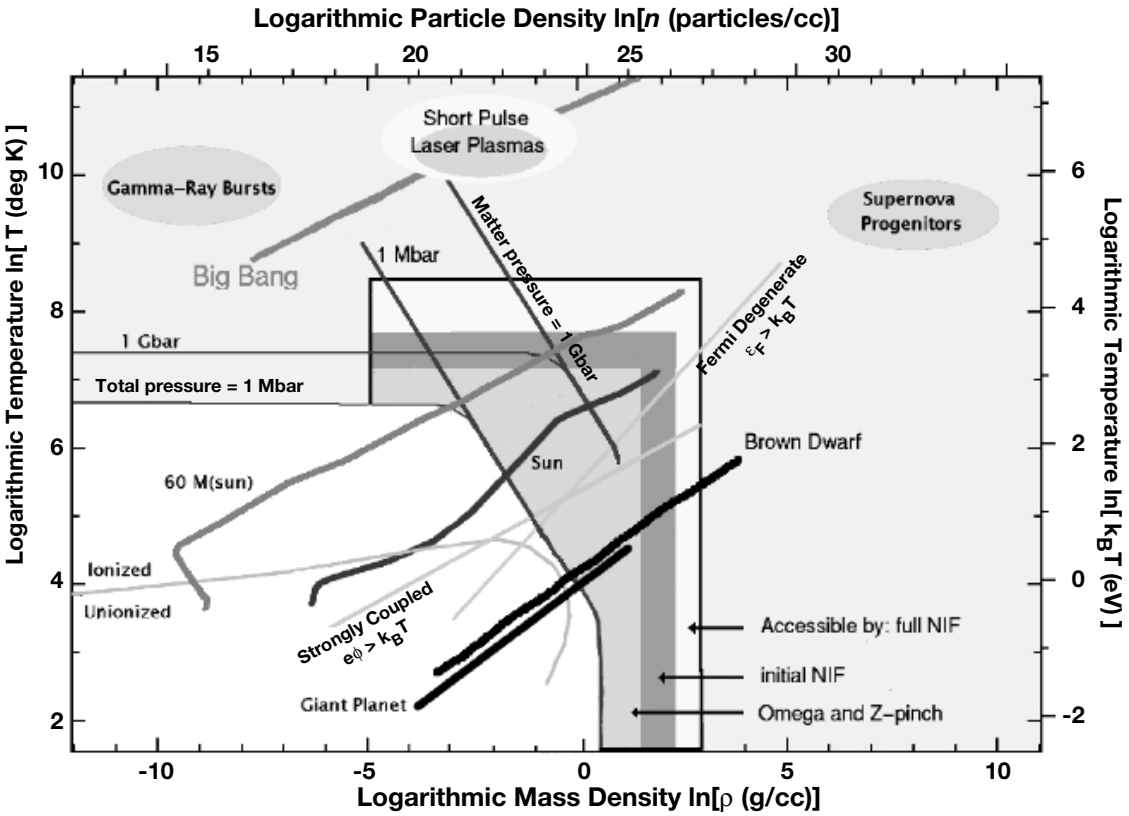


FIGURE 2.10 – Domaines atteignables par différents lasers comparés à différents ordres de grandeurs astrophysiques (Committee on High Energy Density Plasma Physics, 2003)

2.9 Résumé

Nous avons fait dans ce chapitre une revue les différents processus mis en jeu lors de l'interaction entre un laser et une cible solide qui va permettre la compréhension de ce travail de thèse. Nous avons ainsi décrit les différentes zones du plasma lors de l'irradiation d'une cible solide par un laser ce qui nous a conduit à examiner les différents phénomènes d'absorption laser. Nous avons également exposé les différents modes de transport de l'énergie (électronique et radiatif) dans la cible, ce qui nous a amené à évoquer les différentes approximations réalisées pour la modélisation du transport électronique.
Une notion importante lorsque l'on s'attache à l'étude des intérieurs stellaires est celle de l'équilibre thermodynamique local (ETL) et il est très important de considérer cette propriété lors de la mise en place d'expériences dédiées à ces intérieurs stellaires. Il est en effet aujourd'hui possible de reproduire des plasmas d'intérêt astrophysique avec des lasers. Nous avons présenté quelques-uns des lasers qui seraient susceptibles d'être utilisés pour des expériences de mesure d'opacité : des lasers de classe intermédiaire et des lasers de haute puissance. Nous allons revenir dans le chapitre suivant sur cette grandeur, fondamentale lorsqu'on s'intéresse à l'évolution et à la structure des étoiles.

CHAPITRE 3

Les opacités

Sommaire

3.1 Historique **31**
3.2 Definition **32**
3.3 Les opacités moyennes **36**
3.4 Calculs d'opacité **38**
3.5 Accélération radiative **40**
3.6 Résumé **41**

3.1 Historique

C'est dès les années 1920 qu'Eddington (1926) identifie l'opacité comme l'un des ingrédients clés des modèles stellaires. A cette époque la contribution lié-lié est négligée. A la fin de la même décennie, Russel (1929) publie la première analyse quantitative de la composition chimique de l'atmosphère du Soleil en déterminant l'abondance de 56 éléments. Au milieu des années 40, sous l'impulsion de Teller, les processus de photoexcitation sont pris en compte. A la fin des années 50, Schwarzschild (1958) ne considère pour le calcul des opacités que trois processus :

- les transitions lié-libre
- les transitions libre-libre
- la diffusion électronique.

Il faut attendre les années 1960 pour voir l'introduction des processus de photo-excitation dans les calculs d'opacité stellaire via les travaux de Cox et Stewart. Devant la complexité et la lourdeur des calculs, les opacités furent mises sous forme de tables, directement utilisables par les codes de structure stellaire.
Les premières tables utilisées très largement dans les modèles stellaires proviennent de la libraire d'opacité de Los Alamos (LAOL, Cox and Stewart (1965, 1970*a*,*b*)). Compte-tenu de la taille et des capacités des ordinateurs, les calculs d'opacités se basaient sur une approximation hydrogénoïde des atomes. Ces tables demeurèrent une référence pendant une vingtaine d'années.
L'augmentation de la qualité des données observationnelles a finalement montré les limites de cette librairie. En effet, la détermination de la masse des Cépheides, basée sur leur position dans le diagramme HR n'était pas en accord avec la masse déterminée par la théorie des pulsations (Simon, 1982) : les modèles standards de pulsation prédisaient des rapports de périodes plus grands que les observations. La forte dépendance des propriétés stellaires à l'opacité ont conduit Simon à montrer qu'une augmentation des opacités

pourraient résoudre ce problème. Deux groupes se sont alors attelés à la production de nouveaux calculs d'opacités :

- le groupe OPAL (OPacity At Livermore) du laboratoire Lawrence Livermore aux Etats-Unis (Rogers and Iglesias, 1992; Iglesias and Rogers, 1996)
- le groupe OP (Opacity Project), une collaboration académique internationale (Seaton et al., 1994)

Ces tables restent aujourd'hui les plus utilisées dans la communauté astrophysique mondiale. Au début des années 2000 est apparue la première génération de calculs détaillés d'opacités. La table 3.1 résume les différentes tables d'opacités produites depuis les années 1960.

Equipe	**Nombre d'éléments**	**Traitement de la physique**	**Résultats**
Cox and Stewart (1965)	12 : H, He, C, N, O, Ne, Na, Mg, Al, Si, Ar et Fe	Transition lié-lié des éléments lourds non prises en compte	Problème de la masse des Céphéides
Huebner et al. (1977) (Los Alamos Opacity Library - LAOL)	12 : H, He, C, N, O, Ne, Na, Mg, Al, Si, Ar, Fe	Transitions lié-lié des éléments lourds introduites	Problème de la masse des Céphéides (Courtaud et al., 1990)
Rogers and Iglesias (1992)	14 : H, He, C, N, O, Ne, Na, Mg, Al, Si, S, Ar, Ca et Fe.	Transition lié-lié et interaction spin-orbite	Augmentation de 300% du pic du fer : méc. κ des β-Céphei, SPB
Seaton et al. (1994)	17 éléments : les éléments de LOAL + S, Ca, Cr, Mn et Ni.	Nouveaux éléments du groupe du fer	Pic du fer différent de OPAL
Iglesias and Rogers (1996)	21 : Rogers and Iglesias (1992) + P, Cl, K, Ti, Cr, Mn et Ni	Nouveaux éléments et équations d'état corrigées	-
Seaton (2005)	17 éléments : Idem que Seaton et al. (1994)	Ajout du traitement des transitions lié-lié	Pic du fer augmenté de 18 %

TABLE 3.1 – Historique des tables d'opacités

Les premiers tests expérimentaux des calculs d'opacités avec des lasers de puissance datent des années 1990 (Huebner and Barfield, 2014). D'autre part, grâce à l'augmentation de la puissance de calcul des ordinateurs, de nouveaux modèles et codes d'opacités ont été mis au point ou sont en cours de développement : TOPAZ (Lawrence Livermore National Laboratory, USA), ATOMIC (Los Alamos National Laboratory, USA), OPAS (CEA DAM, France), SCO-RCG (CEA DAM, France).

3.2 Definition

L'opacité caractérise le couplage du rayonnement électromagnétique avec la matière par absorption et diffusion à la fréquence ν : elle se définit comme la section efficace d'interaction du photon avec la matière. Elle s'exprime en cm^2/g. Cette interaction photon-matière est en général décomposée en divers processus électroniques élémentaires (Mihalas, 1978). Ces processus sont nommés en fonction des états initial et final de l'électron participant

à la transition radiative. Ainsi, l'opacité peut s'écrire de façon générale comme la contribution des différents processus élémentaires. Dans les plasmas chauds et partiellement ionisés, le calcul de l'opacité est dominé par 4 processus :

- processus de diffusion ;
- Bremsstrahlung [1] inverse (libre-libre) ;

} Interaction avec les électrons libres

- photoionisation (lié-libre, saut d'énergie) ;
- photoexcitation (lié-lié : raies spectrales).

} Interaction avec les électrons liés

Les calculs sont complexes : selon les méthodes, un calcul détaillé peut prendre jusqu'à 1 mois et il est souvent nécessaire de réaliser des milliers de calculs. Les calculs détaillés sont donc souvent réservés à des études particulières et en général, il faut faire des approximations pour le calcul des opacités. Tout l'enjeu consiste à trouver les approximations pertinentes pour le problème posé. De plus, la validation expérimentale est utile. Elle permet aussi d'étudier les effets plasma de l'élargissement des raies et les interactions de configuration. Pour le calcul de l'opacité à l'ETL, les structures atomiques des espèces présentes dans le plasma doivent être déterminées ainsi que les taux de transitions des processus entre différents états de charge. Si le plasma est hors ETL, il faut en plus déterminer les populations des niveaux. Les processus radiatifs font intervenir les états électroniques du plasma liés ou libres conduisant à différents mécanismes d'absorption.

L'opacité monochromatique est usuellement notée κ_ν et est reliée à la section efficace d'interaction σ_ν par :

$$\kappa_\nu = \frac{k_\nu}{\rho} = \frac{N_A}{m_a}\sigma_\nu$$

où ρ est la densité massique, N_A le nombre d'Avogadro, m_a la masse atomique et k_ν le coefficient d'absorption.

3.2.1 Absorption lié-lié

L'absorption lié-lié ([1] sur la figure 3.1) correspond à l'absorption d'un photon par un atome, au cours de laquelle un électron lié effectue une transition d'un état lié à un état lié d'énergie supérieure. L'inverse de cette transition est l'émission d'un rayonnement par l'atome lors de la transition de l'état d'énergie supérieure à l'état d'énergie inférieure. C'est un vrai processus d'absorption et son inverse est l'émission de rayonnement accompagnant une transition vers un état d'énergie inférieure.

Pour une transition entre deux niveaux atomiques 1 et 2 d'une espèce atomique X $X_1 + h\nu_{12} \rightarrow X_2$, la contribution à l'opacité monochromatique est exprimée en fonction de la force d'oscillateur monélectronique de la transition $f_{2,1}$ de la façon suivante (Mihalas, 1978) :

$$\kappa^{12}_{\nu,bb} = \frac{2\pi^2 e^2}{m_e c} N_1 f_{2,1} \phi_\nu \tag{3.1}$$

où N_1 est le nombre total d'ion X_1 par unité de volume, m_e la masse d'un électron et ϕ_ν est le profil de raie qui distribue la force d'oscillateur $f_{2,1}$ sur un certain intervalle de fréquence, selon les conditions d'environnement plasma via les mécanismes d'élargissement de raies. Quatre processus d'élargissement existent :

- l'élargissement naturel,
- l'effet Doppler,

- l'élargissement par impacts électroniques (effet Stark électronique),
- l'effet Stark ionique.

En règle générale, l'élargissement naturel est presque toujours négligeable devant les autres processus. Lorsque la densité de matière n'est pas trop élevée (typiquement inférieure à 10^{20} cm^{-3}), l'élargissement Doppler est le processus dominant. Au-delà, c'est l'effet Stark qui joue le plus sur les largeurs de raies.
L'opacité lié-lié totale est obtenue en sommant toutes les contributions des différentes transitions possibles, en fonction des occupations des sous-couches de départ et d'arrivée.

3.2.2 Absorption lié-libre

L'absorption lié-libre ([2] sur la figure 3.1) correspond à l'absorption d'un photon par un atome au cours de laquelle un électron lié effectue une transition vers le continuum, que l'on appelle également *photoionisation*. C'est un vrai processus d'absorption et le processus inverse est la recombinaison radiative.

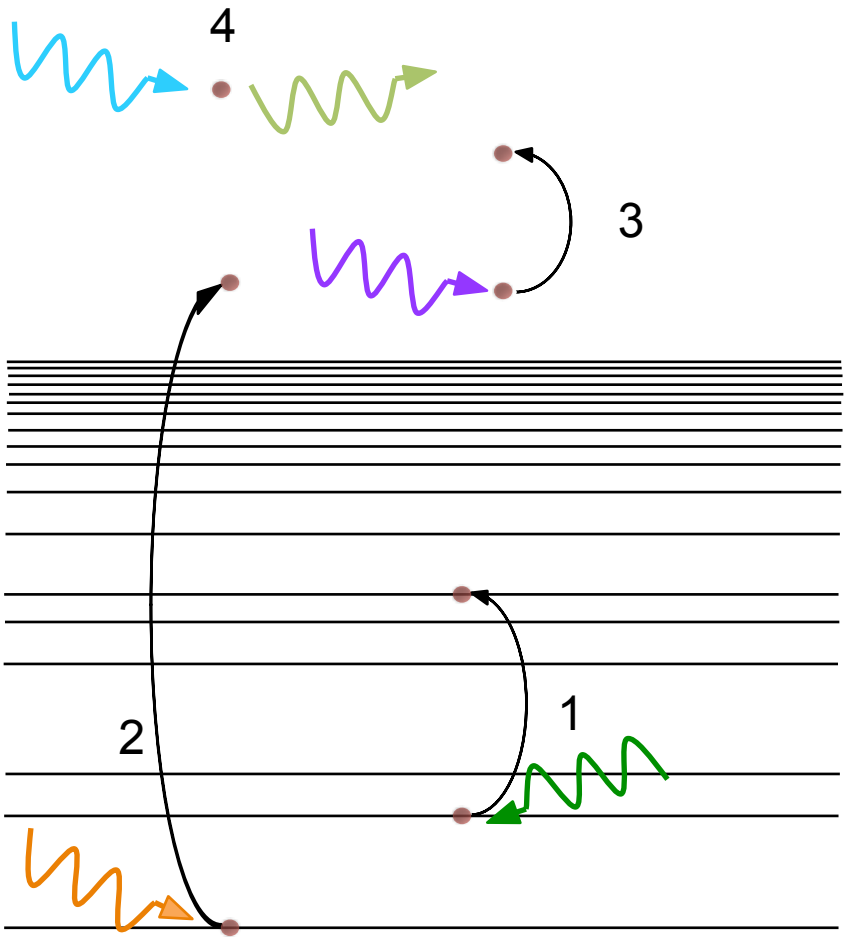


FIGURE 3.1 – Les 4 principales interactions contribuant à l'opacité. Ces interactions sont nommées en fonction de l'état initial et de l'état final de l'électron qui participe à la transition radiative. 1=Transition lié-libre ; 2= Transition lié-lié ; 3=Transition libre-libre ; 4= Diffusion

Pour une transition donnée $X_i + h\nu \rightarrow X_f^+ + e(\epsilon)$, la section efficace est donnée par :

$$\sigma_i^{bf} = \frac{\pi e^2}{m_e c} \frac{df_{i\rightarrow f}}{d\nu} \tag{3.2}$$

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

$$\kappa_\nu^{bf} = \frac{N_A}{A}\frac{\pi e^2}{m_e c}\sum_{i/E_i\leq h\nu} n_i q_\nu^{bf}\frac{df_{i\to f}}{d\nu}$$

avec

$$q_\nu^{bf} = 1 - \frac{1}{exp\frac{h\nu - E_i - \mu}{kT} + 1}$$

3.2.3 Absorption libre-libre

L'absorption libre-libre ([3] sur la figure 3.1) correspond à l'absorption d'un photon par un électron du continuum qui rejoint un état du continuum d'énergie plus élevée. C'est un vrai processus d'absorption et son inverse est appelé Bremsstrahlung.

$$X_i^+ + e(\epsilon) + h\nu \to X_f^+ + e(\epsilon') \tag{3.3}$$

L'opacité associée à la transition 3.3 s'exprime (Seaton, 1987) :

$$\kappa_\nu^{ff}(i\to f) = \frac{N(X^+)}{U(X^+)}\frac{N_e}{U_e}\frac{4\pi^2 h\nu}{3c}\int exp(-E+kT)S(E+h\nu, f; E, i)dE \tag{3.4}$$

où U_e est un facteur de normalisation correspondant à la fonction de partition des électrons et N_e la densité d'électrons libres. L'opacité totale due aux transitions libre-libre avec un ion X^+ est ensuite obtenue par sommation :

$$\kappa_\nu^{ff} = \sum_{i,f}\kappa_\nu^{ff}(i\to f) \tag{3.5}$$

3.2.4 Diffusion

Il s'agit de la diffusion des photons par les électrons libres du gaz, que l'on appelle communément la diffusion *Compton*, ou dans l'approximation non relativiste qui est habituellement applicable dans les étoiles, la diffusion *Thomson*. Ce processus ([4] sur la figure 3.1) est indépendant de la longueur d'onde du rayonnement.
Chandrasekar effectue la distinction suivante entre processus d'absorption et de diffusion (Chandrasekhar, S., 1939) : dans le cas d'un processus de diffusion, le photon interagit avec le diffuseur et émerge dans une nouvelle direction avec éventuellement une fréquence légèrement altérée. Au cours de ce processus, le photon n'est pas détruit dans le sens où il n'est pas converti en énergie cinétique de particule. Dans le cas d'un processus d'absorption, le photon est détruit et son énergie est convertie (du moins en partie) en énergie cinétique des particules constituant le milieu.

3.2.5 Opacité totale

Dans les intérieurs stellaires, ces 4 sources d'opacité sont les seules qui jouent réellement un rôle. La prédominance d'une ou l'autre des absorptions dépend de l'état thermodynamique de la matière mais la tendance générale est la suivante : à basse température, avec un nombre significatif d'atomes partiellement ionisés, l'opacité est dominée par l'absorption lié-lié et l'absorption lié-libre. Au fur et à mesure que les atomes s'ionisent, l'opacité due aux transitions libre-libre devient dominante. Ce sont d'ailleurs les photons d'énergies les plus faibles qui vont interagir en libre-libre (pour toucher un électron lié, il faut bien plus d'énergie que pour un électron libre). L'ajout des différents termes d'opacité

s'effectue comme suit (avec prise en compte de l'émission induite) :

$$\kappa_\nu(\rho,T) = \underbrace{[\kappa_\nu^{bb}(\rho,T) + \kappa_\nu^{bf}(\rho,T) + \kappa_\nu^{ff}(\rho,T)]}_{Absorption} \times \overbrace{(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}})}^{correction\ d'émission\ induite} + \underbrace{\kappa_\nu^{s}(\rho,T)}_{diffusion} \quad (3.6)$$

où les exposants bb, bf et ff désignent respectivement les contributions bound-bound (lié-lié), bound-free (lié-libre) et free-free (libre-libre).
Ainsi pour un mélange solaire à 17 éléments, il faudra considérer :

- potentiellement 288 ions,
- pour un couple (densité,température) représentatif de la base de la zone convective : 200 000 configurations non-relativistes,
- 10^9 transitions à la base de la zone convective,
- pour le calcul du profil de chaque raie sur une grille : $\backsim 10^4$ énergies de photons,
- pour une table d'opacités Rosseland : $\backsim$ 1000 couples (ρ, T)

Ceci représente 2 à 3 ans de calculs (Blancard, communication privée).

3.3 Les opacités moyennes

En pratique, dans les codes d'évolution stellaire, on utilise des opacités moyennes, selon l'épaisseur optique du milieu considéré.

3.3.1 Moyenne de Planck

Ce coefficient d'absorption moyen est une approximation valide dans les régions à l'ETL, où les dimensions sont faibles par rapport au libre parcours moyen des photons (milieu optiquement mince). C'est une moyenne arithmétique, s'exprimant de la façon suivante :

$$\kappa_P = \frac{\int_0^\infty \kappa_\nu B_\nu d\nu}{\int_0^\infty B_\nu d\nu} \quad (3.7)$$

où B_ν est la fonction de Planck et κ_ν l'opacité spectrale.

3.3.2 Moyenne de Rosseland

Dans le cas contraire (milieu optiquement épais), une moyenne harmonique est utilisée. Elle est très sensible aux petites valeurs que peut prendre l'opacité spectrale.

$$\frac{1}{\kappa_R} = \frac{\int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu}\frac{\partial B_\nu}{\partial T} d\nu}{\int_0^\infty \frac{\partial B_\nu}{\partial T} d\nu} \quad (3.8)$$

La forme de la pondération de l'opacité pour les deux moyennes est présentée en figure 3.2.

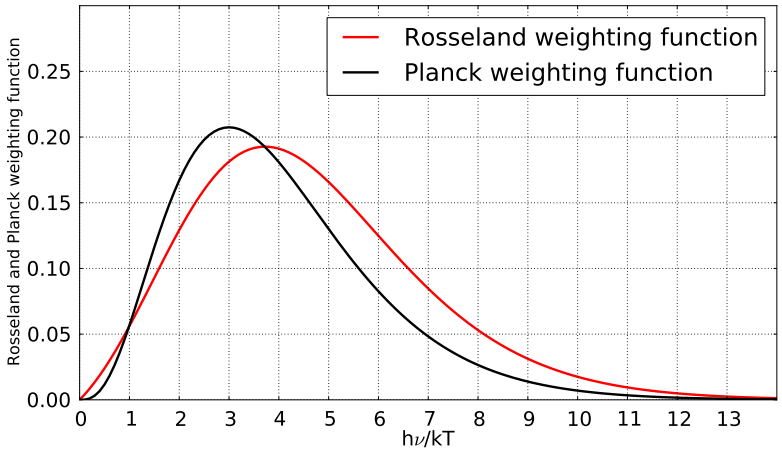


FIGURE 3.2 – Pondération de Rosseland (en rouge) et pondération de Planck (en noir).

Il est à noter que les maxima des fonctions de pondérations des moyennes de Planck et de Rosseland sont respectivement à $3k_BT$ et $4k_BT$.

3.3.3 La différence entre les deux moyennes

Il y a trois différences importantes entre ces valeurs moyennes (Huebner and Barfield, 2014) :

- Dans la moyenne de Planck, ce sont les grandes valeurs de l'opacité (donc les pics d'absorption) qui contribuent le plus à la valeur moyenne. Au contraire, dans la moyenne de Rosseland, ce sont les petites valeurs de l'opacité qui contribuent le plus à la valeur moyenne.
- Les processus individuels contribuant à l'opacité moyenne de Planck sont additifs ; ce n'est pas le cas pour l'opacité moyenne de Rosseland.
- Les fonctions de pondération Rosseland et Planck ne sont pas identiques (voir figure 3.2)

En pratique, le calcul de la moyenne de Rosseland est tellement lourd et complexe que cette quantité est évaluée en dehors des codes d'évolution stellaire et mise sous forme de tables, directement utilisables par ces codes. Selon les codes d'opacité utilisés, la tabulation est soit en (log T, log Ne) où T est la température et N_e la densité électronique soit (log T, log R) où R est une variable intermédiaire telle que

$$log\ R = log\ \rho - 3 \times log\ T + 18 \tag{3.9}$$

Cette variable est particulièrement bien adaptée aux tabulations car lorsque la pression radiative est dominante, le rapport entre la pression de la matière et celle du rayonnement est quasi-constante. La loi des gaz parfaits et la loi de Stefan-Boltzmann entrainent alors que la quantité $\frac{\rho}{T^3}$ est également quasi-constante (Pradhan and Nahar, 2011). On utilise donc la variable R, qui décrit à la fois la densité et la température dont le logarithme varie entre -8 et 1 si on considère la plupart des étoiles.

3.3.4 Formule de Kramers

Il existe une approximation, développée par le physicien néerlandais Kramers, qui donne une expression approchée des opacités lié-libre et libre-libre, sous réserve que l'opacité

soit dominée par l'une ou l'autre de ces contributions (Kippenhahn et al., 2012). Sous ces hypothèses, la forme générale de l'opacité est la suivante :

$$\kappa_R \approx C\rho T^{-7/2} \tag{3.10}$$

où C est une constante dépendante de la composition chimique. La dépendance en densité à la puissance 1 apparaît car le produit $\rho\kappa$ est proportionnel à ρ^2 dans les processus radiatifs qui font intervenir deux particules (comme un électron et un ion). La dépendance en $T^{-7/2}$ signifie qu'à densité fixée, les interactions libre-libre diminuent par rapport à la diffusion.

Pour l'opacité lié-libre, on a, sous cette approximation :

$$\kappa_{bf} = 4.34 \times 10^{25} \frac{g_{bf}}{t} Z(1+X)\rho[g/cm^3]T[K]^{-\frac{7}{2}} \quad [cm^2.g^{-1}] \tag{3.11}$$

où g_{bf} est le facteur de Gaunt associé aux transitions lié-libre, t est un facteur de correction additionnel typiquement compris entre 1 et 100, Z est la fraction massique en élément de numéro atomique supérieur à 2 et X la fraction de masse en hydrogène. T et ρ sont respectivement la température et la densité, à exprimer dans les unités indiquées entre crochets.

Pour l'opacité libre-libre :

$$\kappa_{ff} = 3.68 \times 10^{22} g_{ff}(1-Z)(1+X)\rho[g/cm^3]T[K]^{\frac{-7}{2}} \quad [cm^2.g^{-1}] \tag{3.12}$$

où g_{ff} est le facteur de Gaunt associé aux transitions libre-libre.

3.4 Calculs d'opacité

En pratique, un calcul d'opacité se divise en trois étapes :

- détermination des niveaux de populations (Equation d'état),
- détermination des sections efficaces d'absorption et diffusion (Physique Atomique),
- calcul des moyennes d'opacités pour les conditions et compositions considérées.

Il existe pour cela plusieurs approches :

- détaillée : on calcule toutes les transitions possibles,
- statistique : on rassemble des niveaux pour former des superconfigurations,
- hybride : on mélange les deux approches.

Les paragraphes qui suivent font une revue de certains codes d'opacités, qui seront utilisés par la suite.

3.4.1 OPAL

La communauté astrophysique internationale utilise généralement les tables d'opacités calculées par le code OPAL (Rogers and Iglesias, 1992) du Lawrence Livermore National Laboratory. Dans ces tables, les opacités 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, pour plusieurs fractions métalliques fixées. Les 21 espèces chimiques prises en compte correspondent aux espèces les plus abondantes du plasma solaire : H, He, C, N, O, Ne, Na, Mg, Al, Si, S, Ar, Ca, Cr, Mn, Fe, Ni (les éléments de numéro atomique supérieur à 2 pris en compte sont ceux dont l'abondance relative par rapport à l'hydrogène est supérieure à 10^{-7}). Des exemples sur le choix et l'importance de certains éléments à prendre en compte

sont discutés dans Turck-Chièze et al. (1998) et Turck-Chièze (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 celles de Alexander and Ferguson (1994) et pour les abondances révisées, des tables directement fournies par J. Fergusson.

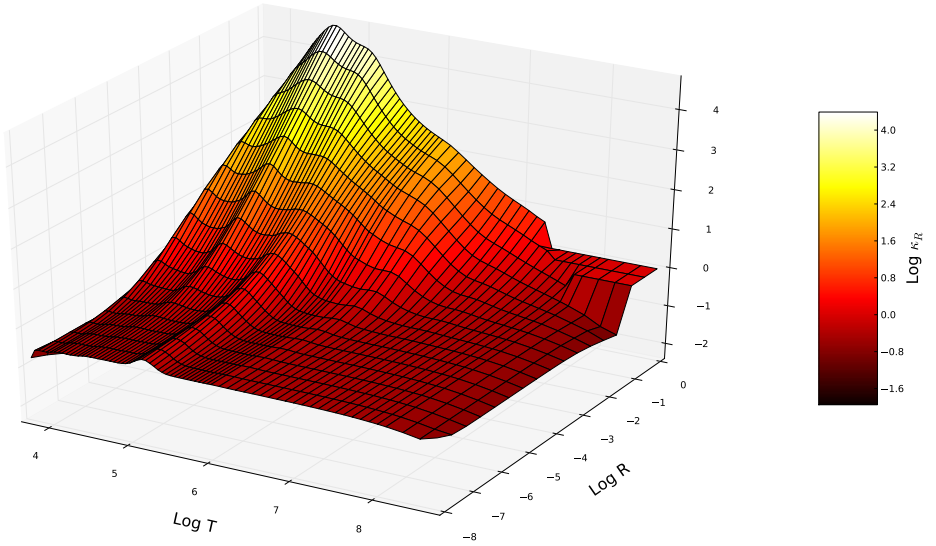


FIGURE 3.3 – Opacité moyenne de Rosseland, calculée pour un mélange correspondant à la composition chimique solaire avec le code OPAL, représentée en fonction de log T et log R.

On note une valeur importante de l'opacité pour les faibles températures et les R élevés : en effet, si la température est moindre avec un R élevé, cela correspond à une zone où les atomes sont peu ou partiellement ionisés, ce qui rend les interactions entre les photons et la matière extrêmement nombreuses.

3.4.2 OP

D'autres tables d'opacités, réalisées par le groupe académique OP (Seaton et al., 1994), sont également disponibles. Elles sont réalisées avec le même maillage de température et de densité que les tables OPAL mais prennent en compte moins d'éléments lourds (les 19 plus abondants dans le cas d'OPAL, les 17 plus abondants pour OP : P, Cl, K et Ti ne sont pas pris en compte). Créés à l'origine pour résoudre le problème des enveloppes stellaires pulsantes, les calculs OP considèrent un très grand nombre de transitions. Ils se sont montrées efficaces pour le domaine des Cépheides. La mise à jour de Badnell et al. (2005) étend les calculs pour des températures et des densités plus élevées ($\rho > 0.01$ g/cm^3) et prend en compte de nouvelles transitions liées à Δn=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 60 % comme indiqué dans Turck-Chièze, S. 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 and Pinsonneault, 2005).

Il est à noter que les opacités OPAL sont tabulées en (log T, log R) et les opacités OP en (log T, log N_e).

3.4.3 SCO-RCG

Le code hybride SCO-RCG (Porcherot et al., 2011; Pain et al., 2013, 2015) est conçu pour détailler le plus grand nombre de faisceaux possible. Les intégrales de Salter, spin-orbite et dipolaire sont calculées par le code SCO (Superconfiguration Code for Opacity, Blenski et al. (2000)), qui prend en compte les effets d'écrantage et d'environnement plasma (ionisation par pression,...) sur les fonctions d'onde. Puis, les niveaux d'énergie et les raies sont obtenus par une procédure adaptée du sous-programme RCG du code de Cowan (Cowan, 1981). Récemment, SCO-RCG a été enrichi de l'approche PRTA (Partially Resolved Transition Array) (Iglesias and Sonnad, 2012) qui consiste à effectuer un calcul détaillé réduit préservant l'énergie moyenne et la variance du faisceau.

3.4.4 ATOMIC

ATOMIC (Another Theoretical Opacity Modeling Integrated Code) est un code polyvalent (Magee et al., 2004; Colgan et al., 2013) qui fournit des quantités à l'ETL ou non, à différents niveaux d'approximation (définis par l'utilisateur). De nouveaux calculs sont en cours pour produire de nouvelles tables à l'ETL pour les éléments allant de l'hydrogène au zinc, avec l'objectif de mettre à jour les opacités OPLIB qui ont été produites dans les années 90 en utilisant le code LEDCOP (Magee et al., 1995). Nous présenterons dans ce manuscrit plusieurs types de calculs, qui prennent en compte un nombre variable de transition. Ce code permet aussi de prendre en compte les effets relativistes (ATOMICR). Une présentation plus détaillée des différentes options de ce code sera faite au chapitre 7.

3.4.5 OPAS

OPAS est un code de calcul des opacités spectrales de plasmas à l'ETL combinant les approches détaillée (Detailed Level Accounting, DLA) et statistique (Detailed Configuration Accounting, DCA). Les équations d'état du système considéré sont fournies par le code ab initio SCAALP qui tient compte des effets plasmas et déduit ses grandeurs caractéristiques (ionisation moyenne, occupation des sous couches, micro-champ ionique, etc). Les quatre composantes de l'opacité, lié-lié (photoexcitation), lié-libre (photoionisation), libre-libre (Bremsstrahlung inverse) et diffusion sont ensuite calculées. Seules les transitions dipolaire électriques sont considérées dans les calculs lié-lié et lié-libre. Un traitement spécifique des profils de raies est utilisé incluant l'élargissement Stark ionique, les collisions électroniques, l'élargissement naturel et d'autoionisation. L'opacité libre-libre est obtenue au moyen d'une interpolation entre les modèles de Kramers pour les hautes énergies et de Drude pour les basses énergies. La diffusion est calculée selon l'approximation Thomson, incluant des corrections liées aux effets relativistes et à la diffusion inélastique (Blancard et al., 2012; Mondet et al., 2015).

3.5 Accélération radiative

La diffusion des éléments est un processus agissant au niveau microscopique mais qui peut produire des effets macroscopiques comme la séparation des espèces chimiques. La diffusion atomique peut créer ainsi des inhomogénéités en abondance dans les étoiles et peut donc affecter les opacités et donc la structure et l'évolution des étoiles. En général, la diffusion atomique est dominée par la convection, la turbulence...dans de nombreuses étoiles mais dans les zones radiatives et dans les étoiles à faible rotation, cet effet est important sur des temps longs. Cet effet est d'environ 10% sur les abondances dans l'intérieur solaire pour les éléments de Z $\geq$2 (Turcotte et al., 1998).

L'expression générale de l'accélération radiative est énoncée dans Michaud (1970) :

$$g_{rad} = \frac{1}{mc} \int_0^\infty \sigma_\nu F_\nu d\nu \tag{3.13}$$

où σ_ν et F_ν sont la section efficace d'absorption d'une particule et le flux de photon respectivement. Dans des régions optiquement épaisses, cette quantité peut être approximée, pour un élément A à un rayon r d'une étoile, par LeBlanc et al. (2000) :

$$g_{rad}(A) = \frac{1}{4\pi r^2} \frac{L_r^{rad}}{c} \frac{\kappa_R}{X_A} \int_0^\infty \frac{\kappa_u(A)}{\kappa_u(\text{total})} \mathcal{P}(u) du \tag{3.14}$$

où $\mathcal{P}(u)$ est la distribution de flux normalisée. La luminosité radiative au rayon r est L_r^{rad}, κ_R est l'opacité moyenne de Rosseland, κ_u(total) est l'opacité totale à la fréquence u et X_A la fraction de masse de l'élément considéré. La valeur de g_{rad} est donc très dépendante des données atomiques en en particulier de l'opacité moyenne de Rosseland et des spectres d'opacités monochromatiques. L'accélération radiative a une signification statistique : il s'agit de la moyenne sur un grand nombre d'interaction microscopique avec les photons dans toutes les directions. Elle représente le moment moyen acquis par un seul atome via la champ de rayonnement. Elle s'exprime en général en cm.s^{-2}.

3.6 Résumé

L'opacité est une grandeur clé en évolution stellaire. Malheureusement, son calcul repose sur des calculs de physique atomique extrêmement complexes car il faut prendre en compte l'ensemble des interactions possibles entre les photons et les électrons : processus lié-lié, lié-libre, libre-libre et processus de diffusion. Pour des raisons pratiques, l'opacité moyenne de Rosseland qui est une moyenne de l'opacité spectrale intervenant directement dans l'équation du transfert radiatif est donc mise sous forme de tables utilisables par les codes de structure stellaire. Les deux sources de tables en astrophysique sont OPAL et OP mais il existe également une génération de nouveaux calculs, que nous utiliserons pour certains d'entre eux dans la suite de ce manuscrit. Il existe également certains codes qui donnent une bonne approximation de l'opacité et des distributions ioniques avec des temps de calculs très rapides. Le code FLYCHK, que nous allons présenter dans le chapitre suivant, en est un bon exemple.

CHAPITRE 4

Le code de physique atomique FLYCHK

Sommaire

4.1 Formulation des équations de taux **43**
4.2 Effets plasmas **44**
4.3 Post-processeur FLYSPEC **44**
4.4 Comparaison à d'autres codes **45**
4.5 Résumé **50**

FLYCHK (Chung et al., 2005) est un code qui calcule l'ionisation et les distributions de population de plasmas, en dimension 0 (ce qui signifie qu'il ne fournit des informations sur les conditions plasma qu'aux conditions locales spécifiées), avec une précision suffisante pour beaucoup d'estimations. Dans de nombreux cas, il est également utilisable pour des analyses plus sophistiquées. FLYCHK résout les équations de populations en considérant à la fois les processus collisionnels et les processus radiatifs en employant une structure atomique et des processus schématiques (Chung et al., 2008).

4.1 Formulation des équations de taux

Les niveaux de populations en fonction du temps d'un plasma sont déterminés en utilisant des équations de taux sur plusieurs niveaux (Chung et al., 2008). L'équation de taux pour un niveau atomique i peut être écrite de la façon suivante :

$$\frac{dn_i}{dt} = -n_i \sum_{j \neq i}^{N_L} W_{ij} + \sum_{j \neq i}^{N_L} n_j W_{ij} \qquad 1 \leq i \leq N_L \tag{4.1}$$

Pour les transitions montantes (i < j),

$$W_{ij} = B_{ij}\bar{J}_{ij} + n_e C_{ij} + \beta_{ij} + n_e \gamma_{ij} + \sigma_{ij} + I_{ij} \tag{4.2}$$

Pour les transitions descendantes (j > i),

$$W_{ij} = A_{ji} + B_{ji}\bar{J}_{ji} + n_e D_{ji} + n_e \alpha_{ji}^{RR} + n_e \kappa_{ji}^{EC} + n_e^2 \delta_{ji} \tag{4.3}$$

où n_e est la densité d'électrons, $\bar{J}$ est une intensité moyennée sur les fréquences pour la transition d'intérêt. L'indice (ji) signifie que l'on considère une transition du niveau j au niveau i. Les différents taux correspondent aux différents processus atomiques pris en compte :

- A_{ij} : l'émission spontanée ; B_{ij} : absorption (i <j) ou émission (i > j) stimulée,

- C_{ij} : excitation collisionnelle ; D_{ij} desexcitation collisionnelle,
- I_{ij} : collision faisceau/électrons non thermiques,
- α_{ji} : recombinaison radiative,
- β_{ij} : photoionisation et recombinaison stimulée,
- γ_{ij} : ionisation collisionnelle,
- κ_{ji} : capture électronique,
- σ_{ij} : autoionisation.

La quantité N_L est le nombre de niveaux inclus dans le calcul.

4.2 Effets plasmas

En plus des processus d'ionisation et d'excitation, les champs électriques du plasma peuvent réduire le potentiel d'ionisation d'un ion et donc affecter la distribution de charge du plasma. Cela affecte les niveaux les plus hauts des ions et pour certains états, des électrons pourraient ne plus être liés. Pour déterminer les niveaux d'énergie qui sont effectivement en dessous du seuil d'ionisation, et donc liés, la théorie IPD (Ionic Potential Depression) est utilisée (Stewart and Pyatt, 1966).
Les effets des électrons suprathermiques sur les distributions de populations sont également inclus dans le code. Lorsque le plasma considéré a une taille finie, le rayonnement émis par un atome est absorbé et ré-émis par les atomes voisins. Au cours de ce processus, du rayonnement peut être perdu sous la forme de collisions ou sortir du plasma. Lorsque le plasma est optiquement épais ($\kappa l > 1$ où κ est l'opacité du plasma et l, son épaisseur), les taux des différents processus radiatifs sont significativement réduits par rapport au cas optiquement mince. Cet effet est traité en utilisant un formalisme de probabilité de perte (Mihalas, 1978), où les taux radiatifs sont réduits par une probabilité de perte en fonction de l'épaisseur optique $\tau = \kappa l$.

4.3 Post-processeur FLYSPEC

Le post-processeur FLYSPEC permet d'obtenir les spectres d'émission et d'absorption en utilisant les distributions de populations obtenues par FLYCHK avec correction. Pour générer le spectre, l'émissivité ϵ_ν et l'opacité κ_ν du plasma en fonction de la fréquence (ou de l'énergie) sont calculées (Mihalas, 1978). Le plasma est supposé être une couche de température et densité uniformes et génère ainsi l'intensité émise suivante :

$$I_\nu = S_\nu(1 - e^{-\tau_\nu}) \quad [\text{ergs/cm}^2/\text{sec/Hz}/\Omega]$$

où S_ν est la fonction source et τ_ν l'épaisseur optique. Elles sont définies de la façon suivante :

$$S_\nu = \frac{\epsilon_\nu}{\kappa_\nu} \quad [\text{ergs/cm}^2/\text{sec/Hz}/\omega] \quad ; \quad \tau_\nu = \kappa_\nu l \tag{4.5}$$

où l est l'épaisseur de la couche de plasma considérée.
L'émissivité et l'opacité sont déterminées pour toutes les transitions (lié-lié et lié-libre) en utilisant les fichiers de populations générés par FLYCHK.

4.3.1 Transition lié-lié

L'émissivité pour une transition lié-lié entre un niveau haut u et un niveau bas l est donnée par :

$$\epsilon_\nu = N_u A_{ul} h\nu_{ul}/4\pi\phi(\nu) \quad [\mathrm{ergs/cm^3/sec/Hz/\Omega}] \tag{4.6}$$

où la densité de population de l'état u est N_u, ν_{ul} la fréquence de la transition et A_{ul} le taux d'émission spontané. Le profil de raie $\phi(\nu)$ détermine la dépendance en fréquence de l'émissivité. L'opacité pour la même transition est donnée par :

$$\kappa_\nu = N_l(1 - \frac{N_u g_l}{N_l g_u})e^2/mcf_{lu}\phi(\nu) \quad [\mathrm{cm^{-1}}] \tag{4.7}$$

où f_{lu} est la force d'oscillateur associé à la transition radiative u→l et g_u, g_l les poids statistiques respectifs des niveaux u et l.
Ces deux formules définissent complètement la fonction source dans le cas des transitions lié-lié.

4.3.2 Transition lié-libre

Pour l'émissivité lié-libre, le code utilise des sections efficaces hydrogénoïdes. La formule pour l'émissivité d'un état dans le niveau ionique i+1 se recombinant en un état du niveau ionique i est :

$$\epsilon_\nu = 1.01 \times 10^{-42} \left(N_{i+1} N_e \frac{g_i}{g_{i+1}} \frac{I_p^{5/2}}{T_e^{3/2} Z} e^{h(\nu_{I_P} - \nu)/kT_e} \right) G \tag{4.8}$$

où I_P et ν_{I_P} sont les potentiels d'ionisation de l'état i en eV et en Hz respectivement. G est le facteur de Gaunt obtenu par les calculs de Karzas and Latter (1961) et N_e, la densité électronique. L'opacité de cette transition i+1 →i est obtenue par :

$$\kappa_\nu = 4.13 \times 10^{26} \frac{N_i I_P^{5/2}}{Z\nu^3} \left(1 - 1.66 \times 10^{-22} \frac{n_{i+1} g_i}{n_i g_{i+1}} \frac{N_e}{T_e^{3/2}} e^{h(\nu_{IP} - \nu)/kT} \right) G \tag{4.9}$$

Le terme entre parenthèses représente la correction de l'absorption lié-libre due aux recombinaisons stimulées et est généralement faible.

4.3.3 Transition libre-libre

L'émissivité due aux transitions des électrons libres vers les états du continuum interagissant avec une population d'ions de densité N_i et de charge z_i est :

$$\epsilon_\nu = 5.05 \times 10^{41} \frac{N_e}{T_e^{1/2}} \sum N_i z_i^2 e^{-h\nu/kT_e} \tag{4.10}$$

où la somme est faite sur tous les niveaux d'ionisation. L'opacité pour les processus libre-libre s'exprime comme suit :

$$\kappa_\nu = 3.43 \times 10^6 \frac{N_e}{T_e^{1/2}} \sum N_i z_i^2 \frac{1}{\nu^3} (1 - e^{-h\nu/kT_e}) \tag{4.11}$$

4.4 Comparaison à d'autres codes

Dans cette partie, nous allons présenter des comparaisons de FLYCHK avec d'autres codes afin d'évaluer la qualité du code dans les conditions thermodynamiques explorées

dans ce manuscrit : les conditions de la zone radiative solaire ($N_e \sim 10^{23}$ - 10^{24} cm^{-3} et $T_e > 200$ eV) et les enveloppes des β-Céphei ($N_e \sim 10^{16}$ - 10^{17} cm^{-3} et $T_e \sim 10$ - 20 eV).

4.4.1 Distribution ionique

La figure 4.1 présente des comparaisons de distributions ioniques du fer dans des conditions proches de celles de la zone radiative solaire entre FLYCHK et le code collisionnel-radiatif PrismSPECT [1]. Les données PrismSPECT sont extraites de Bailey et al. (2009).

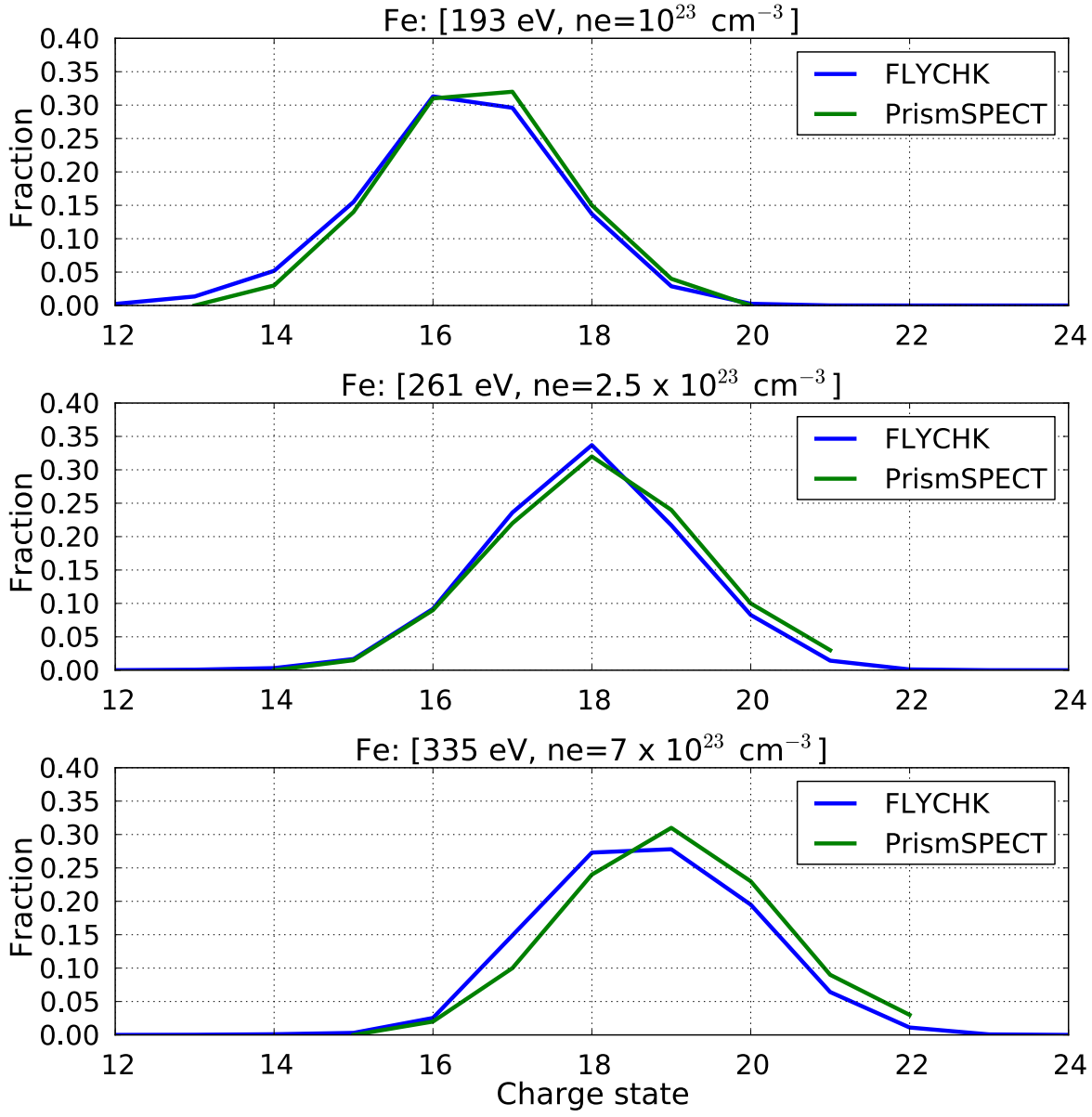


FIGURE 4.1 – Comparaison des résultats FLYCHK avec les résultats obtenus via PrismSPEC (Bailey et al., 2009) pour la distribution ionique du fer à différentes conditions proches des conditions de la zone radiative solaire.

La figure 4.1 montre que les distributions ioniques calculées par les deux codes sont proches. Pour les comparer, nous allons évaluer les ionisations moyennes (Z_{moy}) associés

1. http ://www.prism-cs.com/Software/PrismSpect/PrismSPECT.htm

à chaque distribution. La table 4.1 présente ainsi les Z_{moy} des distributions ioniques de la figure 4.1. L'accord entre les deux codes est très satisfaisant car ils diffèrent de moins de 5%. Il est cependant à noter que la différence augmente avec la température.

Température (eV)	**Densité électronique (cm^{-3})**	**Z_{moy} FLYCHK**	**Z_{moy} PrismSPECT**
193	10^{23}	16.36	16.38
261	10^{23}	17.96	18.35
335	10^{23}	18.71	19.38

TABLE 4.1 – Comparaison des Z_{moy} obtenus avec FLYCHK et PrismSPECT dans les conditions thermodynamiques de la zone radiative solaire.

La figure 4.2 présente des comparaisons entre OP et FLYCHK de calcul de distributions ioniques du fer à des conditions proche de celles de la zone radiative solaire, sur des points de grille OP. Nous pouvons constater que l'accord est plutôt bon entre les deux types de calculs.

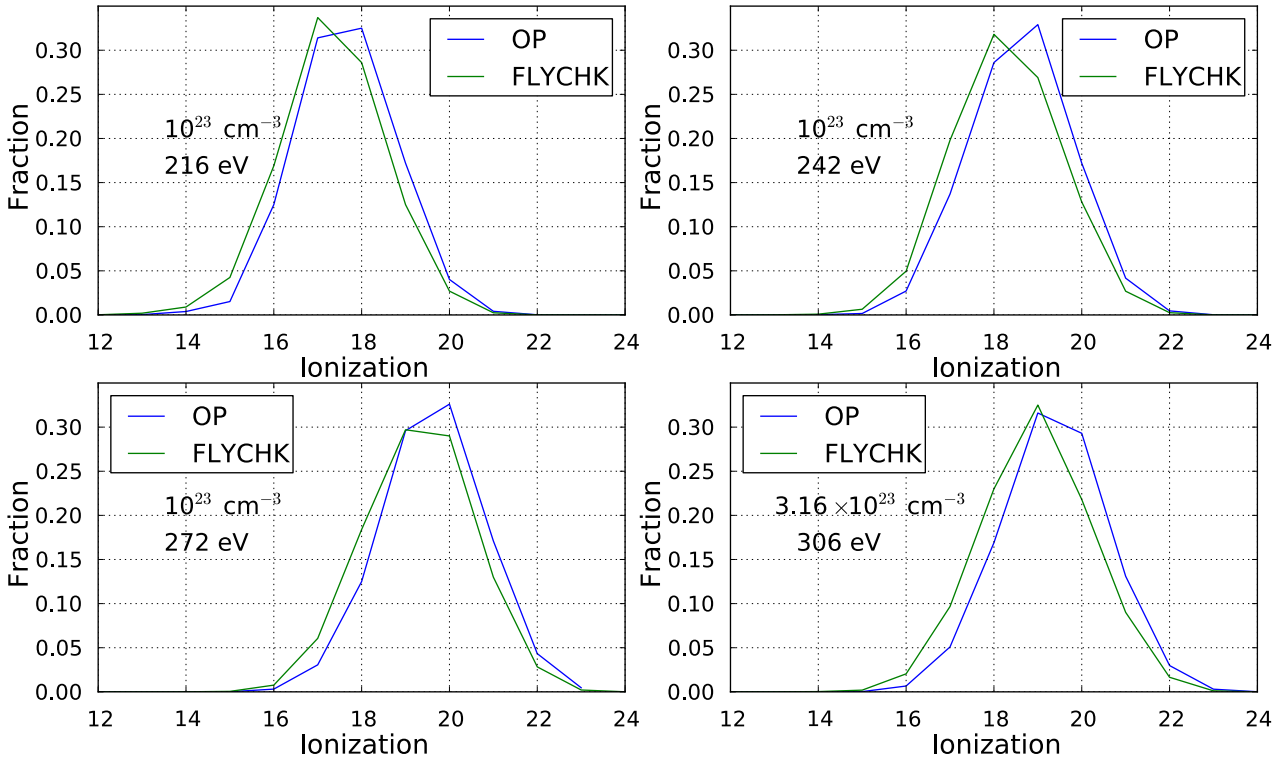


FIGURE 4.2 – Comparaison des résultats FLYCHK avec les résultats obtenus via OP à des conditions de températures et de densités proches de celles de la zone radiative solaire.

Les différences entre les ionisations moyennes calculées avec OP et FLYCHK dans ces conditions sont présentées en table 4.2 : elles sont de l'ordre de 1.5 %.

Température (eV)	**Densité électronique (cm^{-3})**	**Z_{moy} FLYCHK**	**Z_{moy} OP**
216	10^{23}	17.34	17.64
242	10^{23}	18.29	18.62
272	10^{23}	19.32	19.62
306	3.16×10^{23}	18.96	19.37

TABLE 4.2 – Comparaison des Z_{moy} obtenus avec OP et FLYCHK pour le fer dans des conditions proches de la zone radiative solaire, correspondant à des points de grille OP.

J'ai également effectué des comparaisons des ionisations moyennes obtenues dans les conditions thermodynamiques des enveloppes des β-Céphei, résumées en table 4.3 pour le cas du chrome, et qui font apparaître des différences inférieure à 9% pour le chrome, le fer et le nickel.

Température (eV)	**Densité électronique (cm^{-3})**	**Z_{moy} FLYCHK**	**Z_{moy} SCO-RCG**
10.84	10^{17}	6.39	6.96
15.32	3.16×10^{17}	8.22	8.67
21.65	10^{18}	10.23	10.65

TABLE 4.3 – Comparaison des Z_{moy} obtenus avec SCO-RCG et FLYCHK pour le chrome dans des conditions correspondant à celles des enveloppes des β-Céphei.

Le code FLYCHK fournit donc de bonnes approximations des distributions ioniques et des ionisations moyennes des éléments étudiés dans les différentes conditions explorées dans ce travail de thèse.

4.4.2 Spectre

Le code FLYCHK peut également fournir une approximation de l'opacité. La figure 4.3 montre la comparaison de spectres de fer à des conditions proches de celles de la zone radiative solaire.

Grâce à ces spectres, j'ai pu calculer les moyennes de Rosseland associées. Celles-ci sont présentées en table 4.4. L'accord entre les deux codes est plutôt satisfaisant puisque les moyennes de Rosseland du fer dans les conditions de la zone radiative diffèrent d'environ 15% entre OP et FLYCHK.

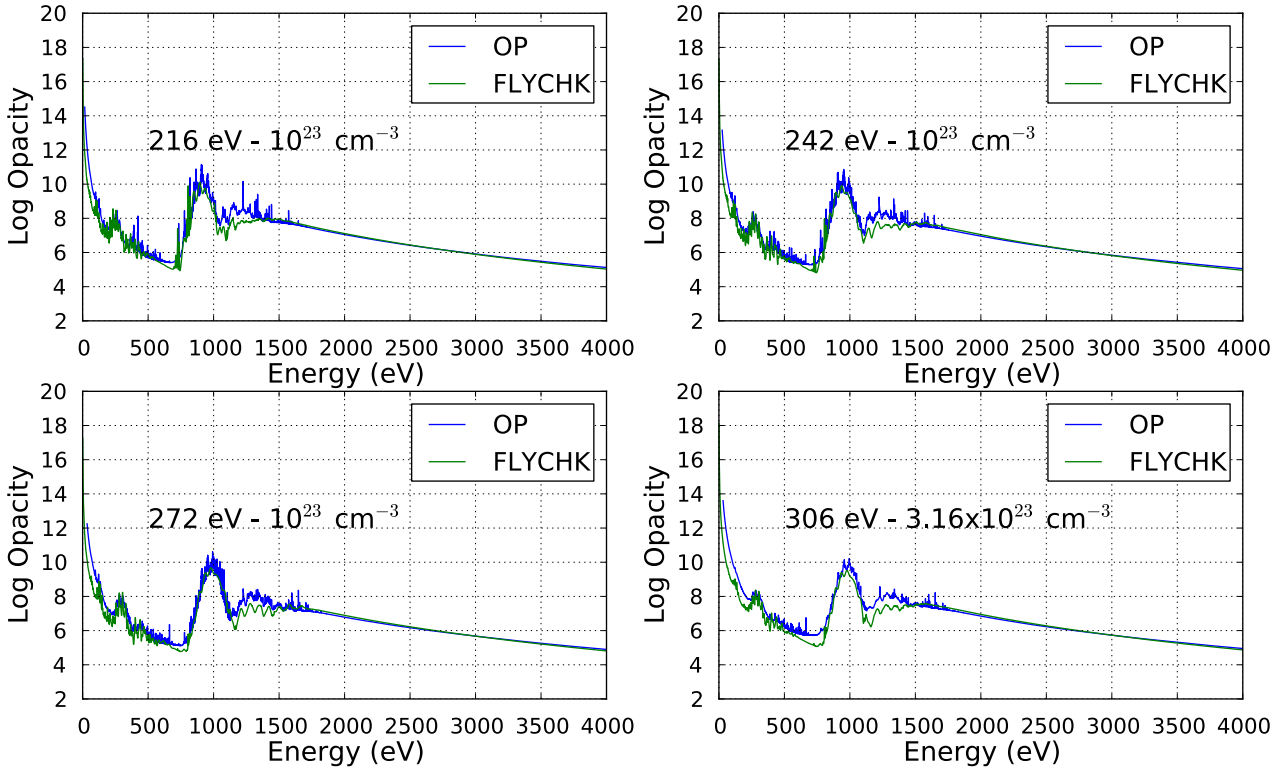


FIGURE 4.3 – Comparaison de spectres du fer obtenus avec FLYCHK (en vert) et OP (en bleu) dans des conditions proches de celles de la zone radiative solaire.

Température (eV)	**Densité électronique (cm^{-3})**	κ_R **OP**	κ_R **FLYCHK**
216	10^{23}	757	654
242	10^{23}	693	654
272	10^{23}	587	523
306	3.16×10^{23}	666	801

TABLE 4.4 – Comparaison des moyennes de Rosseland pour le fer obtenues avec FLYCHK et OP dans les conditions proches de la zone radiative solaire (en cm^2/g).

La même étude a été effectuée pour le silicium avec des résultats moins satisfaisants : en effet, les opacités moyennes de Rosseland présente des différences autour de 50% dans les mêmes conditions que celles de la table 4.4 (voir figure 4.4 pour la comparaison des spectres). Néanmoins, dans la suite de ce manuscrit, nous allons essentiellement utiliser la position des différents pics d'opacités, qui sont bien repérés par FLYCHK et non leur amplitude. Cette évaluation approximative est donc suffisante dans le cadre de notre travail.

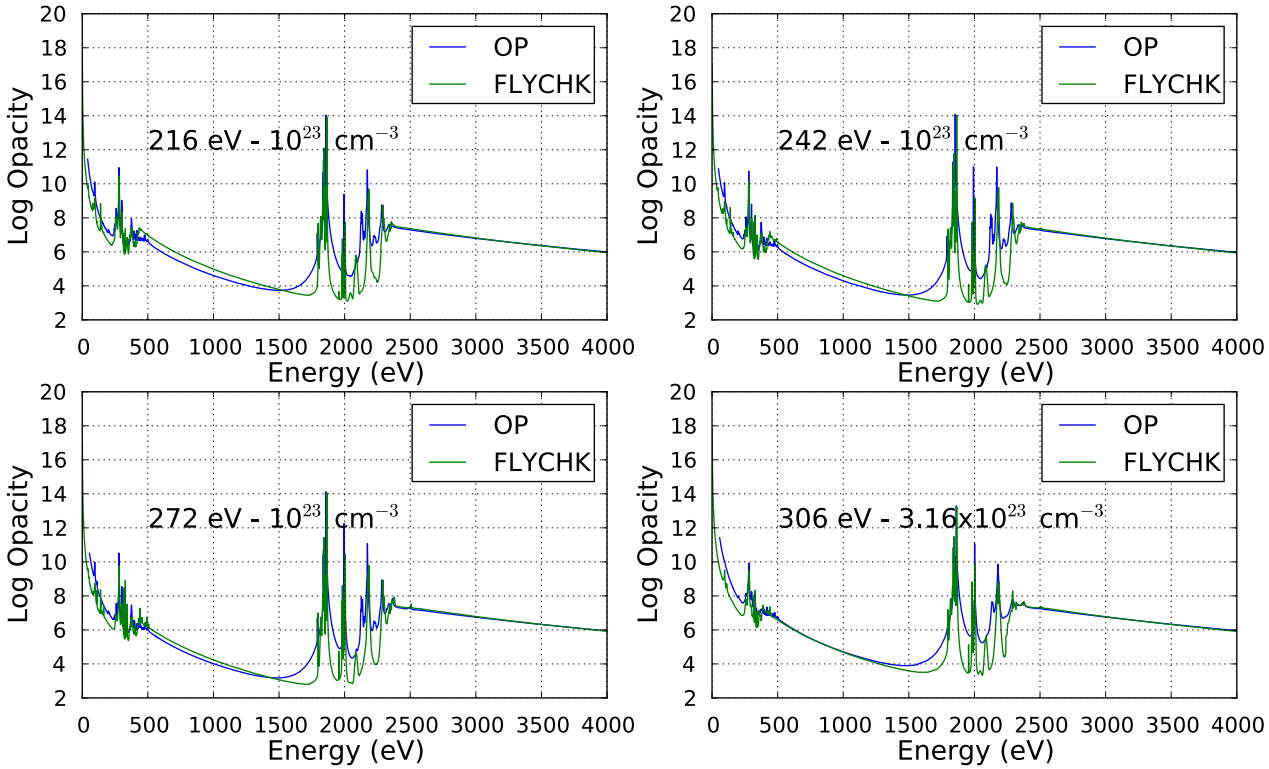


FIGURE 4.4 – Comparaison de spectres du silicium obtenus avec FLYCHK (en vert) et OP (en bleu) pour des conditions proches de celles étudiées dans ce manuscrit.

4.5 Résumé

Le code de physique atomique FLYCHK est un code permettant de donner rapidement de bonnes approximations pour le calcul des distributions ioniques mais également pour le calcul des spectres dans les conditions que nous avons explorées dans notre travail. Ce code est très utilisé lors d'expérience pour estimer les conditions thermodynamiques de plasmas (température, densité) (Hoarty et al., 2010). Pour toutes ces raisons, ce code sera largement utilisé dans la suite de ce manuscrit pour l'estimation de distributions ioniques mais également pour prédire l'allure de transmission.

Première partie

Les étoiles massives

CHAPITRE 5

Les β-Céphei

Sommaire

5.1 Introduction **53**
5.2 Mécanisme de pulsation **54**
5.3 Description du κ-mécanisme **55**
5.4 Pic du fer et structure des β-Cephei **56**
5.5 Variabilité du pic du fer **59**
5.6 Contribution relative des éléments au pic du fer **61**
5.7 Résumé **63**

5.1 Introduction

Ces étoiles, connues depuis 1902, tirent leur dénomination de l'étoile du même nom (voir figure 5.1). Les β-Céphei sont des progéniteurs de supernovae, ce qui signifie que ces étoiles participent à l'enrichissement du milieu interstellaire. Elles présentent des masses comprises entre 8 et 20 $M_\odot$. Plus de 100 individus sont recensés à ce jour (Aerts et al., 2010).

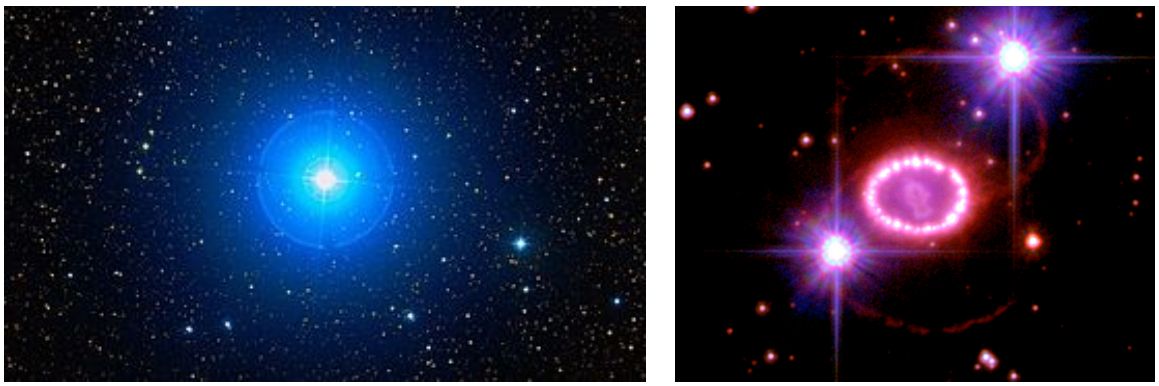


FIGURE 5.1 – *A gauche :* Image de β-Céphei (ESO Online Digitized Sky Survey, négatif). *A droite :* SN1987a, une supernovae de type II. C'est l'onde de choc générée par l'explosion de l'étoile qui allume la coquille de matière en périphérie (cercle rose intense) (Crédit : NASA)

Ces étoiles sont de type B, ce qui signifie qu'elles sont très lumineuses et très chaudes : elles se trouvent donc dans la partie haute du diagramme HR (voir figure 5.2). Elles présentent des pulsations, se traduisant par des variations de luminosité et de rayon dont la

période varie entre 2 et 8 heures suivant l'étoile. Ces oscillations radiales et non radiales, sont associées à des modes g et/ou p de bas ordres.

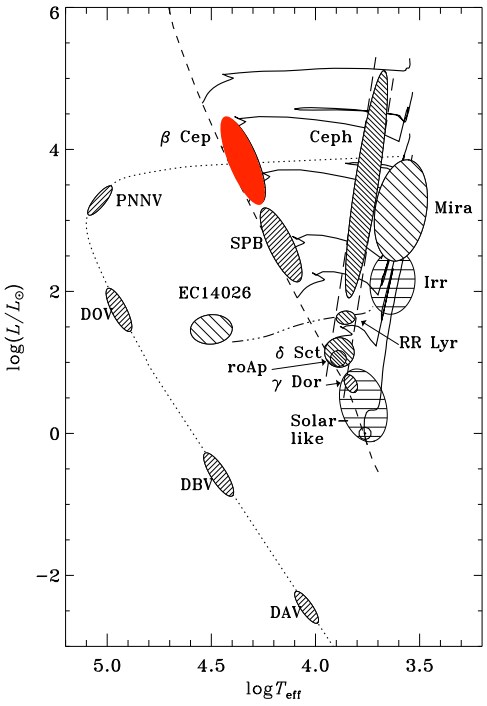


FIGURE 5.2 – Situation des β-Céphei sur le diagramme HR (Christensen-Dalsgaard, 2014).

5.2 Mécanisme de pulsation

Une première explication de la pulsation de ces étoiles fut avancée par Stellingwerf (1978). Il avait en effet observé un pic d'opacité près de T=150 000 K, dû à l'ionisation de l'hélium He II. Ce pic d'opacité, quoique déstabilisant pour l'étoile, n'était cependant pas suffisant pour causer la pulsation. Par contre, il nota qu'augmenter l'opacité de 70 % dans la région log T = 5.2 permettait de rendre les modèles instables et de satisfaire la plupart des contraintes observationnelles. Par la suite, Simon (1982) confirma cette idée, en suggérant que les opacités dans la zone 100 000 et 2 000 000 K avaient sans doute été sous-estimées d'un facteur 2 voire 3. Dans les années 90, lorsque de nouvelles données atomiques devinrent disponibles, il fut clairement établi que le mécanisme de pulsation dit "κ", agissant sur le pic d'opacité des éléments du groupe du fer profondément dans l'enveloppe de l'étoile, était à l'origine de la pulsation des β-Céphei (Moskalik and Dziembowski, 1992; Dziembowski and Pamyatnykh, 1993).
Aujourd'hui, de nouvelles difficultés sont apparues. En effet, il est difficile d'interpréter les pulsations de ces étoiles car certains modes observés sont prédits comme étant stables via les prédictions théoriques utilisant OP ou OPAL (Pamyatnykh, 1999; Zdravkov and Pamyatnykh, 2009). Suivant la source d'opacité choisie, les modes prédits ne sont pas les mêmes.

Le κ-mécanisme est historiquement le premier compris et le plus efficace (Dziembowski and Pamyatnykh, 1993; Gautschy and Saio, 1993). Sa dénomination vient du fait qu'il est directement lié à des variations d'opacités à l'intérieur de l'étoile. Pour les β-Céphei, le κ-mécanisme est dû à des transitions de couche M pour les éléments du groupe du fer (chrome, fer et nickel), ce qui induit un pic d'opacité. Ce pic est très variable en fonction

des différents paramètres de l'étoile considéré (âge, masse, métallicité) comme nous le montrerons dans la suite de ce chapitre.

5.3 Description du κ-mécanisme

Nous allons dans cette partie décrire le fonctionnement du κ-mécanisme. Pour cela, nous allons commencer par définir le temps thermique de relaxation, qui correspond au temps qu'un élément de plasma met pour se thermaliser avec son environnement :

$$\tau_{th} = \frac{mc_v T}{L} \tag{5.1}$$

où m et T sont les masse et température de l'élément de plasma, c_v sa chaleur spécifique et L la luminosité à la profondeur de l'élément considéré. Ce temps sera très long dans les couches profondes de l'étoile et ira en décroissant vers l'extérieur. En conséquence, une compression au coeur de l'étoile sera adiabatique alors qu'à l'autre extrême, près de la surface, elle sera isotherme, l'énergie d'un élément de plasma étant diffusée immédiatement vers les couches environnantes. Dans un diagramme de Clapeyron, un tel cycle suivrait une isotherme pour une localisation dans les couches externes et une adiabat dans les couches profondes. A priori, le cycle ne fournit ni n'absorbe d'énergie...mais cela peut être différent si certaines conditions sont vérifiées.

Tout d'abord, il faut que le temps thermique soit comparable à la période d'une oscillation ; ainsi, on peut décomposer la compression en une partie adiabatique et une autre isotherme (de même pour la décompression), ce qui nous donne un cycle qui peut éventuellement fournir du travail. Pour que le cycle soit moteur, il faudra qu'un phénomène physique empêche l'énergie de la couche de plasma considérée d'être libérée lors de la compression et qu'au contraire, cette couche puisse emmagasiner de l'énergie rayonnée vers elle et la restituer sous forme d'énergie mécanique, de travail et donc d'entretenir l'oscillation. Dans le cas du κ-mécanisme, ce phénomène physique est l'ionisation d'un ou plusieurs éléments, qui entraine une variation d'opacité.

Pour comprendre la nature du κ-mécanisme, considérons l'intégrale du travail, qui représente l'énergie gagnée par un mode d'oscillation au cours d'un cycle. En supposant que le gain d'énergie provient uniquement de la perturbation du flux radiatif $\vec{F_R}$, i.e. en négligeant les contributions au travail des perturbations des taux de réactions nucléaires et du flux convectif au cours du cycle d'oscillation, on peut écrire :

$$W = -\int d^3x \nabla_{ad} \oint dt\ Re\left[\left(\frac{\delta P}{P}\right)^*\ \delta\ div\ \vec{F_R}\right] \tag{5.2}$$

où δ représente la perturbation Lagrangienne d'une variable physique, P est la pression totale. Dans l'approximation de diffusion (justifiée dans les couches optiquement épaisses) et quasi-adiabatique, on peut écrire :

$$\delta\ div\ \vec{F_R} = \frac{1}{4\pi r^2}\frac{d\delta L_r}{dr} \tag{5.3}$$

où

$$\frac{\delta L_r}{L_r} = \frac{dr}{dlnT}\frac{d}{dr}\left(\frac{\delta T}{T}\right) - \frac{\delta\kappa_R}{\kappa_R} + 4\left(\frac{\delta T}{T} + \frac{\delta r}{r}\right) \tag{5.4}$$

Le premier terme de cette dernière équation décrit la dissipation radiative, qui provoque dans de nombreux cas la stabilisation du mode. Le second terme décrit l'influence des variations de température sur la luminosité. Le κ-mécanisme ne sera efficace que si le second terme varie plus rapidement en fonction du rayon que les autres. Ce second terme peut être ré-écrit de la façon suivante :

$$\frac{\delta\kappa}{\kappa_R} = \frac{\Gamma_3 - 1}{\Gamma_1}\left(\left.\frac{\partial ln\kappa}{\partial lnT}\right|_\rho + \left.\frac{\partial ln\kappa_R}{\partial ln\rho}\right|_T\right)\frac{\partial P}{P} \tag{5.5}$$

où Γ_1 et Γ_3 sont respectivement le premier et le troisième exposant adiabatique. En général, $\frac{\partial P}{P}$ varie peu avec le pic d'opacité. Le premier terme est petit ($\approx$1 car $\kappa\rho T^{-7/2}$ d'après les lois de Kramers (voir Chapitre 3)) et ne varie quasiment pas dans les intérieurs stellaires. Le second terme au contraire varie fortement avec un pic d'opacité car dans les zones d'ionisation des éléments abondants, des modifications importantes de l'équation d'état, de l'opacité et des coefficients thermodynamiques ont lieu. Dans ces régions, l'opacité augmente avec la température ($\left.\frac{\partial ln\kappa}{\partial lnT}\right|_\rho$ diminue fortement). La couche va alors absorber de l'énergie pendant la phase de compression, énergie qui sera ensuite évacuée sous la forme d'énergie mécanique (oscillations) durant la phase de détente.

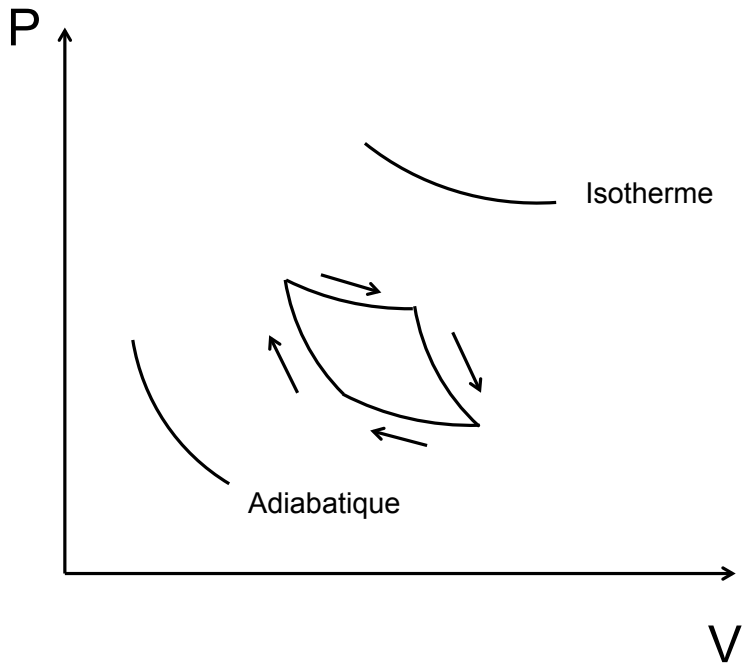


FIGURE 5.3 – Diagramme de Clapeyron : au centre de l'étoile, l'oscillation est adiabatique et ne produit aucun travail. En couche superficielle, l'oscillation est isotherme et ne produit aucun travail. A la transition, l'oscillation peut produire un travail, proportionnel à l'aire du cycle sur le diagramme (Baudin, 2009).

5.4 Pic du fer et structure des β-Cephei

Après nous être intéressé au mécanisme moteur des pulsations des β-Céphei, nous allons maintenant nous concentrer sur la grandeur à l'origine de l'apparition de ce mécanisme : l'opacité. La figure 5.4 représente l'évolution de l'opacité le long du profil d'une étoile de 9 $M_\odot$, avec différentes échelles. La première vignette en partant du haut représente ce profil d'opacité en fonction de la température : trois pics d'opacités apparaissent. Le premier pic en partant du centre de l'étoile apparait autour de log T= 6.3 : il s'agit du Deep Opacity Bump (DOB), qui est lié à des effets de spin-orbite dans les transitions lié-libre du fer (Rogers and Iglesias, 1992). Un second pic apparaît à log T = 5.3. Il s'agit du pic du fer, moteur du κ-mécanisme pour les β-Céphei. Un troisième et dernier pic apparaît à log T = 4.6 : il s'agit de la zone d'ionisation de He II. Les deux autres vignettes représentent ce profil d'opacité en fonction du pourcentage en rayon et en masse

respectivement. Notons que les pics d'opacités se produisent finalement dans une région très localisée de l'étoile : 30 % en rayon et quelques centièmes de pourcents en masse.

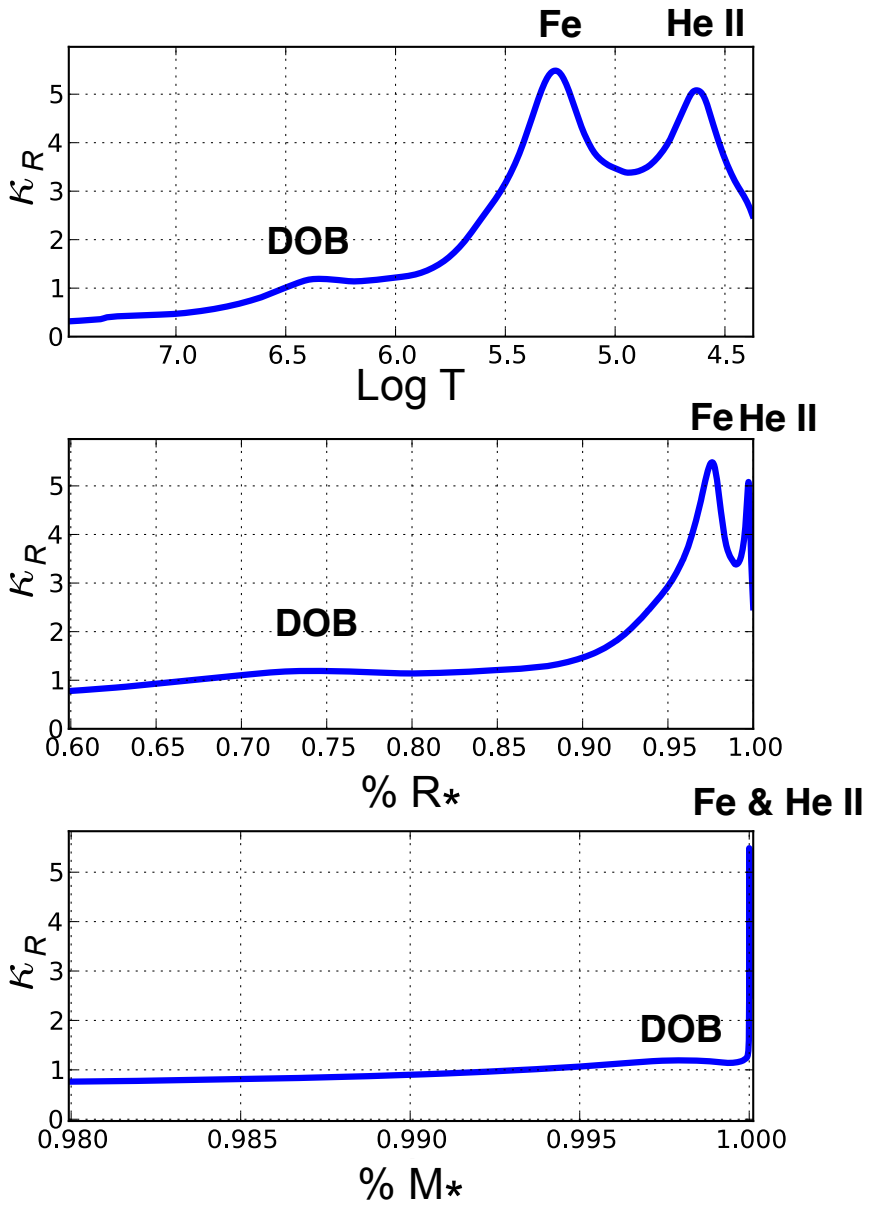


FIGURE 5.4 – Pic du fer dans une étoile de 9 $M_\odot$ au milieu de sa séquence principale : les trois vignettes représentent le profil d'opacité Rosseland dans l'étoile en fonction de log T, du pourcentage en rayon et du pourcentage en masse respectivement.

Les β-Cephei présentent un coeur convectif et une enveloppe radiative (voir figure 5.5). Les variations d'opacités sont à l'origine de l'apparition de zones convectives dans l'enveloppe radiative de ces étoiles. Un bon moyen de visualiser la structure des étoiles est de représenter le rapport du gradient radiatif sur le gradient adiabatique. Selon le critère de Schwarzchild (1.13), si cette quantité est inférieure à 1, le mode de transport majoritaire est la radiation et si elle est supérieure à 1, c'est la convection qui prédomine. Ces étoiles présentent un coeur convectif du fait du caractère fortement exothermique des réactions nucléaires qui s'y produisent : en effet, dans ces étoiles, la source nucléaire est basée sur le cycle CNO plutôt que sur le cycle pp comme dans le cas du Soleil.

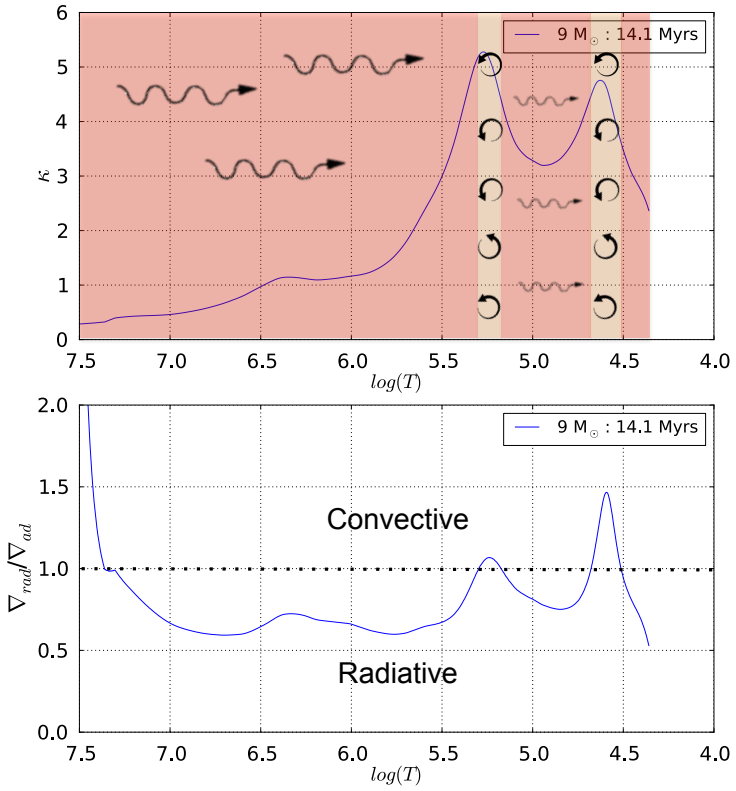


FIGURE 5.5 – Profil d'opacité et rapport gradient radiatif sur gradient adiabatique dans une étoile de 9 $M_\odot$ au milieu de sa séquence principale.

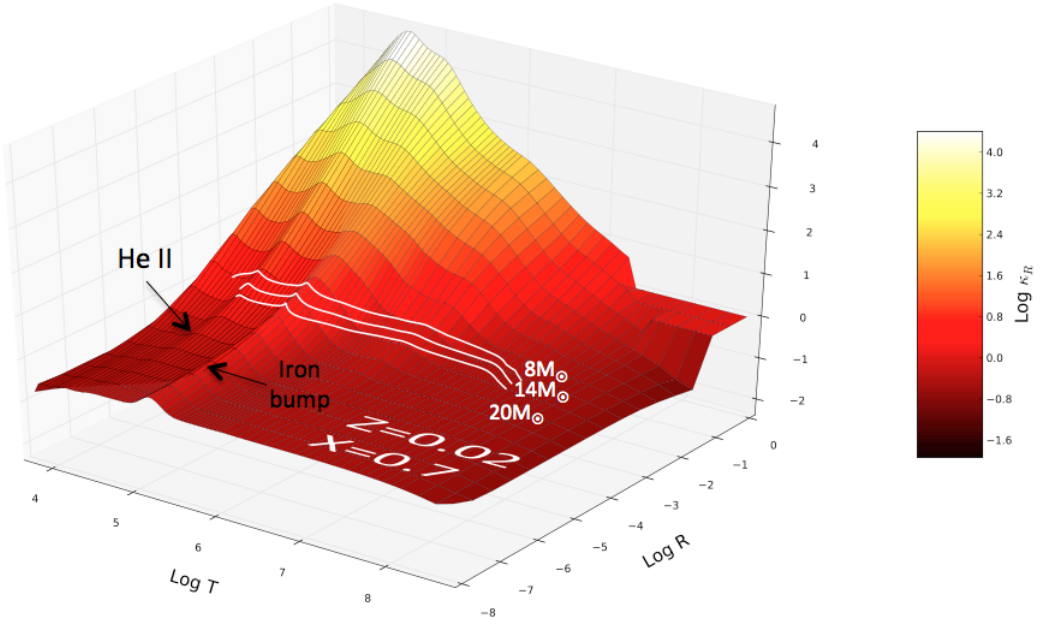


FIGURE 5.6 – Table d'opacité OPAL à X=0.7 et Z=0.02, à laquelle sont superposés les profils d'opacité d'étoiles de masse 8 $M_\odot$, 14 $M_\odot$ et 20 $M_\odot$. Inspiré de Pamyatnykh (1999)

5.5 Variabilité du pic du fer

Nous avons réalisé, grâce au code d'évolution stellaire MESA (Paxton et al., 2011, 2013) l'évolution de modèles d'étoiles de différentes masses et métallicités, afin d'observer l'influence de ces paramètres sur le pic d'opacité des éléments du groupe du fer.

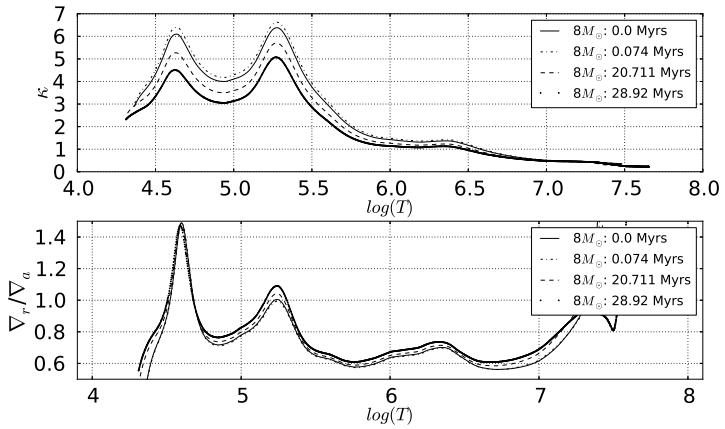


FIGURE 5.7 – Evolution du pic du fer à différents âges d'une étoile de 8 $M_\odot$. *En haut :* Profils d'opacité en fonction de log T. *En bas :* Profils du rapport $\frac{\nabla_r}{\nabla_{ad}}$ en fonction de log T.

La figure 5.7, extraite de l'article Le Pennec and Turck-Chièze (2014) adjoint à ce chapitre, est composée de deux graphiques : le premier représente l'évolution de l'opacité le long du profil d'une étoile de 8 $M_\odot$, à différents âges (une courbe = un âge). Le second graphique représente l'évolution du rapport gradient radiatif sur gradient adiabatique $\frac{\nabla_r}{\nabla_{ad}}$. Notons que le pic du fer est responsable d'un pic dont l'amplitude est très proche de 1. Ainsi, la moindre méconnaissance de l'opacité dans cette zone pourrait être responsable d'une connaissance erronée de la structure de l'étoile considérée et donc ne pas permettre de prédire ses modes. Il est également nécessaire de connaître avec précision les différents paramètres de l'étoile (masse, métallicité, âge) car ils influencent fortement l'amplitude du pic d'opacité et donc son influence sur le rapport des gradients et ainsi la structure de l'étoile. Les figures 5.8 et 5.9 montrent l'évolution du pic avec la masse et la métallicité respectivement.

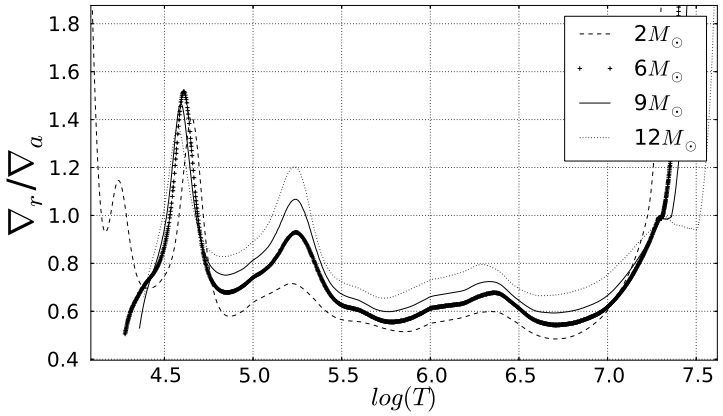


FIGURE 5.8 – Evolution du pic du fer en fonction de la masse sur le rapport gradient radiatif sur gradient adiabatique : tracé pour 2, 6, 9 et 12 $M_\odot$.

Le cas des étoiles de 8 - 9 - 10 $M_\odot$ est particulièrement remarquable : pour ces étoiles, le rapport gradient radiatif sur gradient adiabatique est très proche de la valeur 1 (voir figure 5.8) et l'existence d'une zone convective dans l'enveloppe radiative difficile à prédire.

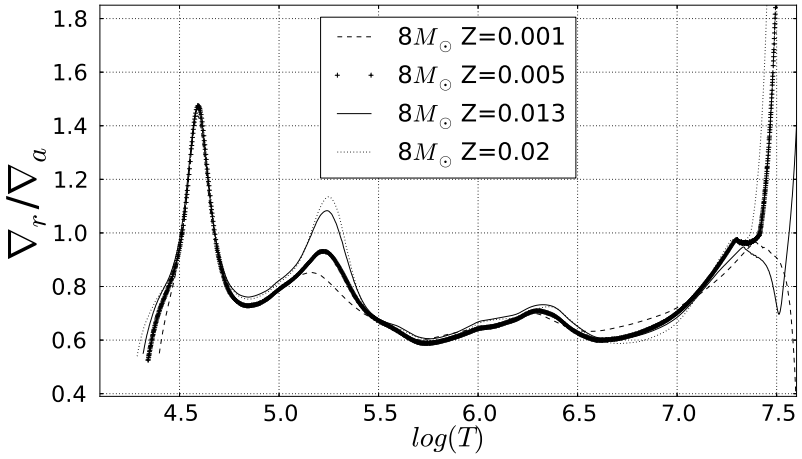


FIGURE 5.9 – Evolution du pic du Fer en fonction de la métallicité : profil de rapport gradient radiatif sur gradient adiabatique pour des métallicités autour de la métallicité solaire et des métallicité autour de celle du Grand Nuage de Magellan.

Il est donc nécessaire de connaître avec précision les opacités des éléments du groupe du fer dans les conditions où celles-ci jouent un rôle prépondérant : log T = 5.3 et $\rho \approx 10^{-7}$ - 10^{-6} g.cm^{-3}. Néanmoins, tous les éléments du groupe du fer ne contribuent pas à la même hauteur au pic d'opacité.

Il est également à noter que selon la source d'opacité choisie (OPAL ou OP), la position du pic du fer varie. La figure 5.10 montre les profils d'opacités obtenus avec les tables OPAL (en haut) et les tables (OP) dans une étoile de 9 $M_\odot$, restreints au pic du fer. Dans le cas OPAL, le pic du fer est localisé autour de log T = 5.28 et dans le cas OP, autour de log T = 5.32.

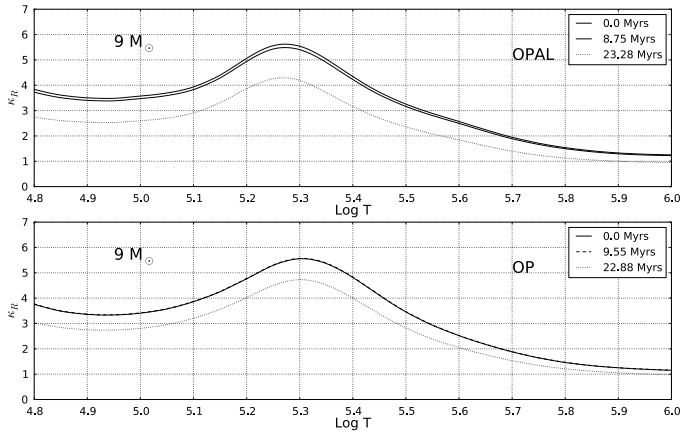


FIGURE 5.10 – Evolution du pic du Fer selon la source d'opacité choisie. *En haut :* Evolution des profils d'opacités d'une étoile de 9 $M_\odot$ réalisée avec OPAL. *En bas :* Evolution des profils d'opacités d'une étoile de 9 $M_\odot$ réalisée avec OP.

5.6 Contribution relative des éléments au pic du fer

De par leur abondance différente, les éléments du groupe du fer ne contribuent pas de la même façon au pic d'opacité situé à log T= 5.3. Les figures 5.11 et 5.12 montrent la contribution du fer et du nickel à l'opacité globale pour différentes masses dont trois correspondent à des masses typiques de β-Céphei : 8, 13 et 20 $M_\odot$ en fonction de la température et de la densité respectivement. Le fer, le plus abondant, est le contributeur majoritaire au pic (entre 60 et 70 %) quelque soit la masse. Le second contributeur est le nickel, avec une forte influence de la masse : autour de 15 % pour une étoile de faible masse, 30 % pour une étoile de 20 $M_\odot$.

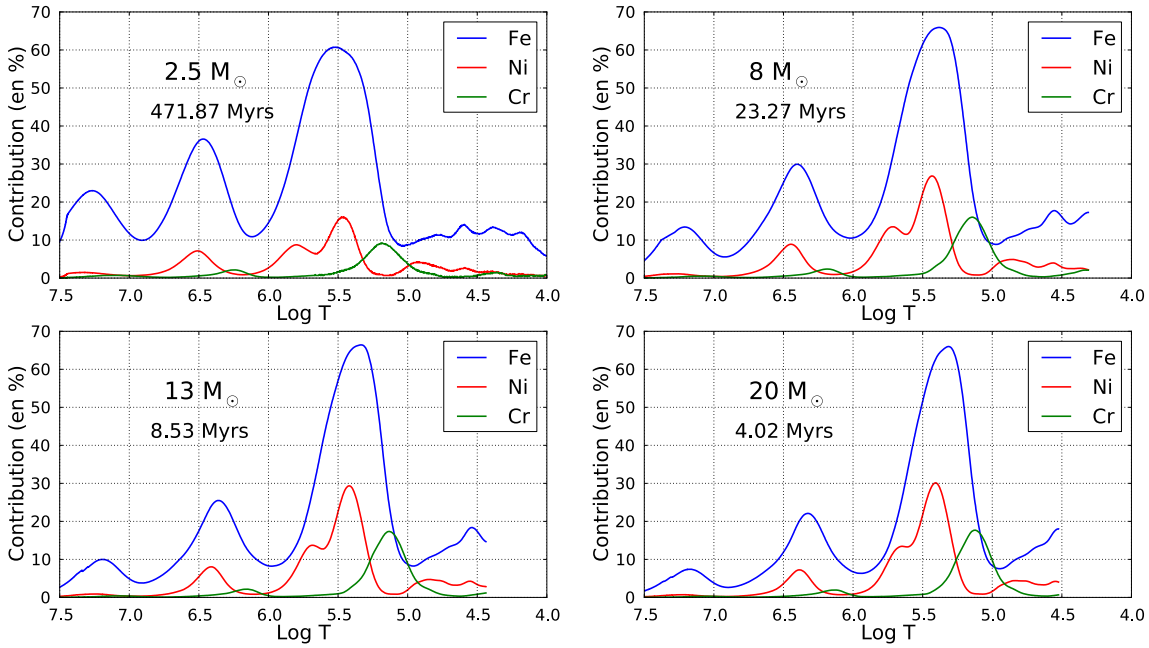


FIGURE 5.11 – Contribution du fer et du nickel à l'opacité globale pour des étoiles de différentes masses (de gauche à droite et de haut en bas : 2.5 $M_\odot$, 8 $M_\odot$, 13 $M_\odot$ et 20 $M_\odot$) de même composition, modèles réalisés avec les opacités OP. Pour les 4 cas, les proportions en X, Y et Z sont identiques. Pour chaque étoile, l'âge, où le profil d'opacité en fonction de la température est réalisé, est indiqué en millions d'années.

Notons également que selon l'élément, le pic de contribution à l'opacité n'est pas situé au même endroit : si les pics de contribution du fer et du nickel sont situés autour de log T= 5.3 - 5.4, celui du chrome est situé un peu plus en amont, à log T = 5.1.

Ces contributions doivent cependant être prises avec la plus grande prudence. En effet, le désaccord entre les deux sources d'opacités historiques est également visible sur l'évaluation de la contribution des différents éléments à l'opacité globale.

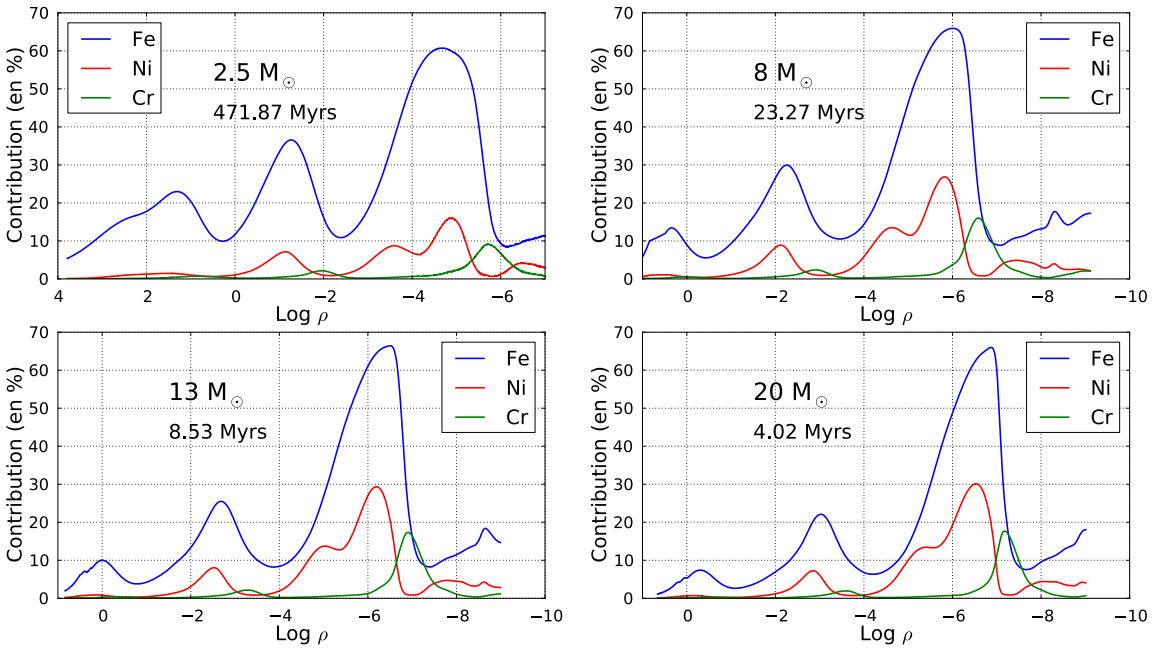


FIGURE 5.12 – Contribution du fer et du nickel à l'opacité globale pour des étoiles de différentes masses (de gauche à droite et de haut en bas : 2.5 $M_\odot$, 8 $M_\odot$, 13 $M_\odot$ et 20 $M_\odot$) de même composition, réalisé avec les opacités OP . Pour les 4 cas, les proportions en X, Y et Z sont identiques. Pour chaque étoile, l'âge où le profil d'opacité est réalisé en fonction de la densité est indiqué en millions d'années.

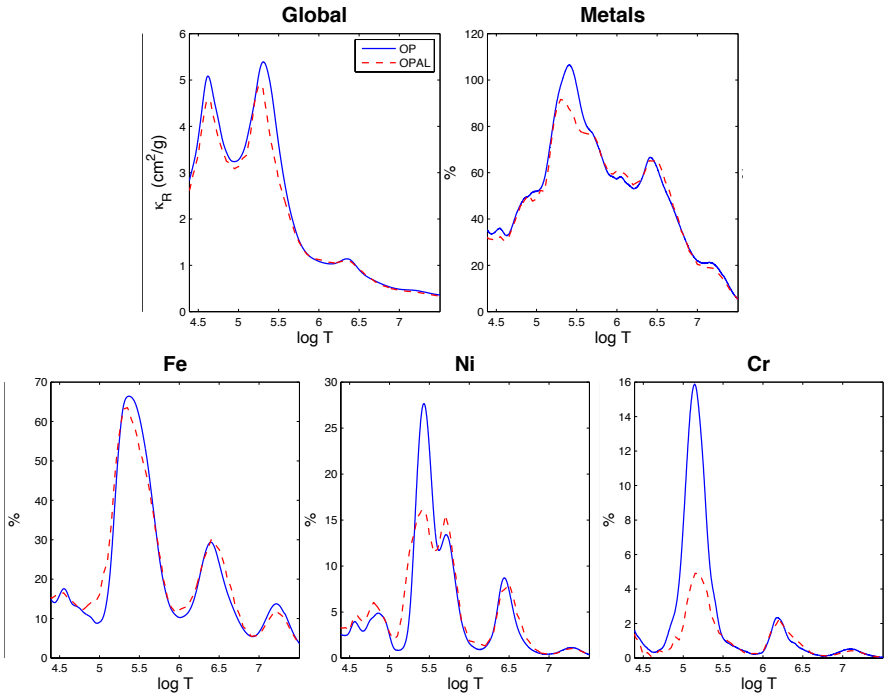


FIGURE 5.13 – Contribution des différents éléments à l'opacité globale d'une étoile de 9 $M_\odot$, réalisé avec les tables OP (bleu) et les tables OPAL (rouge) (Turck-Chièze, S. et al., 2011).

La figure 5.13 montre la contribution de chacun des éléments du groupe du fer à ce pic d'opacité, en utilisant deux sources d'opacités différentes : OP et OPAL pour une étoile de 9 $M_\odot$. Les deux graphiques **Global** et **metals** représentent respectivement le profil d'opacité global dans l'étoile et la contribution des éléments de $Z > 2$ à l'opacité globale. Les trois vignettes représentent les contributions relatives du fer, du nickel et du chrome à l'opacité globale. Au niveau du pic du fer, le contributeur majoritaire est très clairement le fer (quasiment 70% quelque soit la source d'opacité choisie). Cependant, des différences significatives sont observables pour le nickel et le chrome : la contribution au pic du fer du nickel atteint 28% avec les calculs OP alors qu'elle n'atteint que 15% avec les calculs OPAL. De même, pour le chrome, la contribution calculée avec OP atteint 16% alors qu'avec OPAL, elle atteint à peine 5%.

5.7 Résumé

L'importance de l'opacité et particulièrement de l'opacité du fer et du nickel dans les pulsations des β-Céphei a été montrée dans ce chapitre. Leur connaissance précise, tout comme la connaissance fine des différents paramètres des étoiles, est fondamentale pour obtenir leur structure.
La différence entre les deux sources d'opacités historiques OPAL et OP a également été mise en évidence. Pour tenter de comprendre cet écart, une expérience a été menée en 2011 au LULI 2000, afin de mesurer les opacités des éléments du groupe du fer dans des conditions équivalentes à celles existant dans les enveloppes. Nous allons dans les deux chapitres suivants exposer le principe puis les résultats de cette expérience, mais également le résultat de comparaisons théoriques réalisées entre le code OP et de nouveaux codes (ATOMIC, SCO-RCG).

Precision Asteroseismology
Proceedings IAU Symposium No. 301, 2013
J.A. Guzik, W.J. Chaplin, G. Handler & A. Pigulski, eds.
© 2013 International Astronomical Union
DOI: 00.0000/X000000000000000X

Iron-group opacities in the envelopes of massive stars

Maëlle Le Pennec and Sylvaine Turck-Chièze

CEA/DSM/IRFU/SAp, CE Saclay, 91191 Gif-sur Yvette, France
email: maelle.le-pennec@cea.fr; Sylvaine.Turck-Chieze@cea.fr

Abstract. β Cephei and SPB are pulsating stars for which the excitation of modes by the κ-mechanism, due to the iron-group opacity peak, seems puzzling. We have first looked for the origins of the noticed differences between OP and OPAL iron and nickel opacity calculations (up to a factor 2), a fact which complicates the interpretation. To accomplish this task, new well-qualified calculations (SCO-RCG, HULLAC and ATOMIC) have been performed and compared to values of these tables, and most of the differences are now well understood. Next, we have exploited a dedicated experiment on chromium, iron and nickel, conducted at the LULI 2000 facilities. We found that, in the case of iron, detailed calculations (OP, ATOMIC and HULLAC) show a good agreement contrary to all of the non-detailed calculations. However, in the case of nickel, OP calculations show large discrepancies with the experiments but also with other codes. Thus, the opacity tables need to be revised in the thermodynamical conditions corresponding to the peak of the iron group. Consequently we study the evolution of this iron peak with changes in stellar mass, age, and metallicity to determine the relevant region where these tables should be revised.

Keywords. opacity, atomic data, atomic processes, stars : oscillations

1. Introduction

The κ-mechanism is responsible for the pulsation of stars between 1.6 to 20 $M_{\odot}$. For massive stars (2.5 to 20 $M_{\odot}$), this mechanism is due to M-shell transitions for the elements of the iron group (chromium, iron, nickel and copper) which induce an opacity bump. SPB and β-Cephei stars are examples of such pulsating stars. β-Cephei (M $>$ 8 $M_{\odot}$) are particularly interesting because they will evolve into supernovae and thus are linked to our understanding of the interstellar medium enrichment. However, they are particularly poorly understood. Indeed, there are, for instance, some difficulties interpreting the pulsations of these stars, as one observes modes which were calculated to be stable in theoretical predictions using OP or OPAL opacity tables (Pamyatnykh 1999, Zdravkov & Pamyatnykh 2009). Furthermore, depending on the mass of the star, some of the modes seem better predicted using OP (Seaton & Badnell 2004) or OPAL (Rogers & Iglesias 1992) tables. This fact suggests that some of these opacities could be inaccurately determined for both tables (Daszyńska-Daszkiewicz & Walczak 2010) or that some hydrodynamic process plays an important role not yet understood. We are studying in this paper the first possibility: an inaccurate determination of the iron opacity bump. To deal with this problem, several activities have been developed at CEA in France to improve the present situation: new calculations have been developed and compared to understand the differences, and two XUV campaigns of experiments have been conducted at the LULI 2000 facility for the different elements at temperature around 25 eV and density of about 2 mg cm^{-3}.

2. Calculations and experiments

Opacity codes are based on different approaches (Turck-Chièze et al. 2011): statistical (STA, SCO), detailed (OP, HULLAC, Bar-Shalom et al. 2001; ATOMIC, Magee et al. 2004; LEDCOP, OPAS) or mixed (SCO-RCG). The two major contributors to the iron bump are iron and nickel, so the calculations have been performed for these two elements as highest priority. Comparisons have been made for tabulated temperature and density values near the experimental ones. These comparisons show that detailed calculations tend to agree, except for the OP results (Gilles et al. 2011). The interaction of configuration plays an important role for iron in this domain of temperature and density, and largely explains the difference from the statistical calculations (Gilles et al. 2012). For OP, in the case of iron, the Rosseland mean values show differences of around $6-7\%$ with ATOMIC and HULLAC, but up to 40% with statistical calculations. In the case of nickel, OP differs clearly from the other codes, showing at least 50% of discrepancies (Turck-Chièze et al. 2013).

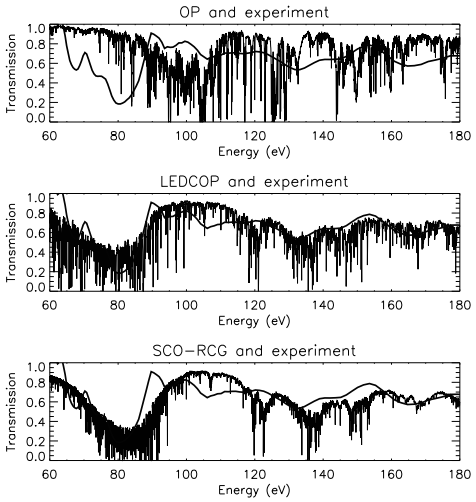


Figure 1. Comparison between nickel transmission spectrum (linked to the opacity through an exponential) taken at LULI 2000 (thick continuous line) and respectively OP, LEDCOP and SCO-RCG. The OP and SCO-RCG calculations are given at 27 eV, 3.4 $\mathrm{mg\,cm^{-3}}$ and LEDCOP at 26 eV, 2 $\mathrm{mg\,cm^{-3}}$. The domain 60-180 eV (700 000K - 2 10^6K) is the domain where the Rosseland mean is the most important. From Turck-Chièze et al. (2013).

Figure 1 presents the first analysis of the experiment on nickel (Turck-Chièze et al. 2013) compared to different code results (OP, LEDCOP and SCO-RCG). The OP calculations, in fact extrapolated from iron, disagree strongly with the experiments and other calculations. This result confirms some conclusions of Salmon et al. (2012). New OP, HULLAC and ATOMIC calculations are in progress, but take a very long time to perform. One concludes that the origin of the differences between OP and OPAL is of different nature for iron and nickel.

3. Study of the iron bump

We have calculated numerous stellar models to determine the domain where new calculations need to be performed. For this task, we have explored how the iron peak varies with mass, age and metallicity during the main sequence of SPB and β-Cep stars. All

models were calculated using the stellar evolution code MESA (Paxton et al. 2011) and the OPAL opacity tables, with the AGSS09 (Asplund et al. 2009) abundance mixture. Figure 2 shows that opacity uncertainties during the stellar lifetime have large consequences on the stability of the acoustic modes. Adopting the Schwarzschild criteria to see the onset of the convective instability (ratio of the radiative gradient on the adiabatic gradient greater than 1), one observes that this ratio is very near to 1 at the iron-bump region from one source of opacity calculation to another, and so the resulting structure of the star can be different. In less than 10 Myr, a small convective zone appears in the iron bump region of an $8\,\mathrm{M}_\odot$. Precise knowledge of the age of the star is needed to correctly predict the observed modes.

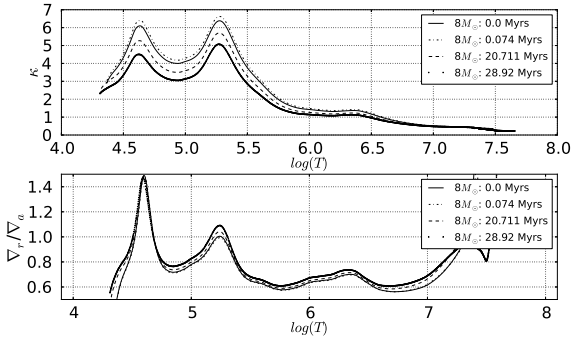


Figure 2. Age variation of the amplitude of the iron bump. Top panel: Opacity in $\mathrm{cm}^2\,\mathrm{g}^{-1}$ versus $\log T$ in the case of a $8\,M_\odot$ star. The first bump at $\log T = 4.6$ is linked to partially ionized helium, the second at 5.25 is the iron bump and the third at 6.3 is the deep iron bump, linked to L-shell bound-free transitions of iron. Bottom panel: ratio $\nabla_\mathrm{r}/\nabla_\mathrm{a}$ versus $\log T$.

Figure 3 shows the influence of mass and metallicity on the iron bump. The gradient ratio varies rapidly with mass and metallicity, and is around 1 for these types of stars, so a precise knowledge of the opacity is required to properly determine the observed frequencies.

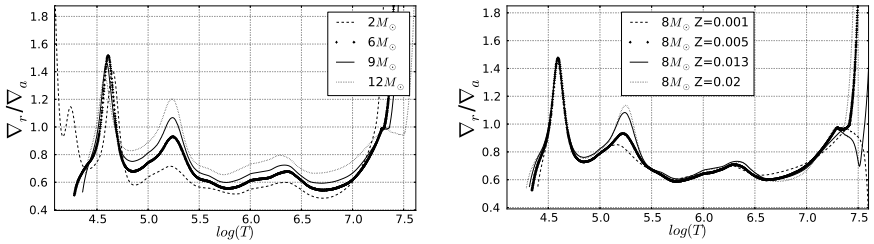


Figure 3. Left: Influence of the mass on the amplitude of the iron bump. Right: Influence of the metallicity on the iron bump for a $8\,M_\odot$ star. The ratio of the two gradients is always around one so, depending on the properties of stars, convective instability can appear.

This study allows us to determine the thermodynamical conditions in which the iron-peak opacity must be carefully estimated for stars between 2 to $20\,M_\odot$. It is known that opacities vary rapidly with temperature, so one can notice that this peak appears always at the same position independently of the chosen conditions between 100 000 K to 320 000 K. However, the free electron density, N_e, principally due to the totally ionized

helium and hydrogen at these temperatures, varies with mass:

$$N_{\rm e} = \rho \sum_i \frac{Q_i \chi_i}{A_i}.$$

Q_i is the ionization charge, χ_i the relative contribution in mass, A_i the atomic weight of species i and ρ is the density.

Table 1. Domain of investigation of the iron bump for stars from 2.5 to 20 $M_\odot$ and $Z = 0.02$. The free electron density decreases with stellar mass. The present domain will be reduced for specific analyses, and the study extended to the Magellanic Clouds.

Mass	$N_{\rm e,min}$ **(cm^{-3})**	$N_{\rm e,max}$ **(cm^{-3})**
2.5 $M_\odot$	7.87 10^{16}	1.57 10^{19}
6 $M_\odot$	1.93 10^{16}	3.94 10^{18}
10 $M_\odot$	8.63 10^{15}	1.98 10^{18}
14 $M_\odot$	4.63 10^{15}	1.22 10^{18}
20 $M_\odot$	2.43 10^{15}	7.69 10^{17}

4. Conclusion

The OPAC consortium studies (new calculations and new experiments) help to understand the discrepancies between OP and OPAL in the iron bump which excites the modes of β Cephei and SPB stars. Iron opacities are better estimated by OP calculations at relatively high temperature but OP nickel opacities are not correct for all the considered cases. As the iron group peak varies strongly with age, mass and composition of the star, the properties of the stars need to be correctly known and the opacities of the different elements of the iron group must be precisely calculated for a range of T and $N_{\rm e}$ that we are determining. New tables are in construction thanks to the HULLAC, ATOMIC and SCO-RCG codes, and we hope for results in 2014. At that time, radiative acceleration and non LTE-conditions will also be investigated.

References

Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J. & Scott, P. 2009, *ARAA*, 47, 481
Bar-Shalom, A., Klapisch, M. & Oreg, J. 2001, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, 71, 169
Daszyńska-Daszkiewicz, J., & Walczak, P. 2010, *MNRAS*, 403, 496
Gilles, D., Turck-Chièze, S., Loisel, G., et al. 2011, *High Energy Density Physics*, 7, 312
Gilles, D., Turck-Chièze, S., Busquet, M., et al. 2012, in *ECLA 2011*, vol. 58, EAS Pub. Ser., p. 51
Magee, N.H., Abdallah, J., Colgan, J., et al. 2004, *AIP-CS*, 730, 168
Paxton, B., Bildsten, L., Dotter, A., et al. 2011, *ApJS*, 192, 3
Pamyatnykh, A.A. 1999, *AcA*, 49, 119
Rogers, F.J., & Iglesias, C.A. 1992, *ApJS*, 79, 507
Salmon, S., Montalbán, J., Morel, T., et al. 2012, *MNRAS*, 422, 3460
Seaton, M.J., & Badnell, N.R. 2004, *MNRAS*, 354, 457
Turck-Chièze, S., & The OPAC Consortium 2011a, *J. Phys. Conf. Ser.*, 271, 012035
Turck-Chièze, S., & The OPAC Consortium 2011b, *Ap&SS* 336, 103
Turck-Chièze, S., Gilles, D., Le Pennec, M., et al. 2013, *High Energy Density Phys.*, 9, 473
Zdravkov, T., & Pamyatnykh, A.A. 2009, in *Stellar Pulsation: Challenges for Theory and Observation*, *AIP-CS.*, 1170, 338

CHAPITRE 6

Experience LULI

Sommaire

6.1 Etat de l'art **69**
6.2 Conditions expérimentales **70**
6.3 Description de l'expérience **71**
6.4 Dépouillement des spectres **73**
6.5 Conclusion **83**

6.1 Etat de l'art

Il y a eu dans le passé peu d'expériences d'opacité dans les domaines de température correspondant aux enveloppes de β-Céphei. Ceci est principalement dû à la difficulté de reproduire en laboratoire les conditions qui existent dans les étoiles, mais également au fait que ces expériences sont très difficiles à interpréter et qu'elles ne sont pas toujours réalisées dans la gamme spectrale pertinente pour la moyenne de Rosseland. Une analyse détaillée des difficultés que peuvent présenter de telles expériences est présentée dans Chenais-Popovics (2002) et Bailey et al. (2009). Nous en résumons ici les principaux points pour ce qui concerne l'astrophysique :

- Il est nécessaire de former des plasmas à l'équilibre thermodynamique local. Cette condition suppose une bonne simulation de l'expérience pour pouvoir sonder l'échantillon d'intérêt dans les meilleurs conditions. L'expansion rapide de l'échantillon est limitée par deux tampons de matériau de Z faible (typiquement du carbone), placés de part et d'autre de l'échantillon.

- La température de l'échantillon est mesurée via un diagnostic μ-DMX. Les gradients en température et en densité dans la cible ont été limités en utilisant deux cavités. La température obtenue dépend bien entendu de la géométrie, de la position de l'échantillon et de la justesse des simulations.

- La résolution du spectromètre XUV est fondamentale pour discriminer les différents calculs. Elle varie avec la longueur d'onde.

Un bref historique des mesures d'opacités dans notre domaine thermodynamique d'intérêt montre que l'élément ayant été le plus mesuré est le fer (voir table 6.1). Nous allons passer en revue les principales expériences réalisées dans ce domaine.
Da Silva et al. (1992) ont mesuré la transmission d'un échantillon de fer à 25 eV et à la densité 0.008 g/cm^3. Ils ont montré que les calculs OPAL de 1992 étaient globalement en accord et que les spectres d'ions présentant des trous en couche M, et particulièrement les transitions de ces niveaux, étaient particulièrement compliqués à cause du nombre de

transitions à prendre en compte. Il a été montré cependant que ces transitions doivent être incluses dans les calculs d'opacités pour obtenir des prédictions de modèles stellaires cohérentes.
Winhart et al. (1996) ont mesuré la transmission de l'aluminium, du fer et de l'holmium à des températures autour de 22 eV et des densités avoisinant 0.01 g/cm^3 : ils se sont attachés aux transitions $3 \rightarrow 4$ et $3 \rightarrow 5$ dans la gamme 100 - 180 eV sur l'installation ASTERIX. Ils ont également comparé leurs résultats au code OPAL, avec lequel ils ont présenté un bon accord.
L'absorption dans la gamme 90 - 300 eV (transition $3 \rightarrow 5$) a été mesurée par Springer et al. (1994), à des températures plus élevées (59 eV pour une densité de 0.01 g/cm^3).
Chenais-Popovics et al. (2000) ont réalisé des mesures complémentaires sur les transitions de couche L 2p-3d à des températures autour de 20 eV et des densités de [2 - 4] $\times 10^{-3}$ g/cm^{-3}. La gamme spectrale explorée dans ce cas est de 721 - 756 eV, est limitée par la géométrie de l'expérience et n'est pas pertinente pour l'astrophysique.
Loisel et al. (2009) ont ensuite mesuré l'opacité de quelques éléments de Z intermédiaires (Fe, Ni, Cu et Ge) à des températures comprises entre 15 et 25 eV et des densités de 2 à 10 mg/cm^3 dans le domaine X. La même équipe a par la suite fait une mesure de l'opacité de Cr, Fe, Ni et Cu dont nous allons présenter l'analyse dans ce chapitre.

Equipe	**Installation**	**Elements**	**T_e (eV)**	**ρ (mg/cm^3)**	**Gamme spectrale (eV)**
Da Silva et al. (1992)	NOVA	Fe	25	2	50 - 120
Springer et al. (1994)	NOVA	Fe	59	11.3	80 - 325
Winhart et al. (1996)	Asterix	Fe, Ho, Al	20	10	70 - 125
Chenais-Popovics et al. (2000)	LULI	Al, Fe	20	2 - 4	721 - 756
Chenais-Popovics et al. (2001)	LULI	Ni	20	1	900 - 1 100
Loisel et al. (2009)	LULI	Cu, Fe, Ni, Ge	15 - 25	2 - 10	700 - 1550
Turck-Chièze et al. (2015)	LULI	Cr, Fe, Ni, Cu	20 - 30	2 - 4	50 - 200

TABLE 6.1 – Historique des mesures d'opacités pertinentes pour les enveloppes des β-Céphei.

6.2 Conditions expérimentales

Une expérience a été faite dans le domaine XUV sur l'installation LULI 2000 à Polytechnique sur les éléments du groupe du fer (chrome, fer, cuivre, nickel) pour tester la physique correspondante au pic du fer dans des cas où l'expérience est possible (Turck-Chièze, S. et al., 2011; Turck-Chièze et al., 2013; Thais et al., 2015; Turck-Chièze et al., 2015; Loisel, 2011). Les densités des enveloppes sont trop faibles pour être reproduites en laboratoire ($\sim 10^{-7}$ - 10^{-6}). La première étape a donc consisté en la recherche de conditions équivalentes, présentant les mêmes distributions ioniques et les mêmes densités d'électrons libres que celles existants dans les enveloppes pour les éléments d'intérêt (Loisel, 2011). La figure 6.1 présente la comparaison des distributions ioniques du fer dans les conditions des β-Céphei et dans le cas des conditions choisies pour l'expérience, calculées avec OP. La densité électronique est la même dans les deux cas : 3.2×10^{20} cm^{-3}.

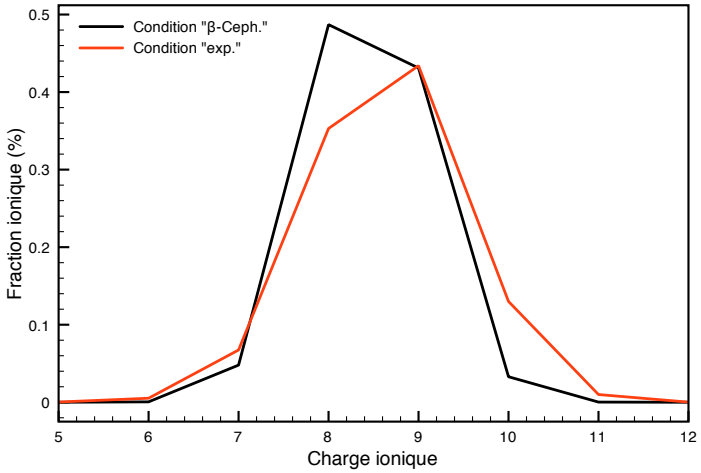


FIGURE 6.1 – Distribution ionique du fer dans les conditions β-Céphei et les conditions expérimentales choisies (Loisel, 2011; Turck-Chièze, S. et al., 2011).

Les conditions choisies sont des températures autour de 25 eV et des densités de quelques 10^{-3} g/cm^3. Les calculs variant rapidement avec la température à ces conditions, plusieurs conditions de température ont été réalisées.

6.3 Description de l'expérience

L'expérience a été réalisée en 2011 sur l'installation LULI 2000. Le détail du schéma expérimental étant exposé dans Loisel (2011), nous allons simplement en rappeler ici les grandes lignes.
L'expérience exploite le principe de l'attaque indirecte : deux cavités en or (*holhraum*) placées de part et d'autre de la cible sont utilisées pour la chauffer radiativement. Un faisceau nanoseconde délivrant une énergie autour de 170 J à 2ω (0.515 μm) en 600 ou 900 ps est séparé en deux parties qui chauffent, de façon aussi identique que possible les deux cavités (voir figure 6.2). Le dépôt d'énergie est suffisamment rapide pour porter l'intérieur des cavités à des températures élevées et produire un rayonnement de corps noir en équilibre avec les parois de la cavité (équilibre établi en quelques dizaines de picosecondes).

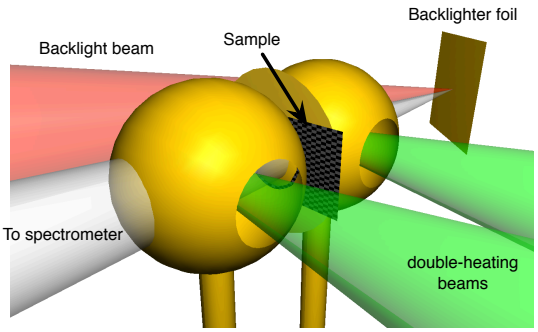


FIGURE 6.2 – Schéma expérimental restreint aux abords de l'échantillon (Loisel, 2011).

Chaque cavité, de 2 mm de diamètre et d'environ 15 μm d'épaisseur, est accolée à l'autre de sorte que les trous de diagnostic coïncident comme illustré sur la figure 6.2. Les trous de diagnostic ont un diamètre d'environ 550 μm, et les trous d'entrée laser de 700 μm.

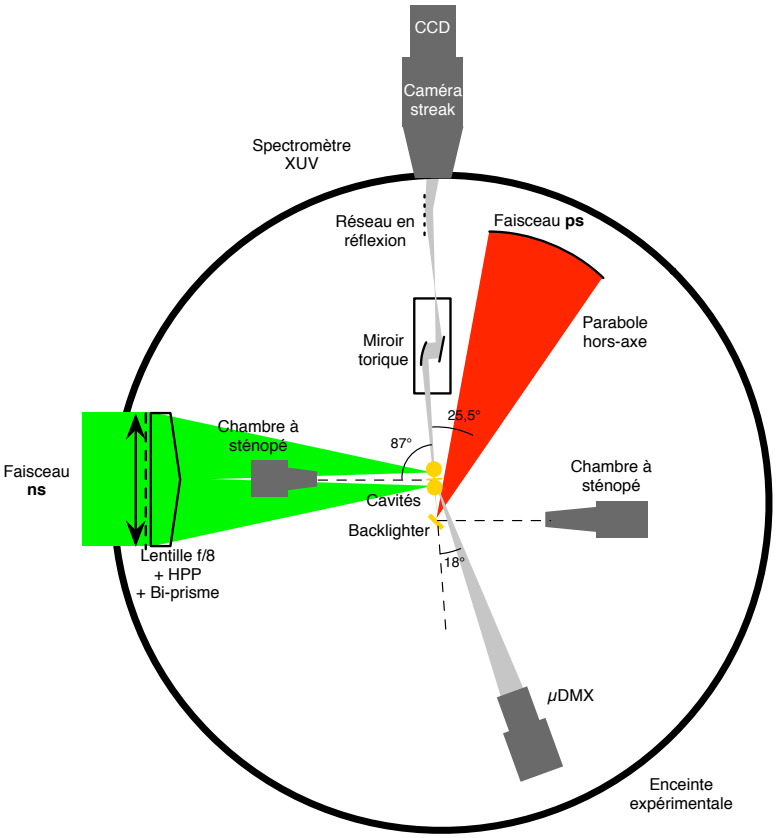


FIGURE 6.3 – Schéma expérimental de la chambre d'expérience. Les instruments sont disposés dans le plan équatorial de la chambre, à l'exception de la chambre à sténopé qui se trouve 45° au dessus du faisceau nanoseconde et du spectromètre micro-DMX dont l'axe est à 30° en dessous du plan équatorial (Loisel, 2011).

L'approche avec deux cavités permet de réduire les gradients à 15% pour la température et la densité. Une fois les conditions de densité et de température requises atteintes, la mesure est effectuée (voir figure 6.4). L'échantillon d'intérêt (chrome, fer, nickel, cuivre), enserré entre deux couches de carbone qui permettent de favoriser la détente unidimensionnelle du plasma et de la limiter, est chauffé à des températures avoisinant les 25 eV. La mesure consiste en une radiographie de l'échantillon, qui est effectuée en utilisant la technique de spectroscopie d'absorption par projection de point. Son principe est d'utiliser une source pour radiographier le plasma étudié : elle doit être suffisamment intense dans la gamme spectrale d'intérêt, quasi-ponctuelle pour optimiser la résolution spectrale et présenter un spectre aussi "plat" que possible. La source de radiographie est réalisée en utilisant un faisceau picoseconde qui, focalisé sur une cible épaisse d'or (*backlighter*), produit des rayons X (voir figure 6.2).

La mesure effectuée par ce procédé est la transmission (voir équation (2.12)). L'acquisition de cette grandeur se fait via un spectromètre XUV spécifiquement créé pour cet usage (Reverdin et al., 2012) et dont la position dans la chambre d'expérience est indiquée sur la figure 6.3. La gamme spectrale choisie est [60 - 180] eV pour se situer autour du maximum de la moyenne de Rosseland et la résolution en énergie varie de $\pm$ 1.5 à $\pm$ 3 eV. Une caméra steak permet d'obtenir l'évolution temporelle des spectres et des μ-DMX sont utilisés pour évaluer la température radiative.

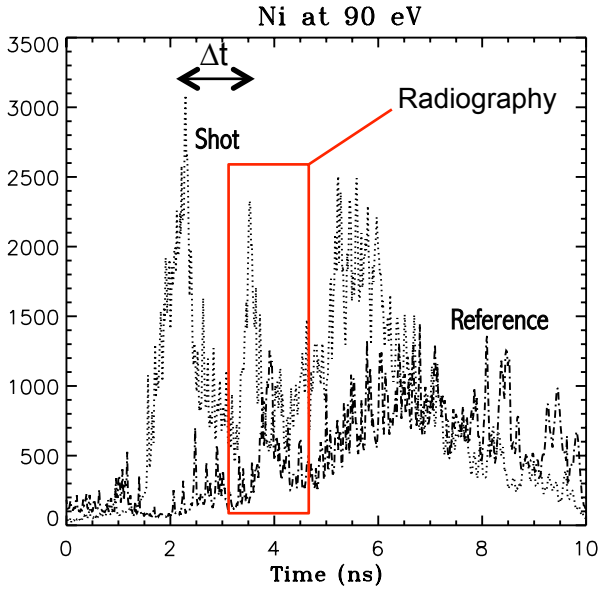


FIGURE 6.4 – Coupe réalisée à l'énergie 90 eV sur un tir de nickel, montrant l'évolution temporelle de la mesure. Le premier pic d'intensité est dû au laser et le second correspond à la radiographie.

Le résumé des différents échantillons utilisés, avec leur largeur et leur densité surfacique est présenté en table 6.2. Les résultats sur les échantillons de cuivre ne seront pas présentés ici car ils ne sont pas pertinent pour l'astrophysique.

Numéro du tir	**Element**	**Largeur (Å)**	**Densité surfacique (μg/cm^2)**
47	Fe	190	15
53	Fe	190	15
54	Fe	190	15
55	Fe	318	25
57	Cr	350	25
59	Ni	168	15
60	Ni	291	25

TABLE 6.2 – Résumé des caractéristiques des échantillons utilisés pour les différents tirs.

6.4 Dépouillement des spectres

Différents types d'informations sont enregistrés, en utilisant :

- des films photostimulables (ou Images Plates (IP)),
- la sortie du spectromètre.

Les IP permettent de déterminer la loi en énergie via des relations optiques simples et la sortie du spectromètre nous donne les radiographies de chaque échantillon. L'analyse est basée sur l'extraction du spectre de chaque échantillon provenant du spectromètre. Pour un tir d'absorption, le spectre transmis à travers l'échantillon I_ν est mesuré. Des tirs dits "de référence" (sans échantillon) sont effectués, fournissant un spectre $I_{\nu,0}$. Ces tirs de référence ne peuvent pas, par essence, être effectué simultanément des tirs sur échantillon (contrairement aux expériences X) ce qui rend l'analyse plus difficile. Une part de la différence des conditions pour les deux types de tirs est prise en compte dans l'analyse, où des normalisations adéquates sont appliquées en fonctions de la différence d'énergie laser fournie. La grandeur obtenue en sortie de l'analyse est la transmission T_ν, qui est liée à l'opacité κ_ν via la formule présentée au chapitre 2 et dont nous rappelons ici l'expression :

$$T_\nu = \frac{I_\nu}{I_{\nu,0}} = e^{-\kappa_\nu \sigma} \tag{6.1}$$

où σ=$\rho\Delta l$ est la densité surfacique de l'échantillon, ρ la densité de l'échantillon de plasma sondé et Δl son épaisseur. Il est à noter que cette expression est obtenue dans le cas où les gradients de température et de densité sont négligés, ce qui est précisément un des intérêts de la technique utilisé. Il reste néanmoins, comme nous l'avons déjà signalé, environ 15% de gradients.
Le principe des mesures par transmission implique qu'il n'est pas nécessaire de tenir compte de la réponse spectrale des différents composants du spectromètre comme la réflectivité spectrale des miroirs, des photocathodes... Dans des conditions expérimentales similaires, chaque réponse spectrale multiplicative est éliminée dans le rapport pour le calcul de la transmission.

6.4.1 Etalonnage grâce aux Images Plates

La conversion entre les pixels et l'énergie correspondante est basée sur l'étude de la géométrie de l'expérience. On supposera dans la suite que l'ordre 0 est au pixel 968 du spectromètre. Un tir est effectué sur de l'aluminium pour calibrer le spectre en énergie. La largeur de chaque pixel est mesurée et est égale à 39 μm. La figure 6.5 montre le résultat du tir de calibration sur l'IP. Le bord L de l'aluminium étant positionné au pixel 430, on

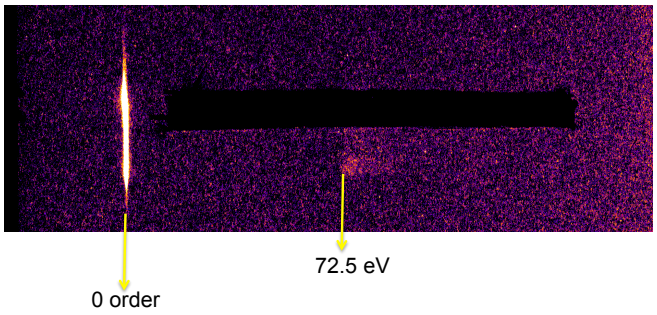


FIGURE 6.5 – Image de l'IP après le tir de calibration. On trouve la position du bord L de l'aluminium à 430 pixels.

peut en déduire que l'énergie de ce pixel est 72.5 eV. On obtient ainsi la loi en position sur la fente de la caméra steak (en mm) :

$$X_{mm}[i] = 0.039 \times (968 - i) \tag{6.2}$$

où i est le numéro du pixel et X_{mm} la position en mm par rapport à l'ordre 0. Avec la géométrie de l'expérience et quelques lois d'optique basiques, on peut alors obtenir la loi en énergie. La géométrie du réseau est présentée en figure 6.6.

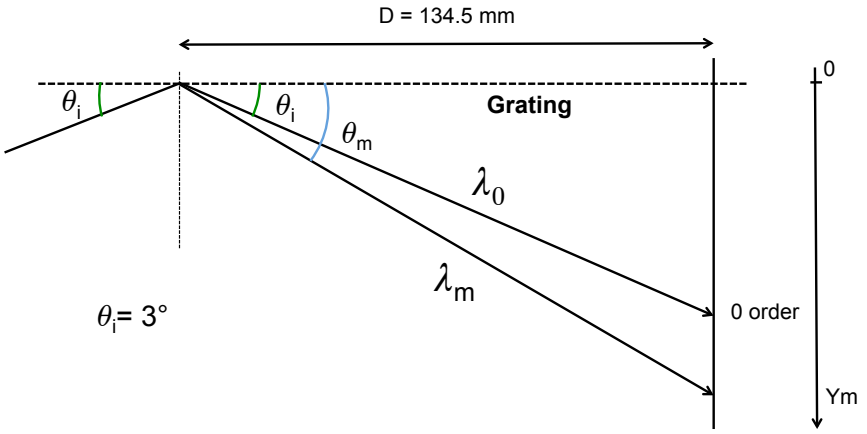


FIGURE 6.6 – Géométrie du réseau.

La condition pour avoir des interférences sur le réseau est :

$$a[\sin(\frac{\pi}{2} - \theta_i) - \sin(\frac{\pi}{2} - \theta_m)] = m\lambda \;\rightarrow\; a[\cos(\theta_i) - \cos(\theta_m] = m\lambda \tag{6.3}$$

a et θ_i sont fournis par le constructeur et sont respectivement égaux à : a=$\frac{10^7}{1200}$ et θ_i=3° soit 0.05 rad (voir figure 6.6). Avec ces valeurs numériques, la relation donnant la longueur d'onde à chaque pixel est obtenue (avec $\lambda_{\mathring{A}}$ la longueur d'onde en $\mathring{A}$) :

$$\lambda_{\mathring{A}}[i] = \frac{10^7}{1200}\Big[\cos(0.05) - cos\Big(0.05 + \arctan\Big(\frac{X_{mm}[i]}{134.5}\Big)\Big)\Big] \tag{6.4}$$

puis, avec E_{eV} l'énergie en eV :

$$E_{eV} = \frac{12.394}{\lambda_{\mathring{A}}[i]} \times 10^3 \tag{6.5}$$

On obtient ainsi les équations régissant la dispersion :

$$X_{mm}[i] = 0.039 \times (968 - i) \tag{6.6a}$$

$$\lambda_{\mathring{A}}[i] = \frac{10^7}{1200}\Big[\cos(0.05) - \cos\Big(0.05 + \arctan\Big(\frac{X_{mm}[i]}{134.5}\Big)\Big)\Big] \tag{6.6b}$$

$$E_{eV} = \frac{12.394}{\lambda_{\mathring{A}}[i]} \times 10^3 \tag{6.6c}$$

La forme de la loi en énergie ainsi obtenue est présentée en figure 6.7.

6.4.2 Les images brutes

La figure 6.8 présente les images brutes typiques obtenues en sortie du spectromètre XUV pour la référence et le tir laser. La référence correspond à un tir laser réalisé sans cible. La première trace obtenue est la trace du laser de chauffage. La radiographie est obtenue quelques nanosecondes plus tard (voir figure 6.9) et en fin d'observation se trouve la trace du remplissage des cavités par le laser. Il est à noter qu'aux températures auxquelles sont réalisées les mesures, le carbone est complètement transparent. La radiographie réalisée

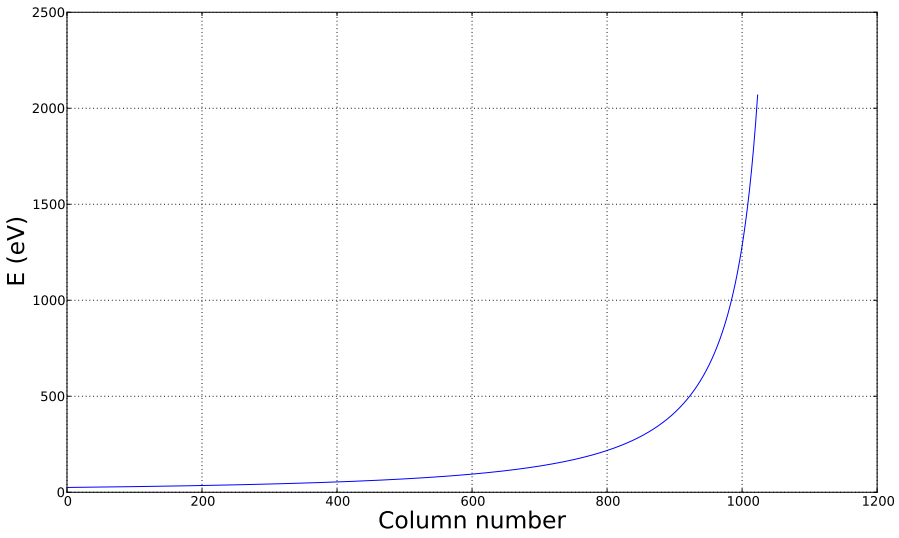


FIGURE 6.7 – Loi en énergie obtenue en fonction de la colonne en pixel.

est donc celle de l'échantillon d'intérêt (chrome, fer, nickel) mais qui comprend également l'émission d'or due à la cavité.

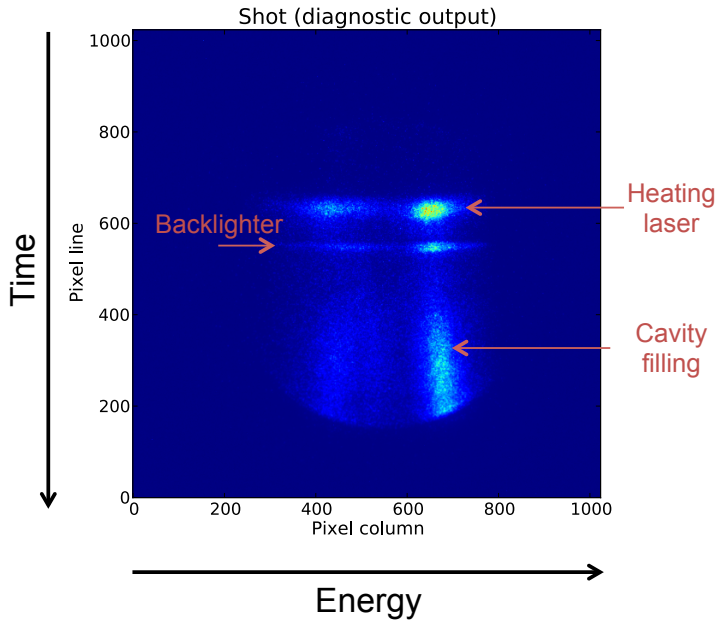


FIGURE 6.8 – Image brute en sortie du spectromètre (exemple d'un tir sur du chrome). Trois zones sont observables : la trace du laser de chauffage, la radiographie (ou backlighter) et la trace du remplissage des cavités.

Nous allons, dans la suite de ce chapitre, détailler l'analyse pour le cas du chrome. Les résultats expérimentaux obtenus sur le fer et le nickel ont été analysés de la même façon.

6.4.3 Méthode d'analyse

6.4.3.1 Points chauds et courant d'obscurité

La première étape de l'analyse consiste à traiter les points chauds de l'image. Pour cela, nous avons défini une valeur seuil à partir de laquelle, le point est considéré comme chaud : nous avons choisi la valeur moyenne des voisins + 3σ. Le nombre de points traités sur l'image est de 3760 soit 0.03% des pixels de l'image.
Le courant d'obscurité, obtenu via une prise annexe, est ensuite retiré. Ce courant correspond à un fond quasi-constant avec un léger gradient dans le sens de lecture.

6.4.3.2 Dispersion

La conversion en énergie et en temps est ensuite effectuée en utilisant la loi déterminée précédemment. La conversion temporelle est réalisée sachant qu'un pixel vaut 15 ps.

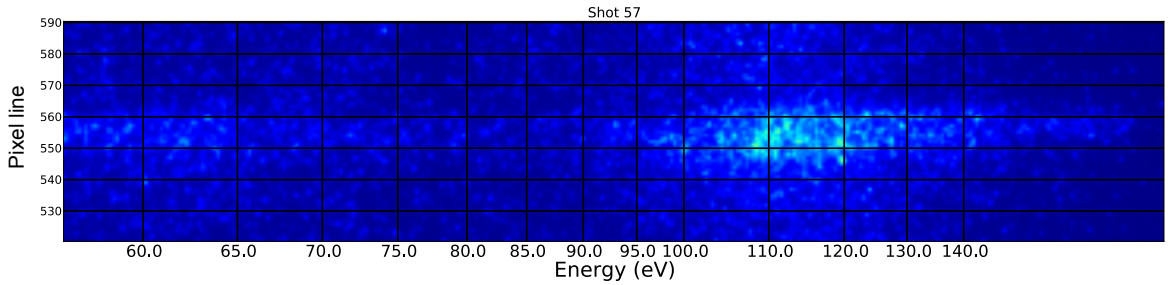


FIGURE 6.9 – Image brute de la radiographie, avec la conversion en énergie (exemple du chrome).

6.4.3.3 Lissage

Un lissage est ensuite effectué, tenant compte de la dégradation de la résolution spectrale. Ce "flou" s'exprime de la façon suivante :

$$\delta i = \frac{0.2}{225} \times (225 - 134.5)(1 + arctan(\frac{Xmm}{134.5})) \tag{6.7}$$

Le lissage choisi est un lissage gaussien, de largeur variable selon la bande spectrale et basé sur la loi 6.7. La table 6.3 résume les largeurs à mi-hauteur choisies en fonction de la bande spectrale .

Energie (eV)	**Largeur à mi-hauteur**
28 - 35	7
35 - 50	6
50 - 90	5
90 - 200	4
> 200	3

TABLE 6.3 – Largeur à mi-hauteur de la gaussienne utilisée pour le lissage.

6.4.3.4 Retrait du fond d'émission propre des cavités

Il s'agit de retirer le fond autour du backlighter, dû à l'émission propre des cavités. Pour cela, j'ai choisi d'évaluer le fond en effectuant un ajustement d'un polynôme d'ordre 2 sur ce fond, de chaque côté de la radiographie. On soustrait ensuite le fond ainsi évalué au backlighter, ce qui nous permet de ne conserver que le signal dû à l'échantillon de chrome. Les courbes 6.10, 6.11 et 6.12 montrent cette évaluation tous les 5 eV sur la gamme [60 - 145] eV, ainsi que la soustraction de ce fond au signal (en bleu). Les valeurs négatives sont mises à 0.

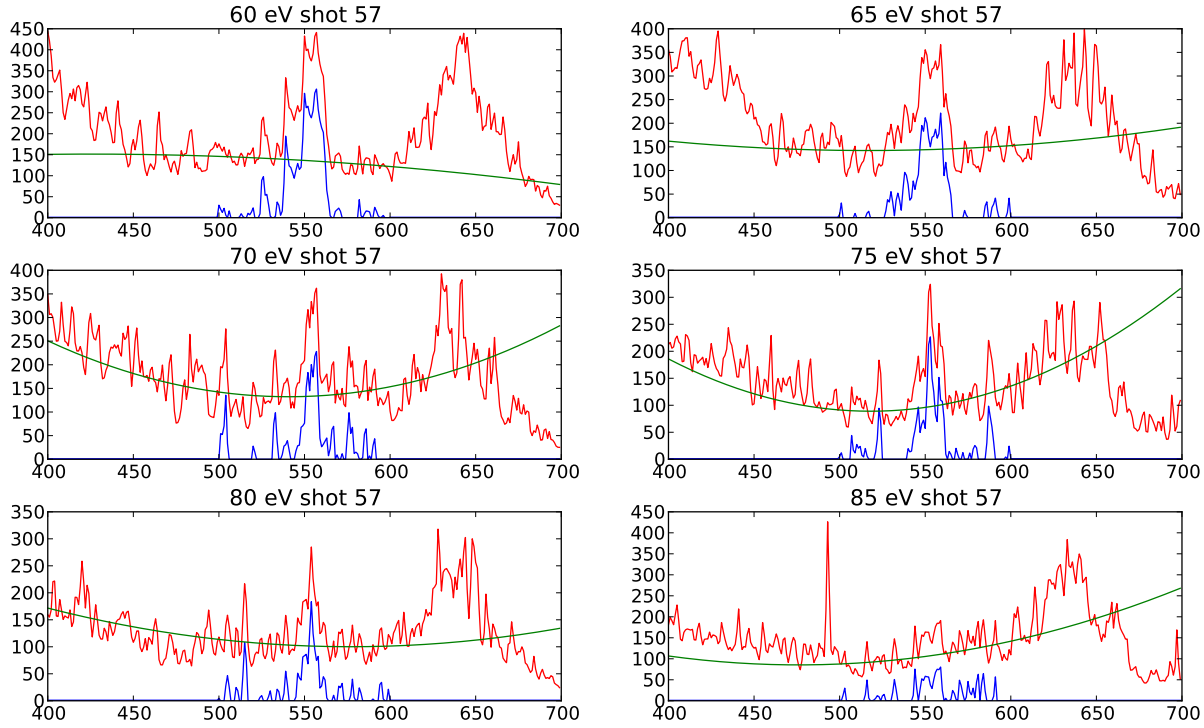


FIGURE 6.10 – Fit du fond dû à l'émissivité des cavités sur les ailes de la radiographie : coupes de 60 à 85 eV, tous les 5 eV. En rouge, la coupe sans soustraction du bruit, en vert, fit du bruit et en bleu, résultat de la soustraction (exemple du chrome).

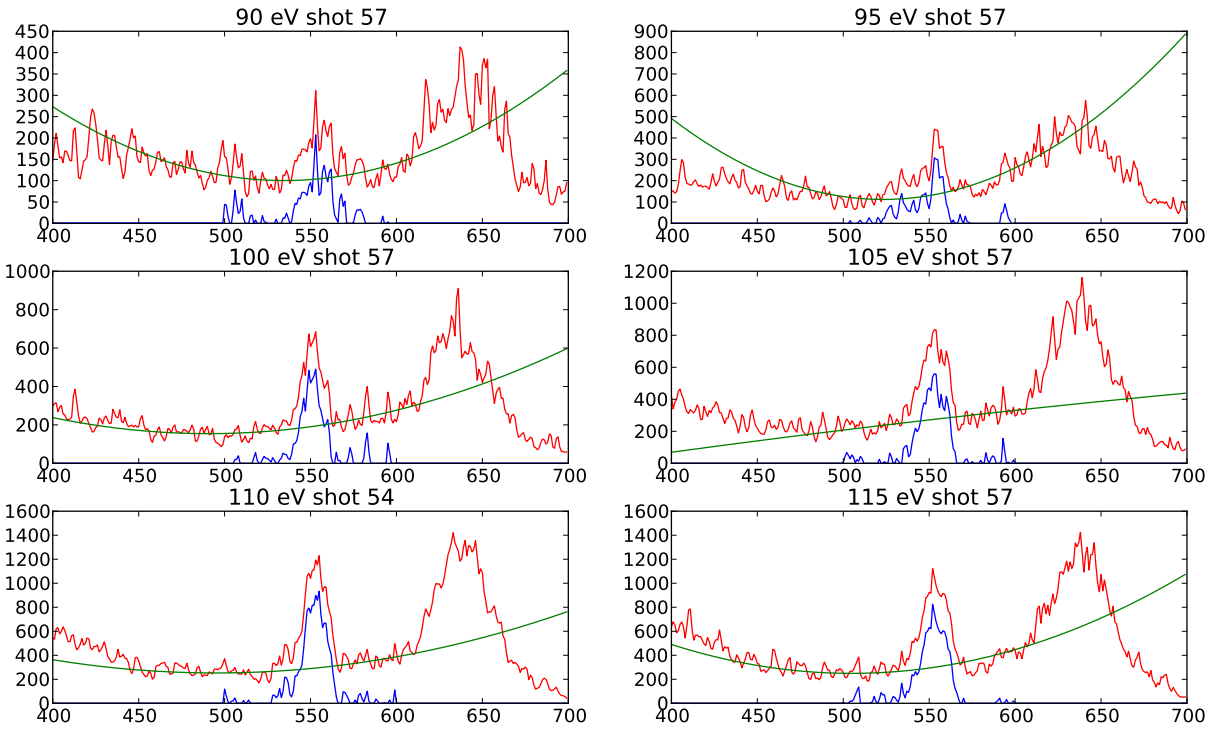


FIGURE 6.11 – Fit du fond dû à l'émissivité des cavités sur les ailes de la radiographie : coupes de 90 à 115 eV, tous les 5 eV. En rouge, la coupe sans soustraction du bruit, en vert, fit du bruit et en bleu, résultat de la soustraction (exemple du chrome).

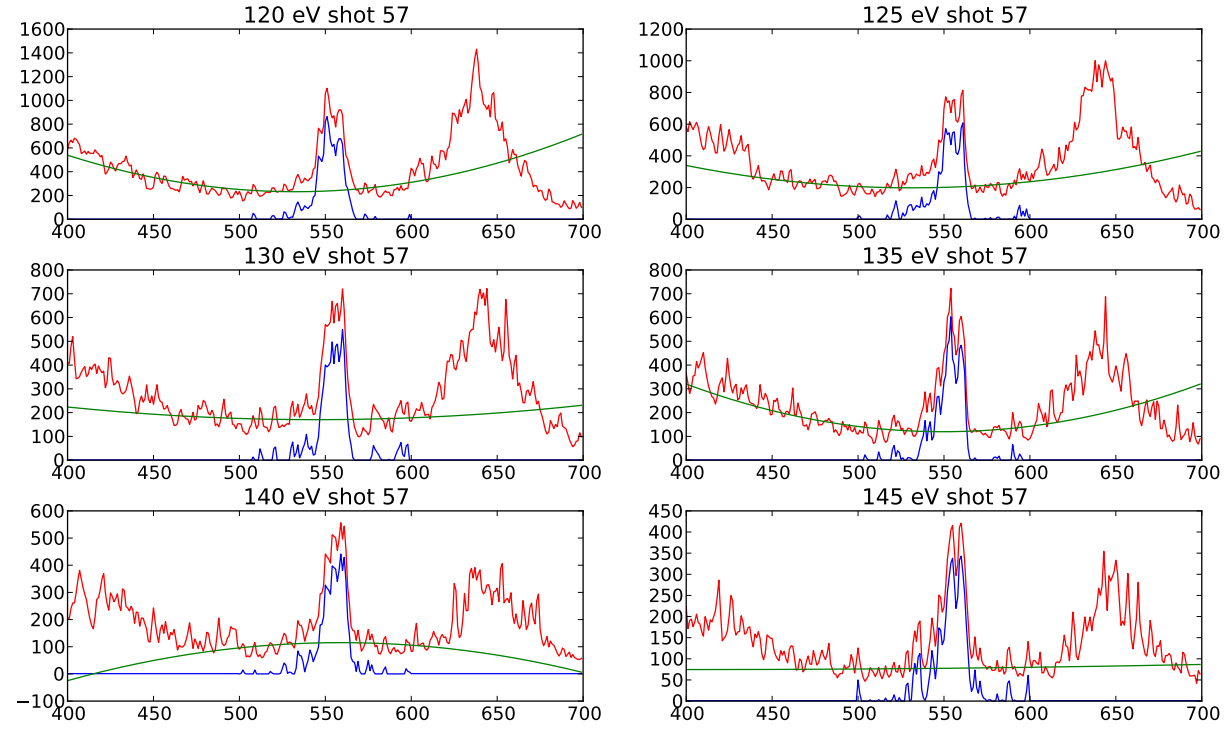


FIGURE 6.12 – Fit du fond dû à l'émissivité des cavités sur les ailes de la radiographie : coupes de 120 à 145 eV, tous les 5 eV. En rouge, la coupe sans soustraction du bruit, en vert, fit du bruit et en bleu, résultat de la soustraction (exemple du chrome).

6.4.3.5 Intégration

Le backlighter a en réalité une forme légèrement convexe comme le montre la figure 6.13 où un fit par un polynôme d'ordre 2 est effectué sur la forme de la radiographie en fonction de l'énergie.

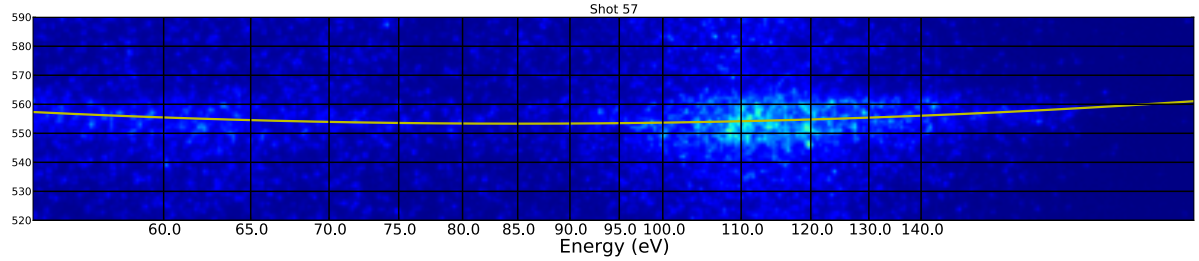


FIGURE 6.13 – Fit de la forme du backlighter du tir 57 par une parabole (exemple du chrome).

Cette déformation, due à la déformation géométrique introduite par l'optique électronique de la caméra steak, est toutefois suffisamment petite pour être négligée et on peut considérer en première approximation que que la radiographie est rectiligne. La position moyenne du backlighter est obtenue en recherchant les maxima de la radiographie pour chaque colonne et en moyennant la suite de valeurs obtenue.

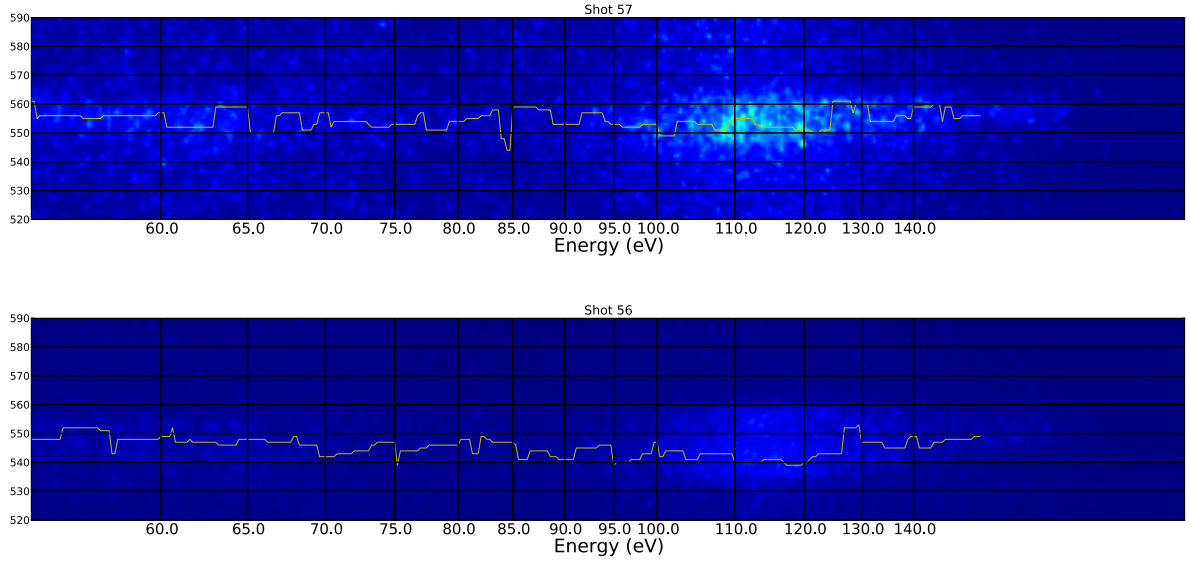


FIGURE 6.14 – Recherche des maxima pour chaque colonne. La position moyenne calculée avec ces maxima est pour le tir 57 : 555 et pour le tir 56 : 545 (exemple du chrome).

Pour néanmoins tenir compte de la déformation du backlighter et s'affranchir des différentes variations, une intégration temporelle sur la largeur de la radiographie est effectuée. Cette largeur est déterminée en réalisant des coupes à énergie fixée et en regardant la largeur du backlighter autour de la position moyenne. Une moyenne des largeurs obtenues est ensuite effectuée. Dans le cas du chrome, nous avons obtenu une largeur moyenne d'environ 28 pixels soit 14 pixels de chaque côté de la position moyenne du backlighter. Ceci correspond, compte-tenu de la valeur d'un pixel à une moyenne temporelle sur 420 ps.

6.4.3.6 Retrait des ordres supérieurs

La loi de Bragg montre qu'en un point de l'axe de dispersion, l'image obtenue est une superposition d'images d'ordre 1,2,3...k dues à un rayonnement de longueur d'onde λ, $\lambda/2$ ...λ/k. On se débarrasse de cette pollution en utilisant les coefficients de diffraction obtenus pour chaque énergie, présenté en figure 6.15. Ces coefficients ont été mesurés sur le synchrotron SOLEIL (Gif-sur-Yvette, France) par Reverdin et al. (2012). Au delà de l'ordre 3, la pollution est considérée comme étant trop faible pour nécessiter un traitement. En pratique, seuls l'ordre 2 et l'ordre 3 sont donc retirés.

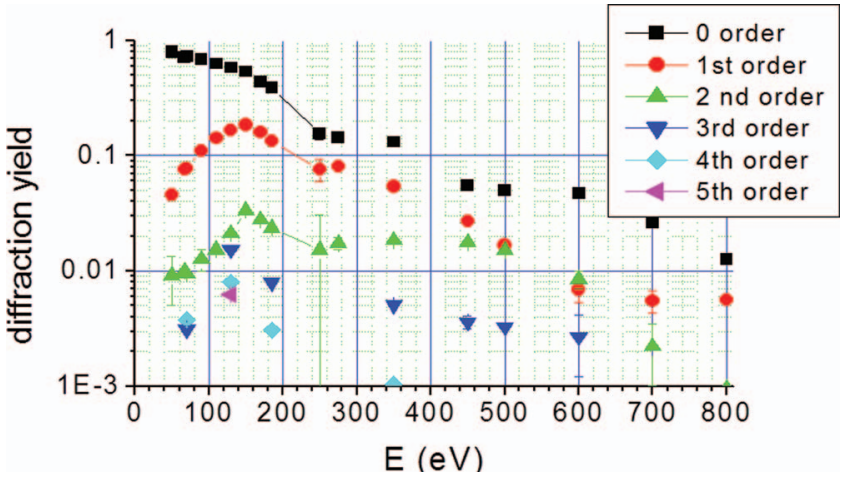


FIGURE 6.15 – Coefficients de diffraction dû au réseau, à différents ordres (Reverdin et al., 2012).

La figure 6.17 montre l'effet de la correction sur le spectre : l'effet est important surtout aux basses énergies (autour de 50 - 60 eV).

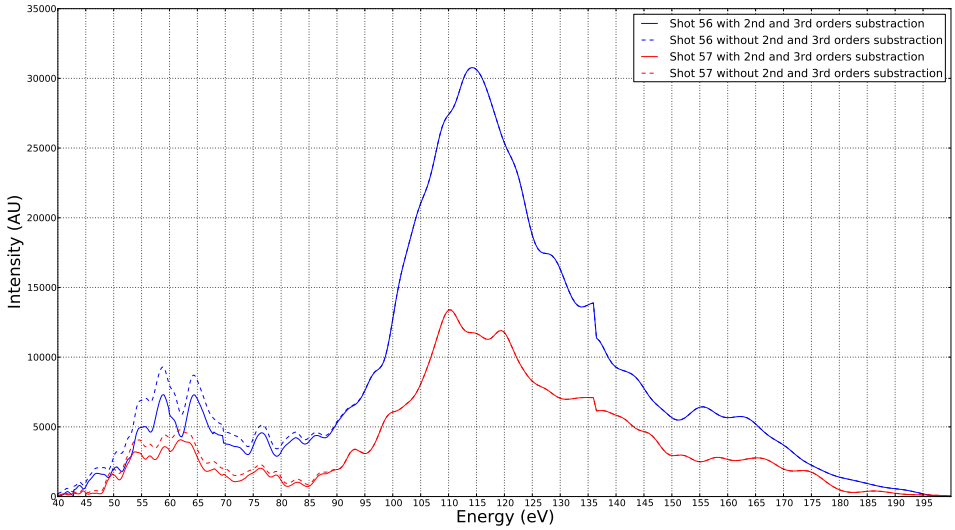


FIGURE 6.16 – Spectre des radiographies des tirs 56 et 57, avant et après correction des second et troisième ordres (exemple du chrome).

6.4.3.7 Normalisation

Les énergies laser diffèrent légèrement entre deux tirs. Le spectre de référence et le spectre transmis sont capturés via deux tirs différents car la résolution spectrale du spectromètre ne permet pas d'avoir une résolution spatiale. Pour prendre en compte cette variation, je normalise les spectres par l'énergie des lasers à 2ω, mesurée juste avant l'entrée dans la chambre d'expérience. Dans le cas du chrome, cette normalisation est de 1.05.

6.4.3.8 Transmissions obtenues

L'ensemble des transmissions comparées aux calculs théoriques ont été publiées dans un rapport interne CEA (Turck-Chièze et al., 2015). Les barres d'erreur verticales correspondent à la somme de l'erreur statistique des comptages et à une barre d'erreur systématique de ± 5% liée à la reproductibilité des soustractions de fond. Une barre d'erreur horizontale a été introduite pour tenir compte de l'incertitude sur la dispersion du spectromètre XUV et varie entre ±1.5 à ± 3 eV.

A titre d'exemple, la figure 6.17 montre la transmission obtenue dans le cas du nickel pour le tir 59 avec l'analyse présentée ci-dessus. Sur cette figure, la barre d'erreur horizontale n'est pas portée et cette analyse n'a pas inclus le regroupement de canaux pour améliorer la statistique des comptages de la référence et du tir avec cible, en particulier à basse énergie.

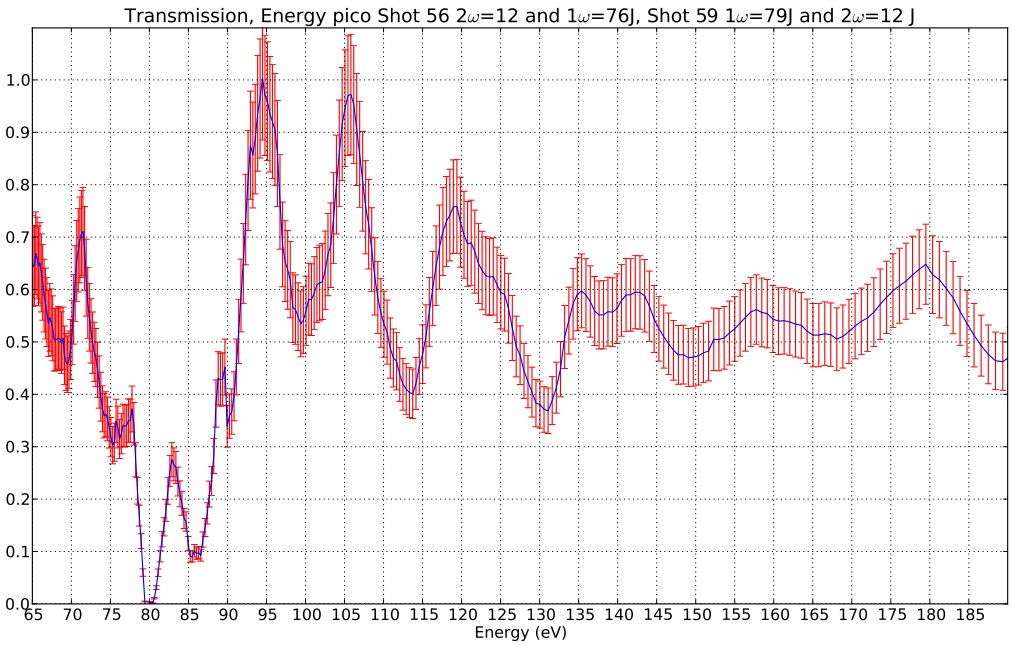


FIGURE 6.17 – Transmission obtenue dans le cas du nickel (tir 59).

Nous avons pu constater que les résultats obtenus étaient très sensibles à l'analyse et que les diverses imprécisions dues aux mesures de largeurs des pixels et à la position en énergie pouvaient avoir des conséquences importantes sur la forme de la transmission obtenue, ce qui illustre la grande difficulté des mesures en XUV. Cette variabilité est prise en compte dans les barres d'erreur mais d'autres sources d'incertitudes, non prises en compte dans ces barres d'erreur, peuvent exister (non simultanéité de la mesure du spectre transmis et de la mesure de la référence).

6.5 Conclusion

L'expérience LULI 2011 a permis d'obtenir des transmissions de l'ensemble des éléments du groupe du fer dans des conditions équivalentes à celles des enveloppes (Turck-Chièze et al., 2015). Néanmoins, une étude détaillée a pu montrer la sensibilité aux gradients de température et de densité (voir chapitre suivant), ainsi qu'à l'intégration temporelle et aux normalisations adoptées. D'autre part, la statistique de certains tirs est également faible, ce qui nous a conduit à faire des rassemblements en énergie des pixels par groupe de 3, méthode qui sera appliquée dans le chapitre suivant où nous allons présenter la comparaison des spectres théoriques obtenus via différents codes.

CHAPITRE 7

Approche théorique pour les calculs d'opacités astrophysiques

Sommaire

7.1 Les différentes options d'ATOMIC **85**

7.2 Comparaison dans les conditions de l'expérience **86**

7.3 Conditions astrophysiques **91**

7.4 Conclusion **93**

Ce chapitre va être consacré à la comparaison de différents codes d'opacité entre eux dans deux gammes de températures et de densités. Les codes dont nous allons montrer les résultats dans ce chapitre ont été présentés au chapitre 3. Pour cette raison, nous ne détaillerons ici que les différentes options du code ATOMIC. Nous exposerons ensuite la comparaison de ces différentes options avec les résultats de SCO-RCG dans des conditions qui correspondent à celles de l'expérience du chapitre précédent. Nous présenterons ensuite la comparaison de ces mêmes codes avec le code OP dans les conditions correspondant à celles des enveloppes des massives.

7.1 Les différentes options d'ATOMIC

Le code ATOMIC dispose de plusieurs options qui permettent de calculer l'opacité à différents niveaux de détails.

- ATOMIC full : ces calculs emploient le code de structure atomique CATS (Abdallah Jr et al., 1988; Cowan, 1981) pour le calcul des transitions lié-lié, en utilisant l'approximation MUTA (Mazevet and Abdallah, 2006). Les sections efficaces de photoionisation sont obtenues en utilisant le code GIPPER (Clark et al., 1991; Abdallah et al., 2001). Ces calculs incluent un couplage intermédiaire, sans prendre en compte l'interaction de configuration, ce qui permet d'obtenir les contributions de milliers de configurations non relativistes.

- ATOMIC n5 : ces calculs sont des calculs semi-relativistes, qui prennent en compte moins de configurations. Ces calculs ont été conçus pour prendre en compte les transitions les plus importantes dans la gamme spectrale d'intérêt c'est à dire les transitions $3 \rightarrow 3$, $3 \rightarrow 4$ et $3 \rightarrow 5$. La table 7.1 donne à titre d'exemple pour le fer le nombre de configurations et le nombre de niveaux retenus pour ces calculs : si le nombre de configurations retenues est assez modeste (100 par ion environ), celles-ci génèrent un très grand nombre de niveaux (10^5 par ion) et des milliards de transitions électroniques.

Ion	Nombre de configuration	Nombre de niveaux
3+	52	76 661
4+	52	84 118
5+	52	65 745
6+	101	153 695
7+	142	234 778
8+	212	364 578
9+	172	184 532
10+	153	90 558
11+	123	33 680
12+	93	9798
13+	63	2003

TABLE 7.1 – Calculs ATOMIC n5 : nombre de configurations et de niveaux pris en compte pour chaque ion dans le cas du fer dans des conditions correspondant à celle de l'expérience LULI (T $\approx$ 25 eV et $\rho \approx$ qq mg/cm^3) (J. Colgan, meeting OPAC, fev. 2013).

- ATOMICR n5 : ces calculs sont complètement relativistes et utilisent la suite de codes de Los Alamos (Fontes et al., 2004) qui est basée sur le travail de Sampson et al. (2009). Ces calculs utilisent le code de structure atomique GIPPER et les sections efficace de photoionisation sont calculées en utilisant l'option relativiste du code GIPPER. Les résultats obtenus sont ensuite utilisés par le code ATOMIC pour obtenir les opacités.

La comparaison d'ATOMIC n5 (semi-relativiste) et ATOMICR n5 (complètement relativiste) permet de juger l'importance des effets relativistes.

7.2 Comparaison dans les conditions de l'expérience

Les comparaisons présentées ci-dessous ont été réalisées dans des conditions correspondant à celles de l'expérience LULI 2011 soit une température autour de 25 eV et une densité autour de 2 mg/cc.

7.2.1 Chrome

La figure 7.1 en haut montre la sensibilité de la distribution ionique du chrome dans la gamme de température et de densité correspondant à l'expérience présentée au chapitre précédent (Chapitre 6). Nous pouvons noter qu'elle varie très vite avec la température. Ainsi, la température va avoir un effet significatif sur la forme de la transmission dans cette gamme de température et de densité comme l'illustre la figure 7.1 (en bas) qui présente la superposition de 3 calculs ATOMIC full réalisés à 3 températures différentes (19, 21 et 23 eV). Cette influence est particulièrement importante sur la gamme [70-100] eV. Les effets de la densité sont en revanche moins importants.

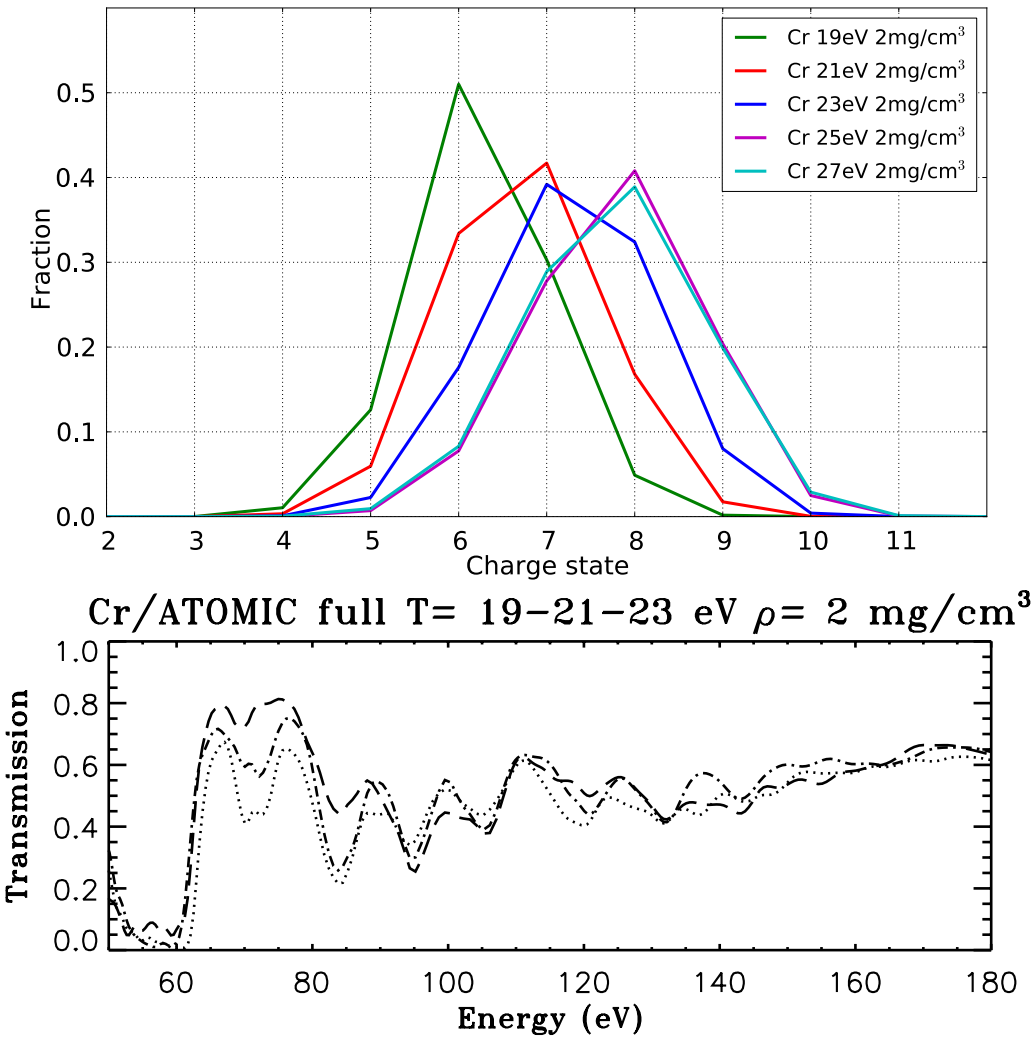


FIGURE 7.1 – *En haut :* Distribution ionique du chrome à diverses conditions proches de l'expérience. *En bas :* Comparaison de la transmission théorique dans le cas du chrome obtenue via différents calculs ATOMIC full à 19 (- - -), 21 (-.-) et 23 (...) eV (Turck-Chièze et al., 2016).

ρ (mg.cm^{-3})	T (eV)	ATOMIC full	ATOMICR n5	ATOMIC n5	SCO-RCG
2	19	24 528	23 811	19 701	29 069
2	21	22 937	23 591	19 444	25 315
2	23	19 989	21 581	17 759	20 985
2	25	16 825	18 742	15 109	-
2	27	13 914	16 079	12 719	-

TABLE 7.2 – Comparaison des moyennes de Rosseland κ_R obtenues avec différentes options du code ATOMIC (en cm^2/g) : full, n5 R (relativiste) et n5 SR (semi-relativiste) et SCO-RCG.

La comparaison des moyennes de Rosseland est présentée en table 7.2. Grâce aux dif-

férentes options d'ATOMIC, nous pouvons observer l'influence des effets relativistes sur la valeur de la moyenne de Rosseland : jusqu'à 25% de différences entre les calculs semi-relativistes et les calculs relativistes. En revanche, les calculs ATOMIC full sont en bon accord avec les calculs ATOMIC n5 (10%).
Sur les points de calculs disponibles, SCO-RCG et ATOMIC full sont en relatif bon accord, notamment pour la plus haute température où les deux codes présentent moins de 5% de différences en moyenne de Rosseland.

7.2.2 Fer

La comparaison des moyennes de Rosseland obtenues dans le cas du fer montre un accord global des calculs : il faut noter, comme dans le cas du chrome, la grande différence entre les calculs ATOMIC n5 et ATOMICR n5, ce qui souligne la grande importance des effets relativistes à ces conditions thermodynamiques (environ 20%). L'accord entre SCO-RCG et ATOMIC n5 sur les points de calculs présentés est très bon (moins de 4% de différences).

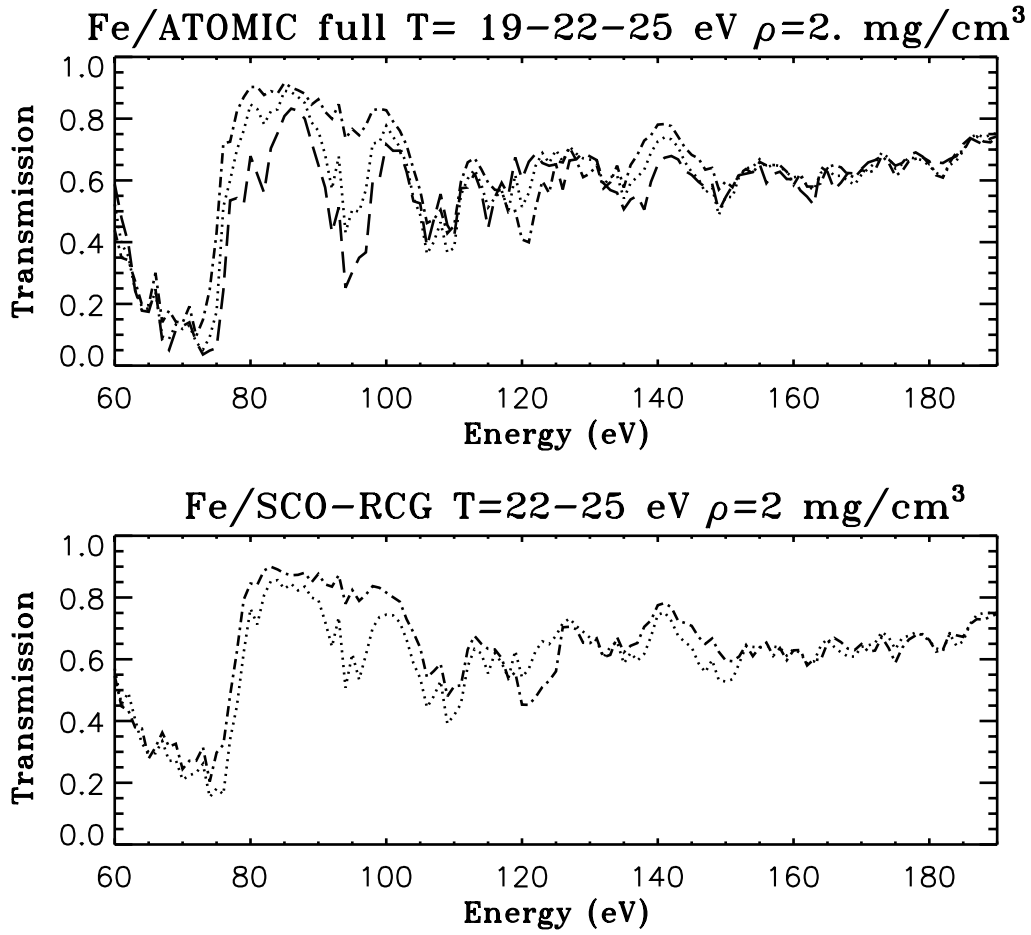


FIGURE 7.2 – *En haut :* Transmissions théoriques obtenues avec le code ATOMIC à 19 eV (- -), 22 eV (....) et 25 eV (-.-.-) pour une densité de 2 mg/cm^3. *En bas :* Transmissions théoriques obtenues avec le code SCO-RCG à 22 eV (...) et 25 eV (-.-.-) pour une densité de 2 mg/cm^3.

ρ (mg.cm^{-3})	T (eV)	ATOMIC full	ATOMICR n5	ATOMIC n5	SCO-RCG
2	21	19 264	17 238	14 361	17 853
2	22	19 613	17 919	14 910	18 435
2	23	19 719	18 335	15 206	18 518

TABLE 7.3 – Comparaison des moyennes de Rosseland (en cm^2/g) dans le cas du fer avec les différentes options d'ATOMIC et SCO-RCG.

Cette différence sur les moyennes de Rosseland est également visible sur les spectres d'opacités comme illustré sur la figure 7.2 pour ATOMIC et SCO-RCG. Ces spectres montrent également la très grande variabilité de la transmission du fer en fonction de la température à ces conditions thermodynamiques. Comme dans le cas du chrome, la densité n'a que peu d'effets sur la forme de la transmission comme l'illustre la figure 7.3.

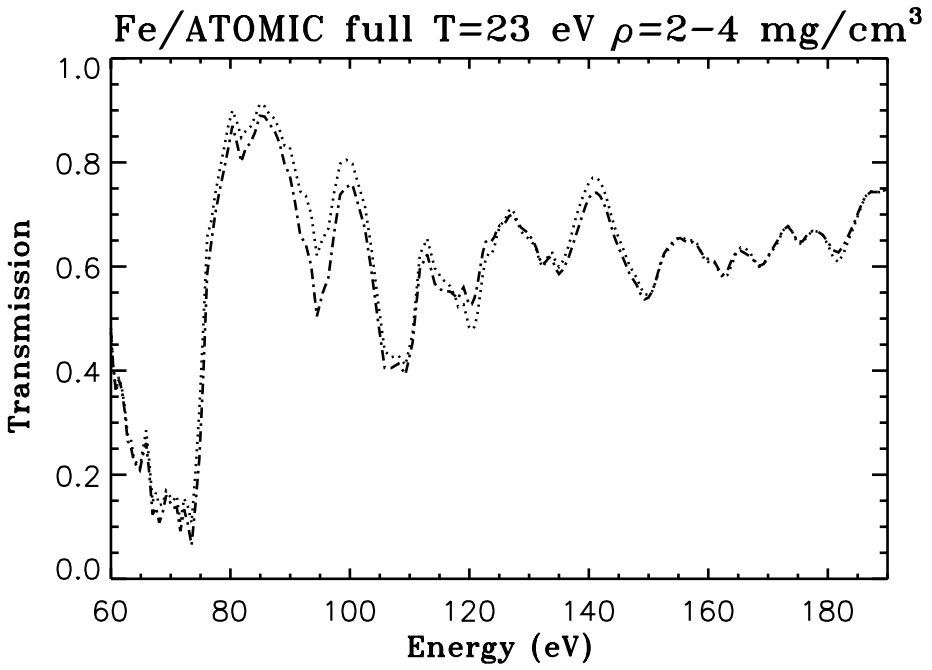


FIGURE 7.3 – Transmissions théoriques obtenues avec le code ATOMIC à 23 eV pour une densité de 2 mg/cm^3 (...) et 4 mg/cm^3 (-.-.-).

Il faut noter qu'augmenter le nombre de transitions prises en compte pour un calcul d'opacité n'augmente pas nécessairement la moyenne de Rosseland : en effet, l'ajout de transition peut aussi faire apparaître des trous que des pics dans le spectre et donc augmenter ou diminuer la moyenne de Rosseland comme le montre la figure 7.4, qui présente différents spectres de fer calculés à T = 15.3 eV et ρ = 5.48 mg/cm^3 et qui prennent en compte des nombres de transitions différents.

7.2.3 Nickel

La comparaison des différents calculs entre eux est illustrée dans la table 7.4. Nous y pouvons retrouver les mêmes tendances que pour les deux éléments précédemment

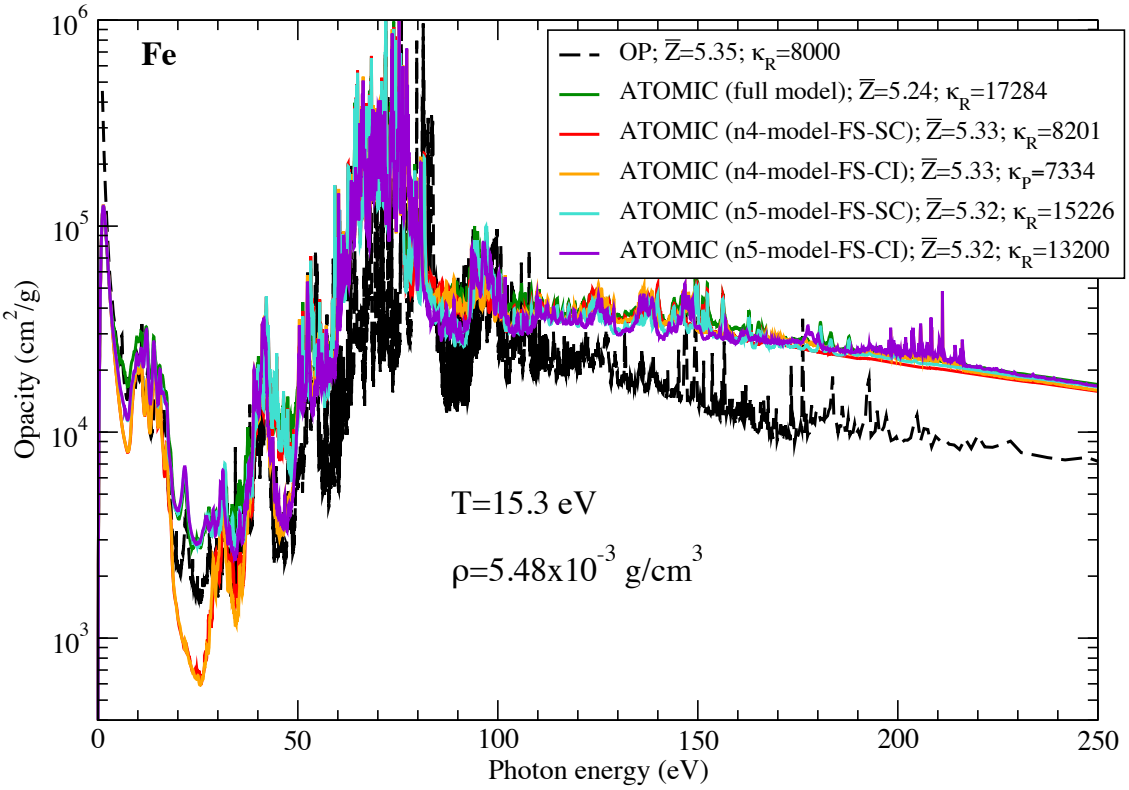


FIGURE 7.4 – Spectre de fer à T = 15.3 eV et ρ =5.48 mg/cm^3 : OP (traits pointillés noirs) et différentes options d'ATOMIC, prenant en compte différents nombres de transitions.

étudiés : la grande différence entre les calculs ATOMIC full et ATOMIC n5 (autour de 30%) et le très bon accord entre ATOMICR n5 et SCO-RCG (moins de 6% d'écart).

ρ (mg.cm^{-3})	T (eV)	ATOMIC full	ATOMICR n5	ATOMIC n5	SCO-RCG
2	23	14 394	12 839	10 621	12 760
2	24	15 109	13 355	11 217	14 200
2	25	15 528	13 777	11 693	14 490

TABLE 7.4 – Comparaison des moyenne de Rosseland (en cm^2/g) dans le cas du nickel avec les différentes options d'ATOMIC et SCO-RCG.

La comparaison des spectres montre qu'OP est très différent des nouveaux calculs (voir figure 7.5). Pour éviter tout problème d'interpolation, le calcul OP figurant sur la figure 7.5 correspond à un point de calcul des tables OP. La densité de ce point est donc légèrement différente de la densité à laquelle les calculs ATOMIC ont été effectués. Toutefois, les différences observées sont bien trop importantes pour être mises sur le compte d'un effet de densité : nous avons montré précédemment que la forme des transmissions était peu sensibles à la densité. Le même phénomène est observé dans le cas du chrome : les spectres OP sont très différents des spectres obtenus par les nouveaux calculs. Dans le cas du fer en revanche, l'accord est bien meilleur (voir les figures 3 et 5 de l'article Turck-Chièze et al. (2016), adjoint à ce chapitre).

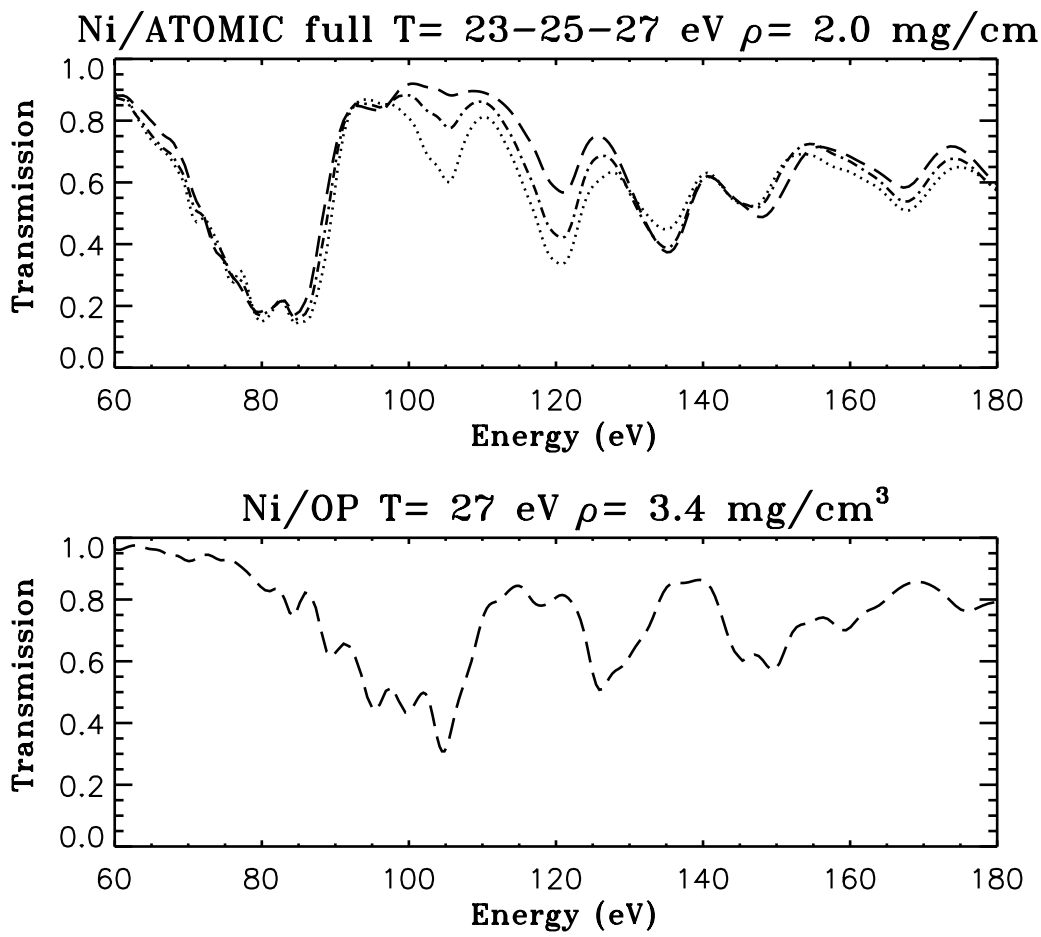


FIGURE 7.5 – *En haut :* Transmissions théoriques obtenues avec le code ATOMIC à 23 eV (- -), 25 eV (....) et 27 eV (-.-.-) pour une densité de 2 mg/cm^3. *En bas :* Transmission théorique obtenue avec le code OP à 27 eV et 3.4 mg/cm^3.

La comparaison des calculs dans des conditions thermodynamiques proches des conditions expérimentales montrent que les nouveaux calculs sont globalement en accord les uns avec les autres. En revanche, les calculs OP montrent un désaccord important dans le cas du chrome et du nickel.

7.3 Conditions astrophysiques

L'expérience ayant été réalisée dans des conditions thermodynamiques équivalentes à celles des enveloppes de β-Céphei, nous allons revenir dans cette partie aux conditions réelles de ces étoiles c'est à dire des densités autour de 10^{-7} - 10^{-6} g.cm^{-3} et des températures de l'ordre de la quinzaine d'électronvolts.

7.3.1 Chrome

La figure 7.6 représente la distribution ionique du chrome aux différentes conditions astrophysiques d'intérêt, qui varie très fortement avec la température.

La table 7.5 présente les moyennes de Rosseland du chrome dans les conditions astrophysiques. La grande variabilité de la distribution ionique sur la gamme de température

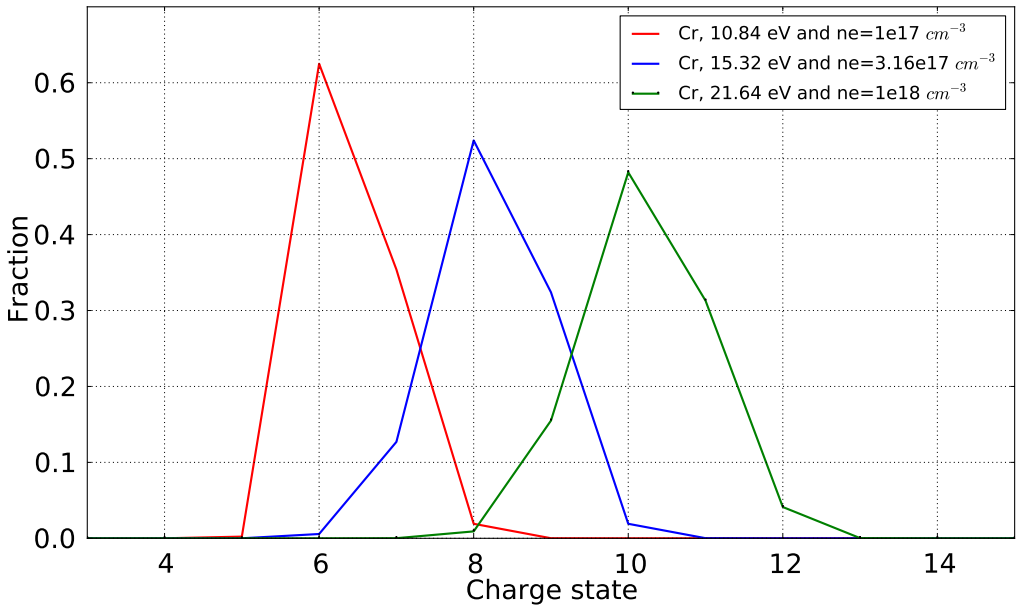


FIGURE 7.6 – Distributions ioniques du chrome aux points de grille OP correspondant aux conditions astrophysiques, calculées avec FLYCHK. L'ionisation moyenne varie d'environ 60% entre les deux distributions extrêmes.

considérée se retrouve dans les valeurs de la moyenne de Rosseland, qui varie très vite sur la gamme des conditions d'étude (d'un facteur 3 à 5 selon le code). Cette table fait également apparaître la très grande différence entre OP et les autres calculs, en particulier à basse température. Toutefois, cet écart peut être expliqué par le fait que les calculs du chrome pour OP ont été extrapolés de ceux du fer et non calculés directement.

7.3.2 Fer

La distribution ionique du fer aux conditions astrophysiques est représentée sur la figure 7.7. Il faut noter que cette distribution varie très vite avec la température.

T (eV)	**N_e (cm^{-3})**	**ρ (g/cm^3)**	**κ_R OP**	**κ_R ATOMIC full**	**κ_R SCO-RCG**
10.84	10^{17}	1.35×10^{-6}	24.7	64	62.20
15.32	3.16×10^{17}	3.44×10^{-6}	358	682.3	673.8
21.64	10^{18}	8.85×10^{-6}	1270	1358	1313

TABLE 7.6 – Comparaison des moyennes de Rosseland (en cm^2/g) du fer obtenues avec différents codes dans les conditions correspondant à celles des enveloppes des étoiles massives.

La grande variabilité du cortège électronique du fer dans ces conditions se retrouve dans le calcul de la moyenne de Rosseland dont certaines valeurs sont présentées en table 7.6 (correspondant à des points de grilles OP). Ainsi selon le code utilisé, un facteur allant de 20 pour les nouveaux codes, à 50 dans le cas d'OP, est observé sur la moyenne de

T (eV)	**N_e (cm^{-3})**	**ρ (g/cm^3)**	**κ_R OP**	**κ_R ATOMIC full**	**κ_R SCO-RCG**
10.84	10^{17}	1.35×10^{-6}	623.5	187.4	187.4
15.32	3.16×10^{17}	3.6×10^{-6}	1 685.3	1021.5	973.9
21.64	10^{18}	9.48×10^{-6}	573.3	527.1	487.5

TABLE 7.5 – Comparaison des moyennes de Rosseland (en cm^2/g) du chrome obtenues avec OP, ATOMIC et SCO-RCG dans les conditions correspondant à celles des enveloppes des étoiles massives.

Rosseland. La comparaison des codes montre une différence d'un facteur 2 entre OP et ATOMIC. Cet écart provient probablement d'une différence dans le nombre de transitions considérées par chaque calcul. Il est à noter que les différences se réduisent avec la température, avec le décalage du maximum de la pondération de Rosseland.

7.3.3 Nickel

La table 7.7 présente les moyennes de Rosseland du nickel dans les conditions astrophysiques calculées avec OP, ATOMIC full et SCO-RCG. Les différences sont largement plus importantes que dans le cas précédent (jusqu'à un facteur 7 entre OP et les autres calculs dans les conditions explorées). Cette très grande différence pourrait provenir d'une mauvaise extrapolation des calculs du fer dans le cas d'OP. En effet, les calculs OP pour le nickel ont également été réalisés en extrapolant les calculs du fer. Il sera intéressant de voir si les nouveaux calculs montreront aussi une grande contribution du nickel et si la raison en sera claire.

T (eV)	**N_e (cm^{-3})**	**ρ (g/cm^3)**	**κ_R OP**	**κ_R ATOMIC full**	**κ_R SCO-RCG**
10.84	10^{17}	1.35×10^{-6}	28.8	51.17	27.57
15.32	3.16×10^{17}	3.6×10^{-6}	40.9	300.38	277.2
21.64	10^{18}	9.48×10^{-6}	372	1576	1586

TABLE 7.7 – Comparaison des moyennes de Rosseland (en cm^2/g) du nickel obtenues avec différents codes dans les conditions correspondant à celles des enveloppes des étoiles massives.

7.4 Conclusion

Compte-tenu de la difficulté d'interprétation des expériences XUV et en particulier de l'expérience LULI 2011, il reste difficile de discriminer les calculs. Les calculs relativistes ne sont pas encore disponibles pour les nombreux points de grilles astrophysiques mais semblent prometteurs pour l'avenir. Il est également à noter que les calculs OP pour le nickel et le chrome sont globalement moins bons dans les conditions de l'expérience.
La comparaison des calculs dans les conditions astrophysiques montre un bon accord entre les calculs ATOMIC et les calculs SCO-RCG. La qualité de cet accord dépend cependant

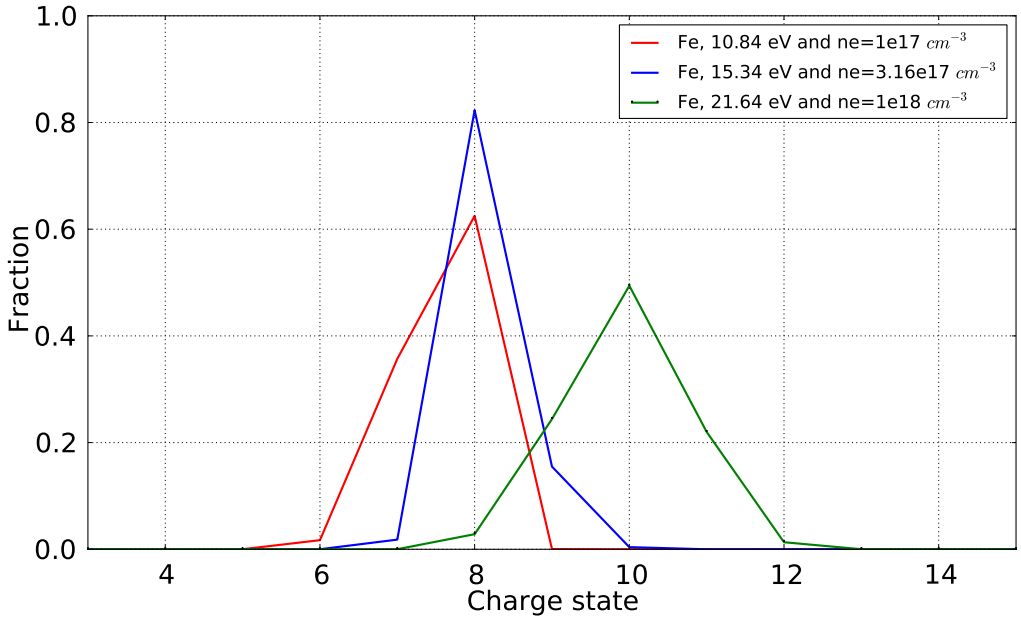


FIGURE 7.7 – Distribution ionique du fer aux points de grille OP, correspondant aux conditions astrophysiques, calculée avec FLYCHK. L'ionisation moyenne varie d'environ 30% entre la température la plus faible et la température la plus élevée.

de la température. Les calculs OP présentent en revanche de très grandes différences avec les autres calculs, en particulier pour le nickel et le chrome où des facteurs allant jusqu'à 7 sont observés sur les moyennes de Rosseland du nickel et des facteurs 3 sur les moyennes de Rosseland du chrome. Cette grande différence, probablement due au fait que les calculs OP pour le nickel et le chrome sont extrapolés de ceux du fer, a conduit à la production de nouveaux calculs d'opacités dans le cas du nickel.
De nouvelles tables sont actuellement en cours de production avec le code ATOMIC et devraient être disponibles prochainement.

Draft version January 23, 2016
Preprint typeset using LaTeX style emulateapj v. 12/16/11

DETAILED OPACITY COMPARISON FOR AN IMPROVED STELLAR MODELING OF THE ENVELOPES OF MASSIVE STARS

S. Turck-Chièze[1,6], M. Le Pennec[1,5], J. E. Ducret[1,2],
J. Colgan[3], D. P. Kilcrease[3], C. J. Fontes[4], N. Magee[4]
F. Gilleron[5], J. C. Pain[5]

Draft version January 23, 2016

ABSTRACT

Recent seismic observations have led to doubts or ambiguities on opacity calculations used in stellar physics. We concentrate in this paper on the iron-group opacity peak, due to iron, nickel and chromium, located around T= 200 000 K for densities from 10^{-8} to 10^{-4} g/cm^3, that creates some convective layers in stellar radiative envelopes for masses between 3 to 18 M$_\odot$. These conditions have been extensively studied in the 1980s. However, more recently, inconsistencies between OP and OPAL opacity calculations complicate the interpretation of the seismic observations as the iron-group opacity peak excites acoustic and gravity modes in SPB, β Cephei and sdB stars. We investigate the reliability of the theoretical opacity calculations by using the modern opacity codes ATOMIC and SCO-RCG. We show their dependence on temperature and density for experimental conditions that are achievable in the laboratory and that are equivalent to astrophysical conditions. We also compare new theoretical opacity spectra with spectra obtained from OP calculations and we quantify how different approximations impact the Rosseland mean calculations. This detailed study estimates new ATOMIC Rosseland mean values for astrophysical conditions that we compare also to OP values. At the present time, some puzzling questions are still under investigation for iron, but a strong increase in the Rosseland mean nickel opacity of a factor between 2 and 6 compared to OP is found. A study on chromium is also shown.

Subject headings: Stars:evolution – –Stars:interiors – – Atomic processes – – Stars:variables: Cepheids– –Absorption Spectra– –Plasma Physics

1. THE SEISMIC CONTEXT

Cepheid pulsations have received a lot of attention at the end of the 1960s due to their interesting mass-luminosity relationship (Stobie 1969a,b,c). However, a clear discrepancy between stellar model theory and pulsation observations has suggested that heavy element opacities were underestimated (Simon 1982). This problem seemed to be solved by the arrival of OPAL opacities in the 1990s (Rogers & Iglesias 1992; Iglesias & Rogers 1996). The later delivery of OP tables (Seaton & Badnell 2004) revealed some differences with the OPAL opacities, for which the origin has not yet been identified (Badnell et al. 2005). The modelling of intermediate stars shows that using OP or OPAL opacity tables leads to a different range of the instability strip in the Hertzsprung-Russell diagram (Pamyatnykh 1999; Walczak et al. 2013). The noticeable differences are clearly due to opacities of the iron group. A further puzzle is that in some cases OP opacity tables seem more appropriate, but in some others OPAL tables lead to a better interpretation of the seismic observations. In fact and moreover, the conclusions could differ as shown by recent papers on modelling of β Cep/SPB (Daszyńska-Daszkiewicz et al. 2013a,b) in comparison with Gautschy & Saio (1993) or Salmon et al. (2012). This is due to the fact that other processes like diffusion, rotation, and mixing could enter into competition with the radiative transport of energy. This situation needs to be clarified, as asteroseismic measurements have been largely extended with MOST, COROT and KEPLER satellites and the community hopes to deduce from these observations new constraints on these very interesting but complex stars.

We have noticed that the ratio $R = \nabla \mathrm{T_{rad}}/\nabla \mathrm{T_{ad}}$ [7] is often around 1 in the iron peak and changes with the mass, composition and age of the stars (Le Pennec & Turck-Chièze 2014). So one needs to be cautious in the interpretation of the seismic observations if the characteristics of the star are not well known. Precise opacity calculations and proper stellar characteristics are both required to interpret properly these observations.

Motivated by the new observations, a consortium has been formed (Turck-Chièze et al. 2009, 2011) to look for the origins of the differences between OP and OPAL tables in the specific range of the iron opacity peak located around T= 200 000 K for densities from 10^{-8} to 10^{-4} g/cm^3, see also Iglesias (2015). This is not an easy task as the methods that underpin many of the opacity tables are generally not described in sufficient details. However, differences of 20-40% in the Rosseland mean values of a mixture often hide greater differences in the opacity of specific elements.

We concentrate, in this paper, on the three theoretical iron, nickel and chromium spectra as they are the main

[1] CEA/IRFU/SAp, CE Saclay, F-91191 Gif sur Yvette, France
[2] CELIA, UMR5107, 351 cours de la Libération, F-33405 Talence, France
[3] Theoretical Division, LANL, Los Alamos NM87545, USA
[4] Comp. Phys. Division, LANL, Los Alamos NM 87545,USA
[5] CEA, DAM, DIF, F-91297 Arpajon, France
[6] Corresponding author: Sylvaine.Turck-Chieze@cea.fr

[7] ∇T_{rad} is the radiative gradient, ∇T_{ad} the adiabatic gradient and the ratio R is a well known criterion for defining a radiative zone (R< 1) or a convective zone (R > 1).

contributors to the iron opacity peak.

To understand the origins of the differences, we have used new and independent calculations that are compared to old calculations. Several papers have already been published that describe our strategy, our consortium and some preliminary results (Turck-Chièze et al. 2011; Gilles et al. 2011, 2013; Turck-Chièze et al. 2013).

In our previous studies, HULLAC V9 (Klapisch 1967; Busquet et al. 2006) has been used to show that the configuration interaction (CI) plays a crucial role in the iron spectrum between 35 eV and 60 eV, whereas in the case of nickel it is displaced toward lower energy and slightly reduced, see Figures 3 of Turck-Chièze et al. (2013).

In this paper, we describe newly available opacity calculations in section 2. We first compare some of them with OP opacity spectra for iron. We then present and compare theoretical ATOMIC and SCO-RCG transmissions (including the OP ones) in section 3 for the three elements and we discuss their sensitivity to temperature and density, in order to stimulate a new generation of experimental comparisons. Results of different options of the opacity calculations are presented, both on the opacity spectra and on the Rosseland mean value. We show in section 4 the potential increase of the Rosseland mean values for chromium, iron and nickel, compared to OP, in the conditions found in the envelopes of massive stars for both SCO-RCG and ATOMIC calculations that are now available to the astrophysical community. We then conclude in section 5.

2. THE THEORETICAL FRAMEWORK FOR NEW ASTROPHYSICAL OPACITY CALCULATIONS

We consider the SCO-RCG (Pain et al. 2013b) code and three sets of ATOMIC code calculations (Magee et al. 2004). They use different approaches and require different computational resources that we shall compare to existing OP computations used in the astrophysical community (Seaton & Badnell 2004).

The total frequency dependent opacity is the sum of photo-ionization κ_{bf}, inverse Bremsstrahlung κ_{ff}, photon scattering κ_{sc}, and photo-excitation κ_{bb} relying on the following expression for the total opacity:

$$\kappa^{'}(h\nu) = \kappa(h\nu)(1 - e^{-h\nu/kT}) + \kappa_{sc}(h\nu) \qquad (1)$$

with

$$\kappa(h\nu) = \kappa_{fb}(h\nu) + \kappa_{ff}(h\nu) + \kappa_{bb}(h\nu) \qquad (2)$$

and

$$\kappa_{bb}\,(h\nu) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{\mathcal{N}}{A}\frac{\pi e^2 h}{mc}\sum_{i\to f} f_{i\to f}\mathcal{P}_i\Psi_{i\to f}(h\nu) \qquad (3)$$

where h is the Planck constant, ν is the photon frequency, kT is the temperature in energy units, $\mathcal{N}$ the Avogadro number, ϵ_0 the vacuum polarizability, m the electron mass, A the atomic number and c the speed of light. $\mathcal{P}_\rangle$ is the population of the initial state, $f_{i\to f}$ the oscillator strength of the transition $i \to f$, $\Psi_{i\to f}$ the profile of the transition. The sum $i \to f$ runs over lines, SOSAs, UTAs or STAs whether initial and final states i, f are levels, relativistic configurations (i.e. jj coupling), or non-relativistic configurations (i.e. L-S coupling), or superconfigurations (i.e. group of configurations) respectively.

2.1. *The ATOMIC code*

ATOMIC is a multipurpose code that generates LTE (Magee et al. 2004) or non-LTE (Fontes et al. 2015b) quantities at various user-defined levels of approximation. New LTE opacity tables for H through Zn have recently been completed (Colgan et al. 2016), and are available online http://aphysics2.lanl.gov/opacity/lanl/. These tables update the OPLIB opacity tables that were generated some time ago using the legacy LEDCOP code (Magee et al. 1995). Some comparisons of the new ATOMIC opacities with previous work are also available (Colgan et al. 2013a,b). The equation-of-state (EOS) model used in ATOMIC, known as ChemEOS, is based on the minimization of the free energy in the chemical picture (Hakel & Kilcrease 2004; Hakel et al. 2006; Kilcrease et al. 2015).

The calculations presented here use the Los Alamos suite of codes, which contain a semi-relativistic and fully-relativistic capability (Fontes et al. 2015b). The semi-relativistic calculations employ the CATS atomic structure code (Abdallah et al. 1988; Cowan 1981) and photoionization cross sections are obtained from the GIPPER multipurpose ionization code (Clark et al. 1991; Abdallah et al. 2001). The CATS calculations that are used for the bound-bound opacity calculations utilize the MUTA approximation (Mazevet & Abdallah 2006) that retains all the strongest fine structure lines in a given transition array. It allows an accurate spectral description to be generated from a configuration-average set of populations. This approach, called 'ATOMIC full' in this paper, allows single-configuration fine-structure detail to be included in a relatively computationally inexpensive manner. Such calculations thus include intermediate-coupling within a configuration but not full CI, allowing us to include the contributions from many thousands of non-relativistic configurations.

A second set of ATOMIC semi-relativistic calculations was also performed using a much smaller list of configurations. These calculations were designed to include the important transitions in the photon range of current interest, Δn = 0, 1, 2 transitions, i.e. an $n_{max} = 5$ model (n are the principal quantum numbers) called 'ATOMIC n5' in this paper. The calculations were able to include full CI (labelled FS-CI) between all the configurations in the model. Although a relatively modest number of configurations were retained (of order 100 per ion stage), these generated very large numbers of fine-structure energy levels (of the order of 10^5 per ion stage) and billions of electric dipole transitions. Such calculations proved useful in order to gauge model sensitivity to CI effect. Further calculations were also performed using a smaller n4 model (i.e. only including $\Delta n = 0, 1$ transitions) as well as calculations that only included intermediate-coupling within a single configuration (labelled FS-SC). Such calculations are compared in Figure 1, see 2.4.

The n5 model was also calculated with the fully relativistic capability in the Los Alamos suite (Fontes et al. 2015b), which is based on the work of Sampson and coworkers (Sampson et al. 2009). These calculations begin with the RATS atomic structure code, which employs a Dirac-Fock-Slater potential, and the necessary photoionization cross sections are computed with the relativistic capability in the GIPPER code. The resulting data

are processed by the ATOMIC code to produce LTE opacities. We refer to these relativistic calculations as 'ATOMICR n5' in this paper.

Comparisons between the *semi-relativistic* ATOMIC n5 and *fully relativistic* ATOMICR n5 calculations can be used to judge the importance of relativistic effects. While semi-relativistic calculations are typically considered to be good enough to produce accurate atomic data for iron-peak elements, the present experimental effort provides some motivation to look at relativistic effects in more detail. In addition, a preliminary investigation of these two types of calculations indicates that certain portions of iron and nickel opacities may be sensitive to the manner in which CI effects are treated (see the discussion in Section 4 concerning CI for iron opacities). For example, the semi-relativistic CATS structure code uses empirical scale factors (Cowan 1981) to modify the CI Slater integrals in an attempt to include missing electron correlation and to provide improved agreement with experimental results. On the other hand, the fully relativistic RATS structure code does not employ any scale factors. A careful examination of earlier work by Sampson, Zhang and co-workers (Zhang et al. 1987; Sampson et al. 1989) suggests that relativistic effects and/or CI scale factors can have an impact on fundamental quantities such as oscillator strengths and collision strengths for certain transitions in Ne-like iron ions. A more detailed investigation of these effects for lower charged states of nickel was presented by Fontes et al. (2015a). The impact of such differing opacities on the modeling of stellar envelopes is also of interest and warrants additional study.

2.2. *The SCO-RCG code*

SCO-RCG (Porcherot et al. 2011; Pain et al. 2013a,b; Pain & Gilleron 2015) is an hybrid opacity code which combines statistical modelling of transition arrays (STA, UTA, SOSA) and fine-structure calculations. Criteria are used to select transition arrays which are removed from the superconfiguration 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 (Blenski 2000), 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 the atomic structure code of Cowan (1981).

The extended list of configurations or superconfigurations is generated automatically by SCO-RCG according to several criterions (on Boltzmann probability, number of successive excitations, etc.). The strength of our hybrid approach is that we take into account many highly excited states and satellite lines. The probability of those states may be small, but their number is so huge that they can play a significant role in the opacity.

In SCO-RCG, the orbitals are treated individually up to a certain limit beyond which they are gathered in a single super-shell. The grouped orbitals (typically, in the present calculations, $5 < n < 12$) are chosen so that they weakly interact with inner orbitals: that is why we call this shell the Rydberg super-shell. A Detailed Level Accounting (DLA) calculation is then performed (when possible and necessary) for all transition arrays starting from that configuration. DLA calculations are performed only for pairs of configurations giving rise to less than 800 000 lines. In other cases, transition arrays are represented statistically by gaussian profiles in the UTA or SOSA formalisms. If the Rydberg super-shell contains at least one electron, then transitions starting from the super-configuration are taken into account by the STA model. In that way no configuration is forgotten. The Rydberg super-shell is pushed back in order to minimize its contribution. The amount of detailed calculations performed in SCO-RCG is now largely dominant and therefore the computed spectrum is less sensitive to the modelling of the remaining statistical contribution (UTA, SOSA, STA).

The PRTA (Partially Resolved Transition Array) model has been recently implemented, which enables us to replace many statistical transition arrays by small-scale DLA calculations (Iglesias & Sonnad 2012). The amount of detailed calculations performed in SCO-RCG is now largely dominant and therefore the computed spectrum is less sensitive to the modelling of the remaining statistical contribution (UTA, SOSA, STA).

2.3. *Applications to the iron spectra*

With the anticipation of relevant laboratory astrophysical experiments, we have first compared iron and nickel opacity spectra for achievable laboratory conditions (15 eV $\leq$ T $\leq$ 30 eV (1eV= 11603K), ρ of order 10^{-3} g/cm^3) that have been chosen to reproduce the same ion distribution of typical astrophysical cases, see Loisel (2010) and Turck-Chièze et al. (2011). The conditions imply that transitions must be considered within ions from 5^+ to 14^+ for both iron and nickel since the mean ionization of the plasma (for both iron and nickel) is around 8.

We examined first how the dominant $n = 3$, Δn = 0, the iron M-shell opacity is modified by the other transitions Δn = 1, 2 and how a detailed calculation (CI) can modify the spectrum just obtained by an intermediate-coupling (SC) calculation. In the range of astrophysical conditions 125000K $<$ T $<$ 250000K a proper determination of CI including all excited levels in well specified groups (Bar-Shalom et al. 1999) must be considered at the lower energy part of the iron peak, see Gilles et al. (2012, 2013). This fact has been confirmed by the ATOMIC code. Full CI can be estimated only in HULLAC, ATOMIC, ATOMICR and OP.

We note also that on the other hand, a large range of transitions must be included to compute a correct Rosseland mean value.

Figures 1 illustrate the different contributions by comparing different calculations made using the ATOMIC code. We compare these new calculations with OP calculations for iron at T= 15 eV and T= 27 eV. The calculations indicate the role of the CI and the role of the completeness of the calculations by showing detailed calculations treating only transitions from n = 3 $\Delta n = 0$ and $\Delta n = 1$ (n4) or also $\Delta n = 2$ (n5) as well as a full calculation (full), see 2.1 for the corresponding definitions.

The figures show the effect on the spectra and also on the Rosseland mean opacities, which vary by a factor of about 2. The CI effect, on the Rosseland mean value for 27 eV, produces a reduction of about 15% in comparison with the SC approach. On the other hand, the extra transitions included in the ATOMIC full calcula-

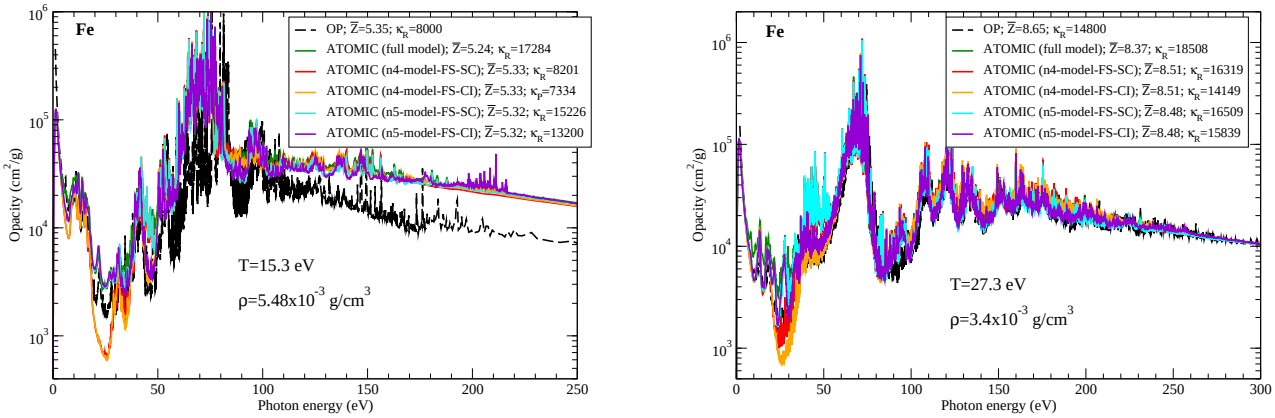


FIG. 1.— Iron OP calculations compared to different ATOMIC calculations as defined in section 2.2 for T= 15 eV and density of 5.5 × 10^{-3} g/cm^3 and for T= 27 eV and density of 3.4 × 10^{-3} g/cm^3. The corresponding mean ionic value $\bar{Z}$ is given also.

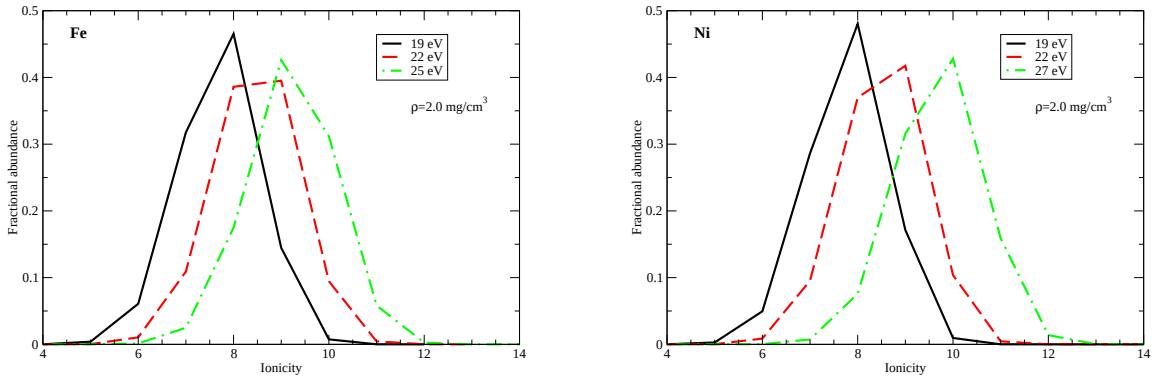


FIG. 2.— Evolution of the Iron ionic distribution using the ATOMIC code for different temperatures corresponding to experimental conditions (equivalent to astrophysical cases). Idem for nickel.

tion increases the Rosseland mean opacity by another 15 %. Since the Rosseland weighting function peaks around $h\nu/kT = 4$ the effect of CI is more sensitive at low temperature as shown for the 15 eV comparison. One finds also that at low temperature, the OP calculation appears to be incomplete and under estimates the Rosseland mean value. Similar results have been shown for nickel, Turck-Chièze et al. (2013) have already shown also that the nickel OP calculation, which uses an extrapolation from iron, is in total disagreement with a first analysis of our nickel experiment.

Figures 2 show also that the average ionization evolves quickly with the temperature for both elements. From 19 to 25 eV it increases by almost one charge state. The ion stages that contribute most to the opacity at 19 eV are Fe VII, Fe VIII, and Fe IX. At a temperature of 22 eV Fe X is also important. At 25 eV the largest contributions arise from Fe VIII, Fe IX, and Fe X. In the photon energy range of interest here the important transitions involve the $3p$ and $3d$ subshells, with major contributions arising from $\Delta n = 0$ and $\Delta n = 1, 2$ transitions.

Considering the complexity of the studied cases, the comparison between different codes helps us to draw conclusions and to define a strategy on which part of the energy spectra must be studied in detail in order to reach a reasonable accuracy.

3. THE CHROMIUM, IRON AND NICKEL SPECTRA

Two campaigns have been realized on the LULI2000 facility to obtain Cr, Fe, Ni and Cu spectra in 2010-2011. The measurements were realized at temperatures of about 13 eV and 23 eV respectively for a mass densities of several mg/cm^3. Unfortunately, the first campaign at the lowest temperature produced very low transmission spectra and also put in evidence some experimental problems. Some details of this campaign were given in Loisel (2010); Turck-Chièze et al. (2011). Some experimental problems were solved for the second campaign performed

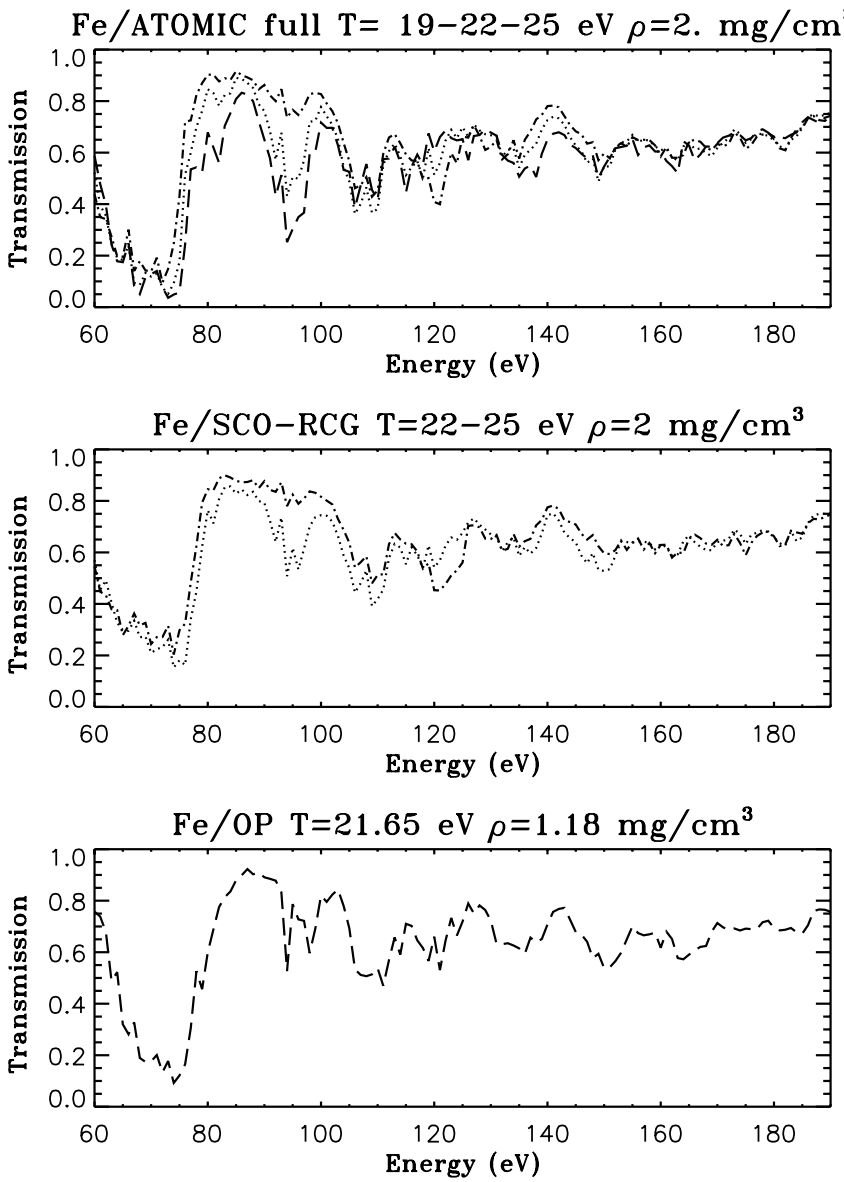


FIG. 3.— Top: temperature dependence of the iron transmission spectra obtained with the ATOMIC full calculation for a density of 2 mg/cm^3 and respectively a temperature of 19 eV (- -) , 22 eV (...) and 25 eV (−.−). Intermediate: idem for SCO-RCG calculations and a temperature of 22 eV (....) and 25 eV (-.-). Bottom: Comparison to the corresponding OP spectrum deduced from the available tables. All the theoretical spectra are convolved by some experimental resolution varying from ± 1 to ± 3 eV.

at higher temperature, see Le Pennec (2015). That campaign has produced first transmission spectra compared to calculations (Turck-Chièze et al. 2013, 2015).

We concentrate, in this paper, on the theoretical detailed study of the opacities of chromium, iron and nickel spectra which are the main contributors to the iron-group opacity peak found in the envelopes of massive stars.

The quantity measured in photo-absorption experiments is the intensity transmitted by a thin foil of a specific element with some experimental energy resolution. Dividing such intensity by a reference intensity of the same radiation without sample yields to the so called transmission of the sample related to the opacity of the considered element:

$$\mathrm{T}(h\nu) = \exp^{-\kappa(h\nu)\rho\, r} \qquad (4)$$

The theoretical spectral opacity is $\kappa(h\nu)$, r is the thickness of the foil (typically 15-25 μm) and ρ its density. We introduce a realistic energy resolution of ± 1 to 3 eV, indeed we apply to the theoretical transmission a Gaussian convolution using the experimental energy resolution of the LULI2000 experiment. This presentation leads to a critical comparison with existing and coming experiments, it allows also a clearer comparison between calculations, even though we have lost their detailed energy resolution.

Figures 3, 4, 5 show the transmission spectra for three calculations: ATOMIC full, SCO-RCG and OP for the three studied elements. The OP calculations are taken from the available tables prepared for astrophysical use at some specific grid points (to avoid any interpolation).

Let us discuss first the comparison between the new calculations ATOMIC and SCO-RCG. One sees a global good agreement between the two new sources of cal-

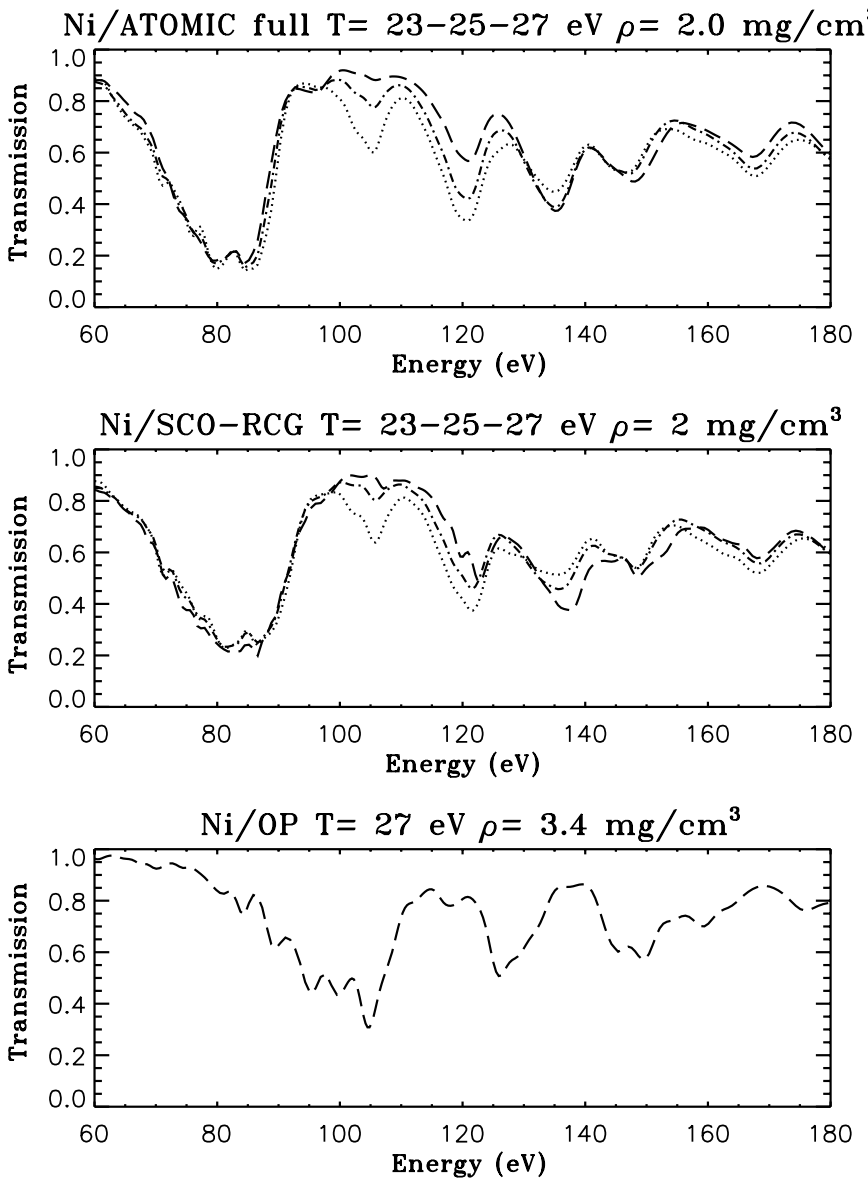


FIG. 4.— Top: temperature dependence of the nickel transmission spectra obtained with ATOMIC full calculation for a density of 2 mg/cm^3 and respectively a temperature of 23 eV (...), 25 eV (—.—) and 27 eV (- -). Intermediate: idem for SCO-RCG calculations and a temperature of 23 eV (...), 25 (-.-) and 27 eV (- -). Bottom: Comparison to the corresponding OP spectrum deduced from the available tables. All the theoretical spectra are convolved by some experimental resolution varying from ± 1 to ± 3 eV.

culations for all the elements. These figures illustrate clearly the great contribution from $\Delta n = 0$ transitions which slightly evolves with the number of electrons from chromium to nickel (located respectively around 50, 70, 80 eV). It is clear that such contribution will be dominant in the Rosseland mean values at low energy and must be examined in detail. When looking deeply, one notices some differences on the broadening of the big hole or on the amplitude of some bumps.

In section 3.3, we shall discuss also the reliability of the different approaches in using different ATOMIC calculations which allow some study of both the CI effects (below 120 eV) and bound-free contributions (above 120 eV).

3.1. *Dependence in temperature and density of the transmitted spectra*

The temperature and density variations of the opacity spectra are important to estimate in parallel to the quality of the calculations for astrophysical objectives or experimental comparisons. In the case of stellar modeling, it is useful to properly estimate the reliability of the delivered tables but also to consider the choice of the grids used, in particular when a sudden peak becomes prominent as in the case of the massive stellar envelopes. In the comparison with experiments, it is a necessity to interpret correctly the data as there is always some gradient in the sample in temperature and density that must be taken into account in the comparison. Because of these considerations, we examine both the transmission spectra (Figures 3, 4, 5) and their impact on the Rosseland

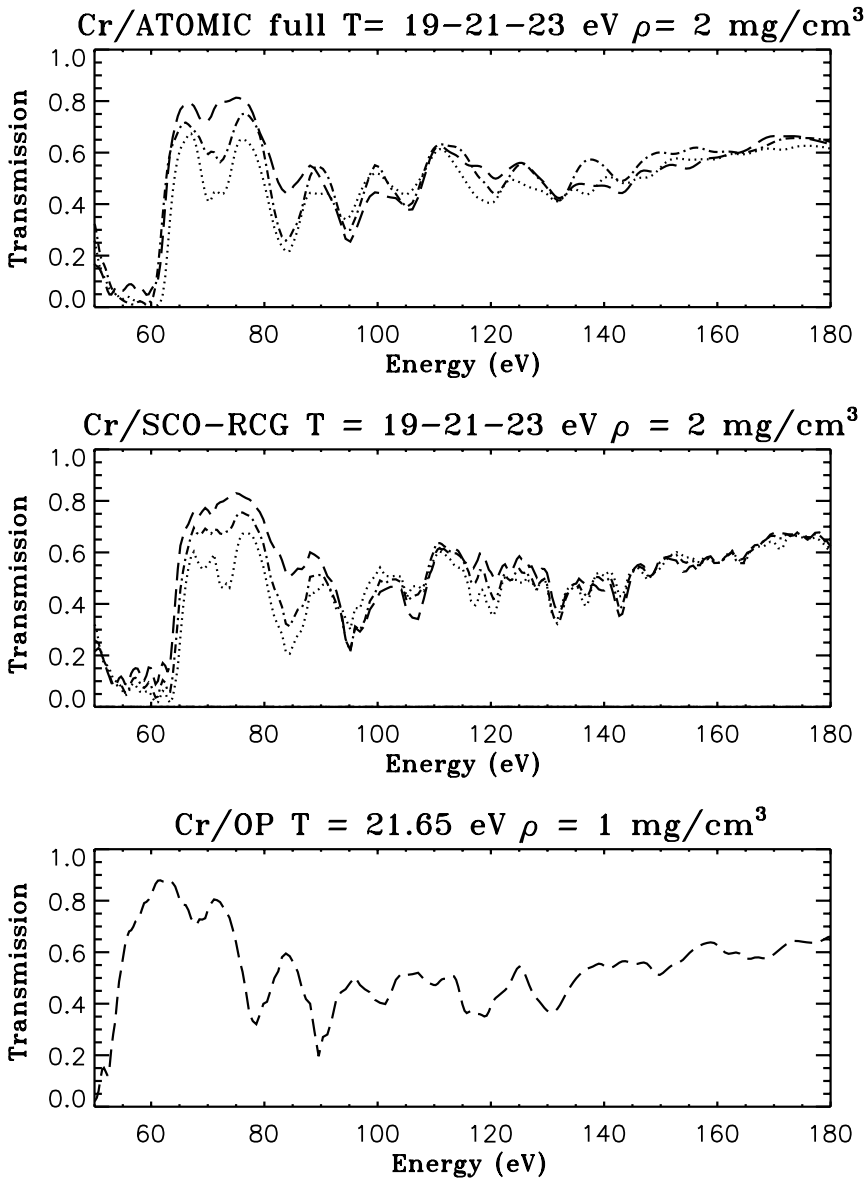


FIG. 5.— Top: temperature dependence of the chromium transmission spectra obtained with ATOMIC full calculation for a density of 2 mg/cm^3 and respectively a temperature of 19 eV (....) , 21 eV (−.−) and 23 eV (- -). intermediate: idem for SCO-RCG calculations and the same temperatures. Bottom: Comparison with the corresponding OP spectrum, deduced from the available tables. All the theoretical spectra are convolved by some experimental resolution varying from ± 1 to ± 3 eV.

mean values (Tables 1, 2, 3).

The temperature affects the shape of the spectra, particularly in the range between 80 to 100 eV and shifts the dips and bumps. Several studies have led to a thinner or different experimental hole for transmission spectra compared to the calculation that would be interesting to investigate and to confirm, at 70-80 eV for iron and around 85-90 eV for nickel (Turck-Chièze et al. 2013; Pain & Gilleron 2015; Turck-Chièze et al. 2015), see also Zeng et al. (2006).

Figure 6 shows how the transmission is sensitive to density variations. A density gradient slightly modifies only the amplitude of the dips and bumps. In fact the average ionization is decreased by only 30% of a charge state when the density increases from 1.5 to 2.5 mg/cm^3, accordingly, the detailed features of the transmission spectra are not very sensitive to variations in density. The results are very similar for the two theoretical approaches even if the effects seem slightly more important for SCO-RCG than for ATOMIC. This may be partly due to the slightly different density conditions chosen, but could also be related to the convolution of the theoretical calculations, due to the fact that the photon energy grids used in each of the two calculations are not identical.

Figure 6 also allows us to compare more clearly the iron and nickel spectra. We remark that the big dip dominated by $\Delta n = 0$ is a little larger for SCO-RCG than for ATOMIC, the features are generally more pronounced for nickel than for iron so the gradients appear to have less effect on nickel than on iron, which is also what is observed in the experimental spectra (Turck-Chièze et al. 2013, 2015).

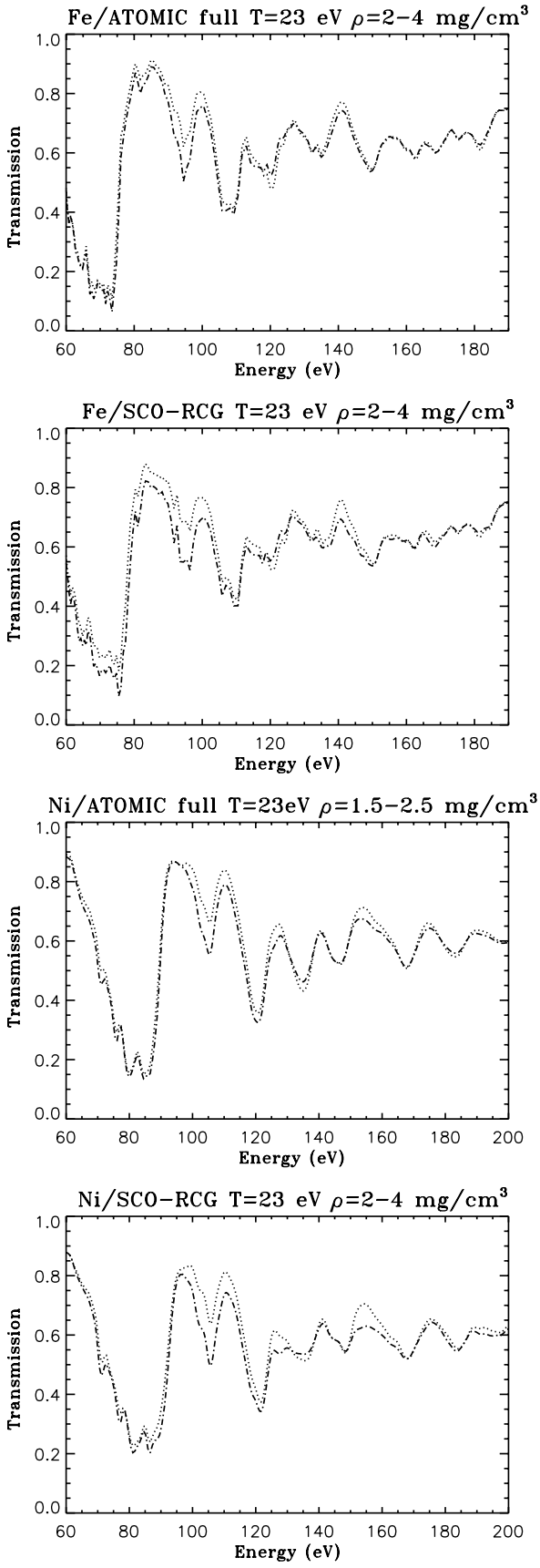


FIG. 6.— Sensitivity to the density variations: top: ATOMIC 'full' at 23 eV for iron and for nickel and two densities 1.5 (...)-2.5 mg/cm^3 (-.-). Bottom: Idem for SCO-RCG but for 2 mg/cm^3(...) and 4 mg/cm^3 (-.-) .

In the conditions discussed in this study, the transmission of iron and nickel is of about the same amplitude. The main difference is a shift (in photon energy) of the major features. So for a stellar mixture, a proper estimate of these two elements is important as the opacity of one element fills some gaps of the other, even though the nickel abundance is only 5% of the iron one.

3.2. *Comparison with OP calculations*

We now compare the present results to previous calculations commonly used in the astrophysics community. Recently, a limited spectral comparison between OP and OPAL appeared in Iglesias (2015). Unfortunately it has not been possible to compare the present new calculations with OPAL calculations as they are not officially delivered the elemental spectra, so we present only some comparisons with OP spectra in figures 3, 4, 5. We use the spectra given at the nearest temperature and density grids which are not at the exact conditions of the experiments. However, the previous section allows us to have a critical view of the comparison at such conditions. In Figures 3, 4, 5 one sees clearly that the OP calculations are apparently displaced or simplified for nickel and chromium as already noticed in our previous publication (Turck-Chièze et al. 2013). In the case of iron, the agreement with OP transmission spectrum seems reasonable, except at low energy where clear differences exist. These results are quite puzzling and deserve more analysis. It is clearly desirable to explore this part of the spectrum in more detail (difficult to reach experimentally), because this region is sensitive to CI effects, but as these calculations are time consuming, it is important to determine if full CI is required, and if it is better to use an extensive list of configurations, possibly through an hybrid approach or statistical code.

3.3. *Role of CI on calculations*

In addition to the previous calculations (ATOMIC full, SCO-RCG), we also use different approaches to explore the region below 120 eV: the semi-relativistic ATOMIC n5 model that includes CI for all transitions up to Δn = 2, as well as the fully-relativistic ATOMICR n5 model, that also includes CI for the same transitions.

Figures 7, 8 and 9 present this time the opacity spectra (always with the same energy resolution) and show a larger portion of the spectra (40-250 eV) that extends to the lower energy region that is dominated by CI processes and to higher energies that are sensitive to the bound-free processes. The semi relativistic n5 and relativistic n5 calculations are shown at the temperature of 23 eV and density of 2 mg/cm^3 and compared to the full ATOMIC and to the SCO-RCG calculations previously discussed for the same temperature and density. One observes that the relatively good agreement between the ATOMIC full or SCO-RCG calculations is not questioned by these calculations. We note several trends that emerge from these comparisons:

- The general behavior along the spectrum is not significantly different between the four calculations for the three elements.

- The impact of CI is mainly concentrated below 60 eV for the three elements with a smaller effect for nickel. Gilles et al. (2013), using the HULLAC code, have also

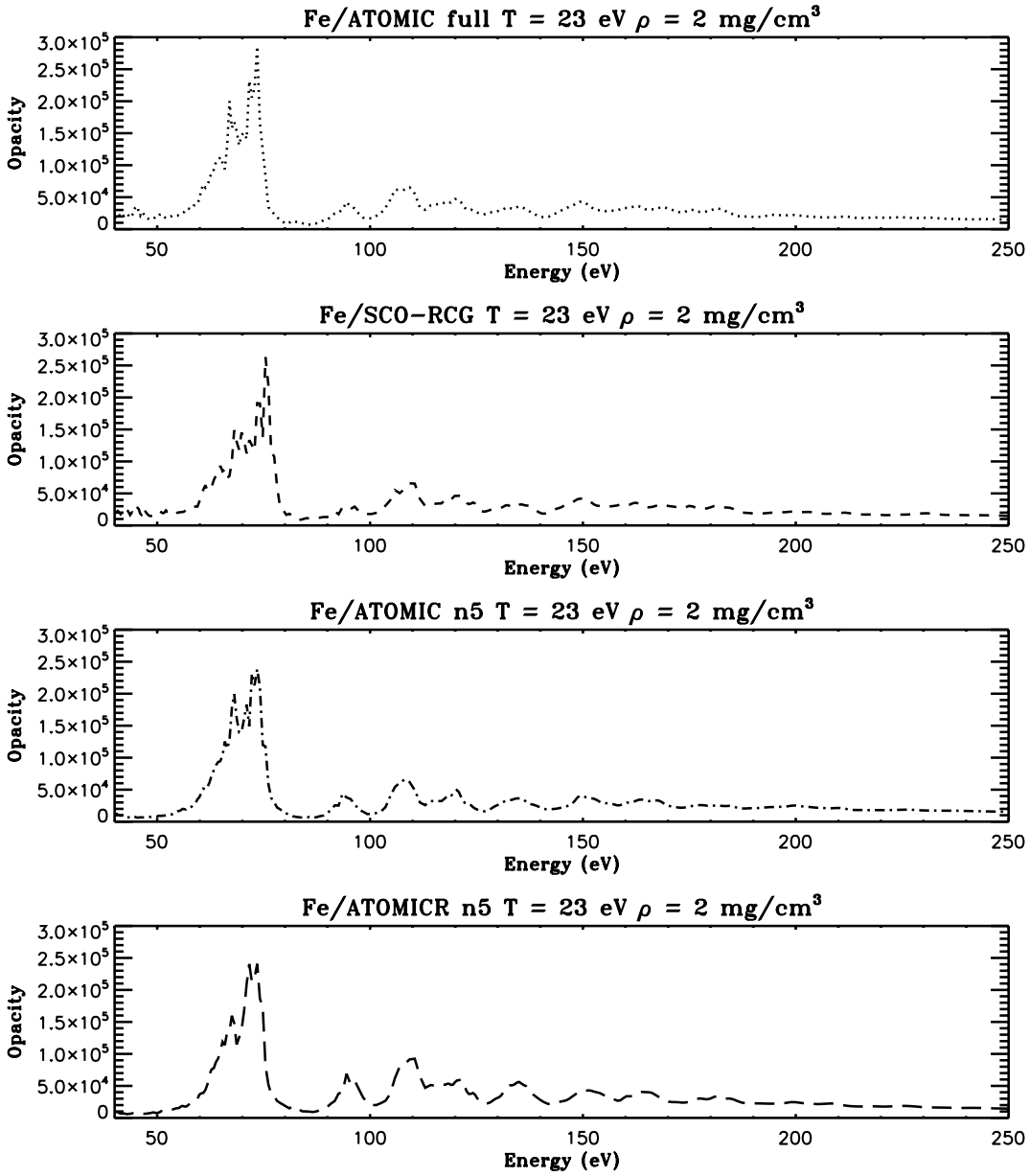


FIG. 7.— Comparison of iron opacity spectra (expressed in cm^2/g) using ATOMIC for three options: ATOMIC full, ATOMIC n5, ATOMICR n5 and SCO-RCG at T= 23 eV and $\rho = 2$ mg/cm^3.

observed that the effect of CI is more evident at lower photon energies for nickel compared to iron. This is also visible in comparing Figures 7 and 8. This implies that CI effects impact the Rosseland mean values only at low energies. The ATOMICR n5 calculations show reasonable agreement in this range with the ATOMIC n5 calculations. The trends in the opacity around 70 eV for iron (or 80-90 eV for nickel) are not really modified in the calculations that include full CI compared to the ATOMIC full or SCO-RCG calculations. This means that inclusion of full CI does not appear to help to reconcile the calculations with the iron and nickel measurements (Turck-Chièze et al. 2013, 2015) that show that a prominent dip in the transmission (dominated by $\Delta n = 0$ transitions) that appears displaced in the measurements compared to these calculations for all the three elements. Iron displays the largest disagreement between theory and measurement. We also remark that the new calculations show an overall better agreement with experiment than, for example, OP calculations that compare to measurements made at higher temperatures for the solar case (Bailey et al. 2015).

- The fully relativistic ATOMICR n5 model shows a more pronounced bump in opacity for iron and nickel around 110 eV than the ATOMIC n5 model calculations. The same is noticed for Ni, where the relativistic calculation is 10-20% greater in the range 110-135 eV. This effect is partially due to the different potentials used in the structure calculations employed by each set of models (Hartree-Fock in the ATOMIC n5 calculations and Dirac-

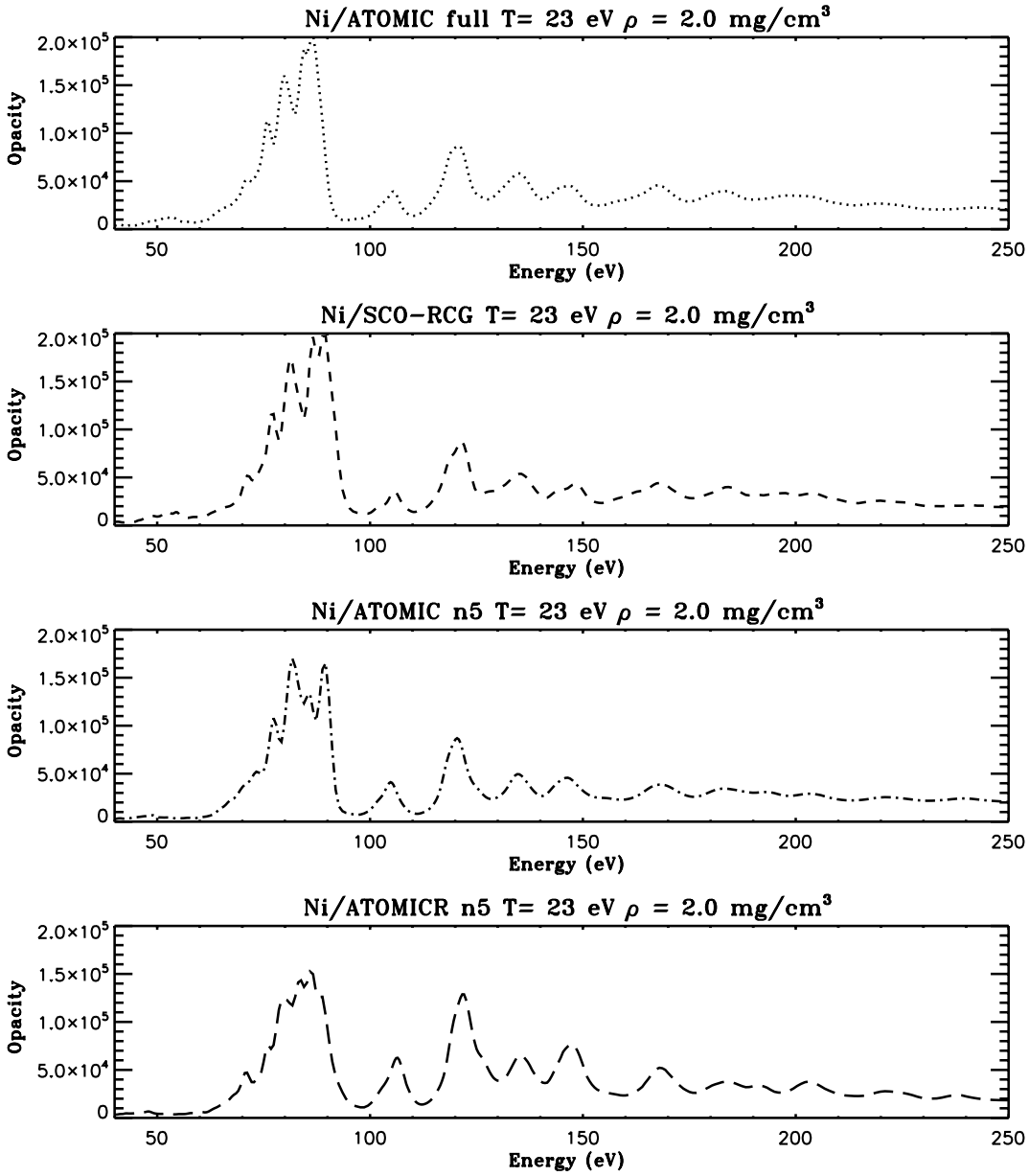


FIG. 8.— Comparison of nickel opacity spectra (expressed in cm^2/g) using ATOMIC for three options: ATOMIC full, ATOMIC n5, ATOMICR n5 and SCO-RCG calculations at T= 23 eV and $\rho = 2$ mg/cm^3.

Fock-Slater in the ATOMICR n5 calculations), and partially due to the use of empirical scale factors in the ATOMIC n5 calculations (as discussed in Section 2.1); such scale factors are not used in the ATOMICR n5 calculations.

- We have also observed that the detailed calculations which only consider a limited number of transitions sometimes fails to reproduce the high-energy part of the spectra. High n (> 4) levels are responsible for the high energy part of the spectrum, but including them in the calculations obviously dramatically increases the computing time. A limited set of high n levels that decreases the computing time compared to a more extensive calculation, may not be sufficient to compute the opacity over a wide photon energy range.

To summarize, it appears that the relatively good agreement between the ATOMIC full or SCO-RCG calculations and the experiment is not put in question by our test calculations that consider the effects of CI and fully relativistic effects. We find that the SCO-RCG and the ATOMIC full calculations appear to be reasonable compromises, that is between the accuracy of atomic data and completeness of configurations included, to reproduce the opacity over the entire spectral range of interest.

3.4. *Rosseland mean values study*

Except for a detailed microscopic diffusion study, astrophysicsts use the Rosseland mean values of a mixture which is deduced from the elemental spectra. For one

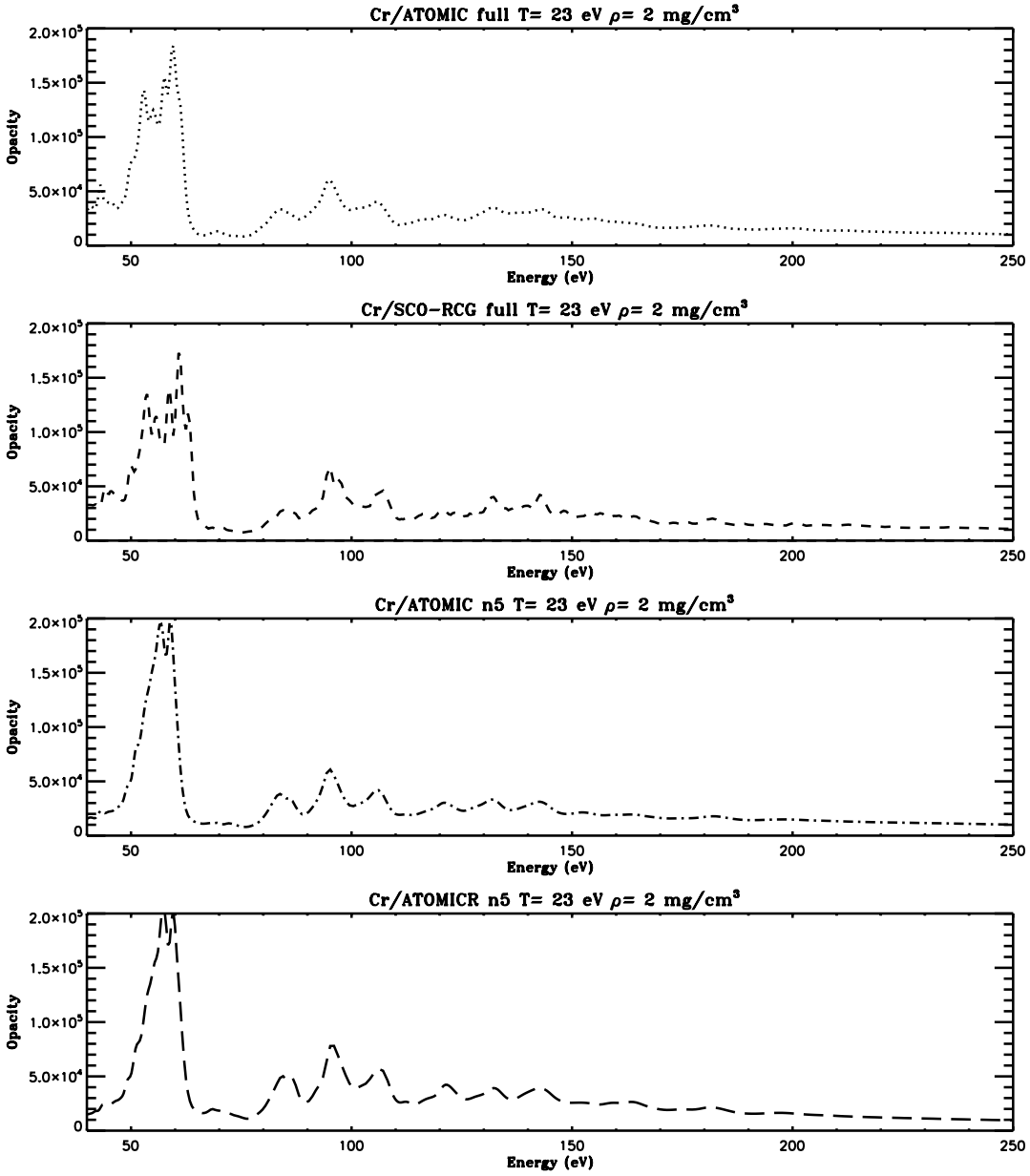


FIG. 9.— Comparison of chromium opacity spectra (expressed in cm^2/g) using ATOMIC for three options: ATOMIC full, ATOMIC n5, ATOMICR n5 and SCO-RCG calculations at T= 23 eV and $\rho = 2$ mg/cm^3.

element, this quantity is given by:

$$\frac{1}{\kappa_R} = \int_0^\infty \frac{W_R(u)du}{\kappa'(u)} \; ; \qquad (5)$$

where

$$u = \frac{h\nu}{kT} \text{ and } W_R(u) = \frac{15u^4e^{-u}}{4\pi^4[1-e^{-u}]^2} \; . \qquad (6)$$

Tables 1, 2, 3 summarize the Rosseland mean values in the discussed range of temperature for both ATOMIC (different options) and SCO-RCG spectra for the three elements.

It is first interesting to notice the great variation between chromium, iron and nickel for the same temperature and density. Clearly chromium will influence the iron peak at the lower side of the peak and nickel will contribute to the values at the middle and upper side. Of course considering the same density is slightly misleading in the comparison for an astrophysical object (see next section). The agreement between ATOMIC full and SCO-RCG is generally within 10-15 % except in some specific cases. One also observes that ATOMIC full and ATOMICR n5 agree within 10 % which demonstrates that the release of ATOMIC full values for astrophysics appears to be justified. The comparisons provided in these tables also give some indication of the order of magnitude of uncertainty associated with these new calculations for each values. When summing all the elements such error will likely decrease as some compensating effect appears. In all cases, one notices that ATOMIC n5 values are smaller than ATOMIC full which indicates

TABLE 1
Comparison of the Chromium Rosseland mean values for the different options of the ATOMIC codes and for SCO-RCG expressed in cm^2/g.

T eV	rho mg/cm^3	ATOMIC full	ATOMICR n5	ATOMIC n5	SCO-RCG
19	2	24530	23807	19702	29069
21	2	22940	23588	19444	25315
23	2	19992	21579	17580	20985
25	2	16827	18741	15109	
27	2	13915	15796	12720	

TABLE 2
Comparison of the Iron Rosseland mean values for the different options of the ATOMIC codes and for SCO-RCG expressed in cm^2/g.

T eV	rho mg/cm^3	ATOMIC full	ATOMICR n5	ATOMIC n5	SCO-RCG
19	2	17290	15370	12684	
21	2	19266	17233	14361	17853
22	2	19613	17913	14910	18435
23	2	19508	18325	15205	18510
25	2	18384	18293	15094	17550
27	2	16426	14154	14055	

TABLE 3
Comparison of the Nickel Rosseland mean values for the different options of the ATOMIC codes and for SCO-RCG expressed in cm^2/g.

T eV	rho mg/cm^3	ATOMIC full	ATOMICR n5	ATOMIC n5	SCO-RCG
19	2	10026	10496	8330	
21	2	12014	11744	9429	
23	2	13893	12833	10621	12760
25	2	15096	13764	11692	14200
27	2	15129	14154	12048	14490
29	2	14325	13961	11738	
31	2	13043	13224	11016	

TABLE 4
Comparison of chromium Rosseland mean values for OP, ATOMIC full and SCO-RCG codes expressed in cm^2/g for some astrophysical cases.

T K	N_e /cm^3	rho g/cm^3	K_R OP	K_R ATOMIC	K_R SCO-RCG
125800	1.00 E17	1.37 E-6	623.5	187.4	187.4
177827	3.16 E17	3.6 E-6	1685.3	1021.5	973.9
251190	1. E18	9.48 E-6	573.3	527.1	487.5.

TABLE 5
Comparison of iron Rosseland mean values for OP, ATOMIC full and SCO-RCG codes expressed in cm^2/g for some astrophysical cases.

T K	N_e /cm^3	rho g/cm^3	K_R OP	K_R ATOMIC	K_R SCO-RCG
125800	1.00 E17	1.35 E-6	24.7	64.	62.60
177827	3.16 E17	3.44 E-6	358	682.3	673.8
199473	1.00 E17	9.52E-7	354	486.2	499.2
251190	1. E18	8.85 E-6	1270	1358.6	1313.
295553	3.16 E17	2.44 E-6	232	130.6	121.9

TABLE 6
Comparison of nickel Rosseland mean values for OP, ATOMIC full and SCO-RCG codes expressed in cm^2/g for some astrophysical cases.

T K	N_e /cm^3	rho g/cm^3	K_R OP	K_R ATOMIC	K_R SCO-RCG
125800	1.00 E17	1.37 E-6	28.8	51.17	27.57
177827	3.16 E17	3.6 E-6	40.9	300.4	277.2
199473	1.00 E17	1.02 E-6	29.8	288.3	304.2
251190	1. E18	9.48 E-6	372	1576.8	1586.
295553	3.16 E17	2.59 E-6	339	353.7	362.3

that the CI effect is reasonably small at these conditions and that inclusion of more transitions is important in order to obtain an accurate Rosseland mean opacity.

4. THE ASTROPHYSICAL CONDITIONS

In this section we go a step further and discuss the real astrophysical conditions of the iron opacity peak that produces the excitation of modes in intermediate mass stars. Such mode excitations can be useful in interpreting the stellar oscillations of such systems and are sensitive to the amplitude of the iron peak. The astrophysical conditions correspond to temperatures around 200 000 K or 18 eV and densities of the mixture between 10^{-8}g/cm^3 up to about 10^{-4}g/cm^3. For such conditions, the mean ionic distribution $\bar{Z}$ varies strongly both for iron and nickel but at the maximum of the iron group peak, the thermodynamical conditions lead to ionic distributions very similar to those previously discussed (Turck-Chièze et al. 2011).

4.1. *Role of the different elements of the iron peak*

Salmon et al. (2012) have remarked that nickel opacity values seem to have some responsibilities in the difficulty in interpreting the seismic results of the Magellanic clouds for the B stars. We have pointed out in this paper that the present nickel opacities commonly used in astrophysical models could be questioned, but their impact seems a priori small because if one extrapolates the solar relative composition to other stars, nickel abundance is about 5 % of the iron abundance.

As neighboring elements, we have also noticed similar opacities when we have compared Rosseland mean values at T= 23 eV for a density of 2. 10^{-3} g/cm^3 of different opacity codes, see the previous table and tables 1 and 2 of Turck-Chièze et al. (2013). Nevertheless one can notice that the maximum of opacity of the different elements of the iron group is slightly displaced from chromium to nickel as shown by Salmon et al. (2012) in their table 3, moreover the absolute values are not the only key as the convective criterium implies also the shape of the peak. So it is interesting to estimate and compare opacities in real astrophysical conditions to see the impact of this study for astrophysics.

4.2. *Astrophysical Rosseland mean values comparison*

The OPAL calculations deliver only Rosseland mean values of a mixture so it has not been possible to show individual element comparisons but it is admitted that a lot of progress has been done since the delivery of the opacity tables 20 years ago, in particular for the secondary elements as nickel and chromium. We here compare Rosseland mean values obtained by SCO-RCG and ATOMIC full codes with OP values used presently in

stellar evolution.

We show in table 4, 5 and 6 that ATOMIC and SCO-RCG remarkably agree within 10% for the two highest temperatures and the three elements but we find larger discrepancies at low temperatures for nickel. When we compare new calculations to OP results, we see differences for iron, nickel and chromium although the differences for nickel are considerable. The differences by a factor 2 for iron probably come from the non completeness (in terms of the number of transitions considered) of the OP calculations, as shown on Figures 1. For nickel and chromium, clearly the extrapolation from iron is questionable and we believe that those elements need to be calculated directly. Thus, the interpretation of the "iron peak" coming from OP calculations can be misleading.

5. SUMMARY AND PERSPECTIVES

We focus in this paper on the main contributors to the iron opacity peak found, around log T= 5.3, in the envelopes of intermediate-mass stars. This peak is important as it induces the pulsation of these stars. The two main contributors are the opacity of iron and the opacity of nickel but even if the chromium opacity is a very small contributor it can also influence the low-energy side of this peak. We present modern and detailed opacity code comparisons on iron, nickel and chromium at equivalent conditions of free electron density and ionization charge distribution to those of the astrophysical cases.

This study has been performed as different groups, OPAS (CEA) and ATOMIC (LANL), have recently delivered new tables for the interpretation of helio or asteroseismology (Mondet et al. 2015; Le Pennec et al. 2015; Colgan et al. 2016) so it is interesting to understand what progress has been made.

The experiments performed in the XUV domain are known to be particularly difficult but some improvements have been realized recently in measuring not only iron but also nickel and chromium opacity (Turck-Chièze et al. 2011; Loisel 2010; Turck-Chièze et al. 2013; Le Pennec 2015; Turck-Chièze et al. 2015). Complementary measurements are under consideration too, but we have shown that the level of accuracy needs to be very high to go beyond the present study.

In this paper, we have studied theoretically the impact of the temperature variation in details, as the conditions are strongly dependent on the ionization distribution in the sample. Thanks to the ATOMIC code with different options, we have been able also to perform a very detailed study of the impact of the theoretical approximations. We present the results to qualify how progress can be done in comparison with the OP code presently used in many astrophysical models of stars. Moreover we compare with an independent code, SCO-RCG (CEA) which has been also recently used to interpret different measurements (Bailey et al. 2015; Pain & Gilleron 2015).

Depending on the specific application, the determination of an accurate opacity for complex atomic elements such as Fe or Ni may require both accurate atomic data (including effects such as full configuration-interaction) and the inclusion of a sufficiently large number of configurations so that all radiative transitions of importance are taken into account. However, calculations that retain full configuration-interaction are often impractical (in terms of computational constraints) for very large numbers of configurations and for large tables. Opacity calculations then must strike a balance between accuracy and completeness. Further complications arise because the impact of completeness or CI effect on the Rosseland mean values slightly evolves with Z for a temperature and density of the plasma.

For most astrophysical applications of the envelopes of stars, it appears important to include a very large set of transitions at an acceptable (although approximate) level of atomic structure detail and with the inclusion of complete configuration-interaction among a limited number of configurations. The advantages of the new codes, compared to previous releases from OPAL and OP, is that current numerical ressources allow for the computation of each element at the same level of accuracy.

We have demonstrated that it is possible with ATOMIC n5 and ATOMICR n5, to accurately perform calculations that include full configuration-interaction of the $n = 3 \rightarrow n = 3$ and $n = 3 \rightarrow n = 4, 5$ transitions for Cr, Fe and Ni at the temperatures and densities studied. However, the contributions from transitions to higher n states (that are included using calculations that only retain intermediate-coupling, not full configuration- interaction) are also important, especially for the Rosseland mean opacity.

The present study shows transmission spectra, opacity spectra and Rosseland mean values. It has demonstrated that some of the older opacity calculations commonly used in astrophysical models may not be complete or badly extrapolated from iron calculations and that new considerations of the opacity of Cr, Fe and Ni at the conditions relevant to stellar radiative envelopes appear to be required. Our study also underscores the need for a number of new independent sources of opacity calculations for the use in stellar modeling.

We have estimated the increase in Rosseland mean opacity values that could be obtained to better understand the seismic properties of massive stars. In addition to the great sensitivity to the mass and age of the star, we add a great sensitivity to the ingredients of the calculations. We have shown a very good agreement between ATOMIC full and SCO-RCG mean Rosseland values for both iron, nickel and chromium but less agreement at lower temperatures. This point is critical for the physics but less so for the astrophysical perspective. These codes are promising for generating opacity tables of use in astrophysics. We have anticipated some increase compared to OPAL too due mainly to nickel and chromium spectra but it is difficult to quantify it precisely as no direct individual comparison has been possible. We are still investigating some difference between new calculations and experiment for iron that encourages extremely precise experiments. Examining the opacity of more than one element is extremely useful in assessing the accuracy of the calculations as done by the recent measurements but they do not discriminate yet clearly between the various types of calculations that have been performed which appear rather subtle when looking at the transmission spectra. This is partly due to the difficulty in characterizing the plasma conditions of the measurements (one needs to estimate precisely the absolute transmission, the absolute temperature and the temperature and density gradients) and partly due to the reasonably close agreement between the new calculations that have been pre-

sented here.

Increase of up to a factor 2 for the Rosseland mean opacities from the OP tables for iron is suggested by the present study and up to a factor of 6 for nickel, the origin of the differences with OP calculations is attributed to the non completeness of the calculations for iron and to the incorrect extrapolation for nickel and chromium as clearly seen on figures 4 and 5. The nickel and chromium cases are very interesting because they are low contributors in mass fraction but inappropriate spectra have important consequences as they contribue to the opacity of the mixture at a critical frequency position so they modify the edges of the peak that is crucial for determining a convection region.

New tables from ATOMIC (Colgan et al. 2016) are now available for astrophysical use. We hope to have convinced the community that they represent certainly, at least for the envelopes of massive stars, real improvements in comparison with the OP tables. For this step and the quality of the next steps, we are convinced that using independent codes may be a real benefit for the astrophysical community. We are preparing some extended work to illustrate the improvements on the mixture with applications to some specific stars.

6. ACKNOWLEDGMENTS

The first author would like to thank M. A. Dupret who has inspired this work, M. Busquet, D. Gilles and M. Klapisch for interesting discussions and previous comparisons with HULLAC results. This field has been enriched by discussions with our astrophysical Belgian and Polish colleagues through dedicated meetings that we have organized during these last years. The measurements mentioned in this paper have been done by a French team under the responsibility of F. Thais and S. Bastiani, at the LULI 2000 facility, with financial support from LULI, CEA/DIF, CEA/DSM and the European Communities under the contract of Association between EURATOM and CEA. The present work has been partially supported by the French ANR OPACITY led by the first author. The Los Alamos National Laboratory is operated by Los Alamos National Security, LLC for the National Nuclear Security Administration of the U.S. Department of Energy under Contract No. DE-AC52-06NA25396.

REFERENCES

Abdallah, J., Clark, R. E. H., & Cowan, R. D. 1988, Los Alamos Manual LA-11436-M, vol 1
Abdallah, J., Zhang, H. L., Fontes, C. J., Kilcrease, D. P., & Archer, B. J. 2001, J. Quant. Spec. Radiat. Transf., 71, 107
Badnell, N. R., Bautista, M. A., Butler, K., Delahaye, F., Mendoza, C., Palmeri, P., Zeippen, C. J., & Seaton, M. J. 2005, MNRAS, 360, 458
Bailey, J. E., et al. 2015, Nature, 517, 56
Bar-Shalom, A., Oreg, J., Klapisch, M., & Lehecka, T. 1999, Phys. Rev. E, 59, 3512
Blenski, T. 2000, J. Quant. Spec. Radiat. Transf., 65, 91
Busquet, M., Bar-Shalom, A., Klapisch, M., & Oreg, J. 2006, Journal de Physique IV, 133, 973
Clark, R. E. H., Abdallah, Jr., J., & Mann, J. B. 1991, ApJ, 381
Colgan, J., et al. 2013a, in International Conference on Atomic and Molecular Data, 17
Colgan, J., et al. 2013b, High Energy Density Physics, 9, 369
—. 2016, ApJ, arXiv:1601.01005 in press
Cowan, R. D. 1981, Theory of atomic spectra (University of California Press, Berkeley)
Daszyńska-Daszkiewicz, J., Ostrowski, J., & Pamyatnykh, A. A. 2013a, MNRAS, 432, 3153
Daszyńska-Daszkiewicz, J., Szewczuk, W., & Walczak, P. 2013b, MNRAS, 431, 3396
Fontes, C. J., Fryer, C. L., Hungerford, A. L., Hakel, P., Colgan, J., Kilcrease, D. P., & Sherrill, M. E. 2015a, HEDP, 16, 53
Fontes, C. J., et al. 2015b, JPhB, 48, 144014
Gautschy, A., & Saio, H. 1993, MNRAS, 262, 213
Gilles, D., et al. 2011, High Energy Density Physics, 7, 312
Gilles, D., et al. 2012, in EAS Publications Series, Vol. 58, First European Conference on Laboratory Astrophysics (EDP Sciences), 51–55
Gilles, D., et al. 2013, in IFSA 2011, ed. P. Mora & E. Lefebvre, Vol. 59 (European Physical Journal Web of Conferences), 14003
Hakel, P., & Kilcrease, D. P. 2004, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 730, 14th Topical Conference on Atomic Processes in Plasmas, ed. J. S. Cohen, D. P. Kilcrease, & S. Mazevet, 190–199
Hakel, P., et al. 2006, J. Quant. Spec. Radiat. Transf., 99, 265
Iglesias, C. A. 2015, MNRAS, 450, 2
Iglesias, C. A., & Rogers, F. J. 1996, ApJ, 464, 943
Iglesias, C. A., & Sonnad, V. 2012, High Energy Density Physics, 8, 154
Kilcrease, D. P. Colgan, J., Hakel, P., Fontes, C. J., & Sherrill, M. E. 2015, HEDP, 16, 36
Klapisch, M. 1967, Comptes Rend. Acad. Sci., 265, 914
Le Pennec, M. 2015, PhD thesis, Université Paris Diderot, Paris, France
Le Pennec, M., & Turck-Chièze, S. 2014, in IAU Symposium, Vol. 301, Precision Astronomy, ed. J. A. Guzik, W. J. Chaplin, G. Handler, & A. Pigulski (IAU Symposium), 229
Le Pennec, M., Turck-Chièze, S., Salmon, S., Blancard, C., Cossé, P., Faussurier, G., & Mondet, G. 2015, ApJ, 813, L42
Loisel, G. 2010, PhD thesis, Université Paris XI Orsay, France
Magee, N. H., et al. 1995, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 78, Atomic Structure Calculations and New LOS Alamos Astrophysical Opacities (Astronomical Society of the Pacific), 51
Magee, N. H., et al. 2004, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 730, 14th Topical Conference Proceedings on Atomic Processes in Plasmas, ed. E. J. S. Cohen, S. Mazevet, & D. P. Kilcrease, 168
Mazevet, S., & Abdallah, Jr., J. 2006, Journal of Physics B Atomic Molecular Physics, 39, 3419
Mondet, G., Blancard, C., Cossé, P., & Faussurier, G. 2015, ApJS, 220, 2
Pain, J. C., & Gilleron, F. 2015, HEDP, 15, 30
Pain, J.-C., Gilleron, F., Porcherot, Q., & Blenski, T. 2013a, in 40th EPS conference on Plasma Physics, Vol. arXiv:1306.6546 in press
Pain, J.-C., Gilleron, F., Porcherot, Q., & Blenski, T. 2013b, in Proceedings of the 18th APiP (Atomic Processes in Plasmas) conference (Auburn, AL, USA, October 7-10th 2013);, Vol. submitted to AIP Conf. Proc
Pamyatnykh, A. A. 1999, Acta Astronomica, 49, 119
Porcherot, Q., Pain, J.-C., Gilleron, F., & Blenski, T. 2011, High Energy Density Physics, 7, 234
Rogers, F. J., & Iglesias, C. A. 1992, ApJ, 401, 361
Salmon, S., Montalbán, J., Morel, T., Miglio, A., Dupret, M.-A., & Noels, A. 2012, MNRAS, 422, 3460
Sampson, D. H., Zhang, H. L., & Fontes, C. J. 2009, Phys. Rep., 477, 111
Sampson, D. H., Zhang, H. L., Mohanty, A. K., & Clark, R. E. H. 1989, Phys. Rev. A, 40, 604
Seaton, M. J., & Badnell, N. R. 2004, MNRAS, 354, 457
Simon, N. R. 1982, ApJ Lett., 260, L87
Stobie, R. S. 1969a, M. N. R. A. S, 144, 461
—. 1969b, M. N. R. A. S, 144, 485
—. 1969c, M. N. R. A. S, 144, 511
Turck-Chièze, S., Delahaye, F., Gilles, D., Loisel, G., & Piau, L. 2009, High Energy Density Physics, 5, 132
Turck-Chièze, S., et al. 2011, Ap&SS, 336, 103

—. 2013, High Energy Density Physics, 9, 473
—. 2015, Internal report CEA, 15-65
Walczak, P., Daszyńska-Daszkiewicz, J., Pamyatnykh, A. A., & Zdravkov, T. 2013, MNRAS, 432, 822
Zeng, J., Jin, F., & Yuan, J. 2006, Front. Phys. China, 4, 468
Zhang, H., Sampson, D. H., Clark, R. E. H., & Mann, J. B. 1987, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 37, 17

Deuxième partie

Les étoiles de type solaire

CHAPITRE 8

Position du problème solaire

Sommaire

8.1 Le modèle standard du Soleil **114**
8.2 Héliosismologie et modèle sismique **115**
8.3 Composition solaire **116**
8.4 Opacités solaires **118**
8.5 La problématique du Soleil **122**
8.6 Résumé **123**

Plus gros objet du système solaire, le Soleil représente environ 99,8% de sa masse totale. Il s'agit d'une étoile de type G2V, de couleur jaune dont la température effective est T_{eff}=5 780 K.
Il est composé principalement d'hydrogène et d'hélium et est classé parmi les étoiles de la séquence principale ce qui signifie qu' il est actuellement dans une phase de combustion de son hydrogène central (qu'il a consommé pour moitié).
Son coeur présente des conditions de température et de densité (voir figure 8.1) qui permettent cette combustion de l'hydrogène via de nombreuses réactions nucléaires qui transforme cet hydrogène en hélium (Turck-Chièze et al., 1993).
Comme nous l'avons vu rapidement dans le chapitre 1, le Soleil présente deux zones distinctes où le mode de transport de l'énergie majoritaire est différent comme l'illustre la figure 8.1 :

- une zone radiative interne qui s'étend du coeur à 0.713 $R_\odot$ (Christensen-Dalsgaard et al., 1991; Basu and Antia, 1997), où l'énergie est transportée vers la surface par l'interaction photon-matière. Les photons sont absorbés et ré-émis dans de multiples collisions avec les atomes rencontrés qui sont soit complètement soit partiellement ionisés.

- une enveloppe convective qui s'étend au delà de la zone radiative précédemment évoquée jusqu'à la surface, où les forts gradients de température et de densité (variation d'un facteur 1 million entre la base et la surface) engendrent des mouvements convectifs qui sont observables à la surface comme des granules (dont la durée de vie se chiffre en minutes) ou des supergranules dont les dimensions sont respectivement de l'ordre de 1000 km et 35 000 km (voir figure 8.2).

La transition entre les deux zones précédentes est liée au fait que le transport radiatif devient inefficace à cause du grand nombre d'interaction photon-matière avec un grand nombre d'espèce partiellement ionisées comme nous le verrons dans ce chapitre.
Il existe en réalité une troisième zone, dite *superadiabatique*, située juste sous la surface (autour de 0.995 $R_\odot$) et s'étendant sur quelques milliers de kilomètres, où les deux modes de transport de l'énergie coexistent.

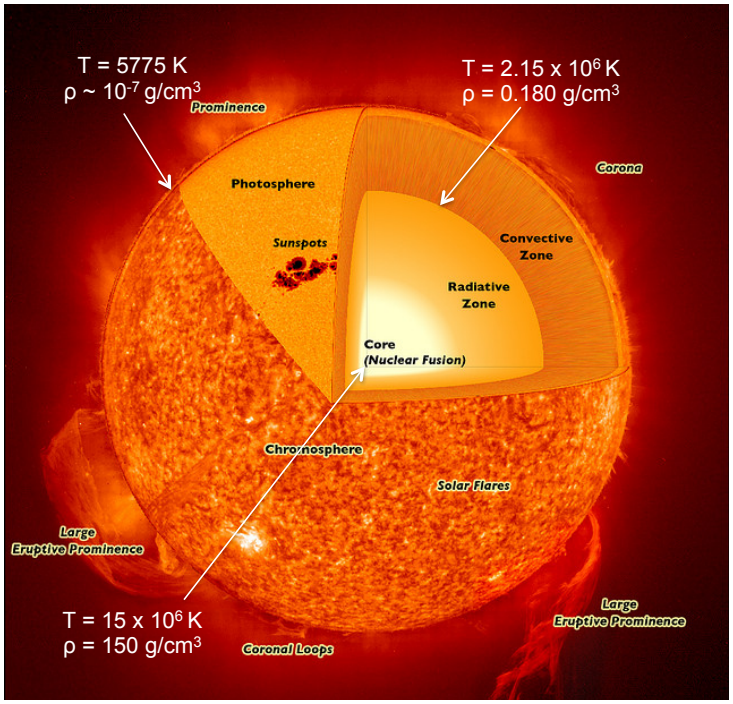


FIGURE 8.1 – Schéma de la structure solaire avec les densités et températures typiques des différentes zones. La zone de transition entre radiation et convection est nommée tachocline (Spiegel and Zahn, 1992) et correspond à la transition entre la zone radiative où la rotation est quasi solide et la zone convective où la rotation est différentielle.

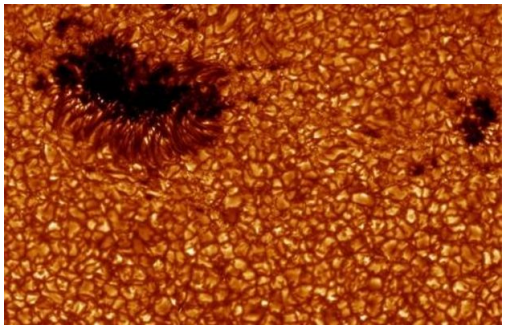


FIGURE 8.2 – Granules et taches solaires à la surface solaire. La taille moyenne d'un granule solaire est de l'ordre de 1000 km.

8.1 Le modèle standard du Soleil

Le modèle standard solaire résout les équations de structure stellaire (présentées au chapitre 1) pour un cas particulier : le Soleil. L'étoile obtenue par cette résolution doit présenter à l'âge solaire (4.6×10^9 années en démarrant à la formation de l'étoile), un rayon égal à 1 rayon solaire (1 $R_\odot$), une luminosité égale à une luminosité solaire (1 $L_\odot$) ainsi qu'une composition en éléments chimiques proche de celle mesurée dans la photosphère solaire, d'où sa dénomination de *standard* (Turck-Chièze et al., 1993; Basu et al., 2014). L'adjectif *standard* est aussi relatif au fait que beaucoup de modèles d'étoiles de Population I prennent la même composition en hélium, la même longueur de mélange ainsi que les mêmes réactions nucléaires et les mêmes opacités (Demarque and Guenther, 1991).

Les modèles standards s'améliorent avec le temps, compte-tenu de l'amélioration de la description théorique des processus physiques et de l'amélioration des techniques de calculs.

Les données d'entrée du modèle sont les équations d'état, les opacités, les taux de réactions nucléaires et la composition solaire.

Cependant, nous ne connaissons pas aujourd'hui la composition interne détaillée du Soleil. En effet, la composition solaire est déduite des observations photosphériques (observation des raies des différents éléments) et malheureusement, l'hélium ne présente aucune raie dans la photosphère. La valeur d'hélium initial solaire, notée par le paramètre Y_0, est calibrée de façon à respecter les contraintes 1 $R_\odot$ et 1 $L_\odot$ à 4.6 milliards d'années. La composition détaillée dépend de la diffusion des éléments au cours du temps.

D'autre part, à l'heure actuelle, la convection n'est pas traitée exactement dans les modèles stellaires car elle est particulièrement difficile à mettre en oeuvre. Dans les modèles 1D, elle est traitée en utilisant l'approximation de la longueur de mélange (Vitense, 1953; Böhm-Vitense, 1958; Canuto and Mazzitelli, 1991), qui remplace la situation réelle avec des flux convectifs de différentes tailles, des plumes convectives...par une situation moyenne où chaque élément convectif parcourt une distance Λ avant de se mélanger au plasma solaire. Cette distance est liée à la pression via un paramètre appelé *longueur de mélange*, noté α (Turck-Chièze and Couvidat, 2011) :

$$\Lambda \equiv \alpha \left(\frac{dlnP}{dr} \right)^{-1} \tag{8.1}$$

Cet α est inconnu et est calibré grâce au rayon solaire.

Pour terminer, la composition actuelle photosphérique est comparée à celle du modèle à l'âge solaire et la proportion Z/X initiale (où Z est la proportion en éléments de numéro atomique supérieur à 2 et X la proportion en hydrogène, voir section 8.3) est ajustée en conséquence (problème de la validité de la diffusion microscopique).

Le modèle présente donc trois inconnues α, Y_0 et $(Z/X)_{initial}$ qui vont être obtenues de façon à ce que l'étoile, à 4.6 milliards d'années présente bien le rayon et la luminosité solaires actuels ainsi que la composition photosphérique observée.

8.2 Héliosismologie et modèle sismique

La fin du XXème siècle a vu l'avènement de l'héliosismologie, dédiée à l'observation des oscillations solaires et à la détection des neutrinos solaires (Turck-Chièze and Couvidat, 2011; Turck-Chièze and Lopes, 2012). Il est désormais possible d'apporter des contraintes sur la température centrale via les neutrinos du bore 8, qui sont extrêmement sensibles à la température ($\propto T^{24}$) et sur les profils de vitesse du son et de densité solaires via l'héliosismologie.
Ceci va permettre de quantifier la qualité des modèles standards solaires : des modèles peuvent être construit avec ces contraintes et être comparés aux modèles standards. Ce type de modèle est appelé *modèle sismique*.
La table 8.1 présente la comparaison de modèles sismiques et de modèle standards.

Grandeur	Modèle sismique	Modèle standard OPAL
Y_0	0.2757	0.2655
α	1.934	1.773
$(Z/X)_{init}$	0.0289	0.0216
$R_{CZ}(R_\odot)$	0.712	0.729

TABLE 8.1 – Comparaison de modèles sismiques et de modèle standards solaires. Le modèle standard proposé ici a été réalisé avec le code MESA, en utilisant la composition Asplund et al. (2009) et les opacités OPAL. Le modèle sismique a été réalisé en utilisant les abondances GN93.

8.3 Composition solaire

La connaissance de la composition solaire est capitale au vu de son influence sur les équations d'état, les opacités, les réactions nucléaires... La composition initiale influence directement le poids moléculaire moyen, qui joue un rôle crucial dans la détermination de la pression.
Il est à noter que la composition solaire sert de composition standard pour des étoiles de même métallicité et éventuellement pour des étoiles de Z différents, même si une évolution galactique peut être considérée.

8.3.1 Les abondances

Les abondances des éléments dans une étoile décrivent la fraction relative de chacun d'entre eux. On exprime l'abondance en pourcentage de masse par rapport à l'hydrogène, de loin le constituant le plus important pour des étoiles comme notre Soleil. Ainsi, on définit par X le pourcentage en masse de l'hydrogène, par Y la proportion d'hélium et par Z le pourcentage des atomes dont le numéro atomique est supérieur à 2, abusivement appelés métaux ou éléments lourds. On obtient ainsi la relation X+Y+Z=1. Le terme métallicité, qui traduit la proportion relative des éléments lourds, est fréquemment employé pour caractériser une étoile ou une galaxie. Usuellement, l'abondance logarithmique de l'hydrogène est posée égale à 12. Les autres abondances sont normalisées à cette valeur.
Au cours des années, avec l'amélioration des techniques spectroscopiques, du calcul des forces d'oscillateurs et des largeurs de raies, la composition solaire a été régulièrement révisée.

8.3.2 Moyen de mesure

L'abondance de nombreux éléments peut être déterminée en utilisant les raies d'absorption du spectre solaire. Cependant, les résultats étant dépendant des modèles de l'atmosphère solaire et des processus de formation des raies, la précision ne peut être meilleure que 10%. Cette composition *photosphérique* est comparée aux compositions des météorites du système solaire (chondrites). Ces météorites, formées il y a 4.55 milliards d'années, sont en effet un bon indicateur de la composition solaire (le Soleil représentant plus de 99 % en masse du système solaire) pour les espèces non volatiles. Cette comparaison (Anders and Grevesse, 1989) a fait apparaître des différences qui ont permis de mieux identifier les difficultés et par exemple d'améliorer l'abondance photosphérique du fer (augmentation de 30%)

8.3.3 Mise à jour de la composition solaire

Les premières observations du spectre solaire datent des années 1850 et c'est Kirchhoff qui le premier a montré la richesse de la composition solaire, avec notamment la présence de métaux. Dans les années 1920, il fut établi que l'hydrogène était le composant majoritaire du Soleil (voir les travaux de Perrin, d'Eddington et de Payne (1925)). A la fin des années 20, Russel (1929) parvint à déterminer l'abondance solaire de 56 éléments chimiques.
Au cours des dernières années, avec les progrès de la physique atomique et des modélisations d'atmosphères, la connaissance de la composition solaire n'a cessé d'être améliorée.

Nous allons ici faire une revue de quelques unes des dernières mises à jour de la composition solaire (sur une vingtaine d'années environ).
La table 8.2 présente un résumé des dernières compositions solaires (la dernière en date étant la composition Asplund et al. (2009)) avec l'évolution des proportions en X, Y et Z ainsi que les abondances absolues de quelques éléments lourds significatifs.

Auteurs	**X**	**Y**	**Z**	**C**	**N**	**O**	**Fe**
Anders and Grevesse (1989)	0.7314	0.2485	0.0201	8.56	8.05	8.93	7.67
Grevesse and Noels (1993)	0.7336	0.2485	0.0179	8.55	7.97	8.87	7.5
Grevesse and Sauval (1998)	0.7345	0.2485	0.0169	8.52	7.92	8.83	7.50
Asplund et al. (2005)	0.7392	0.2485	0.0122	8.39	7.78	8.66	7.45
Asplund et al. (2009)	0.7381	0.2485	0.0134	8.43	7.83	8.69	7.50

TABLE 8.2 – Proportion en hydrogène (X), en hélium (Y) et en éléments de numéro atomique supérieur à 2 (Z) en fraction de masse des différentes compositions. Les quantités en éléments X_i sont exprimées en abondances absolues.

La proportion en éléments lourds a ainsi très fortement varié au cours du temps : une forte diminution est ainsi constatée entre sur 20 ans comme l'illustre la table 8.2. Or, nous le verrons plus tard, s'ils ne sont présents qu'à l'état de traces, ces éléments contribuent néanmoins significativement à l'opacité. La détermination de leur abondance est donc un facteur clé pour notre compréhension des transferts d'énergie dans le Soleil.

La table 8.3 donne les proportions relatives des principaux éléments lourds pour la dernière composition solaire AS09 (Asplund et al., 2009) : les 21 éléments les plus abondants sont présentés (ce qui correspond aux éléments pris en compte dans les calculs OPAL). La composition AS09 est en réalité bien plus détaillée que cela puisqu'elle donne les abondances solaires des éléments jusqu'au thorium (excepté une dizaine d'éléments) mais ces autres éléments sont beaucoup moins abondants.
La répartition des principaux éléments évoqués précédemment dans le Soleil actuel est présentée sur la figure 8.3, en fraction de masse normalisée (la fraction de masse maximale absolue est indiquée en légende pour chaque élément) en fonction du rayon solaire. Les fractions en hélium et hydrogène sont quasi constantes (à 10% près) sauf dans le coeur solaire où une diminution de la proportion d'hydrogène et une augmentation de la proportion d'hélium sont constatées, signe de la combustion de l'hydrogène en hélium. Dans cette zone, une conversion très partielle de C et O en N est également observée (cycle CNO peu efficace dans le coeur solaire) (Turck-Chièze et al., 1993).

Elements	Abondance (log)	Fraction de masse en élements lourds
H	12	-
He	10.93	-
C	8.43	0.17664
N	7.83	0.05174
O	8.69	0.42819
Ne	7.93	0.09385
Na	6.24	0.00218
Mg	7.6	0.05287
Al	6.45	0.00416
Si	7.51	0.04966
S	7.12	0.02310
Ar	6.4	0.00548
Ca	6.34	0.00479
Cr	5.64	0.00124
Mn	5.43	0.00081
Fe	7.5	0.09650
Ni	6.22	0.00532

TABLE 8.3 – Composition AS09 (Asplund et al., 2009) : les 21 éléments les plus abondants utilisés dans les calculs OPAL. Dans les nouveaux calculs OPAS, un élément additionnel est pris en compte : le cobalt, dont l'abondance absolue est 4.99 (soit quelques 10^{-4} en fraction de masse).

8.4 Opacités solaires

Le Soleil est, comme nous l'avons vu précédemment, principalement constitué d'hydrogène et d'hélium. Toutefois, bien qu'ils ne soient présents qu'à l'état de traces (1.8 % en fraction de masse), les éléments lourds contribuent significativement à l'opacité globale. En effet, les processus lié-lié et lié-libre sont proportionnels à Z^4 et les processus libre-libre à Z^2 (Z étant ici le numéro atomique des éléments considérés).
La figure 8.4 montre l'évolution de l'opacité le long du profil solaire, avec les contributions des différents éléments lorsqu'ils deviennent partiellement ionisés. La figure 8.5 représente la contribution relative des principaux éléments de numéro atomique supérieur à 2 à l'opacité globale (incluant l'hydrogène et l'hélium).
Au centre solaire, seul le fer est partiellement ionisé : il contribue à l'opacité lié-lié, lié-libre et libre-libre. Ces multiples transitions le font contribuer à hauteur de 30% à l'opacité globale comme l'illustre la figure 8.5 alors que sa contribution en masse n'est que d'environ 0.1 %. L'ionisation de l'oxygène (l'élément le plus abondant hors hydrogène et hélium) puis du carbone provoque une augmentation importante de l'opacité, ce qui provoque autour 0.713 $R_\odot$ (Vorontsov, 1992; Basu and Antia, 1997), le déclenchement de l'instabilité convective.

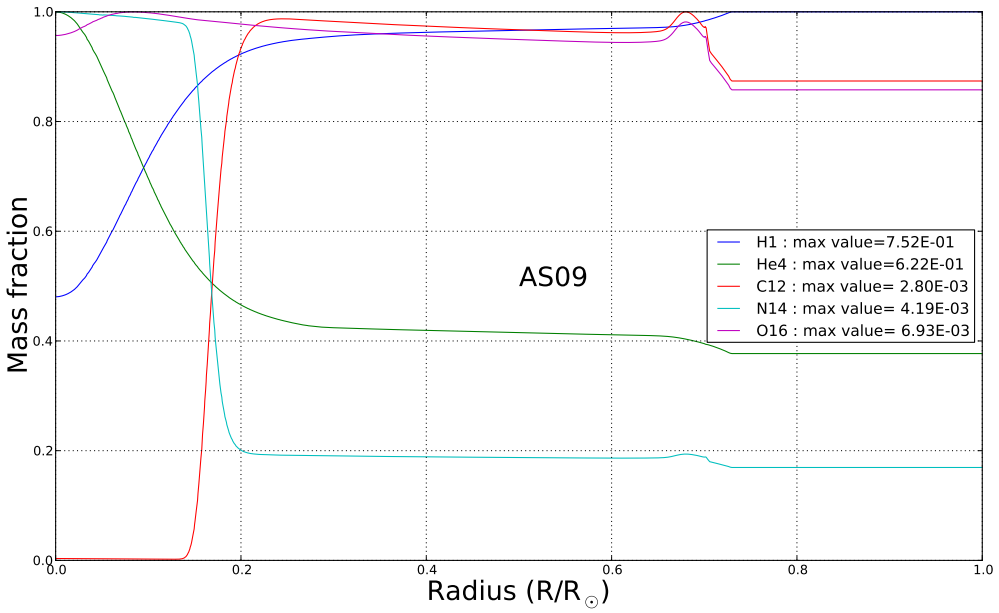


FIGURE 8.3 – Distribution des éléments (normalisée à 1) le long du profil solaire avec la composition AS09 extraite du code MESA. Les abondances maximales (en fraction de masse) sont données en légende par élément.

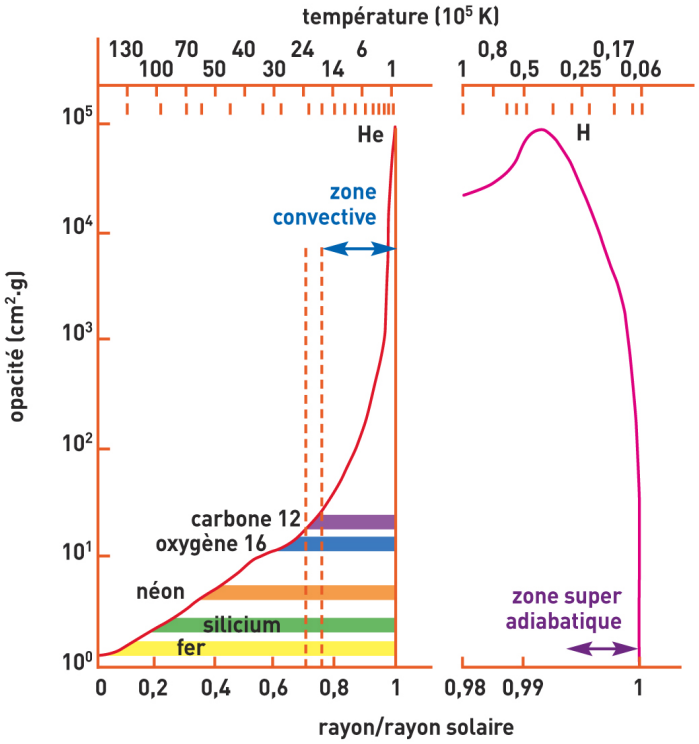


FIGURE 8.4 – Profil d'opacité dans le Soleil en fonction du rayon et de la température. Les bandes correspondent aux zones où les éléments mentionnés sont partiellement ionisés. A gauche, un profil solaire complet est présenté et à droite, un agrandissement sur la zone proche de la surface est réalisé (Turck-Chièze et al., 1993).

La convection prend alors le relais, évacuant plus facilement l'énergie vers la surface tout en homogénéisant la composition. Les photons continuent bien entendu à évacuer de l'énergie mais avec une efficacité très faible. En se rapprochant de la surface, les photons rencontrent des espèces neutres voire moléculaires. Autour de 0.995 $R_\odot$, l'hydrogène et l'hélium, par ailleurs complètement ionisés en dessous de 0.989 $R_\odot$, deviennent neutres, ce qui engendre une baisse sensible de l'opacité et augmente ainsi de façon significative l'influence du flux radiatif (voir figure 8.4, à droite).

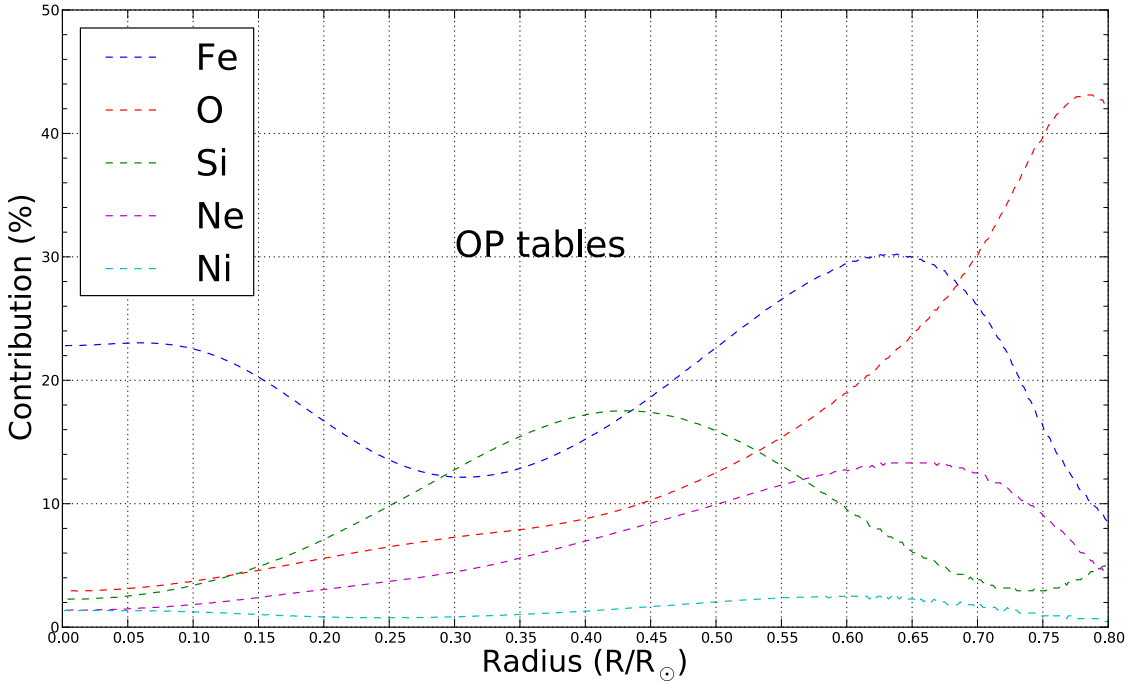


FIGURE 8.5 – Contributions des principaux éléments constitutifs du mélange solaire à l'opacité solaire globale (incluant l'hydrogène et l'hélium), réalisé en utilisant les opacités OP et la composition AS09.

Il est possible de déterminer la contribution de chaque type d'interaction photon-matière pour chaque élément. La figure 8.4 réalisée pour les calculs OPAS (Blancard et al., 2012) montre ces différentes contributions.
Les plus grandes contributions lié-lié proviennent du fer, du fait de sa grande abondance et de son caractère partiellement ionisé dans l'ensemble de l'intérieur solaire. Toutefois, cette figure montre que globalement c'est la contribution lié-libre qui domine l'opacité des différents éléments, sauf pour l'hydrogène et l'hélium. Les plus grands contributeurs à l'opacité solaire sont l'hydrogène, l'hélium, le fer et l'oxygène. Dans la partie supérieure de la zone radiative, le néon et le silicium contribuent également significativement.

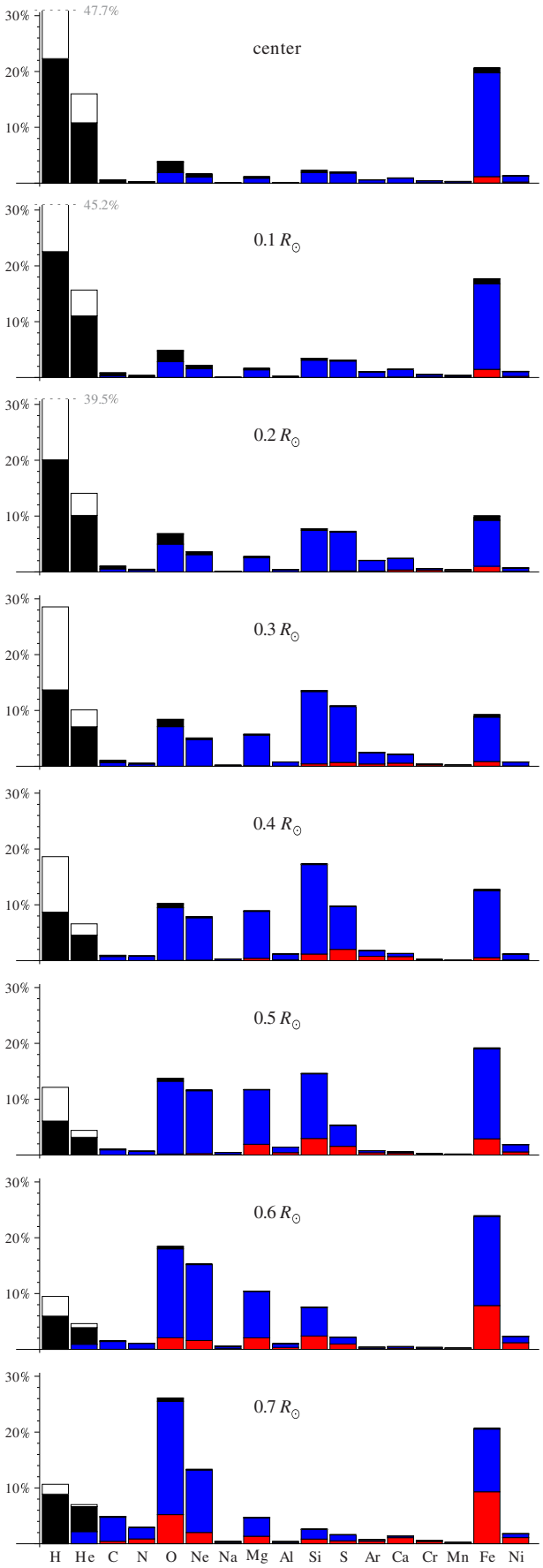


FIGURE 8.6 – Contributions relatives des éléments du mélange solaire (convention OPAL) à l'opacité totale. Les contributions relatives lié-lié (en rouge), lié-libre (en bleu) , libre-libre (en noir) et la diffusion (blanc) sont indiquées pour chaque éléments (Blancard et al., 2012).

8.5 La problématique du Soleil

Lors de la mise à jour de la composition solaire en éléments lourds au milieu des années 2000 par Asplund et al. (2005), l'écart entre le profil de vitesse du son obtenu via le modèle standard et celui obtenu via les observations s'est très largement creusé (voir figure 8.7). Cet écart, d'au maximum 1% doit être comparé à la barre d'erreur des données observationnelles : en effet, il est aujourd'hui possible d'obtenir la vitesse du son à quelques 10^{-5} près. Il faut savoir que la vitesse du son centrale ne varie pas de plus de 9 % entre le jeune Soleil et le Soleil actuel (Turck-Chièze and Couvidat, 2011) alors que les neutrinos du bore 8 varie de plus d'un facteur 10. Aussi, l'écart observé est énorme par rapport à cette barre d'erreur.

De nombreux travaux ont été menés afin de comprendre l'origine de ce phénomène. Antia and Basu (2005) ont pu montrer qu'en modifiant l'abondance du néon, il était possible de combler cet écart, mais même si cet élément est difficile à mesurer, il semble qu'il n'est pas justifié de le soupçonner responsable de l'ensemble de l'effet.

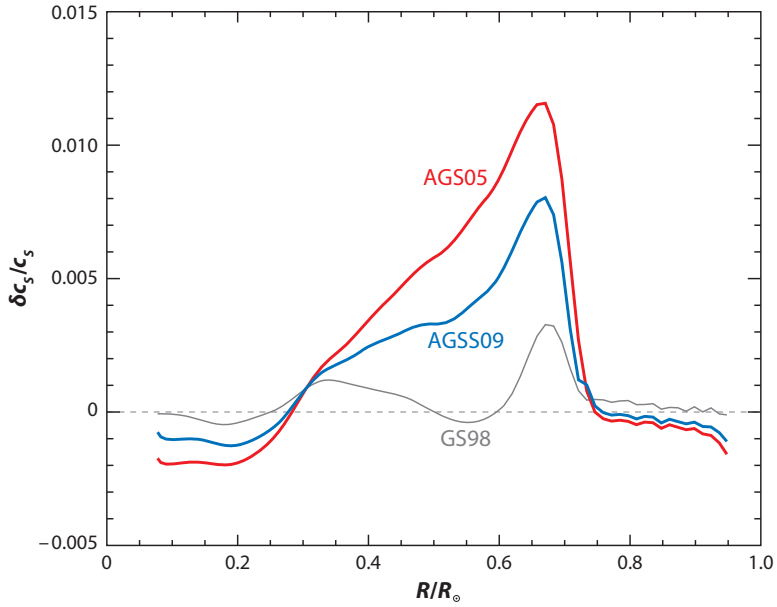


FIGURE 8.7 – Différences entre la vitesse du son observée et celle obtenue via différents modèles : en gris, la différence obtenue avec la composition GS98 , en rouge, celle obtenue avec les abondances AS05 et en bleu, celle obtenue avec AS09. En abscisse, le rayon normalisé à un rayon solaire, en ordonnée, la différence en vitesse du son. On voit très nettement que les nouvelles abondances sont en conflit avec l'héliosismologie (Asplund et al., 2009).

Une autre possibilité est que la conservation d'énergie n'est pas exacte à cause d'une production d'énergie dans le coeur supérieure à celle évacuée à la surface. Cette énergie résiduelle serait transformée à travers les processus dynamiques internes : circulation méridienne, champ magnétique... Le modèle sismique utilisé pour prédire les neutrinos détecté permet de mettre une limite supérieure à cette différence. Pas plus de 5% de l'énergie produite dans le coeur n'est transformée en énergie non considérée dans le modèle standard (Turck-Chièze et al., 2008; Turck-Chièze and Couvidat, 2011).
Dans cette thèse, nous nous concentrons sur les problèmes en lien avec le transport d'énergie dans le Soleil.

Dans la région radiative, la vitesse du son est directement liée aux opacités, qui intervient directement dans le gradient radiatif. En effet, le plasma solaire étant un gaz presque parfait, la vitesse du son est liée au profil de température via :

$$c_s^2 \propto \frac{T}{\mu} \tag{8.2}$$

où μ est le poids moléculaire moyen. Or, les calculs de moyenne de Rosseland ou d'accélération radiative pourraient ne pas être correctement pris en compte dans les modèles, voire présenter des inexactitudes du fait de leur grande complexité. Cela pourrait entraîner des erreurs sur la composition interne solaire.

8.6 Résumé

Cette situation conduit donc à un examen poussé des calculs de transfert de rayonnement. Pour cela, deux axes sont développés dans cette thèse :

- le développement de nouveaux calculs d'opacités et leurs conséquences sur le modèle solaire.
- la recherche d'une procédure expérimentale dédiée à la mesure des opacités dans les conditions de la zone radiative solaire ($T_e > 200$ eV et $N_e > 1 \times 10^{23}$ cm^{-3}).

Le développement de nouveaux calculs est réalisé par l'équipe travaillant sur le code OPAS, présenté rapidement dans le chapitre 2 mais piloté par l'astrophysique et ses contraintes de précision. Nous verrons dans le chapitre suivant l'impact de ces nouveaux calculs sur le profil solaire ainsi que l'amélioration des grilles, permettant une amélioration des interpolations réalisées. La recherche de la procédure expérimentale nous a conduit à explorer les différentes méthodes de chauffage par laser pour atteindre les conditions thermodynamiques recherchées. Nous poserons les bases de la structure choisie et son utilisation sera développée par la suite.

CHAPITRE 9

Nouvelles opacités solaires et impact sur le modèle solaire et les étoiles de type solaire

Sommaire

9.1 Introduction **125**
9.2 Grille d'opacité **125**
9.3 Les nouvelles tables OPAS **128**
9.4 Calibration solaire **128**
9.5 Avec d'autres masses **132**
9.6 Conclusion **133**

9.1 Introduction

La différence entre les observations héliosismiques et les prédictions du modèle standard pourraient être expliquée par une connaissance imprécise de la description du transport d'énergie. Dans ce chapitre, nous explorons cette possibilité par la prise en compte de nouveaux calculs d'opacités réalisés pour la zone radiative solaire.

9.2 Grille d'opacité

Nous avons vu dans le chapitre 3 que les opacités sont généralement mises sous forme de tables directement utilisables par les codes de structures stellaires. Dans le cas du Soleil, les tables OPAL sont le plus souvent utilisées. Les grilles s'expriment en log T et log R (voir chapitre 3) :

- tabulation de 70 valeurs en température (log T = [3.75 - 6] par pas de 0.05 ; log T = [6 - 8.1] par pas de 0.01 ; log T = [8.1 - 8.7] par pas de 0.2).
- tabulation de 19 valeurs en R (log R =[-8 - 1.0] par pas de 0.5)

La figure 9.1 permet de visualiser le maillage OPAL, qui est superposé au chemin thermodynamique de plusieurs étoiles, de masses variables.
Il est à noter que ces tables ne sont pas rectangulaires mais adaptées aux besoins de la physique stellaire en général (certaines valeurs manquent sur les bords, pour les fortes températures et grandes valeurs de log R).

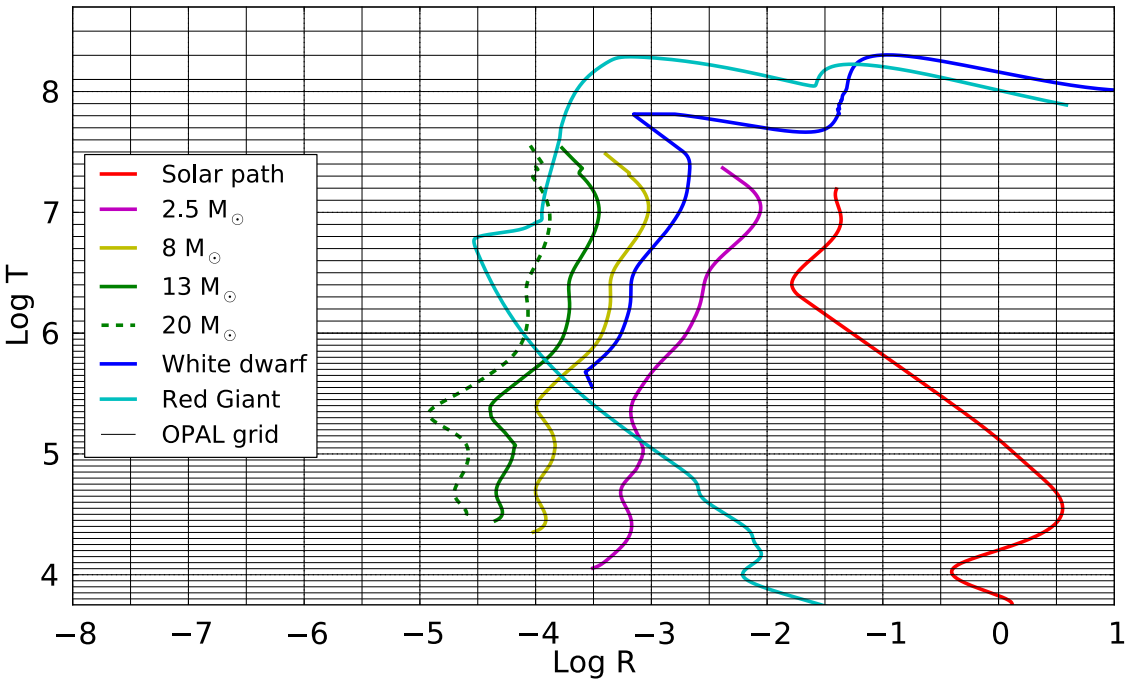


FIGURE 9.1 – Grille d'opacité OPAL superposée au chemin thermodynamique de quelques astres remarquables : le Soleil, des étoiles de 2.5 $M_\odot$, 8 $M_\odot$, 13 $M_\odot$ et 20 $M_\odot$, une naine blanche et une géante rouge.

Les tables sont disponibles pour 126 couples (X,Z) différents, qui sont visibles sur la figure 9.2 (à gauche). La répartition des éléments lourds est donnée pour différentes compositions dont celle d'Asplund et al. (2009) AS09 (voir chapitre 8) Ce maillage, plus ou moins lâche suivant les applications, peut être à l'origine de problèmes d'interpolation et donc d'une mauvaise évaluation du transport d'énergie et ne permet pas de s'interroger sur la forme des opacités résultantes. Pour tenter d'améliorer la situation, de nouveaux calculs ont été réalisés au CEA-DAM grâce au code OPAS (Blancard et al., 2012; Mondet et al., 2015). L'objectif est double :

- voir l'effet de nouveaux calculs d'opacités, réalisés avec des options différentes, sur le modèle solaire,
- affiner le maillage pour tenter de s'affranchir des problèmes d'interpolation afin d'essayer d'apporter des contraintes sur la composition réelle de la région radiative.

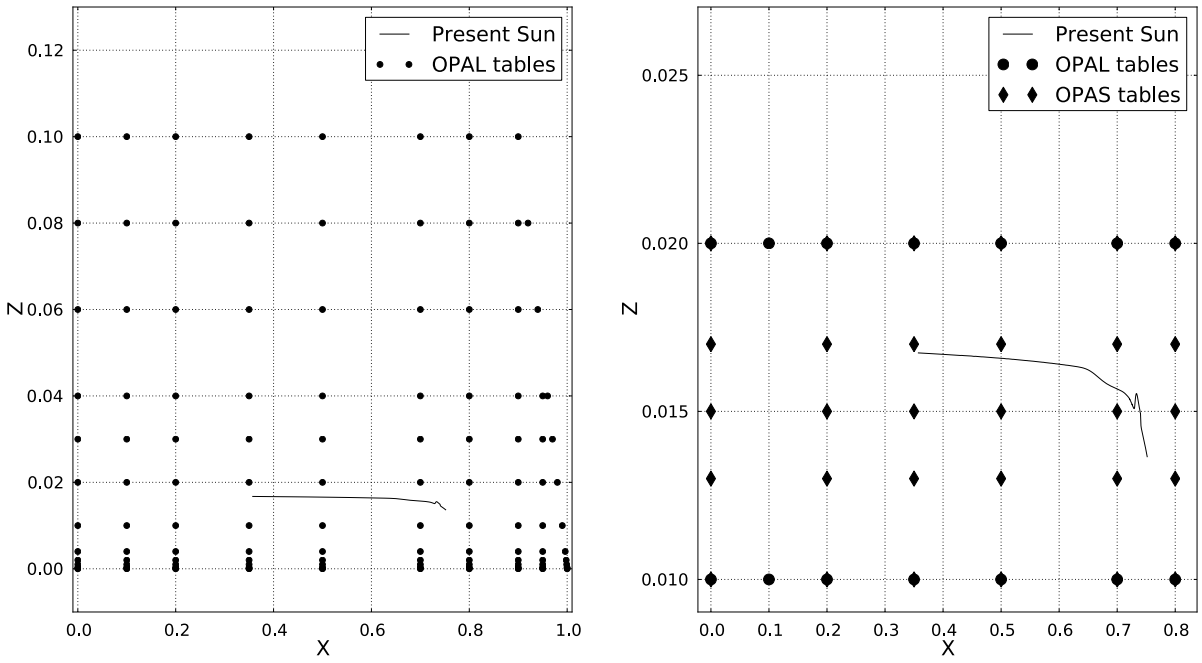


FIGURE 9.2 – *A gauche :* Grille d'opacité OPAL en X et Z superposée au chemin thermodynamique solaire actuel (trait continu noir) : chaque point correspond à un mélange (X,Y,Z) pour lequel les calculs ont été faits. *A droite :* Grille d'opacité OPAL et nouvelle grille OPAS en X et Z superposées au chemin thermodynamique solaire actuel.

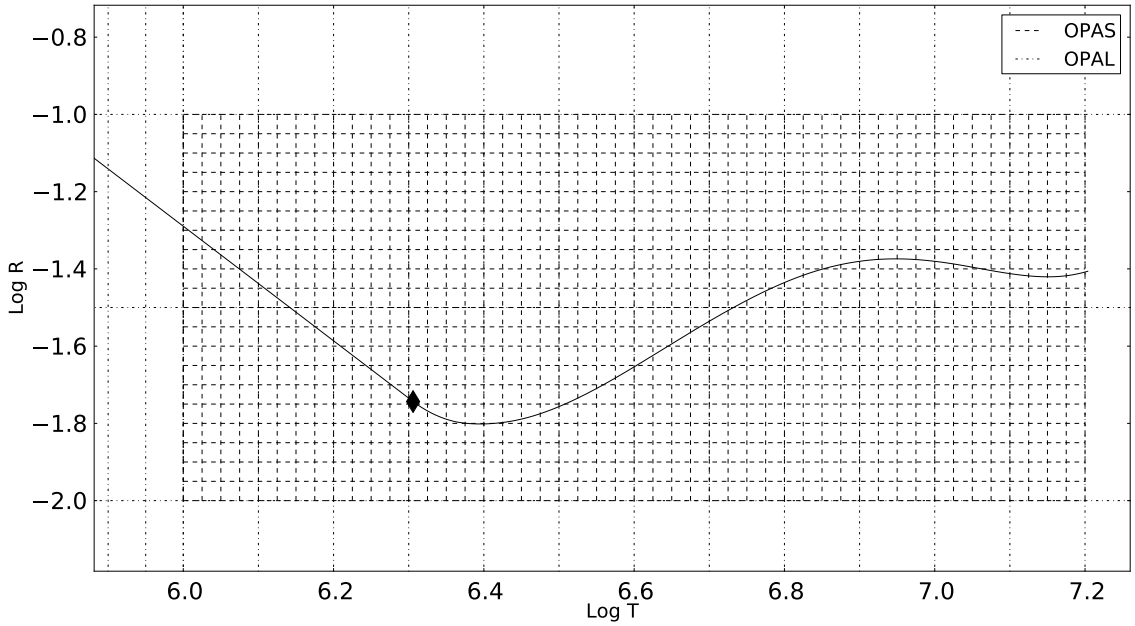


FIGURE 9.3 – Grille d'opacité OPAL et OPAS, superposées au chemin solaire. La transition radiation-convection est repérée par le symbole diamant.

9.3 Les nouvelles tables OPAS

Le code OPAS a été présenté dans le chapitre 2. Ces calculs étant principalement dédiés à l'intérieur solaire, les nouvelles tables ont été réalisés dans une gamme de température et de densité correspondant à l'intérieur radiatif solaire. Le maillage en température (visible sur les figures 9.4 et 9.3) couvre la zone log T = [6.0 - 7.2] par pas de 0.025. Le maillage en R couvre la zone log R = [(-2) - (-1)] par pas de 0.05. Ces nouvelles tables ont été réalisées pour 30 mélanges différents (5 valeurs de la métallicité Z et 6 de la proportion d'hydrogène X). Elles incluent le même nombre d'éléments que les tables OPAL avec ajout du cobalt soit 22 éléments. La figure 9.4 représente les contributions relatives des différents éléments à l'opacité globale (incluant l'hydrogène et l'hélium) en fonction du logarithme de la température. Cette figure montre également le maillage en température des tables OPAL (points bleus) et des tables OPAS (points rouges). Cette figure montre que la contribution des différents éléments à l'opacité varie fortement avec la température et qu'il est nécessaire d'avoir un maillage fin pour décrire au mieux les variations d'opacités et évaluer le mieux possible la contribution des différents éléments à l'opacité globale.

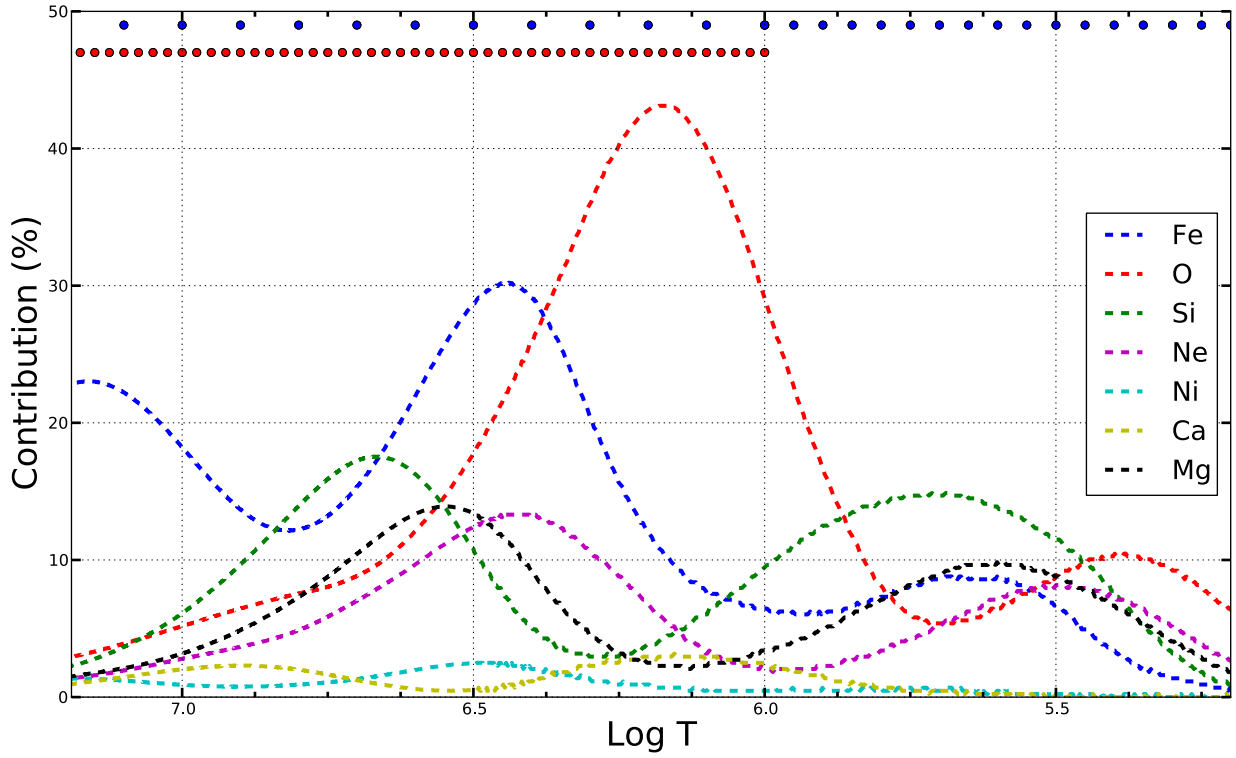


FIGURE 9.4 – Contribution des différents éléments à l'opacité totale solaire, en fonction du logarithme de la température. Les points bleus représentent le maillage en température d'OPAL et les points rouges, le maillage en température d'OPAS. Pour rappel, la base de la zone convective se trouve à log T=6.3.

Les différences de contributions sont directement liées à l'évaluation de l'opacité. Nous allons à présent évaluer l'impact de ces nouvelles opacités sur le modèle solaire.

9.4 Calibration solaire

L'objectif de cette démarche est de comparer les résultats des calculs solaires aux observations internes : flux de neutrinos, profil de vitesse du son, profil de densité, profil de composition. Pour cela, les inconnues proportion d'hélium initial Y_0, le rapport $(Z/X)_{initial}$

et la longueur de mélange décrivant la convection sont ajustées de façon à obtenir une luminosité solaire, un rayon solaire et un (Z/X) de surface à l'âge solaire actuel.

9.4.1 Principe

Le principe de la calibration est décrit en figure 9.5. Le point de départ est une étoile d'une masse solaire en phase de contraction. Un premier jeu de valeurs (Y_0, α, $(Z/X)_{initial}$) est utilisé pour réaliser l'évolution de l'étoile.

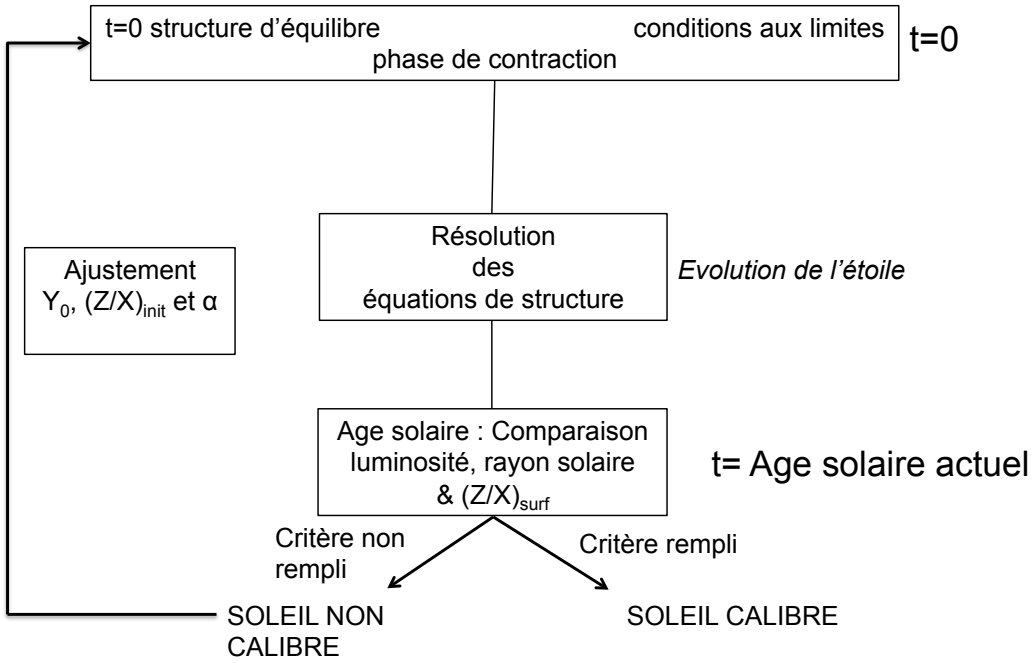


FIGURE 9.5 – Schéma de principe d'une calibration solaire.

Une fois atteint l'âge solaire, la luminosité, le rayon et le (Z/X) de surface du modèle sont comparés aux valeurs tirées des observations. En fonction de la proximité à ces valeurs, les valeurs de (Y_0, α, $(Z/X)_{initial}$) sont ajustées et un nouveau modèle est construit. Lorsque la précision demandée sur les valeurs est atteinte, le modèle est calibré.
Nous avons réalisé Le Pennec, M. et al. (2015) des calibrations avec deux codes d'évolution stellaire : MESA (voir Annexe B) et CLES.

9.4.2 Code d'évolution CLES

Le code d'évolution stellaire CLES (Code Liégeois d'Evolution Stellaire) (Montalbán et al., 2004) est un code de structure et d'évolution stellaire. Ce code utilise les équations d'état OPAL01 (Rogers, 2001). Pour T<12000 K, les opacités utilisées sont celles de Alexander and Ferguson (1994). Les réactions nucléaires sont tirées de Caughlan and Fowler (1988). La convection est traitée via la théorie MLT (mixing length theory) (Böhm-Vitense, 1958). La diffusion microscopique de l'ensemble des éléments est traitée en utilisant la subroutine de Thoul et al. (1994). Les conditions d'atmosphère sont donnée par Kurucz (1998) à T_{eff}.

9.4.3 Résultats

Dans nos différents modèles CLES et MESA, nous avons utilisé les tables OPAL et des tables OPAL modifiées : à chaque point de grille OPAL où un calcul OPAS est disponible, la valeur OPAL est remplacée par la valeur OPAS (aux conditions thermodynamiques

correspondantes). Le résultat des différentes calibrations effectuées est résumé en table 9.1.

Grandeur	**MESA-OPAL**	**MESA-OPAS**	**CLES-OPAL**	**CLES-OPAS**	**CLES-OP**
Y_0	0.2654	0.2611	0.2681	0.2636	0.2666
α	1.77	1.79	1.75	1.76	1.76
$(Z/X)_{initial}$	0.01816	0.01815	0.01810	0.01810	0.01810
R_{CZ}	0.729	0.723	0.724	0.719	0.723
T_{eff} (K)	5776	5776	5776	5775	5776
T_c (eV)	1340	1339	1340	1339	1338

TABLE 9.1 – Résultats des calibrations solaires obtenues avec MESA et CLES, en utilisant OPAL (modèle MESA-OPAL et CLES-OPAL) et OPAL modifié avec OPAS (MESA-OPAS et CLES-OPAS).

Nous pouvons constater que les résultats obtenus avec OPAS donnent une position de la base de la zone convective plus proche de celle donnée par les observations. La position absolue de cette zone est dépendante du code utilisé mais dans tous les cas, un déplacement de la base de la zone convective est observé vers le centre de l'étoile.

Les figures 9.6 et 9.7, extraites de l'article Le Pennec, M. et al. (2015) adjoint à ce chapitre, illustrent l'impact des nouvelles opacités sur la différence de la vitesse du son prédite par le modèle standard tirée de plusieurs des modèles précédents et celle obtenue via les observations. La comparaison des modèles réalisés avec OPAL et OPAL modifié avec OPAS fait apparaître une réduction de l'écart aux observations avec OPAL modifié par OPAS ce qui illustre la contribution de l'opacité à cet écart. La différence est particulièrement remarquable autour de la base de la zone convective où la différence passe de plus de 20% à 13%. Cette réduction observée sur la vitesse du son extraite du modèle MESA-OPAS est confirmée par les résultats obtenus par CLES (voir figure 9.6).
Les opacités OP semblent donner les meilleurs résultats jusqu'à environ 0.55 $R_\odot$. Après cette valeur, ce sont les opacité OPAS qui donnent les meilleurs résultats. Ce résultat est à corréler avec les résultats obtenus sur les contributions des différents éléments à l'opacité globale. Un prolongement de ce travail sera l'étude de l'impact de ces nouvelles opacités sur les abondances solaires internes et leur éventuel effet sur la diffusion.

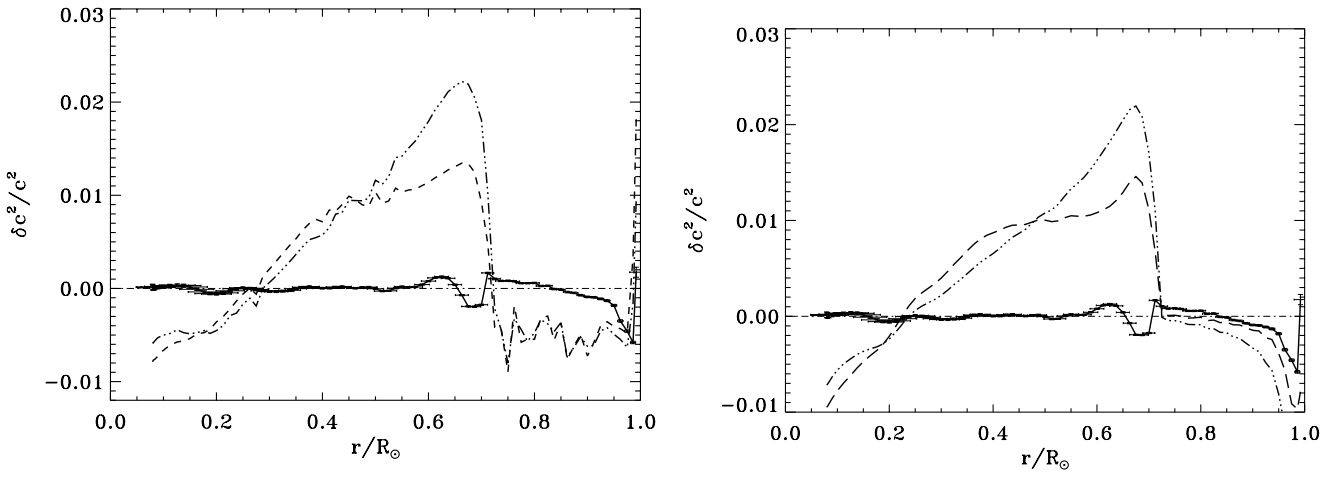


FIGURE 9.6 – *A gauche :* Différences entre la vitesse du son observée et la vitesse du son prédite par un modèle standard réalisé avec MESA et les opacités OPAL (...) et OPAS (- - -). *A droite :* Idem pour un modèle standard réalisé avec CLES.

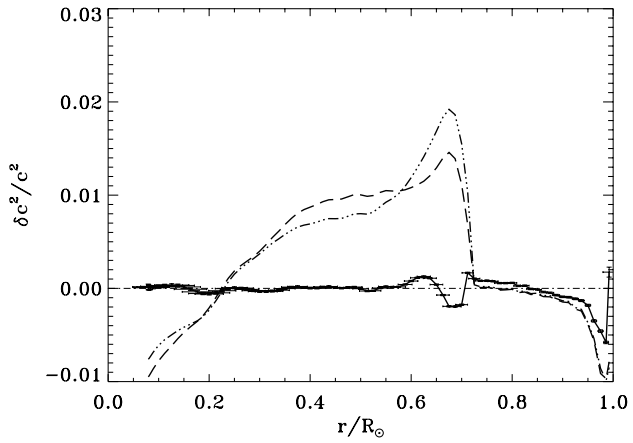


FIGURE 9.7 – Différences entre la vitesse du son observée et la vitesse du son prédite par le modèle standard réalisé avec CLES et les opacités OP (...) et OPAS (- - -).

Les nouveaux calculs OPAS contribuent donc à réduire significativement l'écart présenté par la vitesse du son extraite du modèle standard avec les observations à la base de la zone convective principalement.

Ces calibrations nous ont également permis d'évaluer la durée de la séquence principale solaire avec les deux types de calculs. Nos premiers résultats montrent un effet de 10% sur l'opacité (pour rappel, les écarts d'opacités sont au maximum de 6%). La durée de la séquence principale est importante pour la détermination des paramètres fondamentaux des autres étoiles (durée de vie).

9.5 Avec d'autres masses

9.5.1 Validité des tables pour d'autres étoiles

Les tables OPAS ont été tabulées pour une utilisation solaire et nous pouvons grâce à la figure 9.8 constater qu'elles nécessiteraient d'être étendues pour être appliquées à des étoiles pertinentes pour l'astérosismologie pour la gamme 1.25 $M_\odot$ à 1.5 $M_\odot$.

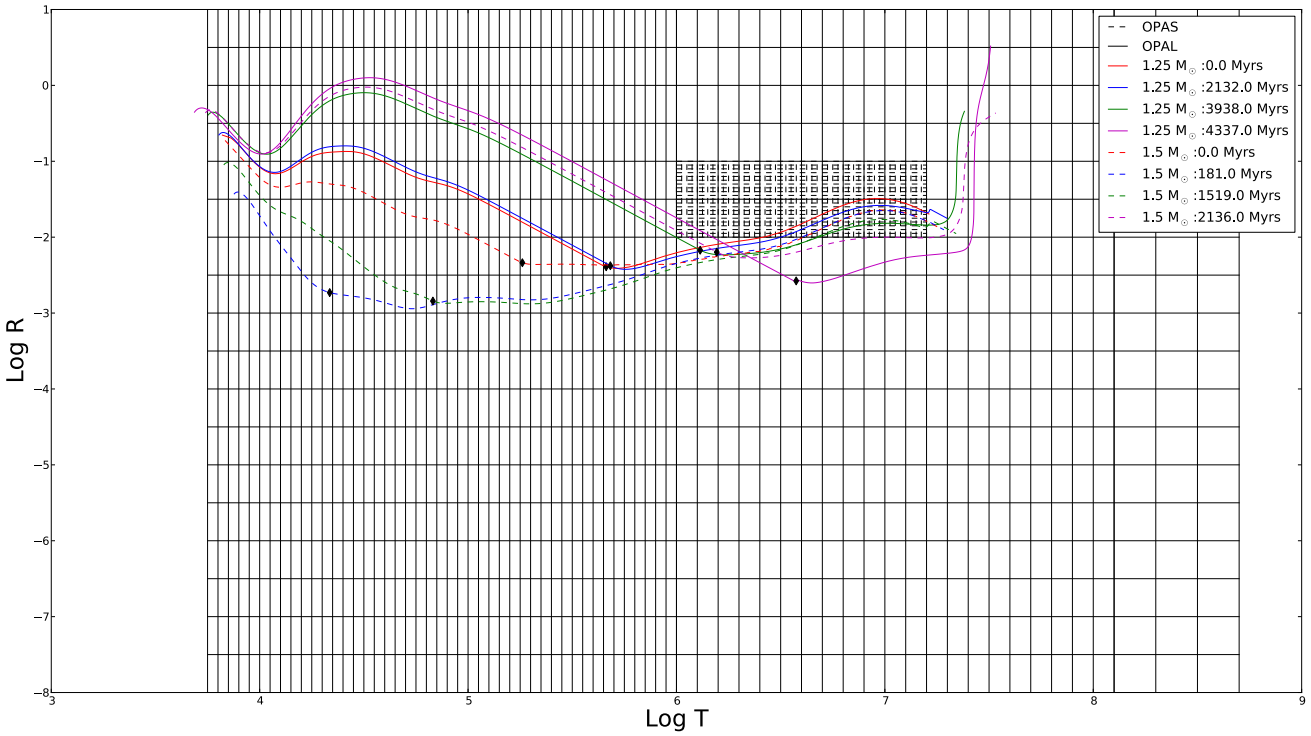


FIGURE 9.8 – Grille d'opacité OPAL et OPAS, superposées au chemin thermodynamique de deux étoiles de masse 1.25 $M_\odot$ et 1.5 $M_\odot$ respectivement, à différents âges. La transition radiation-convection est repérée par le symbole diamant.

Nous avons réalisé différents modèles stellaires , avec la composition AS09 et les opacités OPAL d'un côté, OPAL+OPAS de l'autre. La métallicité choisie est celle associée à la composition AS09 : Z=0.0135. Les tables 9.2, 9.3 et 9.4 résument l'effet de la prise en compte des nouvelles opacités (sur les points de grille OPAL) sur différentes grandeurs du changement d'opacité (la seule variable entre les deux modèles) pour des étoiles de 1.15, 1.25 et 1.35 $M_\odot$.

Grandeur	**Modèle MESA-OPAL**	**Modèle MESA-OPAS**
X	0.6430	0.6419
Y	0.3427	0.3439
R_{cz} (en $R_\odot$)	1.1834	1.1934
R_{tot} (en $R_\odot$)	1.4086	1.4241

TABLE 9.2 – Résultats 1.15 $M_\odot$ au même âge : 3.35 Milliards d'années.

Grandeur	**Modèle MESA-OPAL**	**Modèle MESA - OPAS**
X	0.6196	0.6181
Y	0.3662	0.3678
R_{cz} (en $R_\odot$)	1.5875	1.6644
R_{tot} (en $R_\odot$)	1.8355	1.8801

TABLE 9.3 – Résultats 1.25 $M_\odot$ au même âge : 3.27 Milliards d'années.

Grandeur	**Modèle MESA-OPAL**	**Modèle MESA - OPAS**
X	0.6172	0.6152
Y	0.3687	0.3707
R_{cz} (en $R_\odot$)	1.9689	1.9965
R_{tot} (en $R_\odot$)	2.0793	2.1524

TABLE 9.4 – Résultats 1.35 $M_\odot$ au même âge : 2.63 Milliards d'années.

Les comparaisons sont réalisées au même âge pour chaque étoile. Nous pouvons constater que dans les trois, la combustion de l'hydrogène est un peu plus avancée, ce qui signifie que l'étoile est un peu plus avancée sur sa séquence principale avec les opacités OPAS. Une première étude a également montré une réduction de la durée de la séquence principale pour des étoiles dont la masse varie de 1.15 à 1.5 $M_\odot$ (autour de 10% de variation).

9.6 Conclusion

Les nouveaux calculs d'opacités OPAS, outre un calcul plus détaillé des opacités, ont été réalisés de façon à mailler plus finement la zone radiative solaire par rapport à OPAL ou OP. Les premières estimations de l'impact de ces nouveaux calculs sur le modèle solaire montrent une réduction de la différence entre les prédictions du modèle standard et les observations héliosismiques sur la vitesse du son et sur le profil de densité. La prise en compte de ces nouvelles opacités semble également conduire à une réduction de la durée des séquences principales des étoiles de type solaire (résultats qui restent à confirmer). Après confirmation de ces résultats, l'ensemble des tables OPAS sera utilisé par la suite afin d'évaluer l'impact de l'amélioration de l'interpolation sur le modèle solaire, tant au niveau de la température et de la densité, que sur les mélanges. Les tables réalisées sont également en partie valables pour d'autres étoiles. Un prolongement de ce travail serait donc d'étendre le domaine de température et de densité de calculs de ces opacités afin d'en tirer des informations pour l'astérosimologie.

The Astrophysical Journal Letters, 813:L42 (6pp), 2015 November 10 doi:10.1088/2041-8205/813/2/L42
© 2015. The American Astronomical Society. All rights reserved.

FIRST NEW SOLAR MODELS WITH OPAS OPACITY TABLES

M. Le Pennec[1], S. Turck-Chièze[1], S. Salmon[1], C. Blancard[2], P. Cossé[2], G. Faussurier[2], and G. Mondet[2]
[1] CEA/IRFU/Service d'Astrophysique, CE Saclay, F-91191 Gif sur Yvette, France
[2] CEA, DAM, DIF, F-91297 Arpajon, France
Received 2015 July 31; accepted 2015 October 15; published 2015 November 10

ABSTRACT

Stellar seismology appears more and more as a powerful tool for a better determination of the fundamental properties of solar-type stars. However, the particular case of the Sun is still challenging. For about a decade now, the helioseismic sound-speed determination has continued to disagree with the standard solar model (SSM) prediction, questioning the reliability of this model. One of the sources of uncertainty could be in the treatment of the transport of radiation from the solar core to the surface. In this Letter, we use the new OPAS opacity tables, recently available for solar modeling, to address this issue. We discuss first the peculiarities of these tables, then we quantify their impact on the solar sound-speed and density profiles using the reduced OPAS tables taken on the grids of the OPAL ones. We use the two evolution codes, Modules for Experiments in Stellar Astrophysics and Code Liégeois d'Evolution Stellaire, that led to similar conclusions in the solar radiative zone. In comparison to commonly used OPAL opacity tables, the new solar models are computed for the most recent photospheric composition with OPAS tables and present improvements to the location of the base of the convective zone and to the description of the solar radiative zone in comparison to the helioseismic observations, even if the differences in the Rosseland mean opacity do not exceed 6%. We finally carry out a comparison to a solar model computed with the OP opacity tables.

Key words: atomic processes – opacity – plasmas – stars: evolution – stars: interiors

1. THE SOLAR RADIATIVE ZONE IN QUESTION

The space missions ESA's CoRoT (Baglin et al. 2006) and NASA's *Kepler* (Gilliland et al. 2010) have already provided thousands of seismic observations of solar-like stars. This new investigation improves the knowledge of their fundamental properties (mass, radius) with the help of scaling relations (Chaplin & Miglio 2013 and references therein). The next effort concentrates on getting insight into their interior with the help of asteroseismology. However, most of the stellar evolution codes use the same physics inputs. It is thus important to assess the validity of these inputs to get the best scientific return of such space missions.

The Sun is a necessary test case for that purpose. The solar revised CNO photospheric composition (Asplund et al. 2005) revealed that the solar sound speed, predicted by a standard solar model (SSM), is significantly different from the one obtained seismically from the *SOHO* satellite or from ground networks in the radiative zone. The differences appeared largely greater than the seismic error bars deduced with the space GOLF+MDI instruments (Turck-Chièze et al. 2001, 2004; Bahcall et al. 2005). Then, the detailed composition of the Sun was reexamined by different groups (Caffau et al. 2008; Asplund et al. 2009), but the discrepancy between the two sound-speed profiles continues to be puzzling (Turck-Chièze & Couvidat 2011; Turck-Chièze et al. 2011b; Basu et al. 2014). It reaches nearly 1% on the sound speed, which is determined with a precision of 10^{-4} that seems difficult to attribute only to the dynamical processes (direct effect of rotation or magnetic field), which are often not included in the equations describing theoretical models.

Several hypotheses have been suggested and some of them have been quantified.

1. An incorrect understanding of the inner composition in part due to some not well-known elements and in part to insufficient treatment of the microscopic diffusion (Basu & Antia 2008; Basu et al. 2014).
2. Insufficient knowledge of the energetic balance. An upper limit of 5% for the possible energy difference between the energy produced by the nuclear reaction rates and the release of energy at the surface of the Sun has been estimated (see Turck-Chièze & Lopes 2012, Table 3) in using both neutrinos and seismology. If a difference exists, it could be attributed to some dynamical components not present in the energy equation of the stellar structure (Turck-Chièze 2015). This idea could be checked with a very precise measurement of the pp or pep neutrino flux.

In this Letter, we explore another hypothesis stating that the current description of the energy transport by photons is not sufficiently accurate for the interpretation of the helio- and asteroseismic observations. If this is the case, both the use of the Rosseland mean opacity values in stellar equations and the treatment of the microscopic diffusion in the radiative zone would be affected.

The available opacity tables, OPAL (Iglesias & Rogers 1996) and OP (Seaton & Badnell 2004), were provided more than 10 years ago. We explore in this Letter how new opacity calculations performed with current computer resources modify the solar internal thermodynamical quantities. This first estimate uses the new, recently available OPAS tables (Blancard et al. 2012; Mondet et al. 2015).

2. THE OPAS CALCULATIONS

A new generation of opacity codes is currently under development to improve the interpretation of stellar observations in the field of helio- and asteroseismology. One can mention the ATOMIC calculations performed at Los Alamos (Colgan et al. 2013), the SCO-RCG ones performed by a CEA

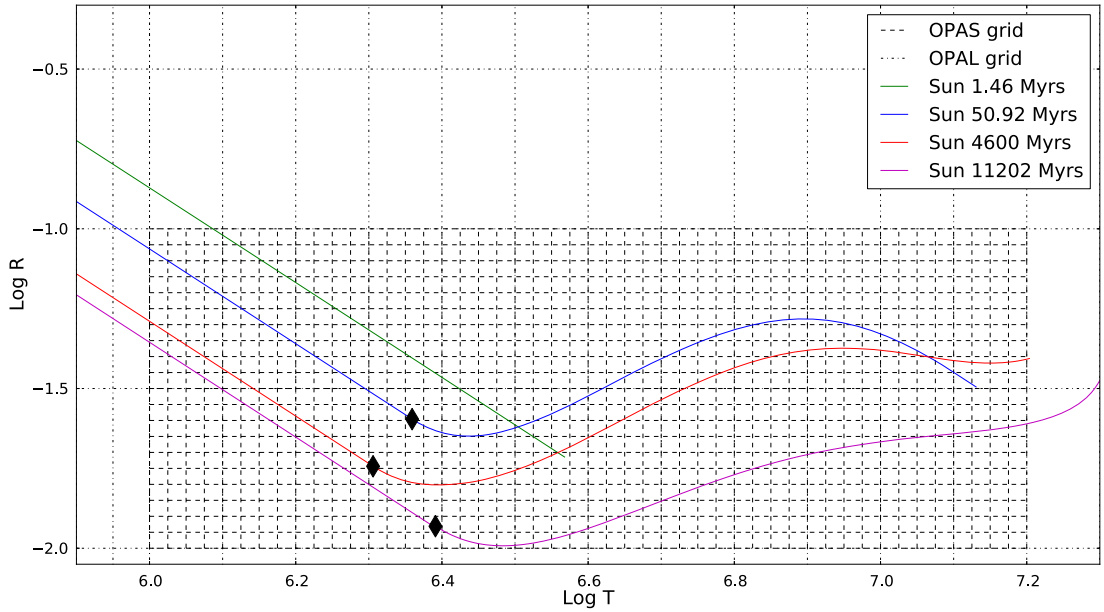


Figure 1. OPAL and OPAS opacity meshes, superimposed on the solar path at different ages (continuous line). The diamond symbol marks the transition between the radiative and the convective zone.

team (Porcherot et al. 2011), and the OPAS ones performed by another CEA team (Blancard et al. 2012). Some outputs of these codes have been compared to a new generation of opacity experiments performed at LULI2000 (Turck-Chièze et al. 2011a, 2013, 2015) and on the *Z* machine of La Sandia (Bailey et al. 2015).

The OPAS code is dedicated to radiative opacity calculations of plasmas in local thermodynamic equilibrium. It is based on a detailed configuration approach (Blancard et al. 2012). The monochromatic opacity is evaluated as the sum of four different contributions involving the diffusion process, free–free, bound–free, and bound–bound absorption processes. The bound–bound opacity is calculated by combining different approximations to take into account the level structure of configurations. Statistical or detailed methods are used to describe the transitions connecting a couple of configurations. The detailed method is based on an extensive line accounting performed in the full intermediate coupling. The bound–free opacity is evaluated using configuration-average distorted wave calculations. 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 to improve the accuracy of opacities into the complex regime where plasma and many-body effects can be important. Photon scattering by free electrons includes some collective effects as well as relativistic corrections. The different approximations and their impact on the Rosseland mean value tables are discussed (see Mondet et al. 2015 for details, and the tables are available through this reference).

3. DESCRIPTION OF THE OPAS TABLES

The OPAS opacity calculations are tabulated in $\log_{10}T$ and $\log_{10}R$, like the OPAL tables, where $\log_{10} R = \log_{10}\rho - 3 * \log_{10} T + 18$. For reference, the OPAL tables cover $\log_{10}R$ from -8 to 1 with steps of 0.5 and $\log_{10}T$, from 3.75 to 6 with steps of 0.05, from 6 to 8.1 with steps of 0.1, and from 8.1 to 8.7 by steps of 0.2.

The new OPAS tables are specifically dedicated to the study of the Sun and solar-like stars. Therefore, they have been computed with thinner grids on $\log_{10}T$, $\log_{10}R$, and *Z*. Consequently, for resources reasons, they are presently reduced to $\log_{10}T$ from 6 to 7.2 with steps of 0.025 and $\log_{10}R$ from -2 to -1 with steps of 0.05 as shown in Figure 1 where the paths of the Sun at different ages are represented together with the locations of the base of the convective zone. Moreover, the *Z* grids also have been increased to better adapt to the present solar composition; $Z = 0.015$ has been added along with some interpolations for 0.013 and 0.017.

Figure 2 recalls the contributions of the most important heavy elements to the global opacity (including H and He). This figure has been realized with OP opacity calculations, as monochromatic calculations are available for the different elements. The temperature grids corresponding to OPAL (blue circles) and OPAS (red circles) are also indicated. As one can see, each elementary contribution has a specific shape, but a spline interpolation through the OPAL (or OP) tables with only 7–8 points in temperature in the whole radiative zone of the Sun could produce a smoothing effect that does not allow one to explore the whole potentiality of the seismic results. Therefore, the OPAS tables have been designed to significantly improve the interpolation procedure for trying to extract some inner composition signatures from seismology (currently, for the most past, for the Sun), as it was mentioned as an objective before the launch of *SOHO* (Turck-Chièze 1992).

Indeed, the uncertainty on the sound speed is about 10^{-4}, while its radial location uncertainty varies from 1.5% to 3% in the radius from the BCZ to the center. Hence, a small number of opacity points does not seem sufficient to precisely probe the composition of this region since the Rosseland mean values are significantly dependent on the ionization state of each element (see Turck-Chièze et al. 1993). The OPAL Rosseland mean opacity varies between two consecutive points of the grid by

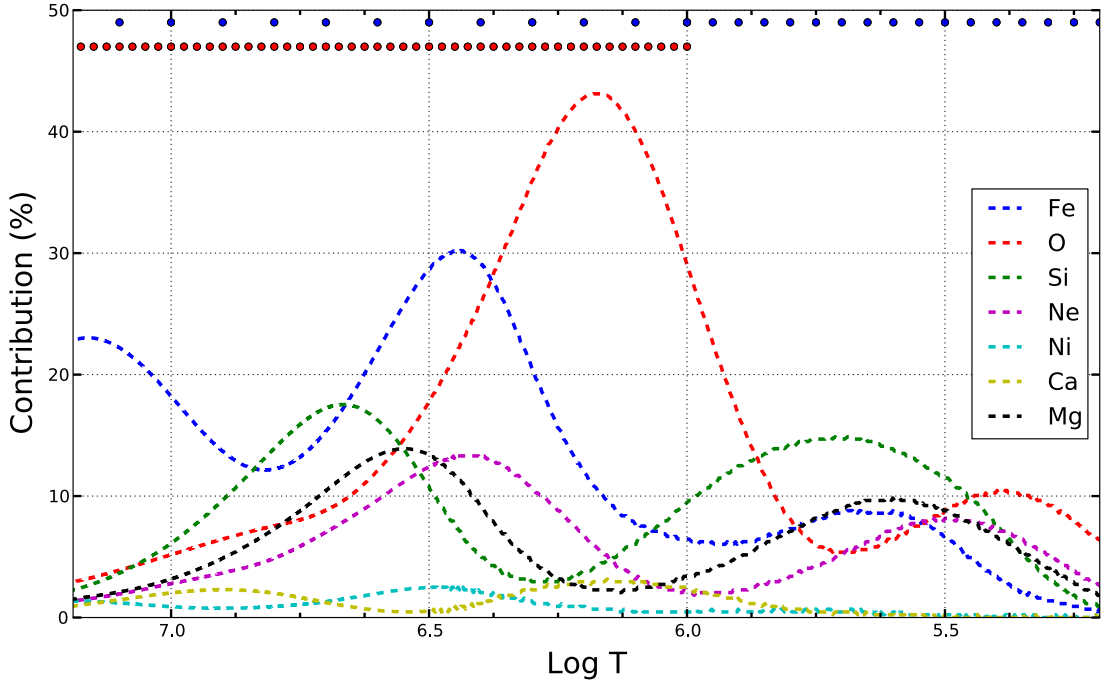


Figure 2. Relative contribution of the most important heavy elements to the total Rosseland mean opacity (including H and He) for the internal conditions of the present Sun and the composition from Asplund et al. (2009), using OP opacities. OPAS (red circles) and OPAL (blue circles) grids in temperature are indicated in the upper part of the diagram.

Table 1
Comparison between Solar MESA and CLES Models Including OPAL, OPAS, or OP Opacity Calculations and the Most Recent Composition (Asplund et al. 2009)

	MESA-OPAL	MESA-OPAS	CLES-OPAL	CLES-OPAS	CLES-OP
Y_0	0.2654	0.2611	0.2681	0.2636	0.2666
α	1.77	1.79	1.75	1.76	1.76
$(Z/X)_S$	0.01816	0.01815	0.01810	0.01810	0.01810
R_{CZ} ($R_\odot$)	0.729	0.723	0.724	0.719	0.723
T_C (K)	15.55 10^6	15.54 10^6	15.55 10^6	15.54 10^6	15.52 10^6

Note. Y_0 is the initial helium, α the MLT value, Z/X_S the surface metallic/hydrogen ratio at the present age, R_{CZ} the position of the base of the convective zone, and T_C the central temperature.

about 25% with a change of more than a factor of 10 between the center to the BCZ of a solar model. The fine mesh of OPAS presents only 6% of the Rosseland mean opacity variation between two consecutive points of the grids, so the interpolation between points (when introduced in the computation of solar models) will be more accurate. Consequently, OPAS tables will have the potential of interpreting with a better sensitivity changes of slope in the sound-speed profile due to the different opacity processes behavior (see Section 2) available from different element contributions. These tables will also have the potential to develop the inversion of composition inside the radiative zone, as was possible for the equation of state in the subsurface layers of the Sun (Basu & Christensen-Dalsgaard 1997).

First, one needs to see how the absolute differences between OPAS and the most commonly adopted tables act on the solar model. This is why in this Letter we compare the structures of solar models computed with OPAS, OPAL, and OP tables by using the same opacity mesh in each case, i.e., adopting the OPAL standard one (see the beginning of this section). In doing so, we do not introduce any adding effect of interpolation that could be difficult to dissociate from physical processes. We use in that aim two evolution codes popular in the asteroseismic community.

From Mondet et al. (2015), we know that the OPAS calculations do not differ by more than 10% from the OPAL ones. In the present study, no more than 6% differences are observed between OPAS and OPAL calculations for solar conditions, so one needs to be cautious regarding our conclusions.

4. NEW SOLAR MODELS USING THE OPAS TABLES

In this section, we compare the SSM computed for the most recent composition (Asplund et al. 2009) with two different stellar evolution codes, Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA) and Code Liégeois d'Evolution Stellaire (CLES). We compare first the impact between the use of OPAS and OPAL tables, as OPAL tables are considered the best effort in opacities done for solar and solar-type stellar applications. The use of the two codes guarantees that the observed effects are really due to the new physics taken into account in the opacity calculations. This precaution is necessary as the differences between the two tables are not so large.

4.1. The MESA Characteristics

MESA (Paxton et al. 2011; Paxton et al. 2013, 2015) is a recent stellar evolution code performed for extensive use in the

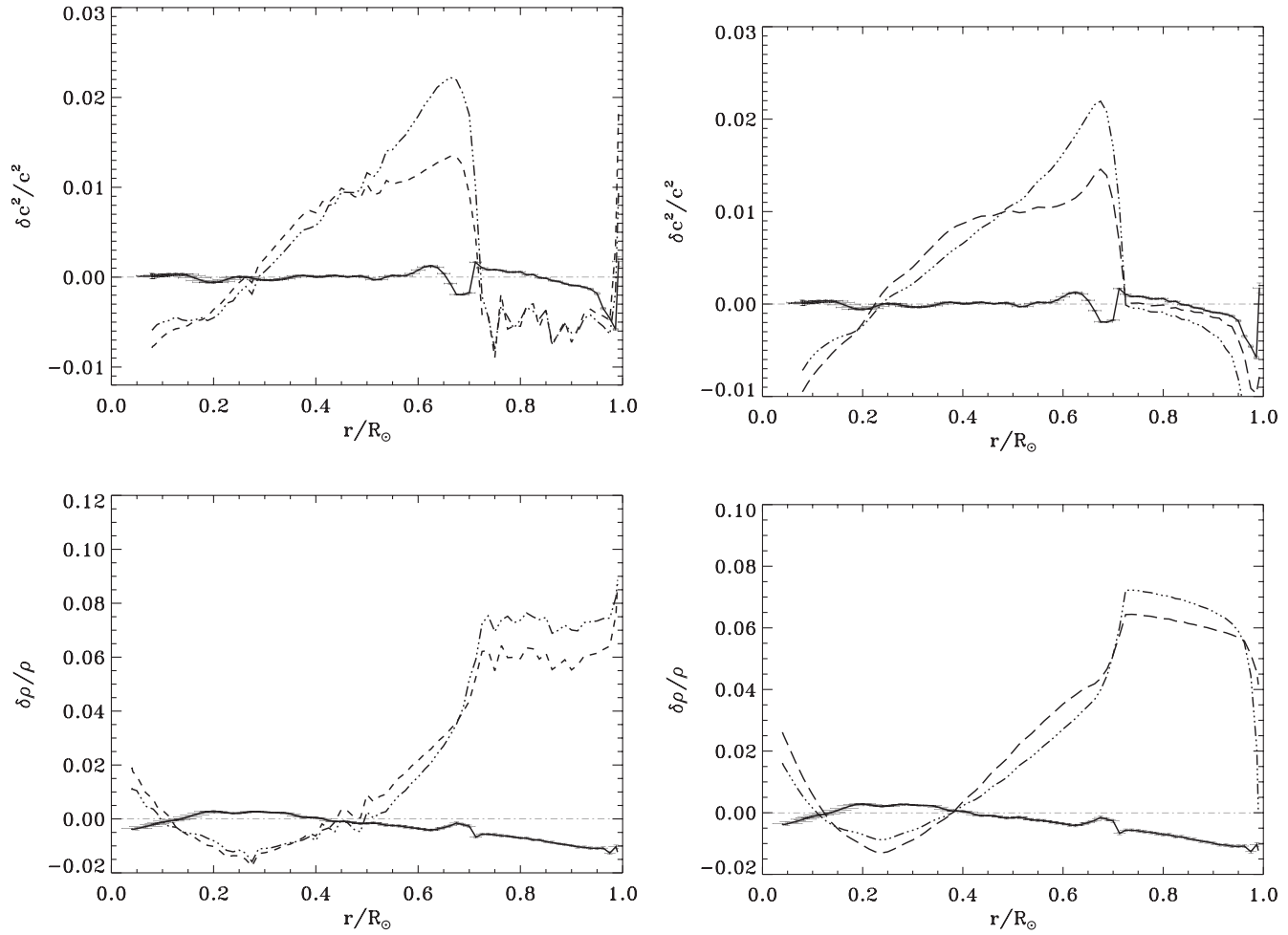


Figure 3. Left: difference between the observed squared sound-speed and density profiles with those obtained with an SSM model of MESA using OPAL (–…– line) or OPAS (– – – line). Right: idem for an SSM model performed with CLES. The full line corresponds to a seismic model; the associated error bars are extracted from the inversion done using GOLF+MDI on board *SOHO* observations (see Turck-Chièze & Lopes 2012 for numbers and details).

HR diagram. This code is now largely used in the asteroseismic community due to its reliability and its extensive access to a large range of mass and evolution stages. The rapid progress in the introduction of the physical inputs due to its international use makes it very attractive for a lot of astrophysical applications.

In the present study, we use version 4906 of the code and adopt the following physics inputs: the MLT theory (Böhm-Vitense 1958), the OPAL EOS (Rogers & Nayfonov 2002), and OPAL opacity tables extended to low T and ρ (Ferguson et al. 2005). Nuclear reactions are taken from NACRE (Angulo et al. 1999), and the microscopic diffusion of all the elements uses the subroutine of Thoul et al. (1994). The MESA atmosphere model (Paxton et al. 2011) comes from tables performed by Castelli & Kurucz (2003), using the solar composition of Grevesse & Noels (1993).

4.2. The CLES Characteristics

The stellar evolution code CLES (Scuflaire et al. 2008) has been developed mainly for main-sequence studies and seismic interpretation and, for instance, has been compared in detail with the CESAM code (see detailed comparisons in Montalbán et al. 2008). An additional smoothing of the opacity tables before their use in the evolution code is an option in CLES. As we observe that it can artificially reduce the values of the opacity, we do not include such treatment in the present study. We use the same physics input as for the MESA computations, except that the treatment of the microscopic diffusion only considers three elements: H, He, and Fe (all elements heavier than He are treated as Fe). The code uses interpolation in models of atmosphere (see Kurucz 1998) and performs a smooth junction between interior and atmosphere at $T = T_{\rm eff}$ of the model, with the same limitation as MESA.

4.3. Use of OPAS Tables in the Stellar Evolution Codes

We have built several calibrated solar models with CLES and MESA using OPAL and OPAS tables. In the second case and since OPAS tables extend over a limited range of $\log_{10}T$ and $\log_{10}R$ values, at each mesh point of the OPAL tables where there is an existing OPAS calculation, the OPAL opacity value is replaced by the corresponding OPAS value. The OPAL values are adopted for points outside the OPAS domain, but we note that there is no transition in tables due to the mixing of OPAL and OPAS information, as the OPAS tables cover the whole solar radiative zone study.

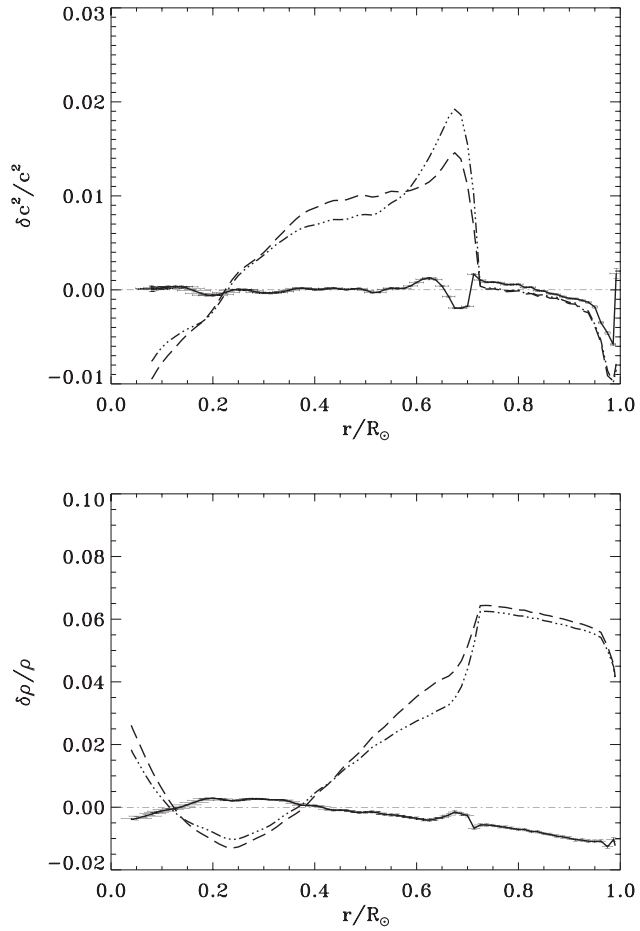


Figure 4. Difference between the observed squared sound-speed and density profiles (Turck-Chièze & Lopes 2012) with those obtained with an SSM model of CLES and using OP opacity (–…– line) or OPAS (– – – line). Same comments as in Figure 3.

Table 1 summarizes the quantities of interest for the calibrated solar models that we have computed. One should note that, in both cases, the base of the convective zone becomes closer to the seismic results ($0.713 \pm .001\ R_\odot$; Basu & Antia 1997) with the OPAS tables. The initial helium abundance also decreases when using OPAS tables in both cases. With CLES, we have also compared the new results to a solar model using OP tables as was already done for a different solar composition (Scuflaire et al. 2008). We note the same tendencies between OP and OPAS than between OPAL and OPAS for the position of the base of the convective zone and for the initial helium.

5. SOUND-SPEED AND DENSITY PROFILES COMPARED TO HELIOSEISMIC RESULTS

We have extracted the solar sound speed and density from the previous models, and we compare them to the seismic observations (see all the numbers in Turck-Chièze & Lopes 2012).

5.1. Comparison between Models Using OPAL and OPAS Opacities

Figure 3 shows a clear reduction of the difference between the SSM squared sound-speed or density profile and the observed seismic values along one-third of the radiative zone below the base of the convective zone when one uses the OPAS values in the OPAL tables. The same effect is observed for the two evolutionary codes and can be directly attributed to the change of opacities.

The observed improvement could be attributed to more complete opacity calculations of iron, nickel, and several other low-abundant-element (with high atomic numbers) contributors to the Rosseland mean OPAS values. Indeed, near the base of the convection zone, bound–bound processes are important for these elements. Even if it is difficult to conclude without a detailed comparison of the spectra, it is important to recall that 6% of the mean value could come from 30% to 40% differences on some specific elements (see Blancard et al. 2012). Moreover, the difference in absolute values of the position of the BCZ could originate from the way the opacities are used (smoothing or not smoothing of the opacities) in the two codes and on the difference in the treatment of the microscopic diffusion. This point will be studied in detail in a more thorough paper.

On the contrary, in the nuclear region and slightly above it, the agreement is slightly worse and the central temperature slightly reduced, as shown in Table 1, due to a reduction by less than 5% of the Rosseland mean values of OPAS compared to OPAL ones (as shown on Figure 5 by Mondet et al. 2015). The reasons have not been studied in detail, but a check of the reliability of these calculations would be useful. Some experimental validation to study the plasma effects has been already studied (Le Pennec et al. 2015).

5.2. Comparison between Models Using OP and OPAS Opacities

One can see in Figure 4 that the improvements for models computed with CLES, passing from OP to OPAS tables, seem much smaller. Nevertheless, Table 1 shows the same progress for the position of the base of the convective zone. In fact, OPAS monochromatic opacity calculations differ from OP calculations in the description of the Stark profile of the He-alpha line (Blancard et al. 2012). The width is greater in OP calculations, and this effect increases with Z. Indeed, oxygen, neon, magnesium, and silicium are affected by this effect with resulting larger opacities for these elements in the case of OP calculations. On the contrary, in the case of iron, due to the greater number of considered excited states, OPAS calculations are greater than OP ones. Therefore, as the differences in oxygen and iron opacities are in the opposite sign, the recent progress performed by the new generation of opacity codes is not clearly visible, but the surprising result on the Z pinch experiment does not favor the OP opacity calculations on iron as compared to the OPAS ones (Bailey et al. 2015).

6. CONCLUSION AND PERSPECTIVES

New refined opacity tables are now available for the modeling of the Sun and solar-like stars (Mondet et al. 2015). In this Letter, we show the physical change obtained in using OPAS tables in OPAL or OP grids with the same mesh. These improved calculations present opacity differences with OPAL of no more than ±5%–6% in the conditions used in the present study. Such changes already reduce the differences with the seismic observations when compared to the use of OPAL tables, both for the base of the

convective zone and for the sound-speed profile in the radiative region, which could be attributed to a more complete treatment of the bound–bound processes of the iron group elements. The progress in comparison with OP is also shown, but it is largely reduced due a compensation effect between iron and oxygen. Nevertheless, OP is not preferred to OPAS when the recent Z machine experiment is taken into account.

The present study shows the direct effect of improvement in the opacity calculations for some elements of the iron group. Interest in the OPAS tables goes beyond the present study, as the fine grids in $\log_{10}T$, $\log_{10}R$, and Z will improve the interpolation through the tables for Sun and solar-like stars. The fine meshes of OPAS will be used to try to extract some specific signatures of the deep composition of the Sun. This work is in progress and a more complete study using the potential of the fine meshes of OPAS will be discussed in a more detailed paper (S. Salmon et al. 2015, in preparation). The present results strongly encourage complementary experimental studies on high energy density laser facilities, both on iron and oxygen (Keiter et al. 2013; Le Pennec et al. 2015).

This work has been done in the framework of the French ANR OPACITY. We would also like to thank J. Montalbán for her great expertise in the use of the CLES code. We thank also the referees for their judicious remarks that lead to an improved Letter.

REFERENCES

Angulo, C., Arnould, M., Rayet, M., et al. 1999, NuPhA, 656, 3
Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., Allende Prieto, C., & Kiselman, D. 2005, A&A, 435, 339
Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., & Scott, P. 2009, ARA&A, 47, 481
Baglin, A., Michel, E., Auvergne, M., & COROT team 2006, in Proc. SOHO 18/GONG 2006/ HELAS I 624, Beyond the Spherical Sun (ESA SP-264; Noordwijk: ESA), 34
Bahcall, J. N., Serenelli, A. M., & Basu, S. 2005, ApJL, 621, L85
Bailey, J. E., Nagayama, T., Loisel, G. P., et al. 2015, Natur, 517, 56
Basu, S., & Antia, H. M. 1997, MNRAS, 287, 189
Basu, S., & Antia, H. M. 2008, PhR, 457, 217
Basu, S., & Christensen-Dalsgaard, J. 1997, A&A, 332, L5
Basu, S., Grevesse, N., Mathis, S., & Turck-Chièze, S. 2014, SSRv, in press
Blancard, C., Cossé, P., & Faussurier, G. 2012, ApJ, 745, 10
Böhm-Vitense, E. 1958, ZAp, 46, 108
Caffau, E., Ludwig, H.-G., Steffen, M., et al. 2008, A&A, 488, 1031
Castelli, F., & Kurucz, R. L. 2003, in IAU Symp. 210, Modelling of Stellear Atmospheres, ed. N. Piskunov, W. W. Weiss & D. F. Gray (San Franscisco, CA: ASP), A20
Chaplin, W. J., & Miglio, A. 2013, A&A, 51, 353
Colgan, J., Kilcrease, D. P., Magee, N. H., et al. 2013, HEDP, 9, 369
Ferguson, J. W., Alexander, D. R., Allard, F., et al. 2005, ApJ, 623, 585
Gilliland, R. L., Brown, T. M., Christensen-Dalsgaard, J., et al. 2010, PASP, 122, 131
Grevesse, N., & Noels, A. 1993, in Origin and Evolution of the Elements, ed. N. Prantzos, E. Vangioni-Flam & M. Cassé (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 15
Iglesias, C. A., & Rogers, F. J. 1996, ApJ, 464, 943
Keiter, P. A., Mussack, K., & Klein, S. R. 2013, HEDP, 9, 319
Kurucz, R. L. 1998, HiA, 11, 646
Le Pennec, M., Ribeyre, X., Ducret, J.-E., & Turck-Chièze, S. 2015, HEDP, 17, 163
Mondet, G., Blancard, C., Cossé, P., & Faussurier, G. 2015, ApJS, 220, 2
Montalbán, J., Lebreton, Y., Miglio, A., et al. 2008, Ap&SS, 316, 219
Paxton, B., Bildsten, L., Dotter, A., et al. 2011, ApJS, 192, 3
Paxton, B., Cantiello, M., Arras, P., et al. 2013, ApJS, 208, 4
Paxton, B., Marchant, P., Schwab, J., et al. 2015, ApJS, 220, 15
Porcherot, Q., Pain, J.-C., Gilleron, F., & Blenski, T. 2011, HEDP, 7, 234
Rogers, F. J., & Nayfonov, A. 2002, ApJ, 576, 1064
Scuflaire, R., Théado, S., Montalbán, J., et al. 2008, Ap&SS, 316, 83
Seaton, M. J., & Badnell, N. R. 2004, MNRAS, 354, 457
Thoul, A. A., Bahcall, J. N., & Loeb, A. 1994, ApJ, 421, 828
Turck-Chièze, S. 1992, NuPhS, 28, 116
Turck-Chièze, S. 2015, JPhCS, in press
Turck-Chièze, S., & Couvidat, S. 2011, RPPh, 74, 086901
Turck-Chièze, S., Couvidat, S., Kosovichev, A. G., et al. 2001, ApJL, 555, L69
Turck-Chièze, S., Couvidat, S., Piau, L., et al. 2004, PhRvL, 93, 211102
Turck-Chièze, S., Däppen, W., Fossat, E., et al. 1993, PhR, 230, 57
Turck-Chièze, S., Gilles, D., Le Pennec, M., et al. 2013, HEDP, 9, 473
Turck-Chièze, S., Le Pennec, M., Ducret, J.-E., et al. 2015, CEA internal report
Turck-Chièze, S., Loisel, G., Gilles, D., et al. 2011a, Ap&SS, 336, 103
Turck-Chièze, S., & Lopes, I. 2012, RAA, 12, 1107
Turck-Chièze, S., Piau, L., & Couvidat, S. 2011b, ApJL, 731, L29

CHAPITRE 10

Recherche des conditions expérimentales

Sommaire

10.1 Etat de l'art **141**
10.2 Atteindre les conditions thermodynamiques souhaitées avec un laser : un challenge **144**
10.3 Le Double Front d'Ablation **146**
10.4 Mise en évidence expérimentale de la structure DFA **148**
10.5 Double Front d'Ablation et instabilités **149**
10.6 Résumé du chapitre **150**

10.1 Etat de l'art

Il n'existe à l'heure actuelle qu'une seule expérience ayant approché les conditions solaires, avec une mesure de spectres des éléments pertinents pour l'astrophysique : il s'agit des campagnes d'expériences menées par l'équipe de J. Bailey sur l'installation Z-pinch à La Sandia (Bailey et al., 2007; Bailey et al., 2009; Nagayama et al., 2014; Bailey et al., 2015)

10.1.1 Principe de l'installation

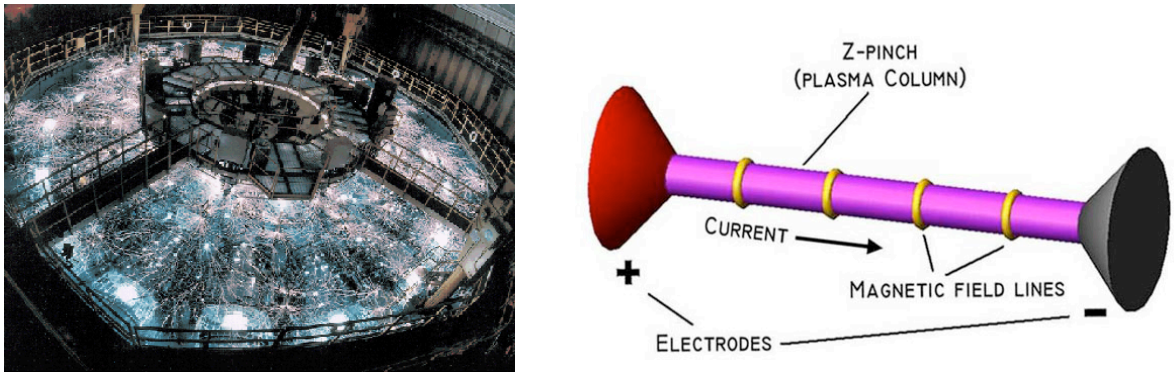


FIGURE 10.1 – *A gauche :* Photo de la machine Z à la Sandia. *A droite :* Schéma de principe.

Le Z-pinch est un hohlraum dit *dynamique*, piloté par un courant extrêmement fort de 21×10^6 ampères. Une capsule cylindrique de combustible (typiquement du CH_2) est

placée sur l'axe, au centre d'une cage à fils de tungstène (de l'acier peut également être utilisé).

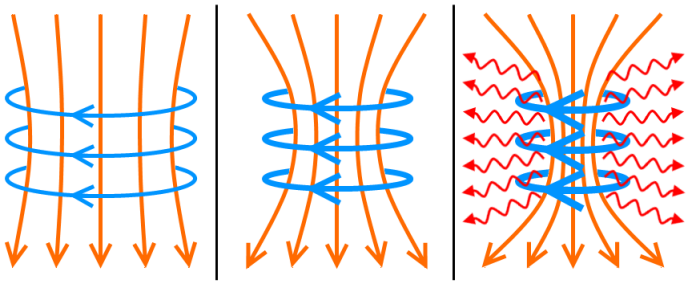


FIGURE 10.2 – Lignes de champ électrique (en orange) et lignes de champ magnétique (en bleu) dans le cas du Z-pinch. Le champ magnétique comprime le plasma via les forces de Lorentz et des rayons X sont émis (en rouge) (Crédit : Stanford University).

Lors de l'envoi du courant électrique, les fils se transforment en plasma conducteur de courant. Les forces de Lorentz dues au courant entraine la striction du plasma sur son axe z (voir figure 10.1). L'augmentation brutale de la pression du plasma génère une forte radiation de rayons X, qui, à son tour, par phénomène d'onde de choc, vient chauffer et comprimer la capsule comme l'illustre la figure 10.2.
On appelle cette structure un hohlraum dynamique car le diamètre se rétrécit avec le temps, le tungstène étant comprimé par la pression magnétique fournie par le courant axial.

10.1.2 Résultats obtenus

Les différentes expériences menées par Bailey et al. ont été réalisées sur des échantillons de fer mélangé à du magnésium (le magnésium étant utilisé pour diagnostiquer la température), enterré dans un bloc de CH. La première expérience date de 2007 et a abouti à la mesure du spectre de l'échantillon de fer à une température de 150 eV et une densité électronique de 8.6 $\times 10^{21}$ cm^{-3} (Bailey et al., 2007). De nouvelles expériences ont été réalisées par la suite avec le même type de cible et la même équipe a pu atteindre les conditions suivantes en ajustant l'épaisseur de plastique (voir figure 10.3) : 167 eV et 7.1 $\times$ 10^{21} cm^{-3}, 170 eV et 2 $\times$ 10^{22} cm^{-3} et 196 eV et 3.8 $\times$ 10^{22} cm^{-3} (Nagayama et al., 2014).

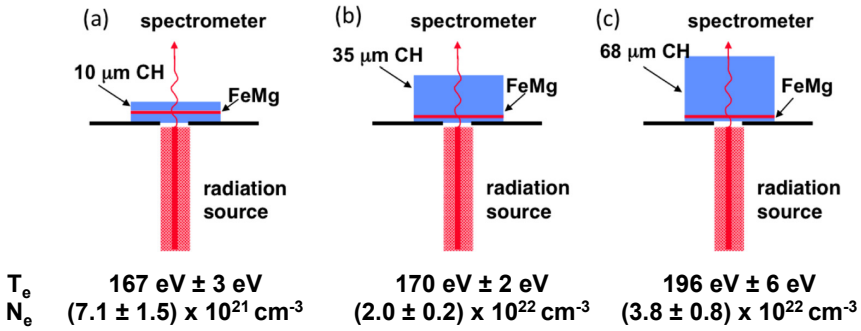


FIGURE 10.3 – Les différentes cibles utilisées par Nagayama et al. (2014) et les conditions obtenues pour chaque cible. Les conditions les plus proches des conditions de la zone radiative solaire ont été obtenues avec la cible la plus épaisse : 196 eV et 3.8 $\times$ 10^{22} cm^{-3}.

Les dernières conditions de températures et densités atteintes sont remarquables : 196 eV et 3.8 $\times$ 10^{22} cm^{-3} au maximum, ce qui est très proche des conditions rencontrées à l'interface radiation-convection du Soleil.

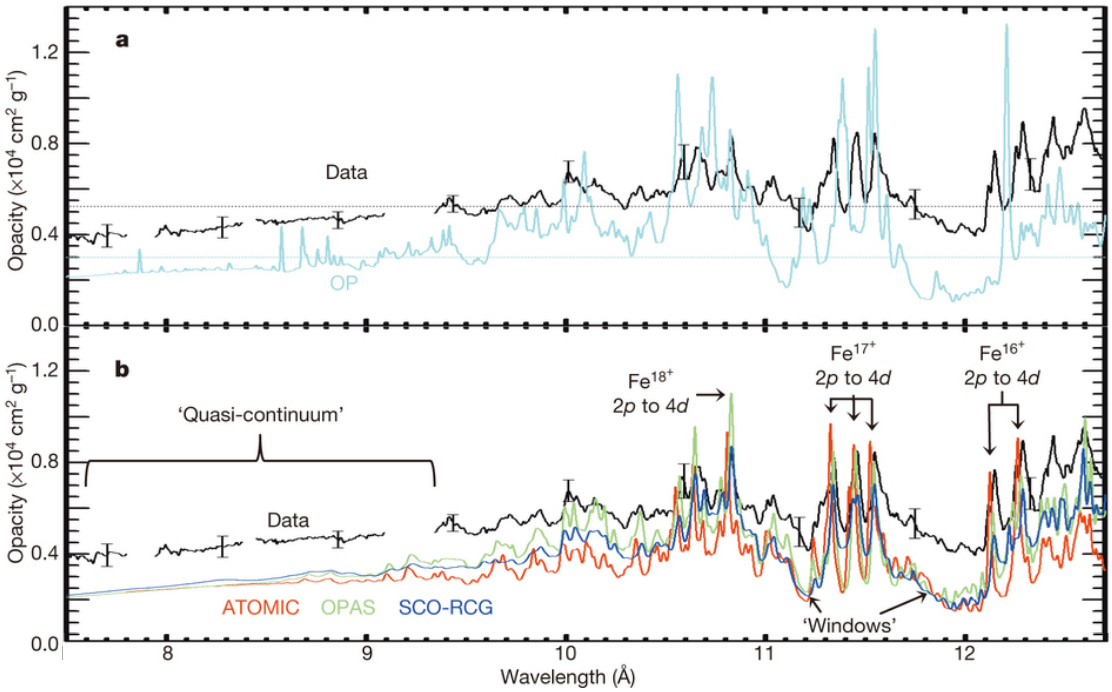


FIGURE 10.4 – *En haut (a) :* Comparaison avec le modèle OP (les pointillés sont les moyennes de Rosseland calculées pour cet intervalle de longueur d'onde). *En bas (b) :* Comparaison avec ATOMIC, OPAS et SCO-RCG (Bailey et al., 2015).

La figure 10.4 montre les résultats obtenus lors de la dernière campagne. Les calculs sont inférieurs à l'opacité mesurée d'un facteur 1.3 - 1.9 pour la tranche 7 - 10 Å (1171 - 1240 eV) comme le montre la figure 10.4. L'écart entre mesures et prédictions pourrait s'expliquer, outre un problème expérimental, par Bailey et al. (2015) :

- des calculs incluant des sections efficaces de photoionisation sous-estimées dans cette gamme spectrale,

- une mauvaise connaissance des contributions additionnelles lié-lié dans les faibles longueurs d'onde.

Dans la gamme spectrale autour de la structure remarquable du fer (autour du kilo-électronvolt), l'opacité mesurée est également plus haute que l'opacité prédite par les modèles. La largeur de la raie principale est également plus grande que celle prédite. Ces observations pourraient suggérer que certaines transitions sont manquantes dans les calculs et/ou que l'élargissement de raies est plus grand que celui prédit.
Il demeure donc un écart pour le moment inexpliqué entre expérience et modèle d'opacité qui conduit à rechercher une nouvelle plateforme pour la mesure d'opacité, afin de comprendre ces différences.
A cet effet, nous proposons dans ce chapitre l'utilisation de lasers de haute puissance afin d'obtenir les conditions thermodynamiques solaires.

10.2 Atteindre les conditions thermodynamiques souhaitées avec un laser : un challenge

La zone radiative solaire présente des conditions de températures et de densités difficiles à atteindre en laboratoire (T_e = [200 - 1 300] eV et ρ = [0.2 - 150] g/cm^3 à l'ETL). La difficulté est de réussir à chauffer suffisamment la matière, tout en gardant une densité de matière proche ou supérieure à celle du solide.

Il y a plusieurs façons de chauffer la matière :

- avec une onde de choc,
- avec des impulsions ultra-courtes,
- avec un faisceau de protons,
- avec le rayonnement X produit par une cavité (hohlraum).

10.2.1 Chauffage par une onde de choc

En utilisant un choc produit par une impulsion laser, il est possible d'obtenir une densité jusqu'à 4 fois la densité du solide, avec une température de l'ordre de quelques dizaines d'électronvolts. La température obtenue va bien entendu dépendre de la force du choc provoquant la compression.
Des expériences menées par Boehly et al. (2001) sur des cibles d'aluminium (avec ablateur de CH) sur l'installation OMEGA ont permis d'obtenir des températures d'échantillon d'environ 25 eV avec des intensités de l'ordre de 10^{14} W/cm^2 (sans mesure de spectre).

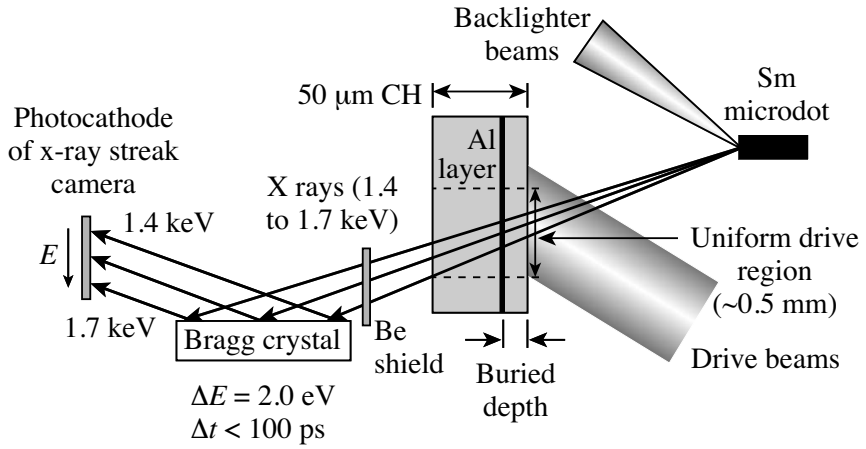


FIGURE 10.5 – Vue schématique de l'expérience de Sawada : une cible de CH avec une couche d'aluminium enterrée est irradiée par des faisceaux laser. La radiographie se fait via un backlighter en samarium (Sawada et al., 2009).

Les expériences menées par Sawada et al. (2009) quelques années plus tard sur des échantillons d'aluminium également sur l'installation OMEGA ont abouti à des mesures de spectres d'aluminium à des températures et densités de l'ordre de 20 eV et 6 g/cm^3.

Les intensités laser utilisées étaient de l'ordre de 10^{14} - 10^{15} W/cm^2.
Cette technique permet donc de comprimer la matière fortement mais ne permet pas d'atteindre des conditions de températures proches de celles de l'intérieur solaire ($T_e > 200$ eV).

10.2.2 Chauffage par des impulsions ultra-courtes

L'équipe Hoarty et al. (2010) a mené des expériences d'opacités sur des cibles constituées d'aluminium, de germanium et de mélange germanium-titane sur l'installation HELEN OPCPA au Atomic Weapons Establishment (Aldermaston, Angleterre). Les conditions obtenues sont autour 800 eV $\pm$ 100 eV et 1.5 $\pm$ 0.5 g/cm^3 dans le mélange germanium-titane et autour de 600 eV $\pm$ 150 eV et 3 - 4 g/cm^3 dans du germanium ou de l'aluminium pur avec des énergies laser supérieures à 10^{19} W/cm^2.

Cette technique permet d'atteindre des conditions de densité et de température typiques de l'intérieur solaire mais il est difficile de stabiliser le plasma qui évolue fortement au cours de la mesure. Des travaux sont actuellement en cours pour réduire les gradients et atteindre des densités plus hautes, en utilisant des chocs multiples.

Il est également à noter que ce type de chauffage provoque la génération d'électrons chauds, qui peuvent induire un préchauffage de la cible. Ces électrons peuvent transporter jusqu'à 30 - 40% de l'énergie incidente (Santos et al., 2008). Plusieurs études et expériences ont déjà été menées pour déterminer le chauffage dû à ces électrons de haute énergie (Martinolli et al., 2006; Santos et al., 2007; Morace et al., 2009).

10.2.3 Chauffage par un faisceau de protons

Cette technique permet d'atteindre des températures autour de la vingtaine d'électronvolts et des densités de l'ordre de la densité du solide. L'équipe de Patel et al. (2003) a mené une campagne d'expérience en utilisant des cibles d'aluminium de 10 μm d'épaisseur et une énergie de faisceau de protons de 0.1 - 0.2 J sur environ 1 ps. Les conditions obtenues sont une température de 23 eV et des densités de l'ordre de la densité du solide. Pour cette campagne, l'intensité laser utilisée pour la génération du faisceau de protons est de l'ordre de 5×10^{18} W.cm^{-2}.

Il est à noter qu'en réalité, plusieurs de ces modes de chauffage sont combinés lors des expériences laser.

10.2.4 Chauffage par le rayonnement X produit par une cavité

C'est le principe de l'attaque indirecte. Le rayonnement du laser est converti en rayonnement X, proche de celui d'un corps noir via une cavité (généralement de l'or) au centre de laquelle est placée la cible (voir figure 10.6). Ce type de chauffage est a priori plus gourmand en énergie laser car il fait intervenir une conversion d'énergie (et donc un rendement supplémentaire) mais présente l'avantage d'éclairer de façon isotrope la cible.

Ce chauffage à l'aide d'une cavité est utilisé dans l'approche de la fusion par confinement inertiel, consistant à éclairer de façon isotrope via une cavité en or une cible de deutérium-tritium sphérique de façon à obtenir une densité de l'ordre de la centaine de grammes par centimètre cube et une température de l'ordre du kilo-électronvolt au point chaud central. Ce type de chauffage a déjà utilisé pour des mesures d'opacités à des conditions équivalentes à celles existant dans les enveloppes des β-Céphei (voir la première partie de ce manuscrit). Cette attaque indirecte de la cible est également l'approche développée sur la machine Z.

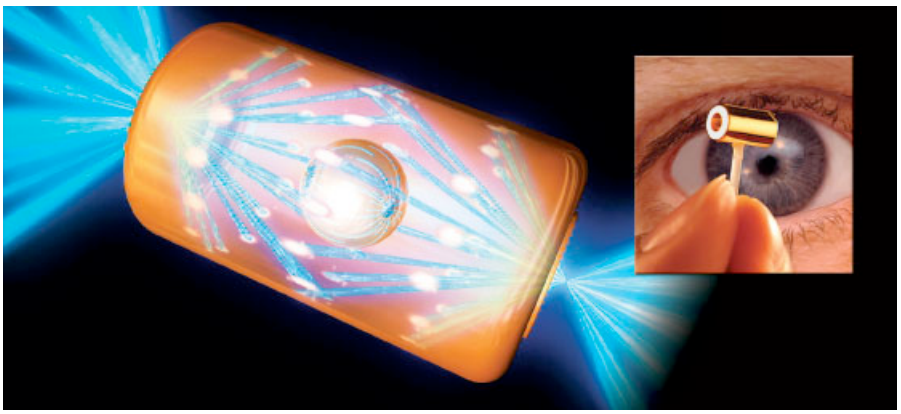


FIGURE 10.6 – Vue d'artiste d'une attaque indirecte sur le NIF : les faisceaux entrent par deux trous à l'extrémité de la cavité et viennent frapper les parois intérieures de la cavité. Un rayonnement X de conversion est alors émis.

Le résumé des différentes techniques que nous venons de présenter et les ordres de grandeur des températures et densités atteintes avec chacune d'entre elles est réalisé en table 10.1. L'objectif étant de reproduire les conditions de la zone radiative solaire avec une grande stabilité, il apparaît que les différentes techniques que nous venons de présenter ne sont pas réellement satisfaisantes. Nous proposons donc une nouvelle approche pour l'obtention de ces conditions, basée sur une structure appelée Double Front d'Ablation dont nous allons à présent expliquer la génération et le fonctionnement.

Technique	**Densité**	**Température**
Onde de choc	4 x la densité solide	qq 10^{aines} eV
Impulsion ultra-courte	qqs g/cm^3	qq 100^{aines} eV
Faisceau de protons	densité solide	qq 10^{aines} eV
Approche indirecte	qqs 100^{aines} de g/cm^3	1 keV

TABLE 10.1 – Résumé des températures et densités atteintes avec les différentes techniques de chauffage

10.3 Le Double Front d'Ablation

Lors de l'irradiation d'un matériau par un laser, un front d'ablation se crée du fait de l'absorption et de la conversion de l'énergie laser en électrons thermiques comme nous l'avons vu dans le chapitre 2. Ce processus donne naissance à un premier front d'ablation : le front *électronique*. Dans le cas de l'irradiation d'un ablateur de Z modéré, les photons émis par la couronne (hautes températures, faibles densités) sont très nombreux et plus énergétiques que ceux absorbés au pied de l'onde thermique. Ils ont donc un libre parcours moyen plus grand et sont absorbés dans les régions plus opaques en amont de l'onde thermique, créant ainsi un front d'ablation additionnel : le front *radiatif* (Fujioka et al., 2004; Drean, V., 2009). La structure obtenue présente ainsi un double front d'ablation, caractéristique à l'origine du nom de la structure.

Le Double Front d'Ablation (DFA) est basé sur une prédominance des effets radiatifs, due à une conversion accrue de l'énergie laser en rayons X dans des matériaux de Z modérés qui ont la particularité de favoriser ce couplage par rapport à des matériaux de Z faibles. La double structure est due au fait que les effets radiatifs sont en compétition avec la conduction électronique.

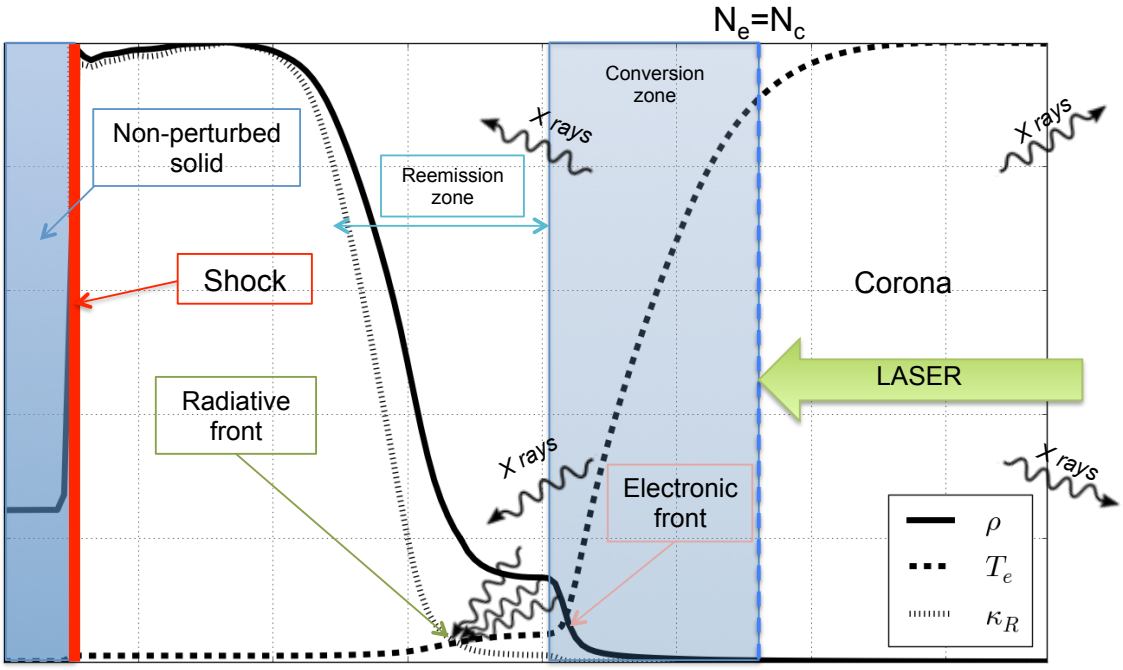


FIGURE 10.7 – Profils schématiques de température électronique T_e, de densité ρ et d'opacité moyenne de Rosseland κ_R dans un ablateur de SiO_2 (Z=10). La densité électronique est ici notée N_e et la densité critique N_c(définie au chapitre 2) On peut observer différentes régions : la couronne (N_e<N_c ; T_e autour de 3 keV et $\rho \simeq 0.02$ g.cm^{-3}) ; la zone dite de "conversion" (T_e autour de 1 keV et densité faible) ; la zone de ré-émission (T_e de quelques centaines d'eV et $\rho \simeq 1$g.cm^{-3}) qui est chauffée par les rayons X ; le choc et le solide non perturbé en amont. Deux fronts d'ablation apparaissent : l'un dû aux électrons (front électronique) et l'autre dû aux photons (front radiatif).

Entre les deux fronts d'ablation se développe un plateau (=zone de stabilité temporelle pour les quantités hydrodynamiques) en densité et température, qui s'étend dans le temps car les deux fronts d'ablation n'ont pas la même vitesse, principalement parce que le front radiatif est plus opaque donc plus rapide que le front thermique. Dans le cas de l'aluminium, Drean et al. (2010) ont montré que la largeur du plateau suivait la loi temporelle suivante :

$$\delta x_P = V_P(t - t_{min}) \tag{10.1}$$

où t_{min} est le temps où apparaît la structure en double front.

Il est à noter que sur ce plateau, les températures sont quasiment identiques ($T_e \approx T_i \approx T_r$) et l'ETL est quasiment satisfait.

La comparaison entre les résultats obtenus avec un matériau de Z faible et un matériau de Z modéré est présentée sur la figure 10.8. Cette figure montre le résultat de simulations réalisées avec le code CHIC (voir Annexe C) sur deux couches de matériaux différents (respectivement du CH (Z=3.5) et du SiO_2 (Z=10)), de même épaisseur (10 μm dans les deux cas), irradiées par la même intensité laser (1 $\times 10^{15}$ W/cm^2 avec une durée de pulse de 2.2 ns). Les profils de température (traits pointillés) et de densité (traits pleins) obtenus dans chaque couche sont présentés. Nous pouvons ainsi observer l'impact de la valeur du numéro atomique du matériau considéré : dans le cas du CH (figure 10.8 à gauche), il n'existe qu'un seul front, situé au pied de l'onde thermique ; dans le cas du SiO_2 (figure 10.8 à droite), le profil de densité est déformé et présente deux fronts d'ablation.

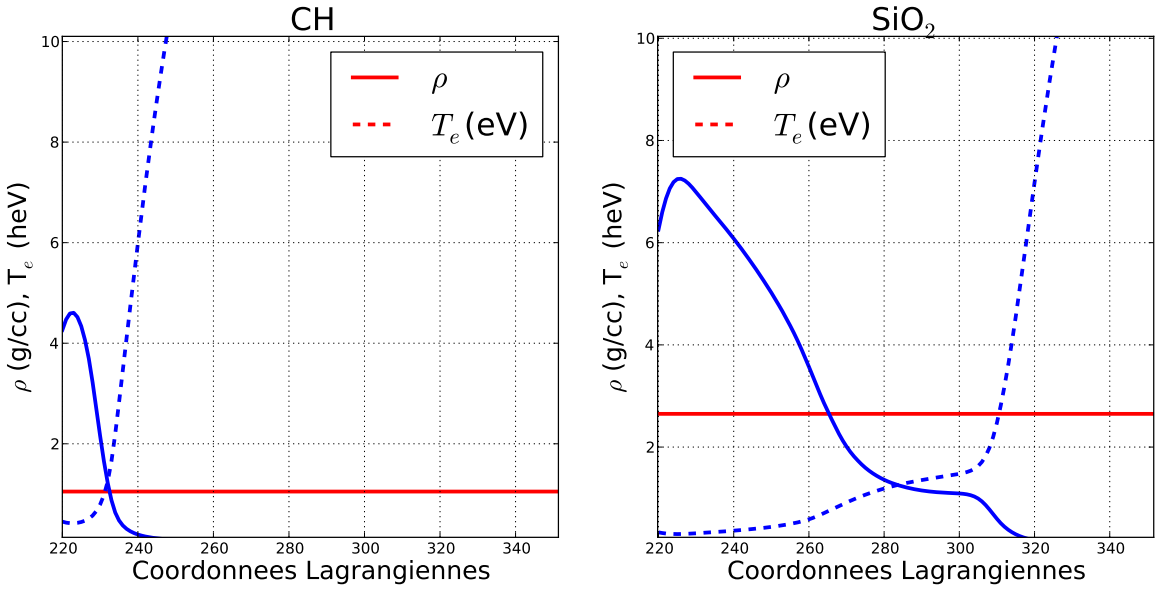


FIGURE 10.8 – Profils de température et de densité obtenus respectivement dans du CH [Z=3.5] (*à gauche :*) et du SiO2 [Z=10] (*à droite*) dans les mêmes conditions (même épaisseur, même irradiation laser, coupe au même temps) et représentés avec la même échelle. En trait continu, la densité est représentée à deux temps : au tout début de l'irradiation laser en rouge et après quelques centaines de picosecondes en bleu, lorsque la structure en double front apparaît clairement.

10.4 Mise en évidence expérimentale de la structure DFA

Les structures en double front ont été observées expérimentalement dans de l'aluminium (sur l'installation ASTERIX III) dès 1986 sans néanmoins être nommées (Schmalz et al., 1986). Dernièrement, cette structure a été mise en évidence sur le laser GEKKO XII (Fujioka et al., 2004) et produite récemment sur le laser OMEGA (Hager et al., 2013).
La campagne réalisée sur GEKKO XII en 2004 avait pour but d'étudier l'instabilité de Rayleigh-Taylor au front d'ablation pour la fusion par confinement inertiel. Les cibles utilisées dans cette expérience sont des cibles de polystyrène bromé (CHBr) de 26 μm d'épaisseur, irradiées par une intensité laser de 1.1 $\times$ 10^{14} W/cm^2. L'apparition d'une structure en double front est observée dans le polystyrène comme l'illustre la figure 10.9 extraite de Fujioka et al. (2004) : cette figure présente une radiographie X (en haut) et un profil en unité arbitraire le long de la ligne en pointillé blanc indiquée sur la radiographie

X (en bas).

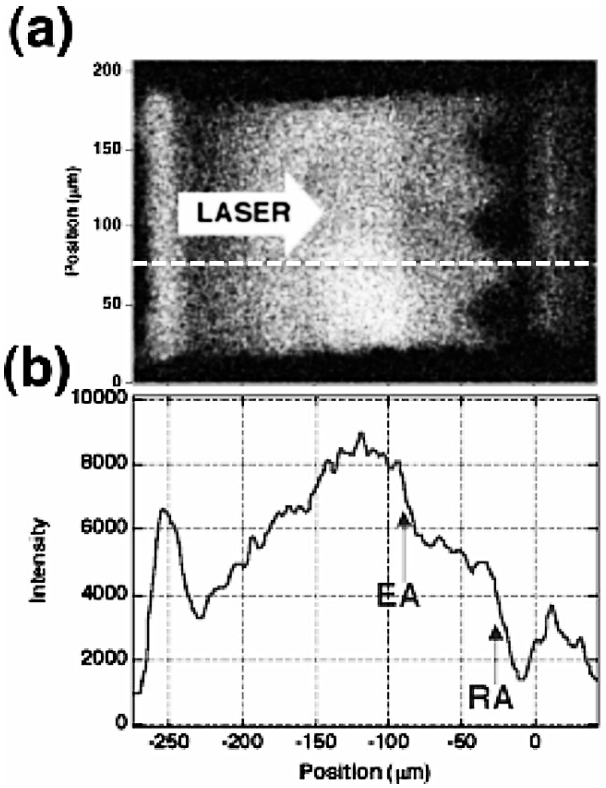


FIGURE 10.9 – *En haut (a) :* Radiographie X. *En bas (b) :* Profil en unité arbitraire le long de la ligne en pointillés blanc obtenu par Fujioka et al. (2004) : cible de CHBr de 30 μm d'épaisseur. Ces images font clairement apparaître la structure en double front (Fujioka et al., 2004).

10.5 Double Front d'Ablation et instabilités

L'instabilité de Rayleigh-Taylor intervient lorsqu'un matériau lourd est poussé en phase d'accélération par un matériau plus léger (plasma). Cette instabilité intervient notamment en fusion inertielle et se situe dans ce cas soit au front d'ablation lors de l'accélération soit à l'interface point-chaud DT lors de la décélération, ce qui peut entrainer un mélange des milieux et le refroidissement du point chaud (Atzeni and Meyer-Ter-Vehn, 2004). Des perturbations (pouvant aller jusqu'à la rupture de la coquille) sur la surface d'ablation, causées par une irradiation laser non-uniforme et/ou des imperfections lors de la conception de la cible augmentent ainsi de façon exponentielle. La distorsion excessive des fronts d'ablation à cause de l'instabilité Rayleigh-Taylor peut conduire à une dégradation importante des performances de la capsule.
Cependant, il a été montré que le taux de croissance de cette instabilité pouvait être stabilisé par l'ablation. Fujioka et al. (2004) ont ainsi montré que lorsqu'un matériau de Z modéré est irradié par un laser avec une intensité typique en FCI ($\backsim 10^{14}$ W/cm^2), la structure en DFA est crée et favorise la réduction de l'instabilité de Rayleigh-Taylor au front d'ablation. En effet, le double front d'ablation permet non seulement d'abaisser la densité du front d'ablation mais également de diminuer le taux de masse ablatée (Fujioka et al., 2004).

10.6 Résumé du chapitre

L'expérience réalisée par Bailey et al. (2015) est la seule ayant permis la mesure d'un spectre d'élément (du fer) dans des conditions proches de celles de la zone radiative solaire. Toutefois, son interprétation reste problématique, ce qui encourage de nouveaux travaux expérimentaux.
Les approches directes classiques semblent peu satisfaisantes pour la génération de conditions thermodynamiques proches de celles de la zone radiative à l'équilibre thermodynamique local. En effet, lorsque ces conditions sont atteintes, les échantillons d'étude présentent de très forts gradients, peu propices à des mesures d'opacités. Nous proposons donc une nouvelle approche basée sur l'utilisation de la structure en double front d'ablation, développée entre autre pour la FCI. Cette structure, liée à une augmentation des effets radiatifs par l'utilisation d'un ablateur de Z modéré (Z $\backsim$ 10 - 15), présente deux fronts d'ablation séparés par un plateau de densité et de température. Ce plateau pourrait permettre une mesure plus précise des opacités car il assure une bonne stabilité temporelle et spatiale des grandeurs thermodynamiques (densité, température et densité électronique) par rapport aux autres méthodes de chauffage dans le domaine de température et de densité recherché. Le chapitre suivant sera consacré au développement de l'utilisation de cette structure à travers la présentation de divers résultats de simulations (1D puis 2D).

CHAPITRE 11

Les simulations d'une expérience de mesure d'opacité

Sommaire

11.1 Conditions de la zone radiative solaire **151**
11.2 Structure de cible **154**
11.3 Mise en place des simulations **154**
11.4 Recherche de l'ablateur **155**
11.5 Simulations 1D **159**
11.6 Simulations 2D **169**
11.7 Instabilités hydrodynamiques **174**
11.8 Conclusion **177**

Comme présenté dans les chapitres précédents, l'héliosismologie permet de sonder l'intérieur des étoiles. Cependant, le dernier modèle standard, incluant la composition Asplund et al. (2009), est en désaccord avec les profils radiaux héliosismiques et les neutrinos détectés. Ce désaccord est clairement visible sur le profil de la vitesse du son, qui est particulièrement sensible à la composition détaillée à travers les coefficients d'opacité. Il a été montré par exemple qu'une variation d'à peine 1% sur ces coefficients provoquait une variation de 0.1 % sur la vitesse du son, qui est connue avec une précision de 10^{-5}. Cette différence entre la vitesse du son observée et celle prédite par le modèle standard est très importante. Deux hypothèses ont été avancées pour expliquer cette différence :

- le Soleil produirait plus d'énergie qu'il n'en libère à la surface (moins de 5%) et cette énergie est transformée en mouvements macroscopiques qui existent dans la zone radiative. De tels effets ne sont pas pris en compte dans le modèle standard qui ne prend pas en compte les processus dynamiques (Turck-Chièze et al., 2009).
- les calculs de transfert de rayonnement ne seraient pas suffisamment précis et sous-estimeraient la moyenne de Rosseland ou les processus de migration des espèces dans la zone radiative via l'accélération radiative.

Une combinaison de ces deux phénomènes est également envisageable. Cette discussion montre la nécessité de valider les calculs de transfert radiatif pour une grande partie de la zone radiative solaire.
Ce chapitre expose l'étude menée afin de trouver une plateforme pour la mesure des opacités dans les conditions de la zone radiative solaire en utilisant la structure présentée au chapitre précédent.

11.1 Conditions de la zone radiative solaire

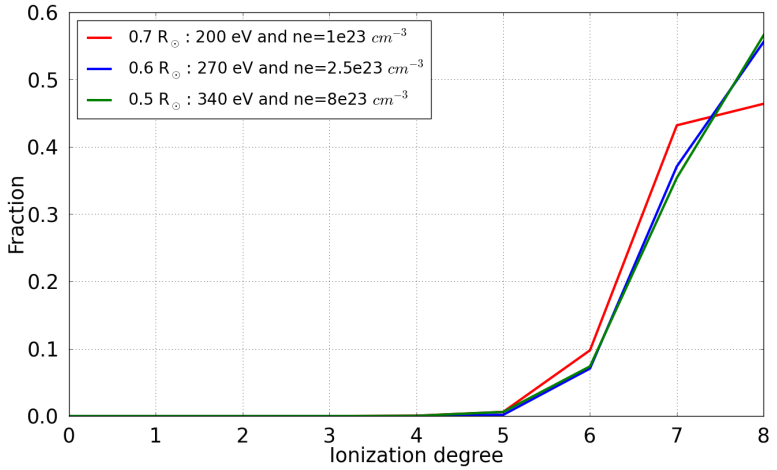
La table 11.1 rappelle les conditions typiques de la zone radiative solaire. Reproduire les conditions de cette zone signifie réussir à obtenir des densités électroniques supérieures à 10^{23} cm^{-3} et des températures supérieures à 200 eV.

Rayon ($r/R_\odot$)	**T (eV)**	ρ **(g.cm^{-3})**	**N$_e$ (cm^{-3})**	**Z$_{moy}$ Fe**	**Z$_{moy}$ Si**	**Z$_{moy}$ O**
0.5	340	1.36	8×10^{23}	18.71	11.27	7.48
0.6	270	0.5	2.5×10^{23}	18.21	11.27	7.48
0.7	200	0.21	1×10^{23}	16.66	11.22	7.35

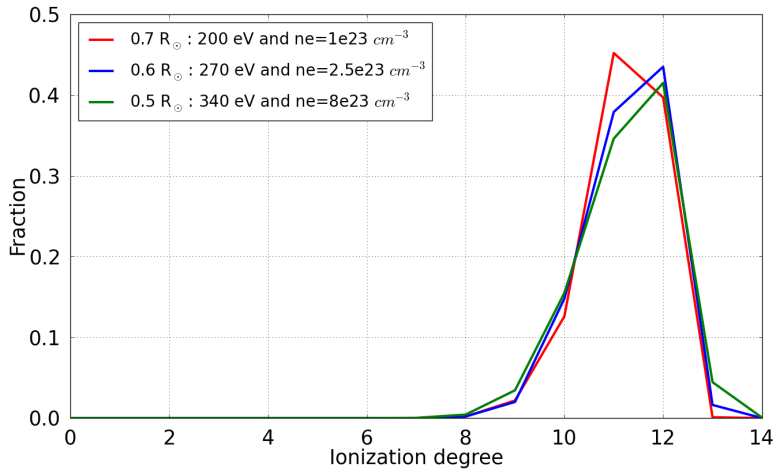
TABLE 11.1 – Température, densité massique et densité électronique du mélange solaire à différents rayons solaires (extrait d'un modèle de solaire actuel réalisé avec MESA). Les ionisations moyennes (notées Z_{moy}) du fer, du silicium et de l'oxygène, calculées avec FLYCHK, sont également précisées.

L'objectif est ici de mesurer les opacités spectrales des éléments constitutifs du mélange solaire. Nous avons vu dans les chapitres précédents que l'hydrogène et l'hélium sont les principaux constituants du mélange solaire. De ce fait, leur contribution à l'opacité globale est importante. Toutefois, d'autres contributeurs comme le fer, l'oxygène et le silicium jouent également un rôle important : l'oxygène contribue ainsi significativement à l'opacité à la base de la zone convective (40 %).
L'opacité du fer est particulièrement difficile à évaluer : le fer étant partiellement ionisé, il contribue à la fois aux transitions lié-lié, lié-libre et libre-libre. La figure 11.1 présente la distribution ionique de l'oxygène, du silicium et du fer aux trois profondeurs que nous avons évoquées en introduction de ce chapitre.

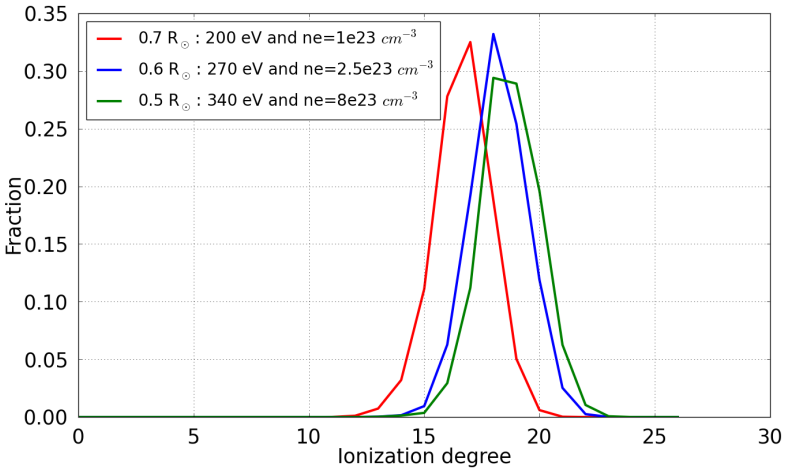
Nos efforts porteront sur le fer en priorité car il est le contributeur majoritaire à l'opacité globale dans la quasi totalité de la zone radiative comme nous l'avons vu au chapitre 8.



(a) Oxygène



(b) Silicium



(c) Fer

FIGURE 11.1 – Distributions ioniques des principaux contributeurs à l'opacité solaire en dehors de l'hydrogène et de l'hélium : (a) Oxygène, (b) Silicium, (c) Fer. On note que les éléments de Z faible à modéré (Z=8,14) sont pratiquement totalement ionisés alors que le fer, qui possède un Z plus élevé est partiellement ionisé.

11.2 Structure de cible

Pour atteindre les conditions requises, nous allons exploiter la structure DFA que nous avons présentée au chapitre précédent. Pour créer cette structure, nous avons donc besoin d'une première couche d'ablateur de Z modéré, qui va mettre en forme le profil de densité et de température. Cette couche sera suivie d'une couche du matériau d'intérêt qui est donc le fer. Pour garantir la détente unidimensionnelle du plasma, une troisième couche est nécessaire en arrière de l'échantillon. Nous avons développé deux axes de recherche :

- une irradiation dite "simple" où un seul faisceau irradie la cible. Dans ce cas, la troisième couche est une couche de tampon de plastique (CH), simplement destinée à limiter l'expansion de l'échantillon (voir figure 11.2).
- une irradiation dite "symétrique" où deux faisceaux opposés irradient la cible en même temps. Dans ce cas, la troisième couche est une seconde couche d'ablateur, destinée à créer une structure en double front en face arrière de l'échantillon d'intérêt (voir figure 11.2).

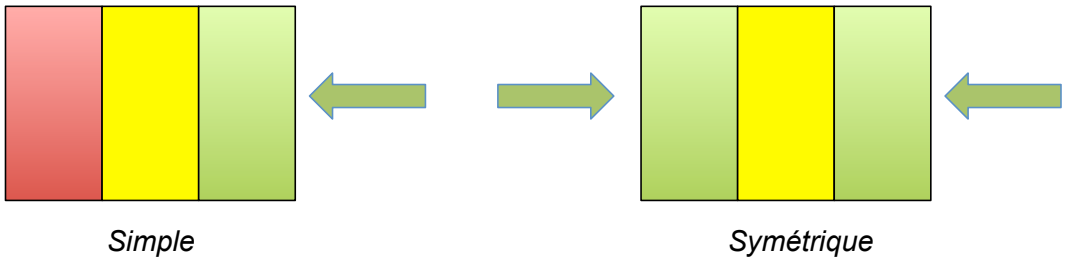


FIGURE 11.2 – Les deux types d'irradiations envisagées. *A gauche :* Irradiation simple. *A droite :* Irradiation symétrique. La couche d'ablateur est en vert, la couche de fer en jaune et la couche rouge correspond à la couche de tampon dans la configuration irradiation simple. Les flèches vertes représentent les faisceaux laser arrivant sur la cible.

11.3 Mise en place des simulations

Toutes les simulations hydrodynamiques de ce chapitre ont été réalisées à l'aide du code CHIC dont une présentation détaillée est fournie en Annexe C. Le transport électronique est modélisé à l'aide d'une approximation Spitzer-Härm, avec un limiteur de flux de 0.06 (Malone et al., 1975; Delettrez, 1986). La longueur d'onde des faisceaux laser est 0.351 μm, ce qui correspond à la longueur d'onde des faisceaux LMJ ou NIF après conversion de fréquence. Le rayon de la tache focale est 400 μm. La durée des pulses laser est prise égale à 2.2 ns, avec une rampe de 0.2 ns en début et fin de pulse, avec des intensités laser variables (de 1.5×10^{15} W/cm^2 à 4×10^{15} W/cm^2). Les tables SESAME (Lyon and Johnson, 1992) sont prises comme équations d'état. Les convergences en nombre de groupes et en nombre de mailles ont été réalisées. Les opacités utilisées sont les opacités GOMMES (Tsakiris and Eidmann, 1987).

Des simulations 1D ont été réalisées dans un premier temps pour effectuer un premier dimensionnement de la cible (choix des matériaux, épaisseur des différentes couches) en fonction de l'intensité laser. Des simulations 2D ont par la suite été réalisées pour différents cas et comparées aux cas 1D.

L'objectif est de mesurer la transmission de la couche de fer. Ce ne sont donc pas les conditions thermodynamiques en chaque point de l'échantillon qui importent mais les

conditions moyennes de cet échantillon. Les grandeurs que nous allons observer sont des moyennes massiques (car le code utilisé est Lagrangien) définies de la façon suivante :

$$\rho_{moy} = \frac{\int \rho dm}{\int dm} \qquad \text{la densité moyenne} \tag{11.1}$$

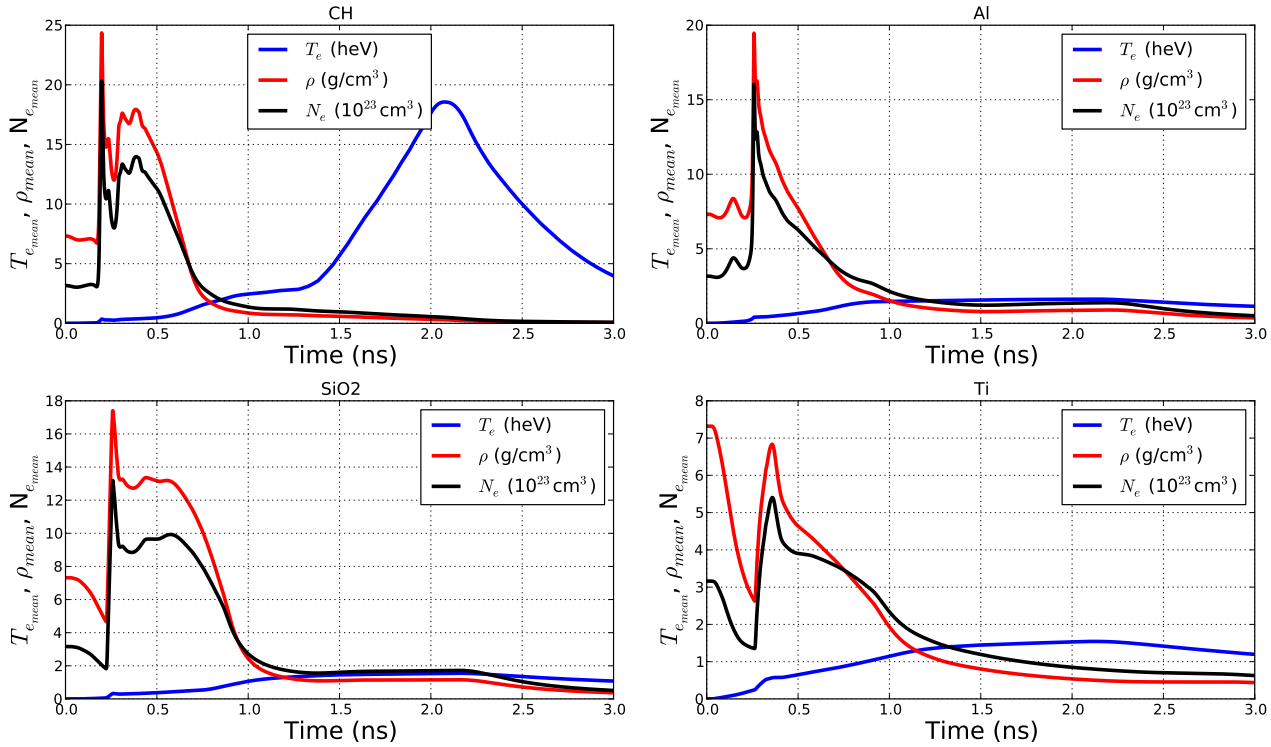
$$T_{emoy} = \frac{\int T_e dm}{\int dm} \quad \text{la température électronique moyenne} \tag{11.2}$$

$$N_{e_{moy}} = \frac{\int N_e dm}{\int dm} \qquad \text{la densité électronique moyenne} \tag{11.3}$$

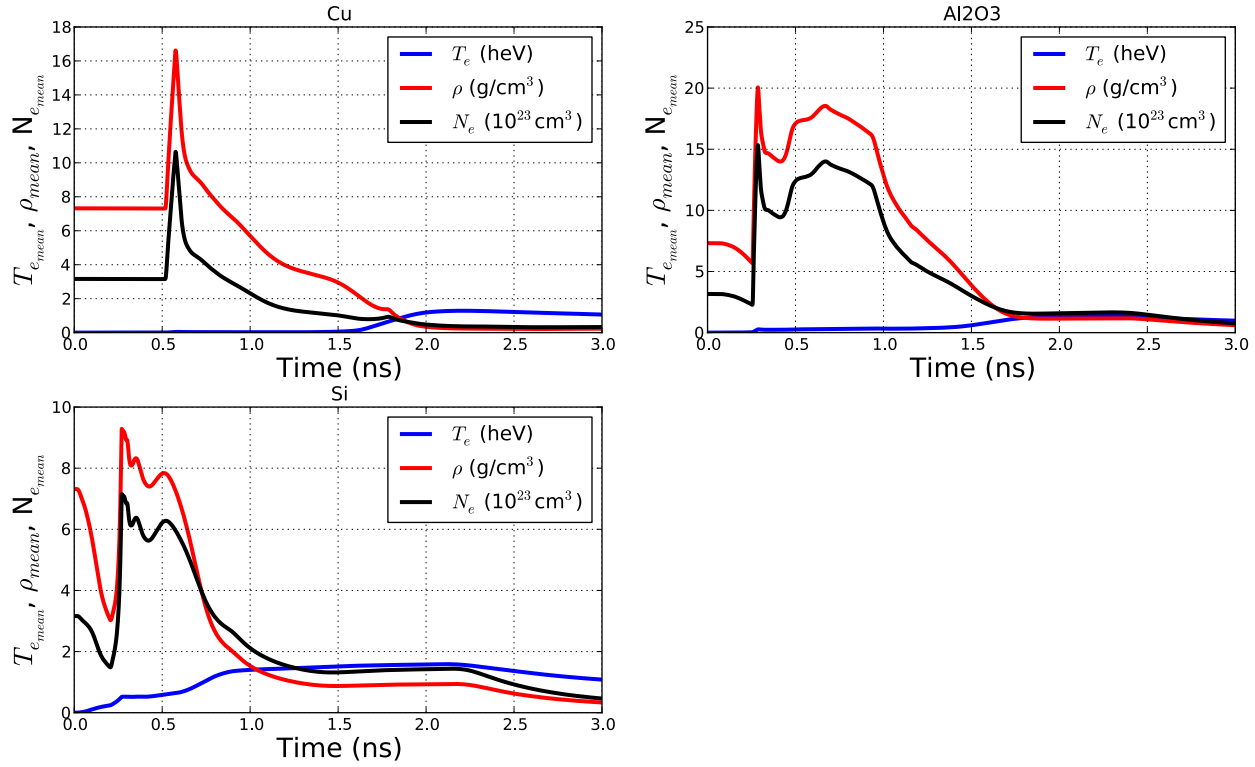
avec leur gradients associés. dm est l'élément de masse.

11.4 Recherche de l'ablateur

Pour constituer la structure en double front, il est nécessaire d'avoir un ablateur avec un Z modéré (Z autour de 15) de façon à avoir suffisamment de photons générés pour la création du front d'ablation radiatif. J'ai réalisé des simulations avec différents matériaux afin de déterminer le matériau le plus adapté pour atteindre les conditions thermodynamiques de la zone radiative solaire. Nous avons choisi d'effectuer nos tests sur des cibles placées dans la configuration irradiation simple (voir figure 11.2).
Les cibles sont constituées d'une couche d'ablateur de 10 μm d'épaisseur, d'une couche de fer d'épaisseur 1 μm d'épaisseur et d'une couche de tampon (CH) de 10 μm d'épaisseur. On irradie les cibles avec la même intensité laser I_{Laser}=1 $\times 10^{15}$ W/cm^2. Les températures, densités et densités électroniques moyennes obtenues dans l'échantillon de fer avec chaque ablateur sont présentées sur les figures 11.3 en fonction du temps.



(a) De gauche à droite et de haut en bas : Plastique (CH), Aluminium, Silice et Titane



(b) De gauche à droite et de haut en bas : Cuivre, Saphir et Silicium

FIGURE 11.3 – Profils de température (en bleu), de densité (en rouge) et de densité électronique (en noir) obtenus avec différents types d'ablateurs.

A titre de comparaison, la première vignette à gauche de la figure 11.3 présente également les profils obtenus avec une couche de plastique (CH) placée dans les mêmes conditions que les autres ablateurs. Dans le cas du CH, nous observons le passage du choc (autour de 0.2 ns) puis la détente de l'échantillon. On note qu'avec ce matériau, il n'y a effectivement pas d'apparition de plateau dans le fer car la structure DFA n'existe pas dans ce cas.
En augmentant le Z du matériau, on voit cette fois, apparaître un plateau dans l'échantillon où les grandeurs thermodynamiques ρ, T_e et N_e sont stables sur des durées de l'ordre plusieurs centaines de picosecondes. Selon le matériau utilisé, il est plus ou moins marqué et atteint des valeurs de densités et de température variables. Ainsi pour les éléments de Z modéré, nous observons le passage du choc (entre 0.2 et 0.5 ns suivant le matériau) puis la détente de l'échantillon, suivie du plateau.
Si le numéro atomique de l'ablateur est élevé ($Z > 20$) comme c'est le cas du titane et du cuivre, on observe un préchauffage important de l'échantillon en amont du choc (dû au fait que les effets radiatifs plus importants) et donc une densité atteinte au cours du plateau plus faible. L'ensemble des résultats obtenus est résumé dans le tableau 11.2.

Matériau	**Z**	**Densité initiale** ($\mathbf{g.cm^{-3}}$)	**Densité** ($\mathbf{g.cm^{-3}}$)	$\mathbf{T_e}$**(eV)**	$\mathbf{N_e}(cm^{-3})$
SiO_2 (quartz)	10	2.27	1.14	153	1.7×10^{23}
Al_2O_3 (saphir)	10	3.95	1.16	140	1.65×10^{23}
Al	13	2.7	0.85	155	1.32×10^{23}
Si	14	2.33	0.9	155	1.41×10^{23}
Ti	22	4.51	0.5	150	0.8×10^{23}
Cu	29	8.96	0.25	130	0.44×10^{23}

TABLE 11.2 – Résumé des matériaux considérés pour le choix de l'ablateur de la cible, avec les résultats obtenus au niveau du plateau de la structure DFA.

Plusieurs matériaux sont alors envisageables : l'aluminium, la silice et le silicium (ces trois ablateurs ont un Z compris entre 10 et 15). Les ablateurs avec un numéro atomique Z supérieur à 15-20 (comme le titane) sont à exclure du fait du préchauffage qu'ils induisent.
Les principales structures du fer dans la gamme de température et de densité qui nous intéresse se trouvent autour de 1 keV comme illustré sur la figure 11.4. Ce sont en effet les structures se situant au maximum de la pondération de la moyenne de Rosseland et qui contribuent donc le plus à cette grandeur. Il nous faut donc choisir un ablateur dont le spectre ne présente pas de structure autour de cette zone. On élimine la silice à cause du spectre de l'oxygène qui risquerait de venir perturber le spectre du fer. Après examen des différents spectres, nous avons décidé de retenir le silicium (Figure 11.5). En effet, c'est l'élément qui permet d'atteindre les plus hautes conditions de densité et de température, avec une grande stabilité et sur une longue durée par rapport aux autres ablateurs. De plus, ses principales structures spectrales situées à 2 keV, laissent libre la région d'intérêt du spectre du fer située entre 500 et 1 500 eV.

Les simulations réalisées utilisent donc un ablateur en silicium, qui permet de générer la structure en double front d'ablation tout en limitant le préchauffage de l'échantillon. La suite du chapitre expose mes résultats de simulations.

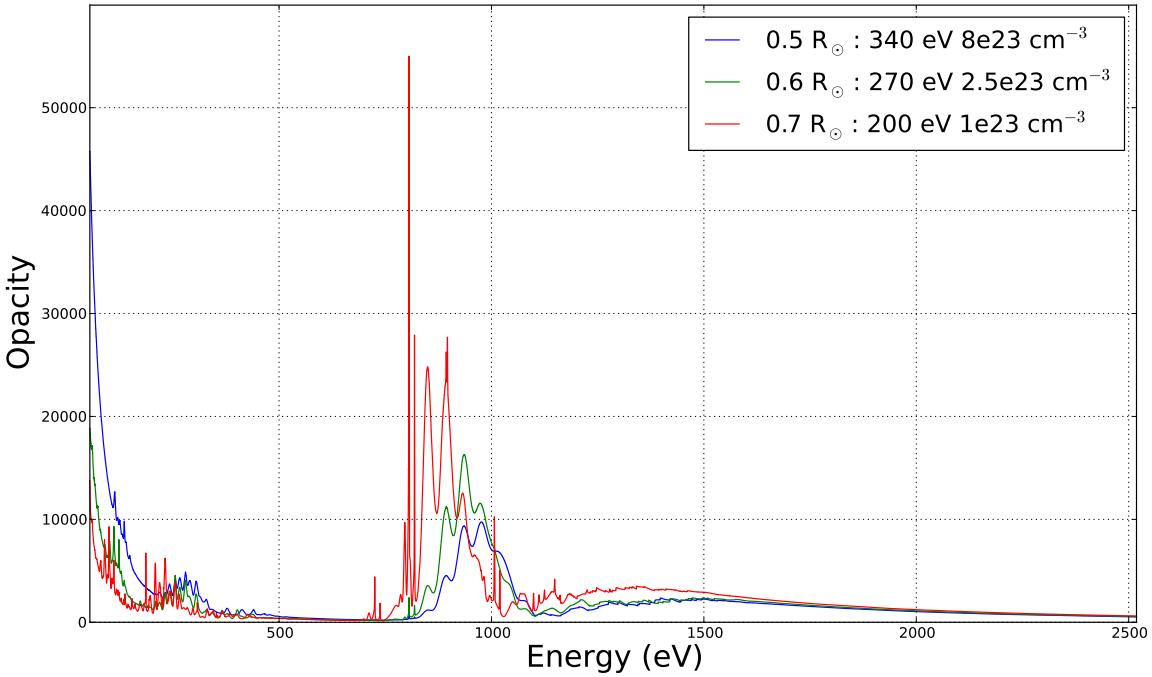


FIGURE 11.4 – Spectres d'opacité du fer aux différentes profondeurs solaires présentées en introduction, calculé avec FLYCHK (Chung et al. (2005) et Annexe 4).

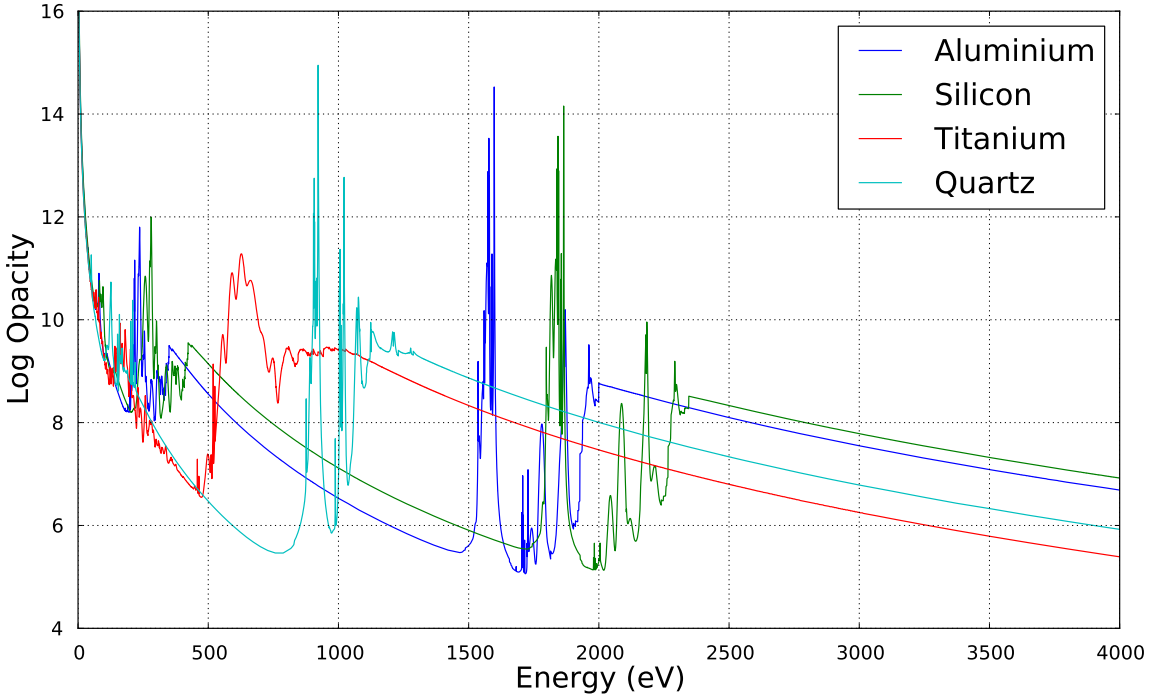


FIGURE 11.5 – Spectre d'opacité obtenus avec différents types d'ablateurs : en bleu, l'aluminium, en vert, le silicium, en rouge le titane et en cyan, le quartz.

11.5 Simulations 1D

11.5.1 En irradiation simple

L'objectif est ici de déterminer une structure de cible permettant d'atteindre les conditions de température et de densité qui correspondent à l'intérieur radiatif solaire en irradiant la cible d'un seul côté.
Pour décrire au mieux les quantités hydrodynamiques, le nombre de mailles dans chaque couche est ajusté en fonction de l'épaisseur et précisé pour chaque simulation.

11.5.1.1 Cas 1 : Intensité $\mathbf{I}_{laser}$=1.5 $\times 10^{15}$ W/cm^2

Cette simulation a été réalisée avec une intensité laser correspondant environ à l'intensité d'un quad LMJ : 1.5 $\times$ 10^{15} W/cm^2. La structure de cible est présentée en figure 11.6 : 8 μm de silicium, précédant 0.1 μm de l'échantillon d'intérêt puis 7 μm de tampon de CH. L'épaisseur de fer a été choisie de façon à pouvoir autoriser une mesure en transmission tout en étant suffisamment résistante (passage du choc, instabilités). Le maillage utilisé est le suivant : 30 mailles dans l'échantillon de fer, 200 dans l'épaisseur de silicium et 200 dans l'épaisseur de plastique.

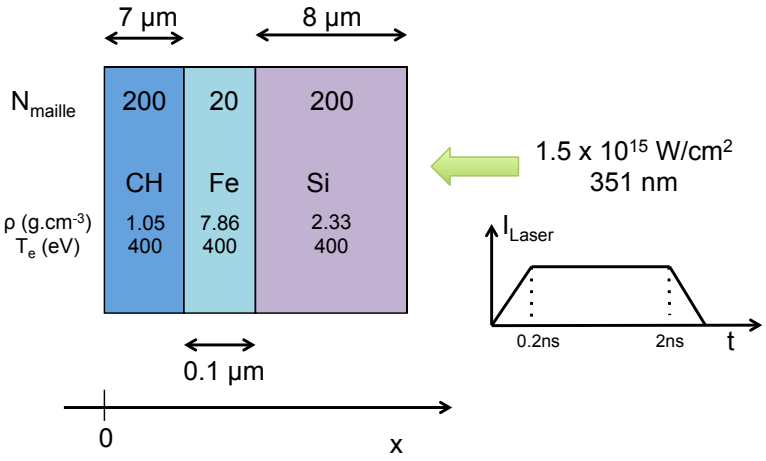


FIGURE 11.6 – Structure de cible cas 1 : une couche de silicium comme ablateur, d'épaisseur 8 μm comprennant 200 mailles, une couche de fer d'épaisseur 0.1 μm comprenant 30 mailles et une couche de CH d'épaisseur 7 μm comprenant 200 mailles. La cible est irradiée par un seul faisceau, d'intensité 1.5 $\times$ 10^{15} W/cm^2. Les valeurs de densité et de température données sont les valeurs prises au début de la simulation (t=0).

La simulation est réalisée sur un temps de 3 ns. Le digramme de marche de la cible présentant l'évolution de chaque maille de la cible est présenté en figure 11.7.
Ce diagramme de marche fait apparaître une mise en vitesse de la cible lors de l'irradiation par le faisceau laser : en 1.6 ns, l'échantillon de fer a ainsi reculé de 500 μm. Nous pouvons également observer que sur les 3 ns de la simulation, le silicium n'est pas complètement ablaté.

La figure 11.8 présente les profils de densité, de température électronique et de densité électronique moyens (définies en 11.1, 11.2 et 11.3) obtenus dans le fer. La dispersion spatiale (gradients spatiaux) dans l'échantillon est obtenue en calculant la variance des différentes quantités sur l'échantillon. Elle correspond dans chaque cas à l'épaisseur du trait.

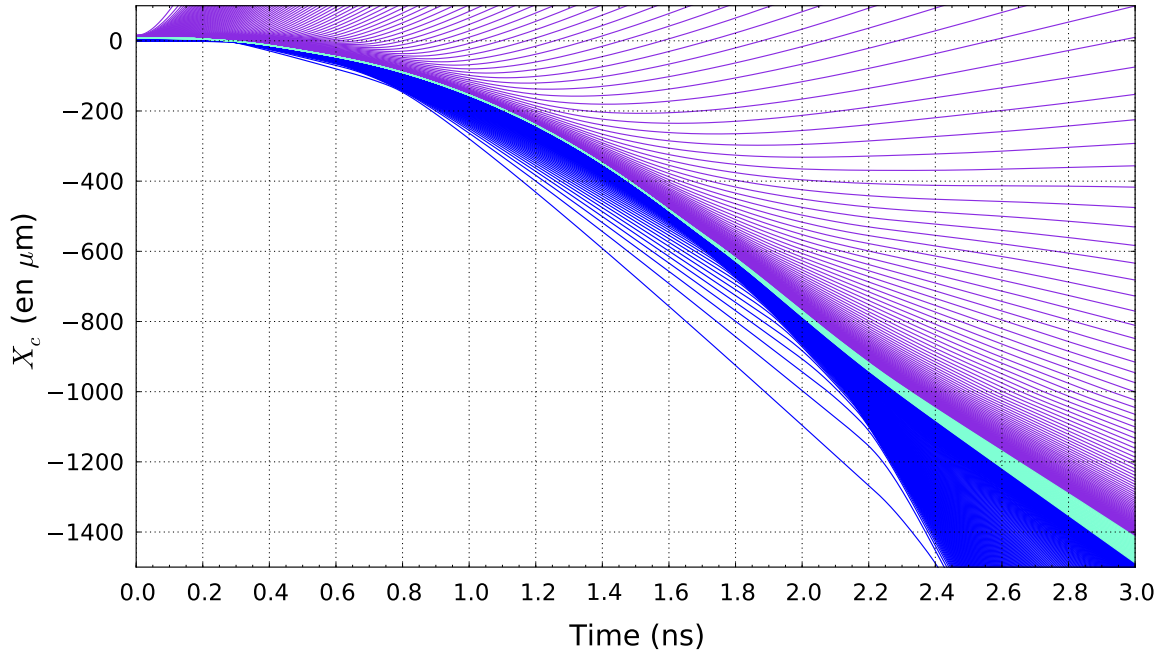


FIGURE 11.7 – Diagramme de marche de l'évolution de l'échantillon de fer. Le code couleur identique à celui de la figure 11.6 : en mauve, l'ablateur de silicium, en cyan, l'échantillon de fer et en bleu foncé, le tampon de CH.

L'analyse de ces profils permet de suivre l'hydrodynamique de la cible : au début de l'irradiation, un préchauffage de l'échantillon a lieu (zone verte sur la figure 11.8). Ce préchauffage s'arrête lors du passage du choc, qui comprime fortement la cible et engendre un petit pic de température (zone bleue sur la figure 11.8). Le choc passé, le front radiatif arrive et l'échantillon présente des conditions thermodynamiques stables pendant environ 1 ns (correspond au passage du plateau de la structure DFA). Les valeurs obtenues au niveau du plateau sont les suivantes :

- $\rho_{moy} = 0.9$ g.cm^3 $\pm$ 10%
- $\mathrm{T}_{e_{moy}} = 170$ eV $\pm$ 5%
- $\mathrm{N}_{e_{moy}} = 1.3 \times 10^{23}$ $\pm$ 15%

Les gradients spatiaux sont plus faibles, dû à la faible épaisseur de la couche de fer : autour de 8% pour les 3 grandeurs observées. A la fin du plateau, le passage du front thermique engendre une très forte augmentation de la température et une chute importante de la densité.

Afin d'évaluer la proximité des conditions obtenues aux conditions solaires, j'ai calculé la distribution ionique du fer dans ces conditions, que j'ai superposée pour comparaison à celles obtenues dans les trois conditions solaires présentées en table 11.1 . La figure 11.9 résume cette comparaison. Nous pouvons constater que les conditions atteintes ne sont pas suffisantes pour reproduire l'ionisation du fer dans l'intérieur radiatif solaire.

Dans un second temps, j'ai également calculé la transmission de chacune des couches, ce qui nous a permis de déterminer approximativement la transmission globale suivant le procédé illustré en figure 11.10.

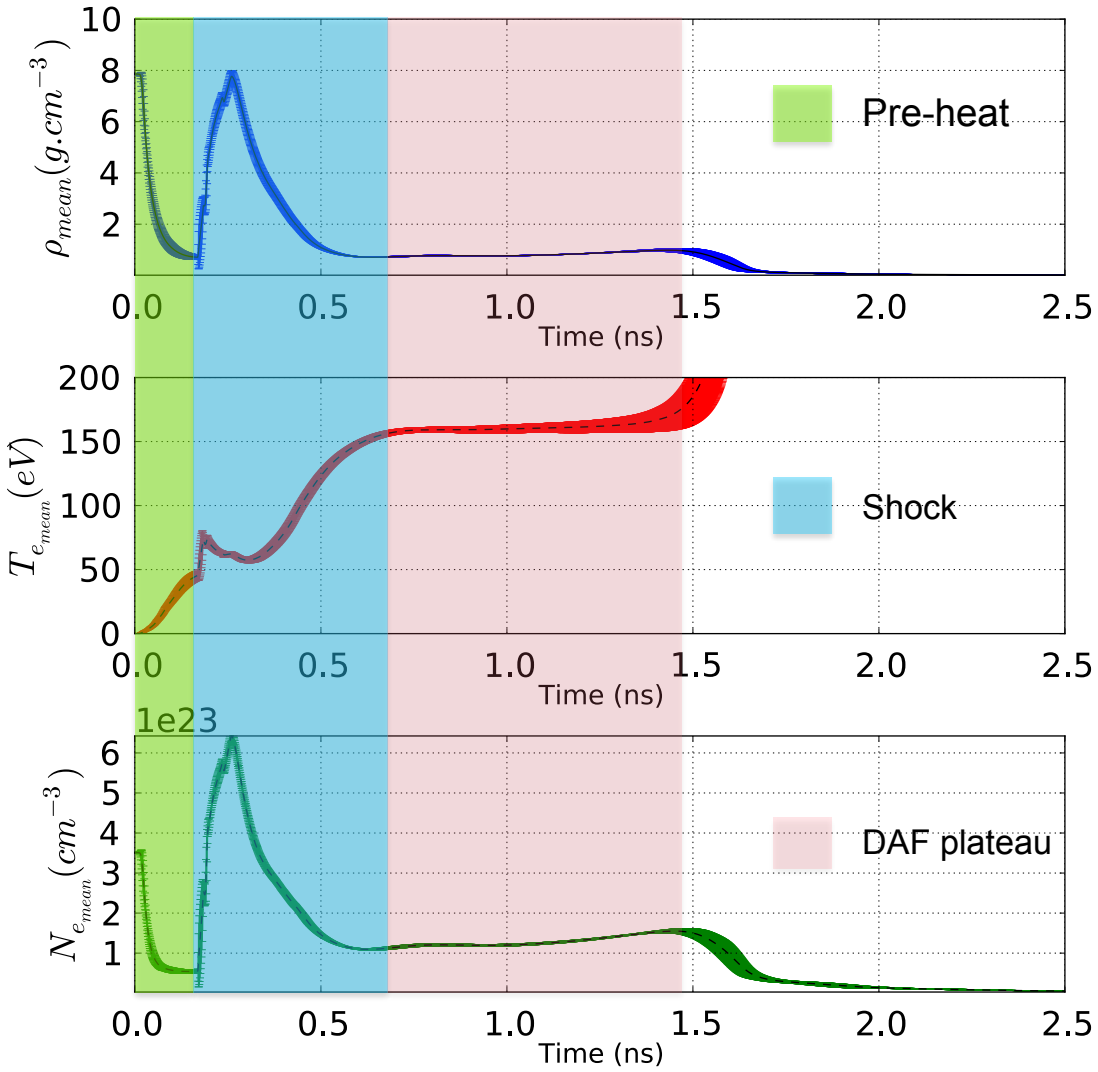


FIGURE 11.8 – Profils temporels de densité, de température et de densité d'électrons libres dans l'échantillon de fer, moyennés sur la largeur de l'échantillon. L'épaisseur du trait représente la dispersion dans l'échantillon.

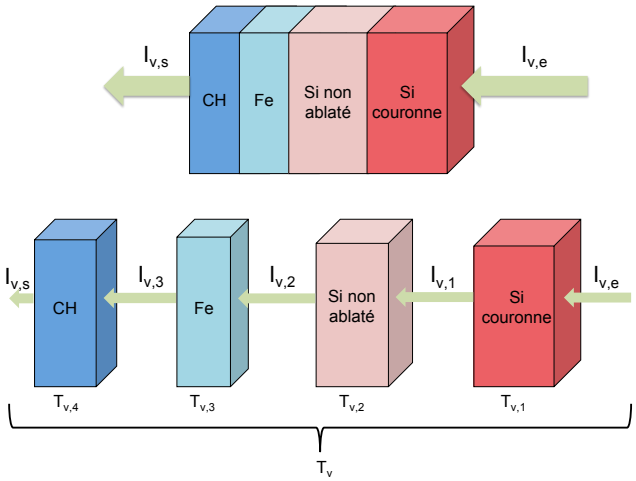


FIGURE 11.10 – Division de la cible en 4 couches distinctes, supposées homogènes pour le calcul de la transmission.

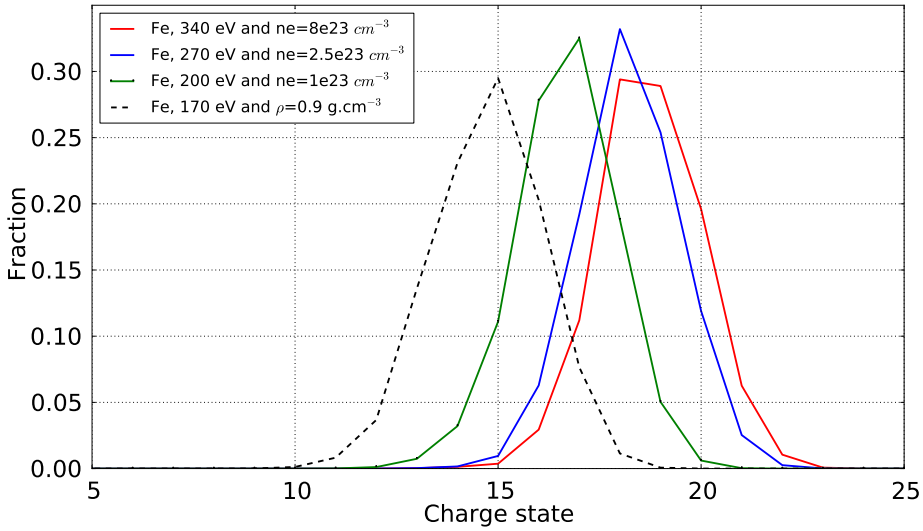


FIGURE 11.9 – Distribution ionique du fer à 170 eV et 0.9 g/cm^3, calculée avec FLYCHK. La distribution ionique du cas présent est représentée en traits pointillés noir, le code couleur pour les autres distributions est identique à celui de la figure 11.1.

Pour cela, j'ai divisé la cible en 4 régions que j'ai supposées de température et densité constante : on distingue ainsi la couronne (constituée du silicium ablaté), l'ablateur (constitué du silicium non ablaté), la couche de fer et l'épaisseur de plastique. La transmission totale peut alors s'exprimer de la façon suivante :

$$T_\nu = \frac{I_{\nu,s}}{I_{\nu,e}} = \frac{I_{\nu,s}}{I_{\nu,3}} \times \frac{I_{\nu,3}}{I_{\nu,2}} \times \frac{I_{\nu,2}}{I_{\nu,1}} \times \frac{I_{\nu,1}}{I_{\nu,e}} = T_{\nu,4} \times T_{\nu,3} \times T_{\nu,2} \times T_{\nu,1} \tag{11.4}$$

Le calcul de la transmission de la cible est présentée sur la figure 11.11 : pour chaque couche une densité moyenne est prise de façon à calculer la transmission. L'épaisseur de la couche de plasma est évaluée en utilisant la simulation hydrodynamique précédente et l'opacité est calculée avec le code FLYCHK aux conditions thermodynamiques moyennes supposées pour chaque couche.

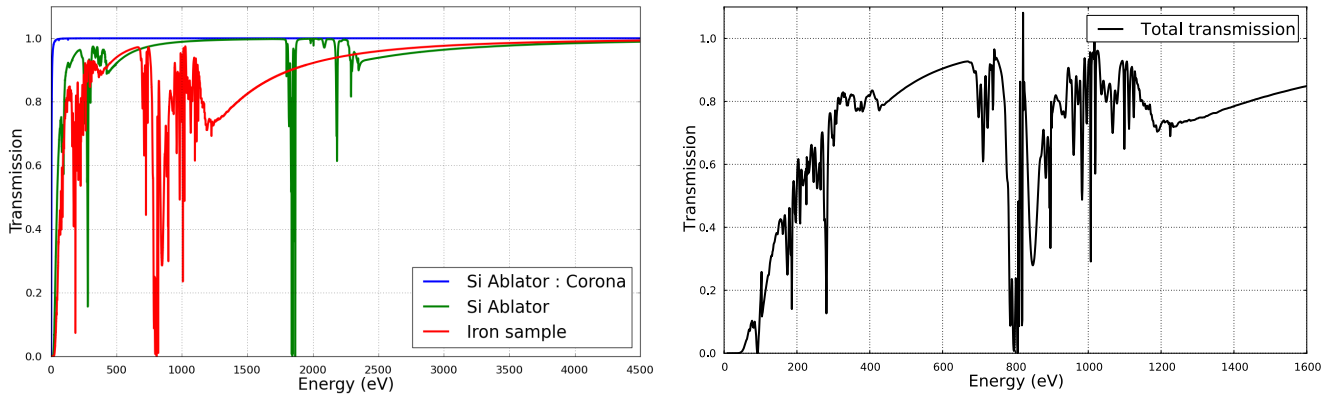


FIGURE 11.11 – Transmission attendue, calculée avec FLYCHK. *A gauche :* la transmission des différentes couches. A droite :la transmission totale.

Nous pouvons observer sur cette transmission les structures principales du fer autour

du kilo-électronvolt. La transmission globale (voir figure 11.11) montre que ces structures ne sont pas perturbées pas les couches périphériques d'ablateur et de tampon. En revanche, nous pouvons observer une saturation de la transmission au niveau de ces mêmes structures, ce qui pourrait empêcher une éventuelle mesure.

11.5.1.2 Avec des intensités plus fortes

J'ai effectué d'autres simulations avec cette irradiation simple en utilisant des intensités plus élevées pour nous rapprocher des conditions thermodynamiques solaires. Nous avons pu constater qu'il était difficile d'atteindre les conditions recherchées. En effet, l'augmentation de la puissance laser nécessite d'augmenter les épaisseurs des différentes couches pour assurer la résistance de la cible mais également pour assurer la stabilité du plateau. En effet, une intensité trop forte conduit à une inclinaison du plateau et à une inversion de la structure pour les temps longs (Drean, V., 2009), déjà légèrement visible sur les profils de densité et de température du cas 1.
D'autre part, l'approche par irradiation simple occasionne une mise en vitesse importante de la cible (voir figure 11.7 et 11.12). L'échantillon va ainsi atteindre des vitesses de l'ordre de 5×10^7 cm.s^{-1} ce qui va provoquer des instabilités dans la cible et pourrait conduire à la rupture de l'échantillon.

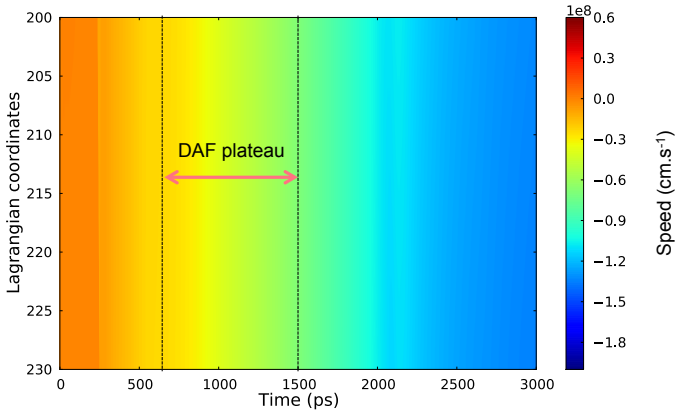


FIGURE 11.12 – Evolution des vitesses le long de l'axe x (défini en figure 11.6) dans chaque maille de l'échantillon de fer en fonction du temps d'une cible Si/Fe/CH irradiée par une intensité laser de 4×10^{15} W/cm^2. La zone temporelle correspondant au plateau DFA est délimitée par des pointillés.

Pour nous rapprocher des conditions solaires, il est nécessaire d'augmenter l'énergie apportée à la cible, ce qui est difficile avec une irradiation simple. Ces difficultés nous ont conduit à envisager une autre méthode d'irradiation : l'irradiation symétrique. Il est à noter que cette irradiation est possible sur l'installation LMJ-PETAL.

11.5.2 En irradiation symétrique

11.5.2.1 Avec un échantillon de Fer avec $\mathbf{I_{Laser}}$=1.5 $\times$ 10^{15} W/cm^2

La cible est dans ce cas constituée de deux couches de silicium de 7 μm (discrétisées en 200 mailles chacune), enserrant une couche de fer de 0.1 μm d'épaisseur (discrétisée en

30 mailles). Elle est irradiée par deux faisceaux laser symétriques, de même intensité : 1.5×10^{15} W/cm^2 comme illustré sur la figure 11.13.

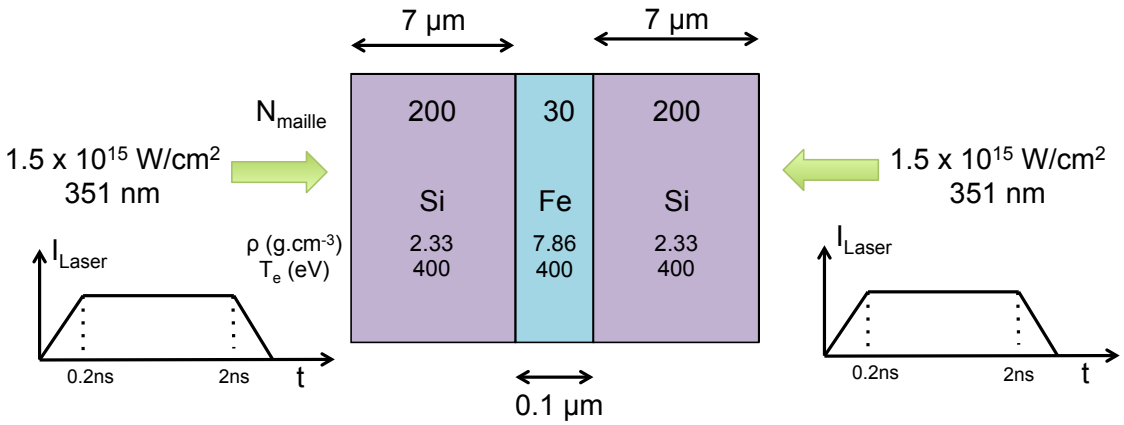


FIGURE 11.13 – Structure de cible cas 2 : une couche de silicium comme ablateur, d'épaisseur 7 μm, une couche de fer d'épaisseur 0.1 μm comprenant 20 mailles et une couche de Si comme second ablateur d'épaisseur 7 μm comprenant 200 mailles. Les valeurs de densité et de température données sont les valeurs prises au début de la simulation (t=0).

Le diagramme de marche de la cible, présenté en figure 11.14, montre l'intérêt de l'irradiation symétrique : l'échantillon n'est pas mis en vitesse, ce qui permet d'éviter une première source d'instabilité dans la cible. La cible se détend de façon totalement symétrique ce qui va permettre d'avoir des conditions plus homogènes à l'intérieur de l'échantillon.

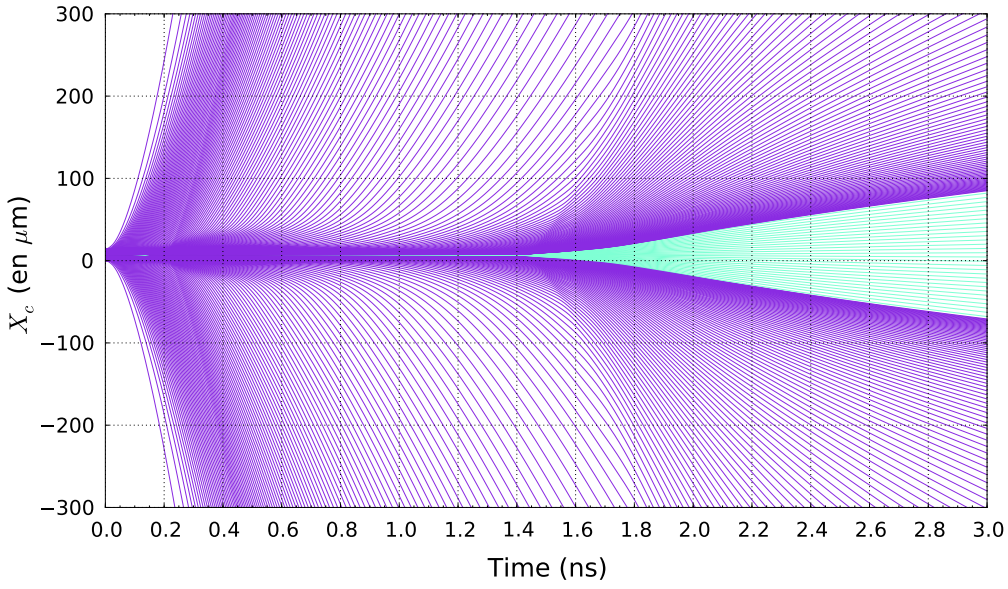


FIGURE 11.14 – Diagramme de la cible. Le code couleur est le même que celui de la figure 11.13 : en mauve, l'ablateur de silicium, en cyan, l'échantillon de fer.

La figure 11.15 présente les profils de densité, de température électronique et de densité électronique moyens dans l'échantillon de fer en fonction du temps.

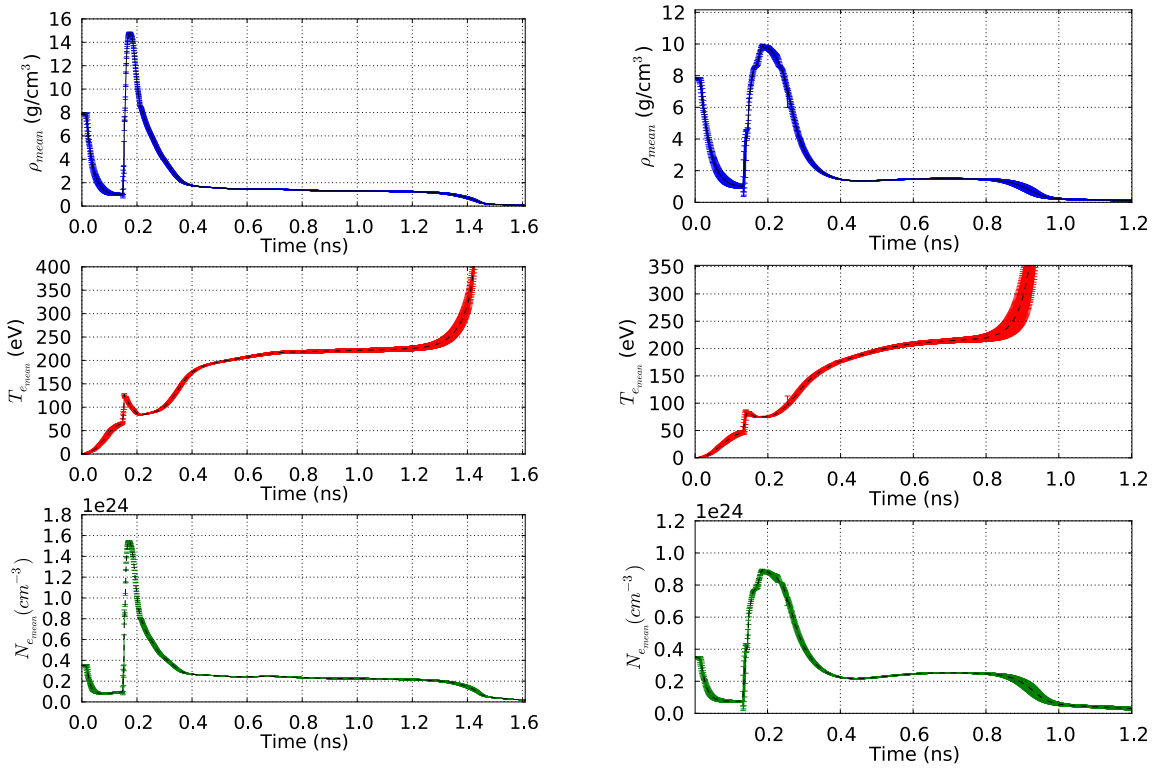


FIGURE 11.15 – *A gauche :* Profils de densité, température électronique et densité électronique moyens obtenus dans la cible spécifiée ci-dessus, avec une irradiation symétrique de 1.5 $\times$ 10^{15} W/cm^2. *A droite :* Profils de densité, température électronique et densité électronique moyens obtenus dans la cible spécifiée ci-dessus, avec une irradiation simple de 3.0 $\times$ 10^{15} W/cm^2.

Les valeurs obtenues au niveau du plateau DFA sont dans ce cas :

- ρ_{moy} = 1.35 g.cm^{-3} $\pm$ 7%
- T$_{e_{moy}}$ = 225 eV $\pm$ 10%
- N$_{e_{moy}}$ = 2.25 $\times 10^{23}$ cm^{-3} $\pm$ 10%

La détente symétrique de l'échantillon permet d'avoir des gradients spatiaux faibles dans l'échantillon (de l'ordre de 5% pour chaque quantité thermodynamique étudiée).

La distribution ionique du fer dans ces conditions est représentée sur la figure 11.16. Elle est quasiment identique à celle obtenue dans le cas 0.7 R$_\odot$ (différence de moins de 1% sur le Z$_{moy}$). La densité d'électrons libres est en revanche un peu plus faible (d'environ 10%) par rapport aux conditions régnant à cette profondeur du Soleil (10^{23} cm^{-3}) .

Pour bien montrer l'intérêt de l'irradiation symétrique par rapport à l'irradiation symétrique, j'ai réalisé une comparaison des deux irradiations à partir du cas que je viens d'exposer. J'ai ainsi utilisé la même cible, irradiée par la même intensité globale (3.0 $\times 10^{15}$ W/cm^2) mais répartie respectivement en un seul faisceau pour l'irradiation simple et deux faisceaux de même intensité de chaque côté de la cible pour l'irradiation symétrique (ce qui correspond au cas 2).

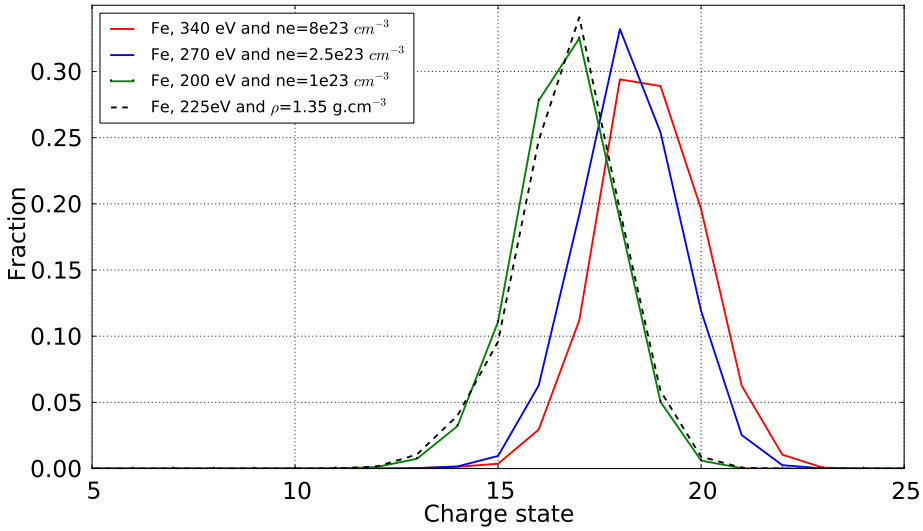


FIGURE 11.16 – Distribution ionique du fer à 225 eV et 1.35 g.cm^{-3} comparées à aux distributions ioniques du fer à différents rayons solaires, calculées avec FLYCHK.

Les profils de densité, de température électronique et de densité électronique moyens obtenus dans le cas de l'irradiation symétrique ont été exposés en figure 11.15 à gauche et ceux obtenus dans le cas de l'irradiation simple sont présentés en figure 11.15 à droite. La comparaison des deux configurations est résumée en table 11.3. Nous pouvons constater qu'il y a un facteur deux entre la densité atteinte en irradiation simple et celle atteinte en irradiation symétrique.

Grandeur	**Simple**	**Symétrique**
ρ_{moy} (g.cm^{-3})	0.7	1.35
$T_{e_{moy}}$ (eV)	205	225
$N_{e_{moy}}$ (cm^{-3})	2.3 $\times 10^{23}$	2.25 $\times 10^{23}$
Z_{moy}	15.88	16.77

TABLE 11.3 – Comparaison de l'irradiation simple et de l'irradiation symétrique avec la même intensité résultante sur la cible : dans le cas simple, la cible est irradiée d'un seul côté avec une intensité laser de 3×10^{15} W/cm^2 et dans le cas symétrique, la cible est irradiée de chaque côté par un faisceau d'intensité 1.5×10^{15} W/cm^2.

L'approche symétrique semble donc plus adaptée pour l'atteinte des conditions de la zone radiative solaire. Le Laser Mégajoule est actuellement dans sa configuration préliminaire : il se compose de deux quads pouvant fournir chacun une intensité d'environ 1 à 1.5 $\times 10^{15}$ W/cm^2. Avec le temps, de plus en plus de quads seront ajoutés, ce qui permettra d'obtenir de plus grandes intensités sur cible. Dans cette optique, le paragraphe suivant présente des résultats obtenus avec une irradiation de la cible plus importante.

11.5.2.2 Sur du Fer avec I_{Laser}=4 × 10^{15} W/cm^2

La cible est cette fois constituée d'un échantillon de fer d'épaisseur 0.1 μm, entouré de deux couches de fer d'épaisseur 10 μm. Cette cible est irradiée de chaque côté par une intensité laser de 4 × 10^{15} W/cm^2. Les résultats obtenus avec cette cible sont présentés en figure 11.17.

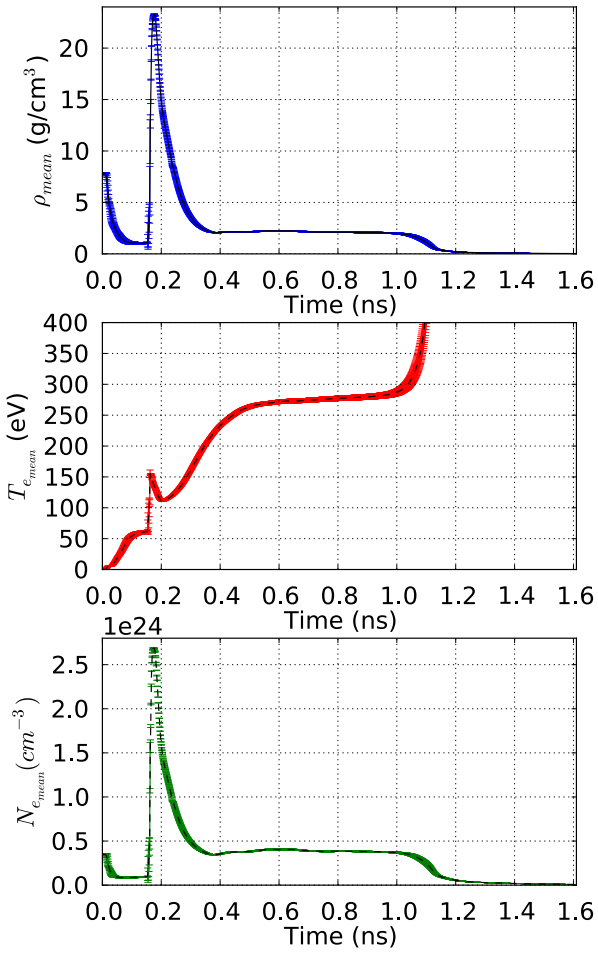


FIGURE 11.17 – Profils de densité, température électronique et de densité électronique moyens obtenus dans la cible spécifiée ci-dessus, avec une irradiation de 4 × 10^{15} W/cm^2.

Les valeurs obtenues au niveau du plateau sont dans ce cas :

- ρ_{moy} = 2 g.cm^{-3} ± 10 %
- $T_{e_{moy}}$ = 280 eV ± 3%
- $N_{e_{moy}}$ = 2.25 × 10^{23} cm^{-3} ± 7%

Les gradients spatiaux sont de l'ordre de 5%.
La distribution ionique du fer dans les conditions ci-dessus est présentée sur la figure 11.18. Elle est quasi-identique à celle du fer à 0.6 $R_\odot$ (différence d'environ 1% sur l'ionisation moyenne).

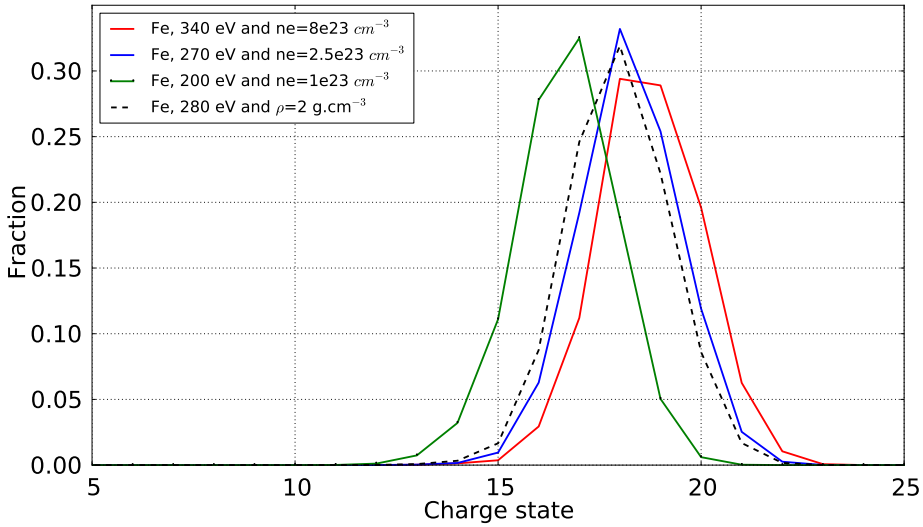


FIGURE 11.18 – Distribution ionique du Fer à 280 eV et 2 g/cm^3, calculée avec FLYCHK.

Cette dernière simulation permet d'atteindre des conditions très proches de celles qui existent à 0.6 $R_\odot$. Néanmoins ces résultats sont à prendre avec prudence : ces hauts régimes d'intensité laser restent mal connus et nous arrivons dans les limites de validité du code.

11.5.3 Conclusion des simulations 1D

Nous avons montré dans cette partie que la structure DFA est une méthode nouvelle et originale permettant d'atteindre des conditions thermodynamiques proches de celles de l'intérieur solaire à l'ETL. Pour cela, nous avons envisagé dans nos simulations différents cas, utilisant deux types d'irradiations (simple et symétrique). La figure 11.19 place les différents cas présentés dans le plan (log ρ, log T), superposés au chemin solaire. Nous pouvons constater qu'avec des intensités équivalentes à celles des premières configurations du LMJ, nous sommes capables d'atteindre des conditions très intéressantes pour l'astrophysique, qui vont de la base de la zone convective au milieu de la zone radiative solaire. Ces conditions sont obtenues avec une grande stabilité temporelle et spatiale dans l'échantillon de fer et proche de l'équilibre thermodynamique local, ce qui est propice à une mesure d'opacité. Il est cependant à noter que dans les régimes de haute intensité, l'effet des électrons chauds serait certainement à prendre en compte. D'autre part, dans nos simulations, l'effet des instabilités n'est pas pris en compte. L'ensemble de ces résultats est résumé dans l'article Le Pennec et al. (2015) adjoint à ce chapitre.

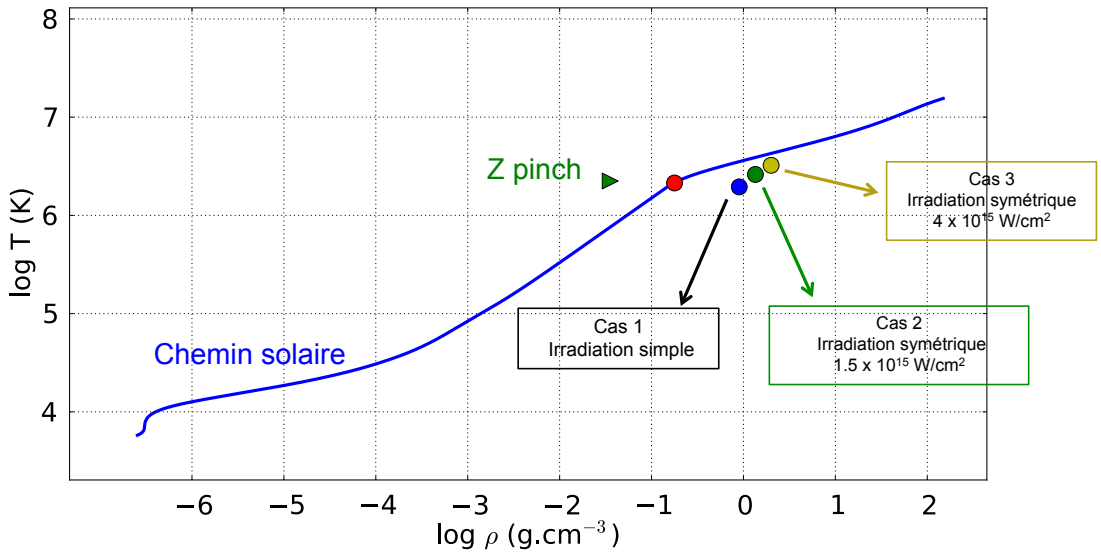


FIGURE 11.19 – Résumé des cas développés : les trois cas présentés sont représentés par des ronds de couleurs. Les conditions atteintes par l'expérience Z-pinch sont indiquées par un triangle vert et le chemin solaire est représenté en trait continu bleu.

J'ai également effectué quelques tests sur l'oxygène (en utilisant différents oxydes) et le silicium (avec un ablateur de titane) qui ont donné des résultats encourageants.

11.6 Simulations 2D

Pour essayer d'évaluer les effets 2D sur les différentes quantités qui nous intéressent, j'ai mis en oeuvre des simulations 2D, en géométrie 2D axisymétrique. Il est à noter que de telles simulations sont particulièrement difficiles à réaliser : il s'agit de trouver le bon maillage, qui permettra une bonne détente de la cible et un bon suivi des quantités hydrodynamiques. Une des difficultés est liée à la finesse de l'échantillon, qui doit comporter un nombre représentatif de mailles pour avoir des conditions hydrodynamiques convergées.

Pour réaliser ces simulations, nous avons mis en place les points suivants :

- réalisation des calculs en maillage adaptatif (ALE - Arbitrary Lagrangian Eulerian),
- ajout, en plus des 3 couches de la cible, d'un milieu fantôme, de densité très faible, destiné à faciliter la détente de la couronne et ainsi éviter les problèmes de croisement de maillage (le croisement des mailles provoque l'arrêt de la simulation),
- dimension transverse (diamètre) de cible suffisamment grande par rapport à la taille de la tache focale,
- ajout d'un "fond laser" (d'intensité maximum égale à 1/20 de l'intensité du faisceau d'irradiation) pour faciliter la détente des matériaux.

La tache focale choisie est une supergaussienne d'ordre 4, de rayon à 1/e 400 μm, de centre 0 et de maximum 1. Cette tache focale correspond à une tache focale typique obtenue sur l'installation OMEGA.
Les deux types d'irradiations présentés précédemment sont reprises ici via l'étude de deux cas :

- un cas à irradiation simple avec I_{Laser}=1.5 $\times$ 10^{15} W/cm^2,
- un cas à irradiation symétrique avec I_{Laser} = 1.5 $\times$ 10^{15} W/cm^2.

Les quantités observées sont les mêmes que dans le cas 1D à ceci près que deux moyennes sont effectuées selon les axes défini en figure 11.21 :

1. une moyenne selon la direction transverse Y,
2. une moyenne sur X des "supermailles" obtenues à l'étape précédente.

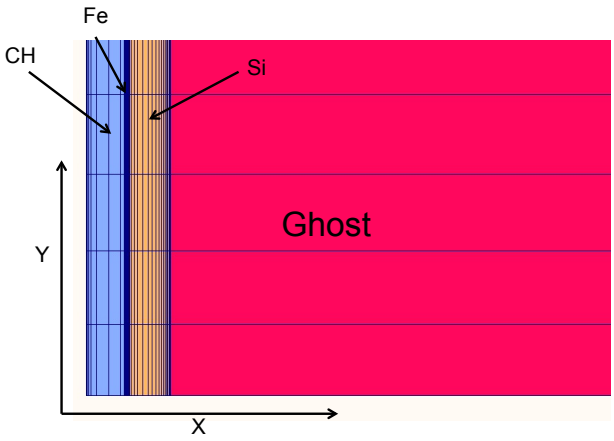


FIGURE 11.20 – Cible 2D dans le cas de l'irradiation simple, à t=0 ps. La direction transverse est notée Y et la direction longitudinale est notée X.

Les trois moyennes 2D se définissent de la façon suivante :

$$\rho_{moy,X} = \frac{\int \rho(X,Y) dm_Y}{\int dm_Y} \tag{11.5a}$$

$$M_X = \int dm_Y \tag{11.5b}$$

$$\rho_{moy,2D} = \frac{\int \rho_{moy,X} dM_X}{\int dM_X} \tag{11.5c}$$

L'équation (11.5a) donne l'expression de la moyenne en densité massique réalisée sur la hauteur de la cible et l'équation (11.5b) donne l'expression de la masse des supermailles en X. Enfin, l'équation (11.5c) donne l'expression de la densité moyenne 2D en fonction des deux quantités précédentes.

$$T_{e_{moy,X}} = \frac{\int T_e(X,Y) dm_Y}{\int dm_Y} \tag{11.6a}$$

$$T_{e_{moy,2D}} = \frac{\int T_{e_{moy,X}} dM_X}{\int dM_X} \tag{11.6b}$$

L'équation (11.6a) donne l'expression de la moyenne en température électronique réalisée sur la hauteur de la cible et l'équation (11.6b) donne l'expression de la température

moyenne 2D en fonction de cette première moyenne et de la masse des supermailles, définie en (11.5b).

$$N_{e_{moy,X}} = \frac{\int N_e(X,Y) dm_Y}{\int dm_Y} \tag{11.7a}$$

$$N_{e_{moy,2D}} = \frac{\int N_{e_{moy,X}} dM_X}{\int dM_X} \tag{11.7b}$$

L'équation (11.7a) donne l'expression de la moyenne en densité électronique réalisée sur la hauteur de la cible et l'équation (11.7b) donne l'expression de la densité électronique moyenne 2D en fonction de cette première moyenne et de la masse des supermailles, définie en (11.5b).

11.6.1 Irradiation simple

Le premier cas étudié est le cas numéro 1 présenté dans la partie simulation 1D. La base de la cible est celle présentée dans le cas une dimension (voir paragraphe 11.5.1.1) : une cible constituée de trois couches, respectivement 8 μm de silicium, 0.1 μm de fer et 7 μm de tampon de CH. La hauteur de la cible est choisie de sorte à faire 2 fois le rayon de la tache focale, soit 800 μm. Le milieu fantôme est ajouté en amont de l'ablateur : l'épaisseur de cette couche est très grande par rapport à l'épaisseur des autres couches.
Les différentes caractéristiques de la cible et de l'irradiation laser incidente sont présentées en figure 11.21.

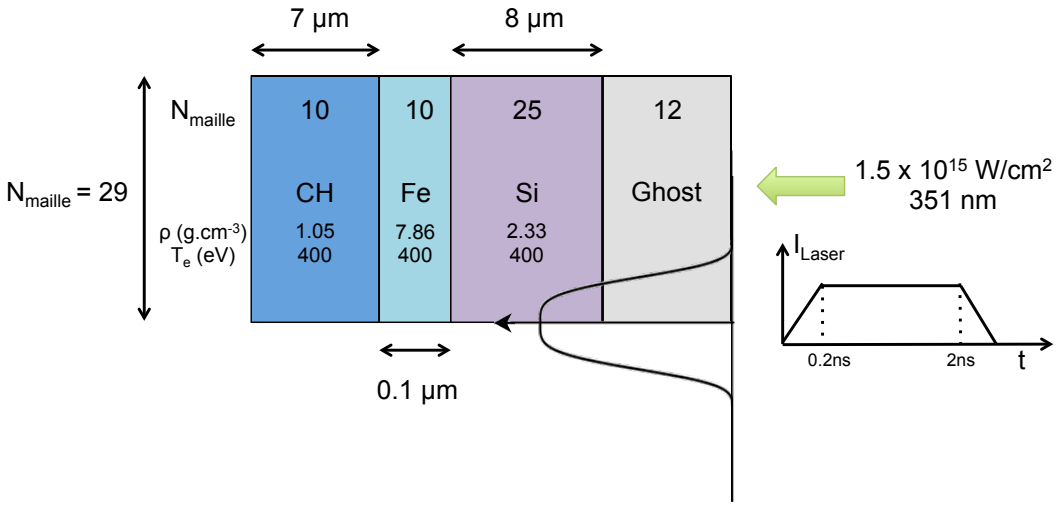
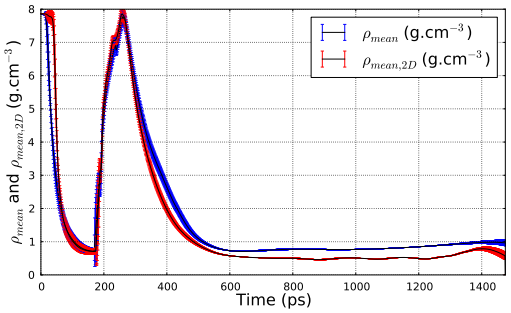
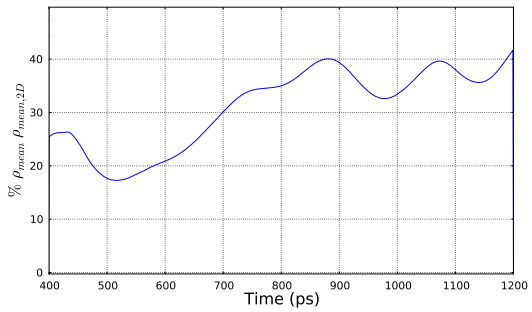


FIGURE 11.21 – Cible 2D avec irradiation par un faisceau supergaussien d'ordre 4.

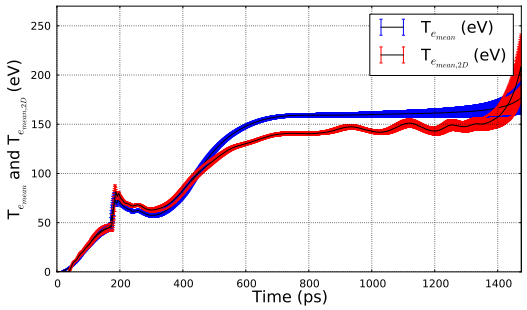
Notons la taille importante du maillage fantôme : il faut en effet avoir le plus grand domaine possible pour essayer d'avoir les grandeurs les plus réalistes possibles. En effet, si l'on choisit un domaine trop petit, il risque d'y avoir des soucis de "rebond" de la couronne sur les bords, ce qui occasionnerait une température surévaluée. La couronne se détendant énormément lors de l'irradiation par le laser, il est donc nécessaire de prendre un domaine assez large pour s'affranchir de cette sur-évaluation de la température.
Une moyenne sur 6 mailles est effectuée, ce qui correspond environ à 100 μm (à comparer à la taille de la tache focale est 400 μm). Les profils de densité, de température électronique et de densité électronique obtenus sont présentés en figure 11.22 (en rouge) et comparés aux profils obtenus dans les mêmes conditions en 1D (en bleu).



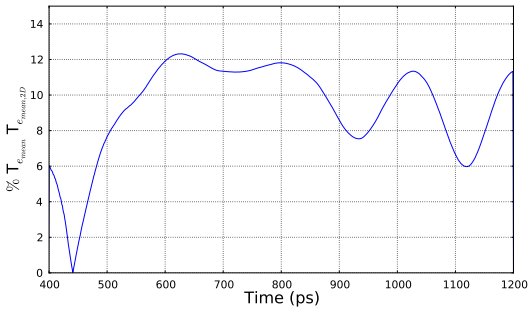
(a) Profils en densité



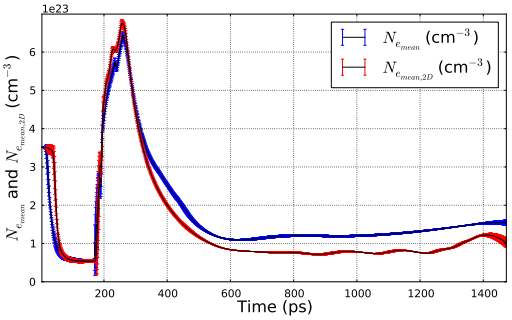
(b) Différence entre les deux profils (%)



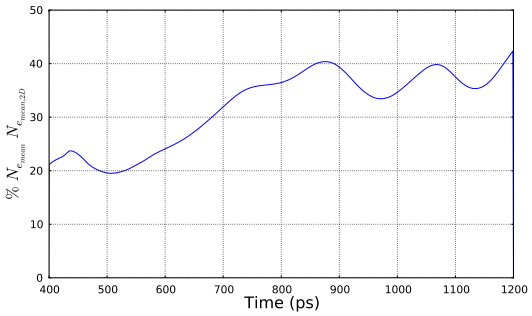
(c) Profils en température



(d) Différence entre les deux profils (%)



(e) Profils en densité électronique



(f) Différence entre les deux profils (%)

FIGURE 11.22 – *A gauche :* Profils moyens 2D (en rouge) et 1D (en bleu). *A droite :* Différences en %. La dispersion spatiale dans l'échantillon correspond à l'épaisseur du trait.

Au niveau du plateau, la densité obtenue est environ 0.5 g/cm^3 et la température autour de 140 eV. Si la structure DFA existe toujours, on peut observer néanmoins observer des fluctuations au niveau du plateau ainsi qu'une réduction de la durée du plateau.
La comparaison avec le cas 1D fait apparaître des écarts en densité et en densité électronique autour de 35% et des écarts d'environ 10% sur la température électronique.

Cette première simulation met en évidence l'importance des effets 2D dans le cas de l'irradiation simple, qui conduit à une réduction de la densité, de la température et de la densité électronique obtenues au niveau du plateau. Néanmoins, la stabilité de la structure ainsi que les faibles gradients observés dans le cas 1D ne sont pas remis en cause.

11.6.2 Irradiation symétrique

Passons maintenant à l'irradiation symétrique. Nous ajoutons cette fois deux milieux fantômes de part et d'autre de l'échantillon comme illustré sur la figure 11.23.

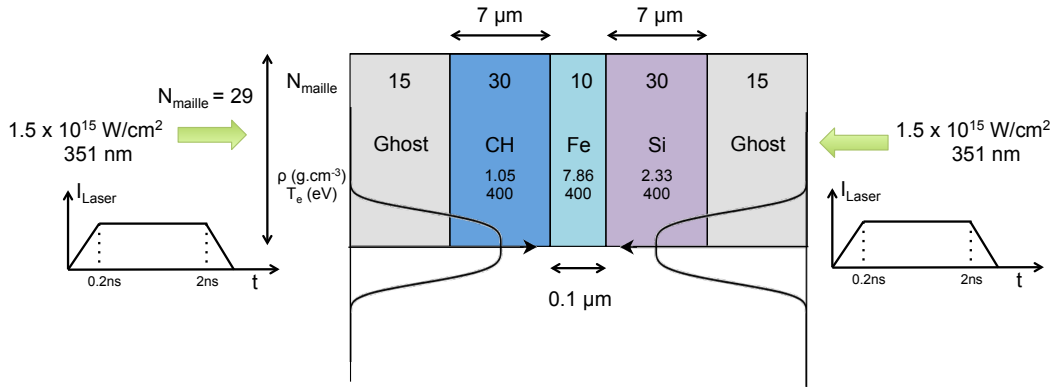
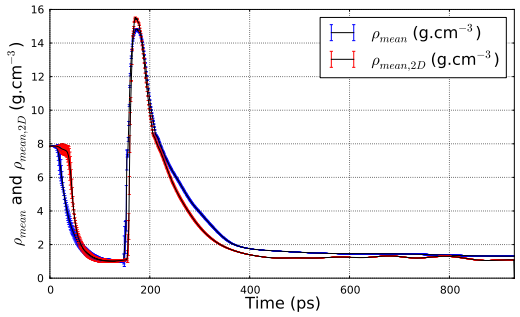
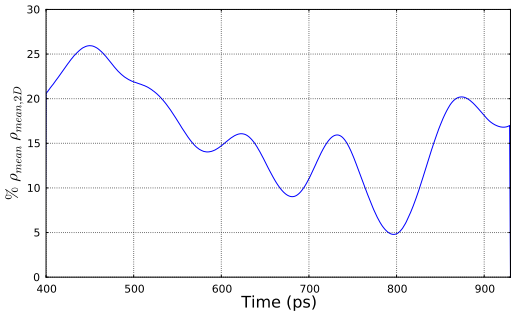


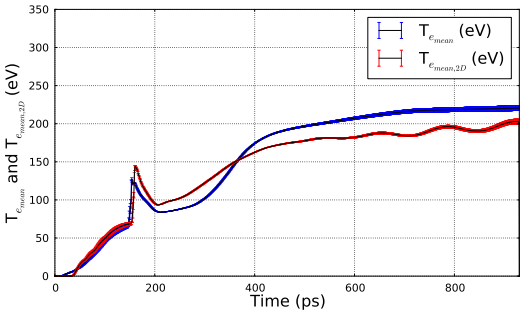
FIGURE 11.23 – Cible 2D avec irradiation symétrique par deux faisceaux supergaussiens d'ordre 4.



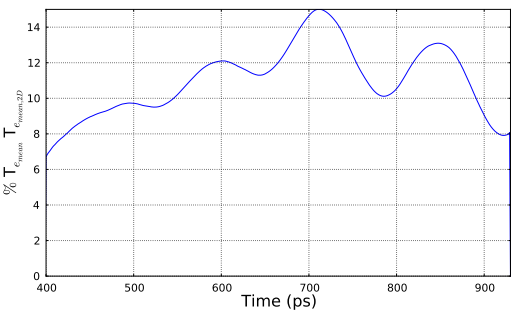
(a) Profils en densité



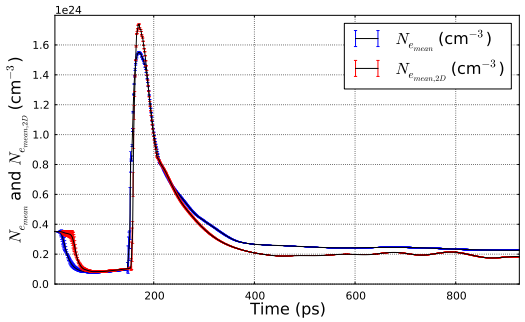
(b) Différence entre les deux profils (%)



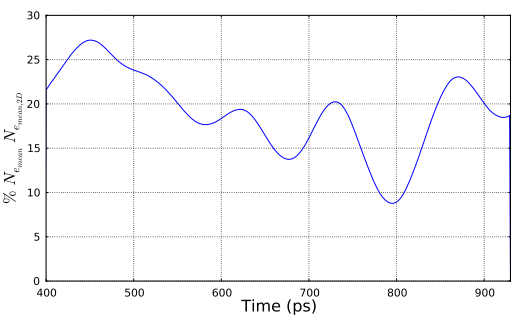
(c) Profils en température



(d) Différence entre les deux profils (%)



(e) Profils en densité électronique



(f) Différence entre les deux profils (%)

FIGURE 11.24 – *A gauche :* Profils moyens 2D (en rouge) et 1D (en bleu). *A droite :* Différences en %. La dispersion spatiale dans l'échantillon correspond à l'épaisseur du trait.

La figure 11.24 présente la comparaison des résultats 1D avec les résultats 2D. Nous obtenons des écarts de l'ordre de 10 - 15 % en moyenne tant au niveau des densités (massique et électronique) qu'au niveau de la température.

11.6.3 Conclusion des simulations 2D

Les simulations 2D, plus réalistes et bien que présentant des différences avec les simulations 1D par les conditions atteintes lors du plateau du DFA, montrent la stabilité de la structure et des gradients prédits avec les simulations 1D. Les différences entre 2D et 1D sont résumées en table 11.4 et montrent que les effets 2D n'empêchent pas l'atteinte de conditions pertinentes pour l'astrophysique.

	Irradiation simple	**Irradiation symétrique**
ρ	35%	15%
T_e	10%	10%
N_e	35%	17%

TABLE 11.4 – Résumé des écarts obtenus sur les différentes quantités thermodynamiques au niveau du plateau entre simulations 1D et simulations 2D.

11.7 Instabilités hydrodynamiques

Dans nos simulations, les trois matériaux se comportent de façon idéale les uns par rapport aux autres. Dans la réalité, des instabilités auront lieu tout au long de l'irradiation de la cible.
Lors de l'irradiation simple, la mise en vitesse de la cible peut provoquer une instabilité de l'interface qui peut-être extrêmement dangereuse et provoquer la rupture de la feuille de fer.
Cette mise en vitesse est évitée lors de l'irradiation symétrique. Néanmoins d'autres instabilités apparaissent du fait de la non-uniformité de la cible et/ou de l'irradiation laser. Même si ces uniformités sont très petites, les instabilités hydrodynamiques se produisant pendant l'irradiation peuvent les amplifier de façon dramatique.

11.7.1 Instabilité de Richtmyer-Meshkov

Le passage d'un choc à travers une interface non-uniforme amplifie la déformation de l'interface. Cette instabilité est connue sous le nom de Richtmyer-Meshkov. Son amplitude dépend linéairement du temps :

$$h(t) = h_0(1 + \gamma t) \tag{11.8}$$

Le taux de croissance γ dépend de la différence de vitesse Δv de chaque côté de l'interface lors du passage du choc et d'un coefficient dit nombre d'Atwood A_t :

$$\gamma = A_t k \Delta v \tag{11.9}$$

où $A_t = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1}$ et $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ où λ est la longueur d'onde de la perturbation.

11.7.2 Instabilité de Rayleigh-Taylor

Le principe de l'instabilité de Rayleigh-Raylor a été exposé dans le chapitre précédent. Nous allons ci nous intéresser au taux de croissance de cette instabilité. Une petite perturbation à l'interface croit exponentiellement avec le temps :

$$h(t) = h_0 e^{\gamma t} \tag{11.10}$$

De façon classique, le coefficient γ s'exprime de la façon suivante :

$$\gamma = \sqrt{A_t k g} \tag{11.11}$$

Dans le cas de la présence d'un front d'ablation, la présence du front d'ablation réduit la croissance de l'instabilité et le coefficient γ est modifié pour prendre en compte cette réduction (Takabe et al., 1985) :

$$\gamma = 0.9\sqrt{kg} - \beta k v_{abl} \tag{11.12}$$

où $v_{abl} = \frac{\dot{m_a}}{\rho}$ (où ρ est la densité au front d'ablation et $\dot{m_a}$ le taux de masse ablaté) est la vitesse d'ablation et β une constante numérique de l'ordre de 3, qui dépend des matériaux impliqués. Une instabilité ablative peut également se produire, à cause des flux de masse qui traversent les différentes interfaces de la cible. La structure en double front permet de réduire quelque peu cette instabilité par la présence d'un front radiatif (Fujioka et al., 2004). Drean, V. (2009) a étudié le taux de croissance de cette instabilité dans le cas de cible CH et de cible CH dopée au brome (voir figure 11.25) et a montré que l'utilisation d'un ablateur avec un Z plus élevé (le CH bromé ici) permettait d'abaisser la fréquence de coupure des perturbations mais également de réduire de façon importante le maximum du taux de croissance.

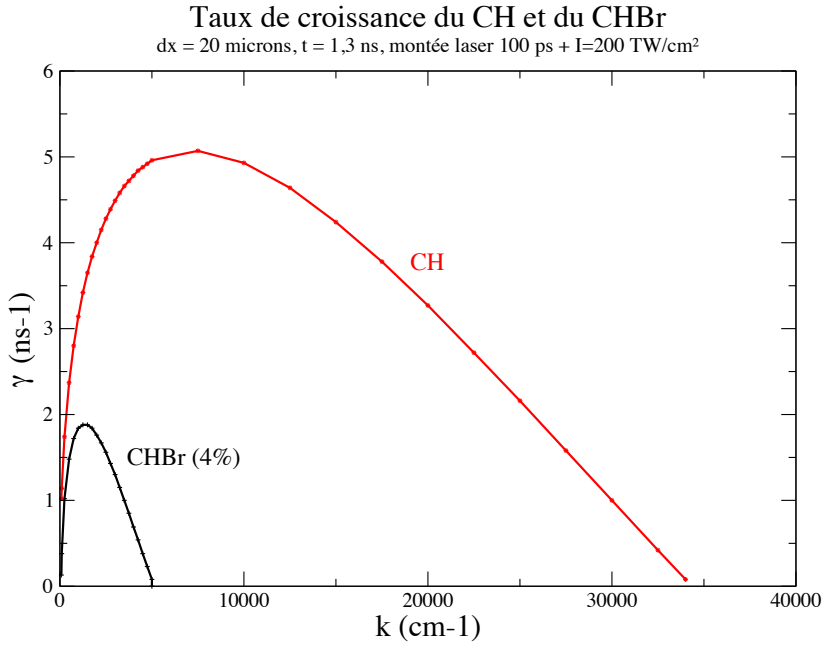


FIGURE 11.25 – Estimation du taux de croissance via un modèle quasi-isobare pour des cibles de CH et CH bromée (Drean, V., 2009).

Nous pouvons considérer pour simplifier que le mode avec une longueur d'onde de perturbation qui est la plus proche de l'épaisseur de l'échantillon de fer est le plus dangereuse soit autour de 100 nm dans notre cas. Néanmoins des mesures d'opacités (Sawada et al.,

2009) ont été réalisées avec succès sur des échantillons de l'ordre du micromètre. Ceci montre que les instabilités hydrodynamiques ne perturbent pas la mesure sur des échantillons relativement fins.

La figure 11.26 présente l'évolution de la densité de chaque maille de la cible en fonction du temps dans le cas de l'irradiation simple (cas 1). Cette cartographie nous permet d'observer le trajet des différentes ondes dans la cible et d'essayer d'évaluer l'impact des deux instabilités précédentes. A partir de 50 ps, nous pouvons observer un préchauffage de l'échantillon de fer, se traduisant par une expansion de l'échantillon. Cette expansion entraine une diminution de la densité de l'échantillon de fer sur 150 ps environ. Autour de 200 ps, le choc induit par le faisceau laser arrive dans l'échantillon de fer. Du fait de la détente du fer par le préchauffage radiatif, le choc est complètement transmis du silicium au fer (pas de choc réfléchi). A cette interface, le nombre d'Atwood est proche de 0 car la différence de densité du fer et du silicium devient très faible. L'instabilité Richtmyer-Meshkov sera donc a priori faible. En revanche, ce type d'irradiation provoque une mise en vitesse de la cible qui engendre une instabilité de type Rayleigh-Taylor. Il est difficile, sans simulation additionnelle, de s'assurer de l'intégrité de l'échantillon.

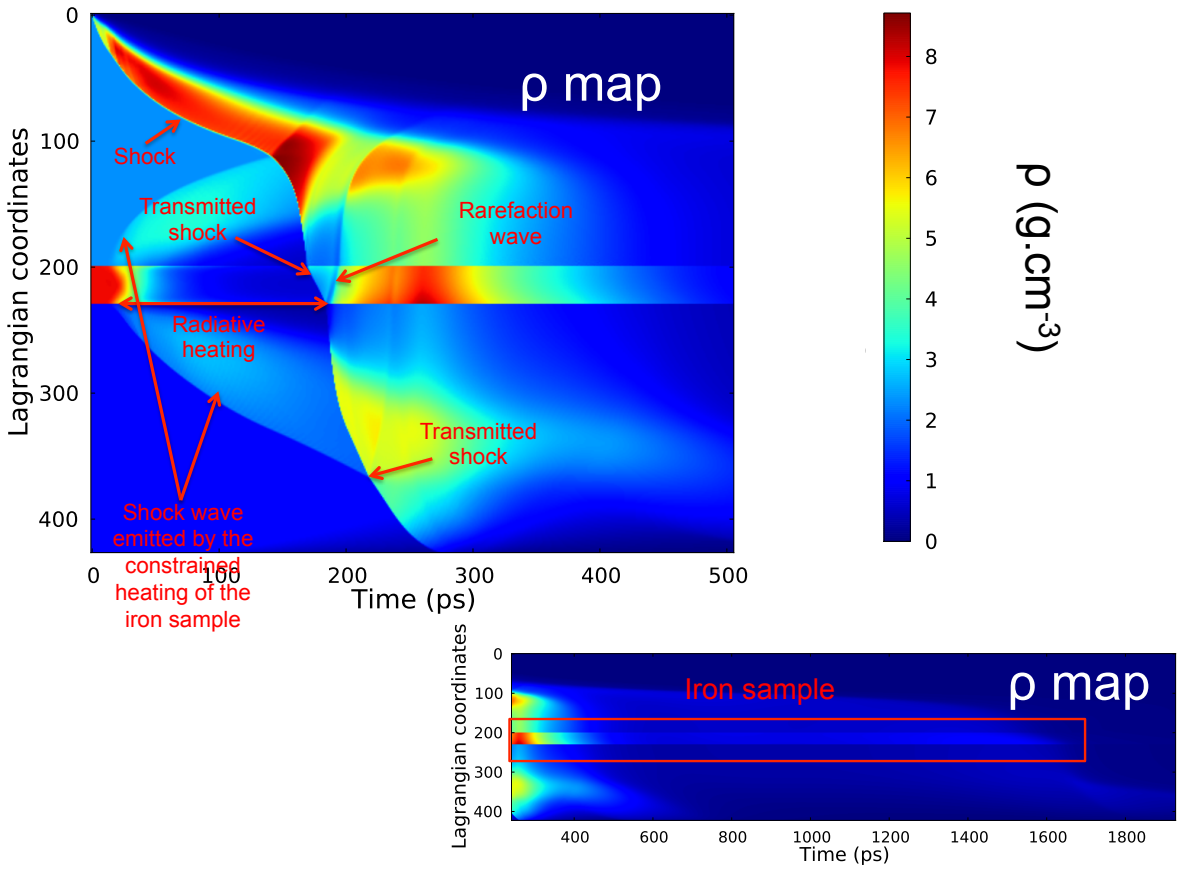


FIGURE 11.26 – Carte en densité de la cible 1D en irradiation simple.

De la même façon, j'ai réalisé une carte de densité de la cible pour l'irradiation symétrique avec une irradiation laser de 1.5 $\times 10^{15}$ W/cm^2 (cas 2).

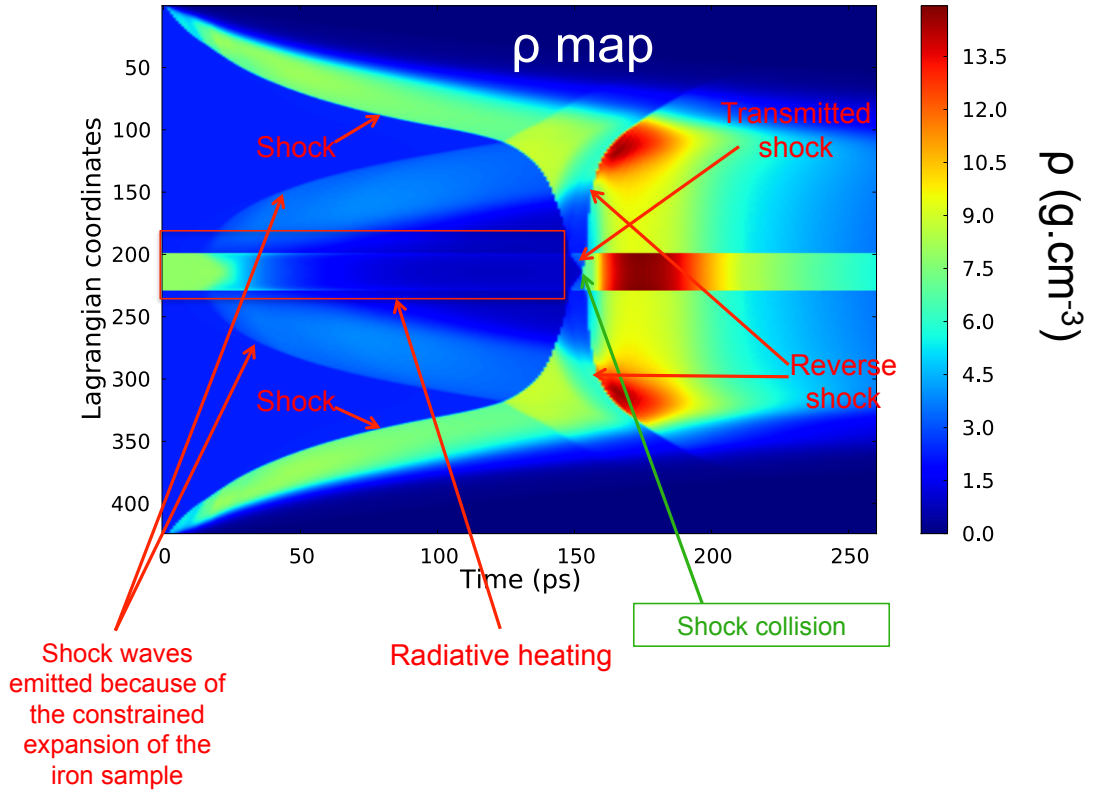


FIGURE 11.27 – Carte en densité de la cible 1D en irradiation symétrique.

Dans le cas de l'irradiation symétrique, il n'y a pas de mise en vitesse de la cible. Il n'y aura donc pas de Rayleigh-Taylor a priori.
Il existe d'autres sources d'instabilités que nous n'avons pas évoquées ici mais qu'il sera nécessaire de prendre en compte lors d'un éventuel travail expérimental : la rugosité de la cible (travail nécessaire sur les matériaux compte tenu de la finesse des différentes couches de la cible), irrégularité du faisceau laser...

11.8 Conclusion

Nos différentes simulations montrent qu'avec la structure DFA des conditions pertinentes pour l'astrophysique peuvent être atteintes. Des simulations CHIC 1D nous ont permis de déterminer des structures de cibles et des irradiations laser qui permettent d'obtenir au niveau du plateau DFA des conditions proches de celles de la zone radiative solaire avec une grande stabilité. Deux types d'irradiations ont été envisagées : l'irradiation simple, plus simple à mettre en oeuvre expérimentalement, qui montre l'intérêt de la structure et peut servir de première validation pour une campagne expérimentale et l'irradiation symétrique, où les gradients sont fortement réduits (tant au niveau temporel qu'au niveau spatial).
Néanmoins, il est à noter que ces simulations ne prennent pas en compte un certain nombre d'éléments dont la génération d'électrons chauds, qui est particulièrement difficile à estimer. Des travaux sont actuellement en cours pour modéliser la génération et le transport de ces particules dans le cas de l'allumage par choc (Colaitis, exp. 2015) et pourraient être appliqués avec profit à cette étude. D'autre part, il serait également intéressant de modifier la source d'opacité du code CHIC afin d'observer l'évolution de la structure DFA (pilotée par les effets radiatifs) avec de nouvelles opacités.

Les simulations 2D, a priori plus réalistes car elles donnent une température de couronne plus proche de la réalité, font apparaître des écarts dans les conditions thermodynamiques

obtenues au niveau du plateau DFA. Toutefois, elles montrent aussi la robustesse de la structure. Il serait également nécessaire d'évaluer l'impact des instabilités sur la cible en réalisant des estimations de l'amplitude des différentes perturbations (Rayleigh-Taylor, Richtmyer-Meshkov). Des simulations 2D à haute résolution spatiale permettraient d'étudier l'impact de ces instabilités sur l'intégrité de l'échantillon d'intérêt.

L'échantillon d'intérêt dans notre étude est constitué d'un élément pur (fer, oxygène et silicium). Un prolongement de ce travail serait d'utiliser des échantillons constitués de mélanges d'éléments présents dans le mélange solaire.

High Energy Density Physics 17 (2015) 162–167

Contents lists available at ScienceDirect

High Energy Density Physics

journal homepage: www.elsevier.com/locate/hedp

New opacity measurement principle for LMJ-PETAL laser facility

M. Le Pennec [a, *], X. Ribeyre [b], J.-E. Ducret [a, b], S. Turck-Chièze [a]

[a] Service d'Astrophysique, CEA/DSM/IRFU, CE Saclay, 91190 Gif-sur-Yvette, France
[b] Centre Lasers Intenses et Applications CELIA, UMR 5107 CNRS-CEA-Université de Bordeaux, UMR 5107, 351 cours de la Libération, F-33405 Talence, France

ARTICLE INFO

Article history:
Available online 20 December 2014

Keywords:
Opacity
Stellar plasma
Sun
Laser-produced plasma

ABSTRACT

Stellar seismology reveals some interior properties of thousands of solar-type stars but the solar seismic sound speed stays puzzling since a decade as it disagrees with the Standard Solar Model (SSM) prediction. One of the explanations of this disagreement may be found in the treatment of the transport of radiation from the solar core to the surface. As the same framework is used for other stars, it is important to check precisely the reliability of the interacting cross sections of photons with each species in order to ensure the energy transport for temperature $T > 2–10^6$ K and density $\rho > 0.2$ g/cm^3. In this paper, we propose a new technique to reach the domain of temperature and density found in the solar radiative interior. This technique called the Double Ablation Front (DAF) is based on a high conversion of the laser energy into X-rays thanks to moderated Z material irradiated by laser intensity between 1.5×10^{15} W/cm^2 and 4×10^{15} W/cm^2. This high conversion creates, in addition to the electronic front a second ablation front in the moderated Z material. Between the two fronts there is a plateau of density and temperature that we exploit to heat a sample of iron or of oxide. The first simulations realized with the hydrodynamic code CHIC show that this technique allows to reach conditions equivalent to half the radiative zone of the Sun with high stability both in time and space. We examine the possibility to measure both iron and oxygen absorption spectra.

© 2015 Elsevier B.V. All rights reserved.

1. Introduction

The SSM including the updated photospheric composition [1] in carbon, oxygen and nitrogen (CNO) disagrees with helioseismic radial profiles and neutrino detections [2–5]. This is particularly visible on the sound speed profile that is sensitive to the detailed internal solar composition through the opacity coefficients [6], and references therein]: Fig. 1 recalls the relative difference between the squared sound speed coming from seismology and from the SSM.

This discrepancy between the observed sound speed and the sound speed predicted by the SSM varies largely greater than the vertical error bar [3,5]. To explain this difference, three hypotheses, which could all exist simultaneously, have been advanced [3,7]. One can first question the transfer of energy from the center of the Sun to the surface through the opacity coefficients: the atomic calculations in plasma conditions could underestimate the Rosseland mean opacities which directly drives the radiative transfer. The second idea is to put some doubt on the gravitational settling which could be underestimated for CNO and heavy elements due to an incorrect treatment of the radiative acceleration of elements towards the surface with, as a consequence, incorrect central abundances. The last hypothesis concerns the energetic balance equation: the Sun could produce slightly more energy (<5%) than it liberates at the surface and this additional energy would be transformed into macroscopic motions existing in the radiative zone [8], so the energetic balance of the SSM is incomplete as it does not contain any internal dynamical effects.

Determining the origin of this discrepancy (in the opacity ingredients or in some limitation of the solar model) would be an important step toward a better understanding of the solar interior. As the two first hypotheses put in question the way the radiative transfer is used and as the third hypothesis could be difficult to verify except by a very precise neutrino detection, it is important to test the opacity calculations in details. So, this situation requires an experimental validation of the radiative transfer calculations at the conditions of the solar radiative zone (see Table 1 for the solar internal conditions to be explored).

* Corresponding author.
E-mail address: maelle.le-pennec@cea.fr (M. Le Pennec).

http://dx.doi.org/10.1016/j.hedp.2014.12.003
1574-1818/© 2015 Elsevier B.V. All rights reserved.

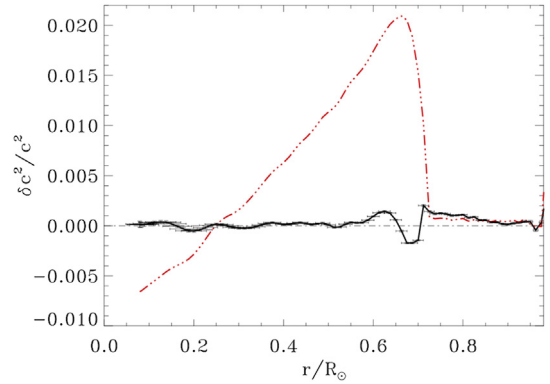


Fig. 1. Relative differences between the squared sound speed coming from seismology (SoHO) and from the SSM (red). A seismic model has been calculated with the same equations than SSM but it has been adjusted to respect as properly as possible the seismic results. Its relative differences with observations are drawn with a black continuous line, the seismic error bars are shown on that model. Adapted from Ref. [3]. (For interpretation of the references to colour in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

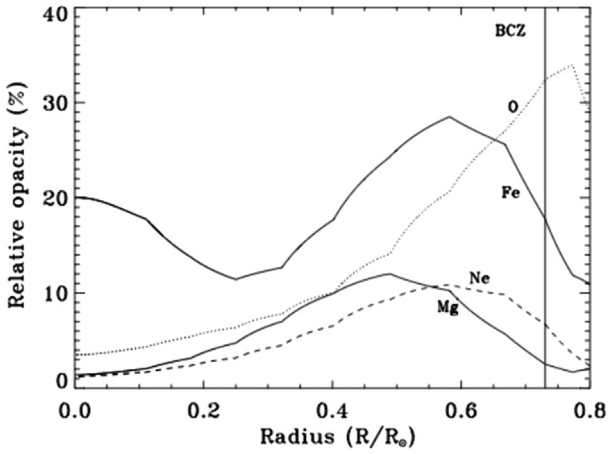


Fig. 2. Relative contribution of the most important heavy element to the total Rosseland opacity (including H and He) for the internal conditions of the Sun, the composition of Ref. [1], using OPAL opacities [9]. From Ref. [8].

2. An experimental challenge

The Sun is principally constituted of hydrogen and helium which are, in almost the whole Sun completely ionized. However, even though heavy elements are present only at a few percents in mass (iron represents only about 10^{-3} of the hydrogen contribution in mass fraction), they contribute significantly to the global opacity [8].

Fig. 2 represents the respective role of the main elements contributing to the global opacity along the solar radial profile. The elements heavier than ^{4}He represent only 1.4% in mass fraction but their contribution to the opacity coefficient is up to 70% at the basis of the convective zone. The largest contribution of iron and oxygen in the radiative zone is due to their bound–bound contributions. Iron is never completely ionized in the Sun: even in the center, it still contributes to opacity with bound–bound and bound-free transitions. Its contribution to the total opacity is around 20–30 % in most of the radiative zone. Oxygen, the third element in abundance, changes from fully to partly ionized above 0.4 R$_\odot$ and plays a major role to trigger the convection instability around 0.7 R$_\odot$. Unfortunately, neither these plasma properties nor the absorption energy spectra have never been verified in laboratory. Several problems have made such measurements difficult. To properly evaluate the opacity of the considered elements, one has to reproduce their charge state distribution and the free-electron density N$_e$ at the targeted conditions. As shown in Table 1, the free-electron densities in the radiative zone are 10^{23}–10^{24} cm^{-3}. Then, one needs to determine monochromatic single-element opacity in well diagnosed plasmas with good uniformity of temperature and density.

Fig. 3 shows the charge state distributions of iron and oxygen at the conditions of Table 1. As iron is partially ionized, with a great number of bound electrons, the calculation of its opacity is challenging.

Table 1
Summary of solar conditions found in Ref. [10] and in MESA solar model [11].

Solar radius (r/R$_\odot$)	T (eV)	ρ (g.cm^{-3})	N$_e$ (cm^{-3})
0.5	340	1.36	8×10^{23}
0.6	270	0.50	2.5×10^{23}
0.7	200	0.21	1×10^{23}

In the solar radiative zone, the radiation transport is described by a diffusion approximation using the Rosseland mean opacity κ_R:

$$\frac{1}{\kappa_R} = \frac{\int d\nu \frac{1}{\kappa(\nu)} \frac{dB}{dT}}{\int d\nu \frac{dB}{dT}}$$

where B is the Planck function, T is the temperature and $\kappa(\nu)$, the spectral opacity. The shape of the weighting function dB/dT is represented on Fig. 4 for the same three conditions. This Rosseland mean ponderation directly determines the spectral range of interest: the maximum is around to $h\nu/kT \simeq 4$, it determines the part of the spectrum which contributes the most to opacity. So, for the solar conditions of Table 1, the range of interest is principally between 500 and 2500 eV as previously shown by [13]. This gives precious information for the qualification of diagnostics.

3. State of the art

A first experiment was performed at the Z-pinch facility of Sandia National Laboratory at T$_e$ = 156 ± 6 eV and N$_e$ = 6.9 ± 1.7 × 10^{21} cm^{-3} where the transmission of a mixed Mg and Fe plasma was measured [14]. Recently, the same group performed another experiment with the same principle also on a mixed Mg and Fe sample and they reached T$_e$ = 196 ± 6 eV and N$_e$ = 3.8 ± 0.8 × 10^{22} cm^{-3} [15]. These conditions are not so far from the solar ones but there is a clear discrepancy between experiment and all the opacity calculations up to now.

Other experiments involving lasers and compared to theoretical opacities [16–18] were limited to T$_e$ < 100 eV and density $\rho < 10^{-2}$ g/cm^{-3}, which is far from solar conditions. To heat material at T$_e$ > 200 eV at relatively high density, there are different methods with laser beams: with a shock (giving T$_e$ of few tens eV and ρ ~ 3–4 times the solid density, with small gradients) [19], with a thermal wave (T$_e$ ~ few tens eV and density around the solid density, with high gradients) [19]and finally with short pulse lasers (T$_e$ ~ 600–800 eV and ρ > solid density) [20,21]. There is also another technique, proposed in Ref. [22], using X-rays conversion in holhraum, which is presently in development. They hope to obtain T$_e$ of some hundreds eV and ρ around 0.1 the solid density.

We propose in this paper another approach, called the Double Ablation Front (DAF) to limit the gradients in the foil. This method is

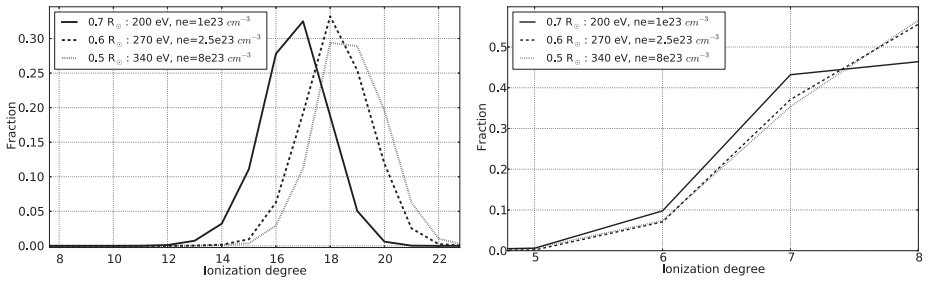


Fig. 3. Charge state distributions of iron (left) and oxygen (right) at 0.5 (…), 0.6 (—) and 0.7 (full line) $R_\odot$ obtained with FLYCHK [12].

promising for measuring iron absorption spectrum in solar conditions. We explain in the next sections the interest of this technique and show some characteristics of the design that we apply here to an oxide measurement. This DAF has been experimentally put in evidence by [23] and extensively studied for fusion by [24,25].

4. CHIC code

We have used the CHIC code (Code d'Hydrodynamique et d'Implosion du CELIA) [26] for our simulations. This hydrodynamic code is Lagrangian and dedicated to ICF calculations. It operates in 1D and 2D axially symmetric geometries and includes three-dimensional ray tracing for laser beam propagation. The laser energy release is modelled by inverse Bremsstrahlung absorption. The electronic thermal transport is described in the classical Spitzer–Härm approximation, with a flux limitation of 0.06 [27,28]. In our calculations, the wavelength of the laser beams is set to 0.351 μm corresponding to both LMJ and NIF beams, the diameter of the spot being 400 μm. The pulse duration is 2.2 ns with a linear ramp of 0.2 ns at the beginning and at the end of the pulse. The SESAME table [29] is used for the equation of state and we converge in number of groups for the treatment of the radiative transport through the diffusion approximation. In the following simulations, we did not take into account any magnetic field generation nor a non local conduction.

5. Double Ablation Front

The DAF approach is based on an enhancement of the radiative effects in the target, due to a high conversion between the laser energy and X-rays in a moderated Z material.

The laser when deposing its energy near the critical density N_c strongly heats this region. X-rays are emitted, through several processes (principally Bremsstrahlung emission (free–free transitions), emission by electron-ion recombination (bound-free transitions) and line emission (bound–bound transitions), dominant in the case of high Z materials). These X-rays are isotropically emitted: the radiation propagating toward the target in high-density region (~solid density) and relatively low temperature (~hundreds eV) will be highly absorbed because of the high opacity of this region, creating a radiative ablation front [24,25]. The higher the atomic number Z is, the more important will be the X-rays emission (Bremsstrahlung emission proportional to Z^3). At the same time, the electrons also transport the energy through the target, beyond the critical density. The electronic temperature decreasing in the denser region, they deposit their energy, creating a thermal ablation front (see Fig. 5). Between the two fronts, there is a "plateau" of density which can be exploited as presented in the following section. Because of the difference of velocities of the two fronts, this plateau region extends with time, ensuring therefore its stability for diagnosis during an experiment. The diffusion approximation is satisfying in this ablation region because of its high opacity which reduces drastically the photon mean free path. This hypothesis is no longer valid in the low optical depth region of the corona but it has already been shown that the diffusion approximation yields to quantitatively good results [31].

This multi-ablation structure was studied experimentally by [23] in 2004. They observed the evolution of a DAF structure inside a CHBr target and showed that this structure leads to the suppression of the Rayleigh–Taylor instability, because of the larger ablation velocity and the longer density scale length. This structure was also produced more recently at the OMEGA laser by [32].

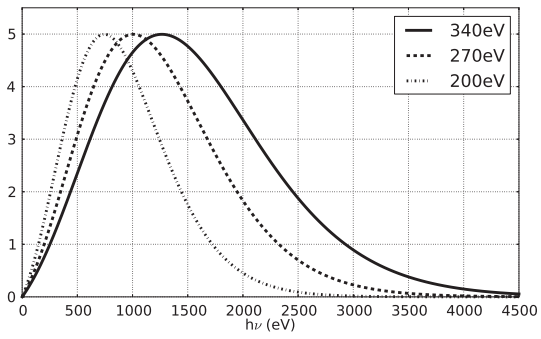


Fig. 4. Rosseland mean ponderation at the three different temperatures.

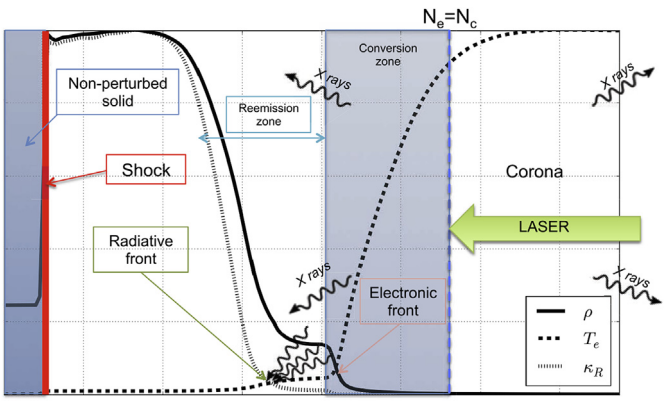


Fig. 5. Schematic profiles of electronic temperature T_e, density ρ and opacity κ_R at a given time in a layer of moderated Z ablator. One sees different regions: the corona ($N_e < N_c$; T_e around 3 keV and $\rho \sim 0.02$ g/cc); the conversion zone (T_e around 1 keV and low density); the reemission zone (T_e of several hundreds eV and $\rho \sim 1$ g/cc), heated by the X-rays [30]; the shock wave and the non-perturbed solid. Two ablation fronts appear, one due to electrons (electronic front), the other due to photons (radiative front).

6. Experimental aspects

We performed simulations on three-layer planar targets with two different designs: the first type is constituted of one layer of ablator, creating the DAF structure, followed by the sample of interest, tampered by a layer of CH and irradiated by only one laser beam; the second design is constituted of two layers of ablator, tampering the sample of interest and attacked symmetrically by two laser beams (Fig. 6).

The objective is to measure the transmission of X-rays through the sample that is related to the opacity by:

$$T(\nu) = e^{-\kappa(\nu)\rho r}$$

where ρ is the density, κ the spectral opacity and r the thickness of the probed plasma.

We extract from the simulation the mean density ρ_{mean}, temperature $T_{e_{mean}}$ and free electron density $N_{e_{mean}}$, defined by:

$$\rho_{mean} = \frac{\int \rho dm}{\int dm} \quad T_{e_{mean}} = \frac{\int T_e dm}{\int dm} \quad N_{e_{mean}} = \frac{\int N_e dm}{\int dm}$$

with their gradients on the plateau and in the iron foil, *dm* is the mass element.

7. Measurements of iron absorption spectra

Choice of the ablator. We have investigated different materials to find the best one for heating iron and oxygen at the solar conditions. We performed simulations with the same target design, modifying only the type of the ablator. We use a laser intensity $I_{laser} = 1 \times 10^{15}$ W/cm^2, irradiating three-layer targets: ablator (10 μm)/Fe (1 μm)/CH (10 μm) and one follows the evolution of the mean density, the mean temperature and the mean free electron density in the sample (see Table 2). We note that high Z ablators (Z > 20) lead to important radiative effects (high conversion between the laser energy and the X-rays). Consequently, the sample is strongly pre-heated and strongly expands. When the shock goes through the sample, the increase of the density is hence less important in comparison with a moderated Z ablator. The density reached during the plateau is then smaller (in the case of titanium (Z = 22): 0.5 g/cm^3; in the case of quartz (Z = 10): 1.14 g/cm^3).

To discriminate between the different ablators, the spectra of the transmitted photons have to be considered. The objective is to avoid perturbation in the energy range of interest. Fig. 7 shows the comparison of the opacity of the different materials during the plateau region in the sample. Silicon is the best adapted ablator as it does not perturbed the region between 500 and 1500 eV where the important structures that we would like to study are present. So the following simulations use silicon as an ablator.

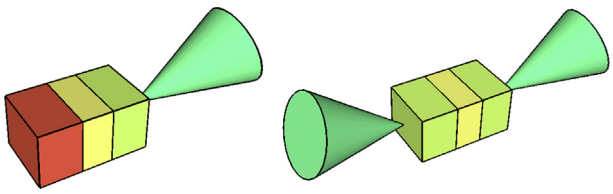


Fig. 6. Left: One-side irradiation target, composed of one layer of ablator (green), one layer of the sample of interest (yellow) and one layer of tamper (red). Right: symmetrical irradiation target, composed of two layers of ablators (green) tampering the sample of interest (yellow). (For interpretation of the references to colour in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

Table 2
Temperature, density and free electrons density in an iron sample during the plateau region obtained with different ablators and a laser irradiation of 1×10^{15} W/cm^2.

Ablator	Z	T (eV)	ρ (g/cm^{-3})	N_e (cm^{-3})
Titanium	22	150	0.50	0.6×10^{23}
Copper	29	130	0.25	1×10^{23}
Silicon	14	155	0.90	1.4×10^{23}
Sapphire	~14.8	140	1.16	1.7×10^{23}
Quartz	10	153	1.14	1.6×10^{23}
Aluminium	13	155	0.85	1.3×10^{23}

Irradiation with one beam. For a Si (8 μm)/Fe (0.1 μm)/CH (7 μm) target, irradiated by a laser intensity of 1.5×10^{15} W/cm^2, we obtain $0.75 < \rho_{mean} < 1$ g/cm^3, $160 < T_{mean} < 180$ eV and $1.1 < N_{emean} < 1.5 \times 10^{23}$ cm^{-3} in the sample on a plateau of 0.7 ns. The spatial gradients are no more than 8% in the sample.

Irradiation with two beams. In the case of a symmetrical irradiation by two beams of same intensity 1.5×10^{15} W/cm^2 arriving on a target of Si (7 μm)/Fe (0.1 μm)/Si (7 μm), we got a density of $1.2 < \rho_{mean} < 1.5$ g/cm^3, $198 < T_{emean} < 228$ eV and between $2.2 < N_{emean} < 2.50 \times 10^{23}$ cm^{-3} with gradients lower than 5% on 0.7 ns in the iron sample (see Fig. 8).

Fig. 9 shows the transmission of the whole target. The choice of silicon as an ablator is validated as the structure of interest of the iron spectrum is clearly separated from silicon ones at these temperatures, which would allow a clear measurement. The charge state distribution at these conditions is pretty close from the solar one (around 20% differences on the fraction of the relevant ions (Fe XVI to Fe XIX) with the charge state distribution at 0.7 $R_\odot$), providing therefore a meaningful test of opacity calculations at these conditions.

The two previous simulations were performed with a laser intensity close to the first LMJ configuration. In the future or with NIF, one can expect to reach higher intensities. So a third simulation, a double irradiation with a laser intensity of 4×10^{15} W/cm^2 with the same target as the previous case, has been also computed. The results of the simulation give between 2.0 and 2.3 g/cm^3 in mean density, between 265 and 290 eV in temperature and between 3.7 and 4.1×10^{23} cm^{-3} for $N_{e_{mean}}$. All spatial gradients were under 3%, due to the huge compression induced by the lasers on each side of the target. The charge state distribution exhibits around 4% of

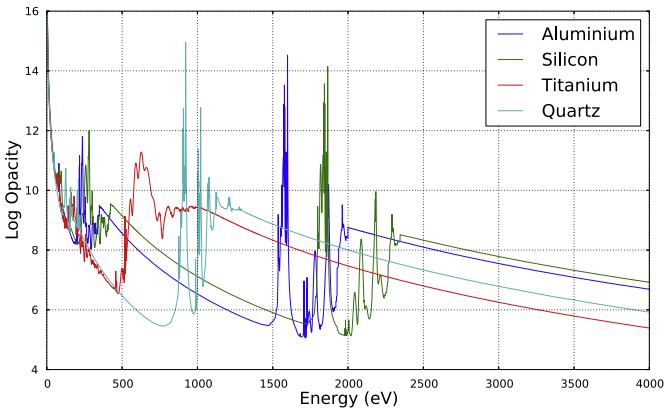


Fig. 7. Opacity of the considered ablators, in typical conditions of density and temperature of the simulated experiment (at the transmission measurement time).

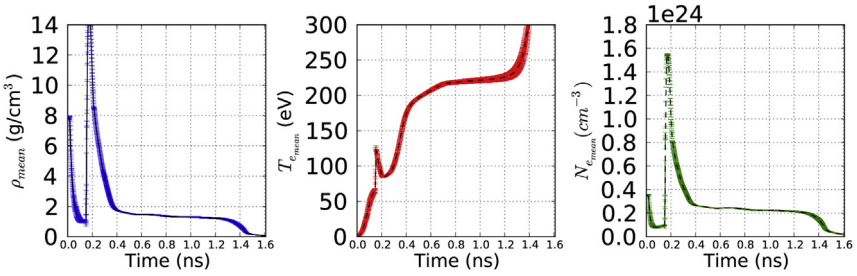


Fig. 8. Mean density, temperature and free electron density profiles obtained with a symmetrical laser irradiation of intensity 1.5×10^{15} W/cm^2 on Si (7 μm)/Fe (0.1 μm)/Si (7 μm).

difference on the main ion (Fe XVIII) and around 15–20% for the others with the charge state distribution of iron at 0.6 $R_\odot$. So, with even higher intensities, one can expect to reach higher temperatures and densities, with very high stability in space and time in the sample and then might reproduce conditions corresponding to the middle of the radiative zone.

8. Measurements of oxygen absorption spectra

Oxygen is a particularly interesting element to study for solar application. Measuring the opacity of pure oxygen is really complicated at these conditions of high density and temperature: one could use a gas but then the reached density would not be high enough. That's why we propose to use oxides. We have performed simulations with the same design as the one used for iron, with hematite as a sample (Fe_2O_3): Si (7 μm)/Fe_2O_3 (0.1 μm)/Si (7 μm). We obtained between 0.87 and 1.08 g/cm^3 in mean density, between 211 and 242 eV for the mean temperature and between 1.95 and 2.3×10^{23} cm^{-3} for the free electron density (see Fig. 10). The transmission of oxygen, iron and silicon at these conditions is represented on Fig. 11. We are presently studying the relation between the transmission of oxygen and iron and the transmission of Fe_2O_3.

We are also performing simulations on other types of oxides to optimize the oxygen opacity measurement.

9. Conclusion

Discrepancies between the seismic observations and the prediction of the solar standard model requires an experimental validation of opacity calculations. The DAF approach creates conditions equivalent in charge state distribution and free electron density to the conditions of the radiative zone (T_e around 200–300 eV and N_e ~ few 10^{23} cm^{-3}), with high stability of the density and the temperature both in time and space (gradients smaller than 10%), convenient for LTE measurements and to check the opacity

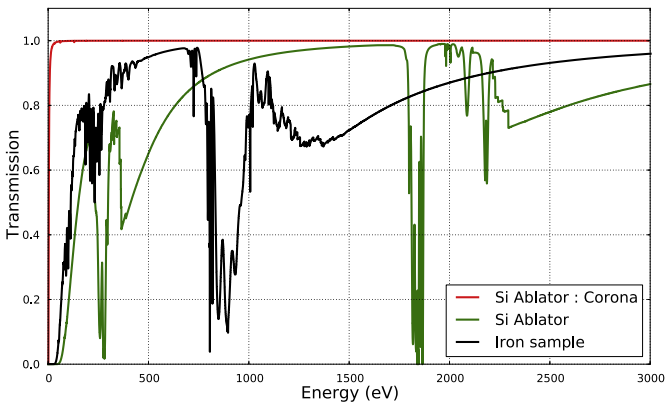


Fig. 9. Transmission of iron and silicon at the measurement time obtained with a symmetrical laser irradiation of intensity 1.5×10^{15} W/cm^2 on the Si (7 μm)/Fe (0.1 μm)/Si (7 μm) target.

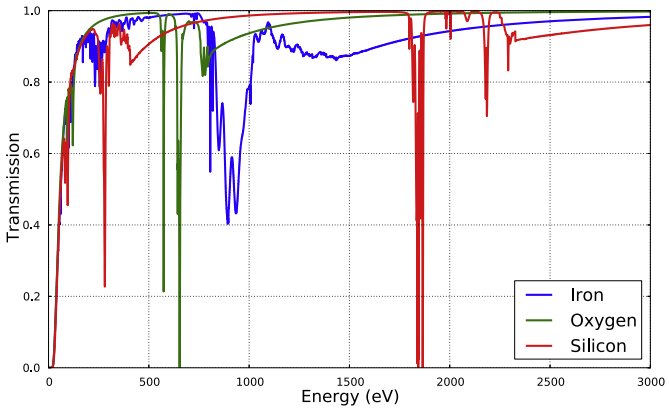


Fig. 11. Transmission of oxygen, iron and silicon in the conditions of the plateau obtained with a symmetrical laser irradiation of intensity 1.5×10^{15} W/cm^2 on the Si (7 μm)/Fe_2O_3 (0.1 μm)/Si (7 μm) target.

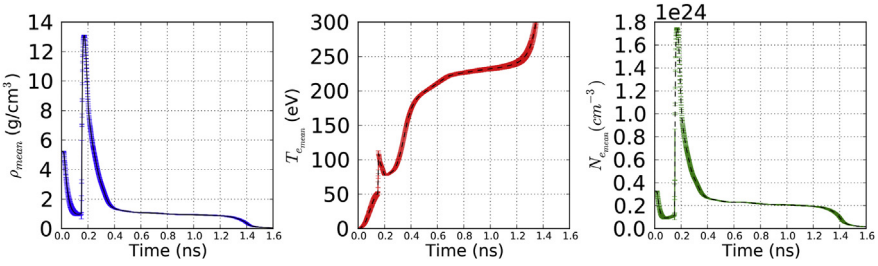


Fig. 10. Mean density, temperature and free electron density profiles obtained with a symmetrical laser irradiation of intensity 1.5×10^{15} W/cm^2 on Si (7 μm)/Fe_2O_3 (0.1 μm)/Si (7 μm).

calculations for specific elements or mixture. With 1.5×10^{15} W/cm^2 (corresponding to first LMJ-PETAL facility configuration), it is possible to reach interesting astrophysical conditions with high stability. With the addition of quads on LMJ-PETAL or with NIF, one will increase temperature and density to begin to look at plasma effects.

After the first experimental validation of this concept, the check of the line broadening will require high-resolution spectrometer for a definitive validation of the detailed calculations. This work will benefit to inertial fusion by limiting instability development in different experimental studies.

Acknowledgement

The work was supported by the ANR OPACITY (12-BS05-0017). We would like to thank Y. Ralchenko for providing access to the FLYCHK code and CELIA for providing access to the CHIC code. We also thank the referee for the constructive remarks that improve the quality of the paper.

References

[1] M. Asplund, N. Grevesse, A. Sauval, P. Scott, Annu. Rev. Astron. Astrophys. 47 (2009) 481–522.
[2] S. Turck-Chièze, S. Couvidat, L. Piau, et al., Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 211102.
[3] S. Turck-Chièze, L. Piau, S. Couvidat, Astrophys. J. Lett. 731 (2011) L29.
[4] S. Turck-Chièze, S. Couvidat, Rep. Prog. Phys. 74 (2011) 086901.
[5] S. Basu, N. Grevesse, S. Mathis, S. Turck-Chièze, Space Sci. Rev. (2014) on line first, http://dx.doi.org/10.1007/s11214-014-0035-9.
[6] S. Turck-Chièze, S. Basu, A.S. Brun, et al., Sol. Phys. 175 (1997) 247–265.
[7] S. Turck-Chièze, F. Delahaye, D. Gilles, et al., High Energy Density Phys. 5 (2009) 132–138.
[8] S. Turck-Chièze, A. Palacios, J. Marques, et al., Astrophys. J. 715 (2010) 1539–1555.
[9] C. Iglesias, F. Rogers, Astrophys. J. 464 (1996) 943–953.
[10] S. Couvidat, S. Turck-Chièze, A. Kosovichev, Astrophys. J. 599 (2003) 1434–1448.
[11] B. Paxton, L. Bildsten, A. Dotter, et al., Astrophys. J. Suppl. 192 (2011) 3.
[12] H.-K. Chung, M. Chen, W. Morgan, et al., High Energy Density Phys. 1 (2005) 3–12.
[13] J. Bailey, G. Rochau, R. Mancini, et al., Phys. Plasmas 16 (2009) 058101.
[14] J. Bailey, G. Rochau, C. Iglesias, et al., Phys. Rev. Lett. 99 (2007) 265002.
[15] T. Nagayama, J. Bailey, G. Loisel, et al., Phys. Plasmas 21 (2014) 056502.
[16] G. Winhart, K. Eidmann, C. Iglesias, A. Bar-Shalom, Phys. Rev. E 53 (1996) 1332.
[17] C. Chenais-Popovics, H. Merdji, T. Missalla, et al., Astrophys. J. Suppl. Ser. 127 (2000) 275–281.
[18] S. Turck-Chièze, D. Gilles, M. Le Pennec, et al., High Energy Density Phys. 9 (2013) 473–479.
[19] H. Sawada, S. Regan, P. Radha, et al., Phys. Plasmas 16 (2009) 052702.
[20] D. Hoarty, S. James, C. Brown, et al., J. Phys. Conf. Ser. 244 (2010) 012002.
[21] D. Hoarty, P. Allan, S. James, et al., Phys. Rev. Lett. 110 (2013) 265003.
[22] P. Keiter, K. Mussack, S. Klein, High Energy Density Phys. 9 (2013) 319–324.
[23] S. Fujioka, A. Sunahara, N. Ohnishi, et al., Phys. Plasmas 11 (2004) 2814–2822.
[24] J. Sanz, R. Betti, V. Smalyuk, et al., Phys. Plasmas 16 (2009) 082704.
[25] V. Drean, M. Olazabal-Loumé, J. Sanz, V. Tikhonchuk, Phys. Plasmas 17 (2010) 122701.
[26] J. Breil, P.-H. Maire, J. Comput. Phys. 224 (2007) 785–823.
[27] R. Malone, R. McCrory, R. Morse, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 721–724.
[28] J. Delettrez, Can. J. Phys. 64 (1986) 932–943.
[29] S. Lyon, J. Johnson, LA-UR-92–3407, Technical Report, Los Alamos National Laboratory, 1992.
[30] R. Marshak, Phys. Fluids 1 (1958) 24–29.
[31] E.P. Yu, B. Olivier, D. Sinars, et al., Phys. Plasmas 14 (2007) 022705.
[32] J. Hager, T. Collins, V. Smalyuk, et al., Phys. Plasmas 20 (2013) 072707.

Conclusions et perspectives

CHAPITRE 12

Conclusions et perspectives

Sommaire

12.1 Le cas des β-Céphei **187**
12.2 Le cas du Soleil et des étoiles de type solaire **189**
12.3 Perspectives à long terme **190**

L'observation des oscillations stellaires grâce à des satellites (SOHO, CoRoT, Kepler et bientôt Plato) permet aujourd'hui d'extraire des informations sur la structure interne des étoiles. Ces informations comparées aux prédictions fournies par les codes de structure stellaire font apparaître des différences significatives qui pourraient être liées à une utilisation insuffisamment imprécise du transfert de rayonnement dans les étoiles.
Dans cette thèse, j'ai essayé de comprendre les limitations des tables historiques OP et OPAL dans le cas de deux types d'étoiles où ces différences sont observées : les β-Céphei d'une part et le Soleil et les étoiles de type solaire d'autre part. Cette compréhension s'est faite via deux axes de recherche :

- l'utilisation de nouveaux calculs,
- la mise en place et l'exploitation d'expériences réalisées dans des conditions équivalentes à celles des étoiles étudiées.

En effet, il existe aujourd'hui des lasers qui permettent d'atteindre ces conditions. Pour rappel, le pic du fer dans les enveloppes des β-Céphei présente une densité de quelques $\mu g/cm^3$ et une température de log T $\sim$ 5.3. L'intérieur radiatif solaire correspond à une densité de l'ordre ou supérieure à celle du solide et à une température supérieure à 2 millions de degrés Kelvin.

12.1 Le cas des β-Céphei

Les β-Céphei sont des étoiles massives pulsantes dont la période varie entre 2 et 8 heures. Elles sont particulièrement intéressantes pour l'étude de l'enrichissement du milieu interstellaire car ce sont des progéniteurs de supernova. Leur mécanisme de pulsation est directement lié à un pic d'opacité des éléments du groupe du fer (principalement dû au fer mais également le chrome, et nickel) situé autour de log T = 5.3. L'amplitude de ce pic varie fortement avec les paramètres des étoiles (masse, âge et métallicité) (Le Pennec and Turck-Chièze, 2014). La connaissance de la composition et de la masse dans la gamme d'étoiles 8 - 10 $M_\odot$ est particulièrement critique car dans ce cas, la moindre imprécision sur ces paramètres peut conduire à une structure erronée de l'étoile (existence d'une zone convective ?). Il est aussi particulièrement important de connaître correctement les opacités des éléments du groupe du fer dans les conditions thermodynamiques correspondant aux enveloppes de ces étoiles.

La structure et les modes d'oscillation des β-Céphei étant très sensibles à l'opacité, il est nécessaire d'avoir une connaissance précise de cette grandeur. La prédiction correcte de la structure de ces étoiles nécessite également la connaissance fine des différents paramètres tels que l'âge, la masse et la métallicité.

Dans cet objectif, une expérience a été menée au LULI en 2011 dans des conditions équivalentes en distribution ionique et en densité électronique : autour de 25 eV et 3.2×10^{20} cm^{-3}. Nous avons exploité cette expérience afin d'obtenir des transmissions du fer, du nickel et du chrome dans des gammes spectrales correspondant au maximum de la moyenne de Rosseland à ces températures (60 - 180 eV). Ces transmissions expérimentales ont ensuite été comparées à des calculs théoriques : les calculs OP mais également de nouveaux calculs (ATOMIC et SCO-RCG). Cette étude a clairement mis en évidence l'extrapolation des calculs OP pour le chrome et le nickel ainsi que la supériorité des nouveaux calculs SCO-RCG et ATOMIC par rapport à OP. En particulier, la comparaison théorique pour le nickel et le chrome conduit à une apparente surestimation d'OP pour le chrome et à une sous-estimation pour le nickel. Ces nouveaux calculs ont mis en évidence la capacité de traiter un très grand nombre de transitions en des temps très réduits (Turck-Chièze et al., 2015).
En revanche, les incertitudes autour des expériences réalisées au LULI ne permettent pas de choisir de façon indiscutable entre plusieurs approches : semi-relativiste ou relativiste...même si cette dernière, encore trop coûteuse, semble prometteuse. D'autre part, le rôle de l'interaction de configuration agissant à relativement basse énergie n'a pu être mise en évidence par l'expérience sur trois éléments voisins.

Pour être pertinente, une éventuelle nouvelle campagne devrait garantir :

- la qualité des données brutes sur le CCD et une bonne statistique du signal backlighter,
- la détermination précise de la loi de dispersion pour définir sans ambiguïté l'énergie de chaque pixel,
- une faible pollution du signal par les ordres 2 et 3 dus au spectromètre,
- la répétabilité de la mesure.

L'extrapolation des calculs du fer pour le calcul de l'opacité du nickel et du chrome conduit à une évaluation imprécise de l'opacité de ces éléments dans le cas d'OP. Cette imprécision, confirmée par de nouveaux calculs et par l'expérience, a conduit à la conduite de nouveaux calculs dans le cas des trois éléments.

De nouvelles tables, calculées avec le code ATOMIC sont disponibles à la communauté astrophysique. Un prolongement de cette thèse sera l'application de ces nouveaux calculs à la prédiction des modes d'oscillation des étoiles. Il sera intéressant de démontrer que l'excitation des modes est mieux comprise, ce qui permettrait de se consacrer aux propriétés de ces étoiles encore mal connues.

12.2 Le cas du Soleil et des étoiles de type solaire

L'héliosismologie a mis en évidence des incompréhensions dans la physique solaire, qui pourraient être expliquées par une connaissance imprécise des transferts de rayonnement dans l'intérieur solaire. En effet, des différences apparaissent entre observations et prédictions des modèles solaires, visibles notamment sur les profils de vitesse du son et de densité. Pour expliquer ces écarts, très importants si on considère la barre d'erreur associée à la sismologie, nous avons examiné dans ce travail de thèse les calculs d'opacités dans les conditions de la zone radiative solaire via deux axes :

- le développement de nouveaux calculs d'opacité et leurs conséquences sur le modèle solaire,
- la recherche d'une procédure expérimentale dédiée à la mesure des opacités dans les conditions de la zone radiative solaire via un chauffage par laser.

Les différences observées entre sismologie et prédiction ont conduit à examiner la pertinence des points de grilles des tables d'opacités. En effet, ces grilles ont été établies de façon à décrire le mieux possible l'opacité pour d'un grand nombre d'astres mais nous avons pu constater que dans le cas particulier de l'intérieur solaire, le maillage pouvait être amélioré compte-tenu de la grande variabilité de l'opacité. D'autre part, les tables historiques ont été réalisées il y a plus de 20 ans et des progrès ont été effectués depuis lors, tant au niveau du traitement de la physique qu'au niveau de la puissance de calcul disponible. Cette constatation a donc conduit à la réalisation de nouveaux calculs par l'équipe de C. Blancard, à l'aide du code OPAS. Le choix du nouveau maillage en température et en densité, mais également des mélanges chimiques considérés a été piloté directement par l'astrophysique et ses contraintes de précision. Nous avons exposé dans ce manuscrit les premières conséquences de ces nouveaux calculs sur le modèle standard solaire via une prise en compte partielle des nouveaux calculs, sans tenir compte de la grille affinée. Nous avons pu constater qu'ils permettent une réduction de la différence entre les profils de vitesse du son et de densité observés et les prédictions du modèle standard même si la différence observée entre les moyennes de Rosseland OPAS et les moyennes de Rosseland des tables OP et OPAL est inférieure à 6%. La position de la base de la zone convective est également affectée et un déplacement de sa position vers l'intérieur solaire est observé (Le Pennec, M. et al., 2015).

Les premiers résultats obtenus avec les nouveaux calculs OPAS montrent une réduction de la différence entre les observations et les prédictions.

Le prolongement de ce travail de thèse sera la prise en compte de la totalité des nouveaux calculs. La grille plus fine va permettre de limiter les problèmes d'interpolation et de tenter d'extraire de la région radiative des contraintes sur la composition solaire en profondeur.

Pour évaluer la pertinence des calculs théoriques et guider d'éventuelles améliorations, une validation expérimentale est nécessaire. Or, il n'existe à ce jour qu'une seule campagne d'expérience ayant permis la mesure des opacités aux conditions solaires et la comparaison des spectres expérimentaux avec les spectres théoriques obtenus via différents calculs (SCO-RCG, OPAS et ATOMIC) fait apparaître des écarts encore inexpliqués. Cette situation encourage la recherche d'une nouvelle méthode pour confirmer ces résultats expérimentaux.

Dans ce travail de thèse, nous proposons d'utiliser une nouvelle approche basée sur l'utilisation de la structure Double Front d'Ablation (DFA), développée dans le cadre de la fusion pour l'énergie en attaque directe. Cette structure, qui se crée dans des matériaux de numéro atomique modéré, présente deux fronts d'ablation séparés par une zone de stabilité en densité et température. Les différentes simulations que j'ai menées à l'aide du code CHIC ont montré que cette approche pouvait permettre d'atteindre des conditions pertinentes pour la zone radiative solaire en utilisant des intensités comprises entre 1.5 et 4×10^{15} W/cm^2, qui sont les intensités typiques atteignables par le NIF et prochainement par l'installation LMJ-PETAL (Le Pennec et al., 2015).

Nos premières simulations encouragent l'utilisation de la structure DFA pour la reproduction des conditions thermodynamiques solaires à des conditions proches de l'équilibre thermodynamique local avec de très faibles gradients.

Il serait nécessaire de pousser plus en avant ces simulations, pour étudier l'effet des différentes instabilités sur la cible ainsi que l'influence des électrons chauds. Il serait également intéressant d'étudier les résultats obtenus avec d'autres sources d'opacités via de nouvelles simulations et de confirmer par l'expérience les températures et densités obtenues dans l'échantillon de fer au niveau du plateau de la structure DFA. Une validation expérimentale de l'hydrodynamique de la structure en double front est actuellement envisagée sur l'installation OMEGA et devrait être réalisée courant 2016.

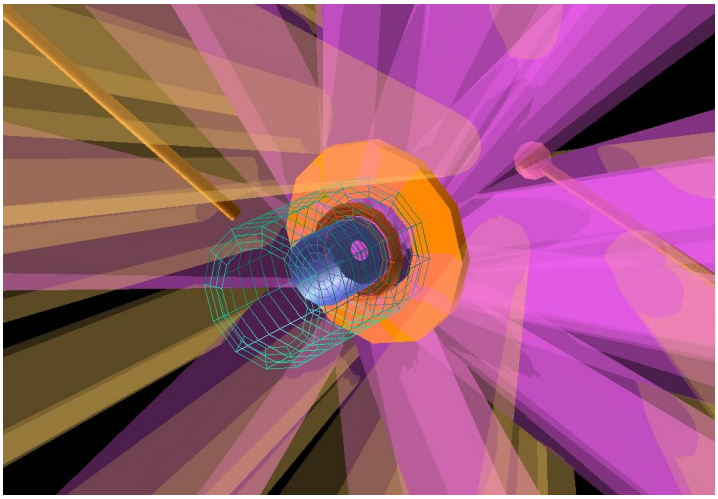


FIGURE 12.1 – Premier aperçu du design expérimental envisagé sur OMEGA réalisé avec ®VisRad (Crédit Jean-Eric Ducret)

12.3 Perspectives à long terme

Les calculs d'opacités sont très complexes et très coûteux à cause de la multiplicité des interactions possibles des photons avec la matière. Des approximations sont donc faites pour les calculs qui ne prennent en compte qu'une partie de ces interactions. Il existe aujourd'hui des calculs de plus en plus complets qui ne montrent cependant pas des différences considérables avec des calculs restreints. Toutefois, plusieurs approches restent non exploitées en astrophysique (calculs complètement relativistes, prise en compte de l'interaction de configuration...) dans la génération de tables parce que trop coûteuses en temps de calculs. Certains de ces effets ont été estimés dans ce manuscrit. De plus, les expériences XUV n'ont pas atteints aujourd'hui un degré de maturité suffisant permettant

de qualifier sans ambiguïté ces calculs.

La connaissance du transfert de rayonnement progresse et les calculs sont de plus en plus complets. Les différences entre les différents calculs sont également mieux maitrisées. Il reste à voir si ces calculs vont permettre de comprendre les questionnements sismiques. Nous avons vu que, dans le cas du Soleil, les choses vont dans le bon sens mais pour l'ensemble des cas étudiés, la prise en compte de la diffusion n'a pas encore été reprise.

Ces étapes sont indispensables car elles contribuent à une meilleure estimation des paramètres globaux des étoiles, mais aussi à une bonne estimation des modes pour les étoiles massives. L'étape suivante est l'enrichissement des modèles stellaires par l'introduction de phénomènes dynamiques indispensables à la bonne compréhension des phases finales de l'évolution stellaire qui restent un objectif déterminant de la physique stellaire, tant pour la compréhension des phénomènes violents que pour une correcte estimation de l'enrichissement galactique.

Annexes

ANNEXE A

Symboles et notations

A.1 Notations

Les principales notations utilisées dans ce manuscrit sont explicitées ci-dessous.

A.1.1 Grandeurs relatives aux étoiles

Notation	Description
M	Masse
L	Luminosité
R	Rayon
X	Fraction massique en hydrogène
Y	Fraction massique en hélium
Z	Fraction massique en élement de Z>2

A.1.2 Grandeurs thermodynamiques

Notation	Description
T	Température
P	Pression
Z	Numéro atomique
S	Entropie spécifique
ρ	Densité massique
∇_{ad}	Gradient adiabatique
∇_{rad}	Gradient radiatif
Γ_2	Deuxième exposant adiabatique

A.1.3 Opacités

Notation	Description
κ_ν	Opacité spectrale
κ_R	Opacité moyenne de Rosseland
κ_{ff}	Opacité libre-libre
κ_{bf}	Opacité lié-libre
κ_{bb}	Opacité lié-lié
R	Variable intermédiaire dans les tables d'opacités
τ	Epaisseur optique

A.1.4 Grandeurs plasma

Notation	Description
λ	Longueur d'onde
n_c	Densité critique
Q	Flux de chaleur
N_e	Densité d'électrons libres

A.2 Constantes

Les valeurs des constantes utilisées dans ce manuscrit sont données dans la table ci-dessous dans le système CGS.

Notation	Description	Valeur
a	Constante radiative a = 4σ/c	7.57×10^{-15} erg.cm^{-3}.K^{-4}
c	Vitesse de la lumière dans le vide	2.9979×10^{10} cm.s^{-1}
e	Charge élémentaire	4.8032×10^{-10} statcoulomb
G	Constante gravitationnelle	6.67×10^{-8} dyne.cm^2. g^{-2}
h	Constante de Planck	6.6261×10^{-27} erg.sec
k_B	Constante de Boltzmann	1.3807×10^{-16} erg.K^{-1}
m_e	Masse d'un électron	9.1094×10^{-28} g
N_A	Nombre d'Avogadro	6.02×10^{23} mol^{-1}
σ	Constante de Stefan-Boltzmann	5.6704×10^{-5} erg. cm^{-2} s^{-1} K^{-4}
$M_\odot$	Masse solaire	1.9884×10^{33} g ($\pm$ 2×10^{29} g)
$R_\odot$	Rayon solaire	6.95508×10^8 cm ($\pm$ 2.6×10^6 cm)
$L_\odot$	Luminosité solaire	3.844×10^{33} erg.s^{-1}

A.3 Expression remarquable

La fonction de Planck s'exprime comme suit :

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{exp[h\nu/k_B T] - 1} \tag{A.1}$$

avec h la constante de Planck, ν la fréquence de la radiation et k_B la constante de Boltzmann

A.4 Unités

Nous travaillons dans ce manuscrit avec des températures en électronvolt. Cette énergie d'un eV est associée à une température de 11604 K et à une longueur d'onde de 12 398 $\mathring{A}$.

A.5 Acronymes

Les acronymes utilisés dans ce manuscrit sont listés par ordre alphabétique et explicités ci-dessous.

A.5.1 Plasma

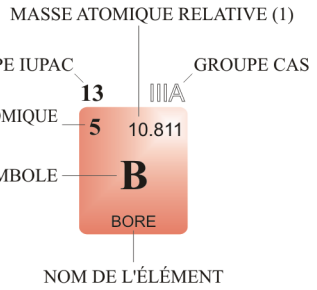
CELIA	:	Centre Laser Intenses et Applications
CHIC	:	Code d'Hydrodynamique et d'Implosion du CELIA
DFA	:	Double Front d'Ablation
ETL	:	Equilibre Thermodynamique Local
LMJ	:	Laser Mégajoule
LLE	:	Laboratory for Laser Energetics
LLNL	:	Lawrence Livermore National Laboratory
LULI	:	Laboratoire d'Utilisation des Lasers Intenses
NIF	:	National Ignition Facility
PETAL	:	PETawatt Aquitaine Laser

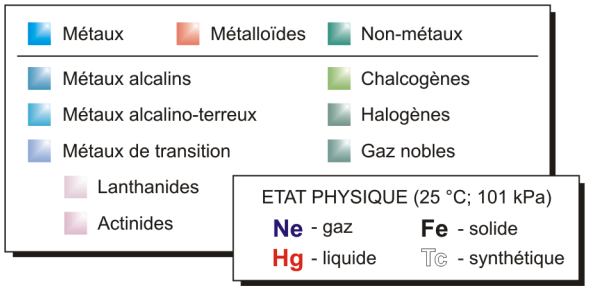
A.5.2 Codes d'opacité

ATOMIC	:	Another Theoretical Opacity Modeling Integrated Code
OP	:	Opacity Project
OPAL	:	OPacity At Livermore
SCO-RCG	:	Superconfiguration Code for Opacity - routine du code Cowan (Los Alamos)

TABLEAU PÉRIODIQUE DES ÉLÉMENTS

http://www.periodni.com/fr/





PÉRIODE	GROUPE 1 IA	2 IIA	3 IIIB	4 IVB	5 VB	6 VIB	7 VIIB	8	9 VIIIB	10	11 IB	12 IIB	13 IIIA	14 IVA	15 VA	16 VIA	17 VIIA	18 VIIIA
1	1 1.0079 **H** HYDROGÈNE																	2 4.0026 **He** HÉLIUM
2	3 6.941 **Li** LITHIUM	4 9.0122 **Be** BÉRYLLIUM											5 10.811 **B** BORE	6 12.011 **C** CARBONE	7 14.007 **N** AZOTE	8 15.999 **O** OXYGÈNE	9 18.998 **F** FLUOR	10 20.180 **Ne** NÉON
3	11 22.990 **Na** SODIUM	12 24.305 **Mg** MAGNÉSIUM											13 26.982 **Al** ALUMINIUM	14 28.086 **Si** SILICIUM	15 30.974 **P** PHOSPHORE	16 32.065 **S** SOUFRE	17 35.453 **Cl** CHLORE	18 39.948 **Ar** ARGON
4	19 39.098 **K** POTASSIUM	20 40.078 **Ca** CALCIUM	21 44.956 **Sc** SCANDIUM	22 47.867 **Ti** TITANE	23 50.942 **V** VANADIUM	24 51.996 **Cr** CHROME	25 54.938 **Mn** MANGANÈSE	26 55.845 **Fe** FER	27 58.933 **Co** COBALT	28 58.693 **Ni** NICKEL	29 63.546 **Cu** CUIVRE	30 65.38 **Zn** ZINC	31 69.723 **Ga** GALLIUM	32 72.64 **Ge** GERMANIUM	33 74.922 **As** ARSENIC	34 78.96 **Se** SÉLÉNIUM	35 79.904 **Br** BROME	36 83.798 **Kr** KRYPTON
5	37 85.468 **Rb** RUBIDIUM	38 87.62 **Sr** STRONTIUM	39 88.906 **Y** YTTRIUM	40 91.224 **Zr** ZIRCONIUM	41 92.906 **Nb** NIOBIUM	42 95.96 **Mo** MOLYBDÈNE	43 (98) **Tc** TECHNÉTIUM	44 101.07 **Ru** RUTHÉNIUM	45 102.91 **Rh** RHODIUM	46 106.42 **Pd** PALLADIUM	47 107.87 **Ag** ARGENT	48 112.41 **Cd** CADMIUM	49 114.82 **In** INDIUM	50 118.71 **Sn** ETAIN	51 121.76 **Sb** ANTIMOINE	52 127.60 **Te** TELLURE	53 126.90 **I** IODE	54 131.29 **Xe** XÉNON
6	55 132.91 **Cs** CÉSIUM	56 137.33 **Ba** BARYUM	57-71 **La-Lu** Lanthanides	72 178.49 **Hf** HAFNIUM	73 180.95 **Ta** TANTALE	74 183.84 **W** TUNGSTÈNE	75 186.21 **Re** RHÉNIUM	76 190.23 **Os** OSMIUM	77 192.22 **Ir** IRIDIUM	78 195.08 **Pt** PLATINE	79 196.97 **Au** OR	80 200.59 **Hg** MERCURE	81 204.38 **Tl** THALLIUM	82 207.2 **Pb** PLOMB	83 208.98 **Bi** BISMUTH	84 (209) **Po** POLONIUM	85 (210) **At** ASTATE	86 (222) **Rn** RADON
7	87 (223) **Fr** FRANCIUM	88 (226) **Ra** RADIUM	89-103 **Ac-Lr** Actinides	104 (267) **Rf** RUTHERFORDIUM	105 (268) **Db** DUBNIUM	106 (271) **Sg** SEABORGIUM	107 (272) **Bh** BOHRIUM	108 (277) **Hs** HASSIUM	109 (276) **Mt** MEITNERIUM	110 (281) **Ds** DARMSTADTIUM	111 (280) **Rg** ROENTGENIUM	112 (285) **Cn** COPERNICIUM	113 (. . .) **Uut** UNUNTRIUM	114 (287) **Fl** FLEROVIUM	115 (. . .) **Uup** UNUNPENTIUM	116 (291) **Lv** LIVERMORIUM	117 (. . .) **Uus** UNUNSEPTIUM	118 (. . .) **Uuo** UNUNOCTIUM

LANTHANIDES

57 138.91 **La** LANTHANE	58 140.12 **Ce** CÉRIUM	59 140.91 **Pr** PRASÉODYME	60 144.24 **Nd** NÉODYME	61 (145) **Pm** PROMÉTHIUM	62 150.36 **Sm** SAMARIUM	63 151.96 **Eu** EUROPIUM	64 157.25 **Gd** GADOLINIUM	65 158.93 **Tb** TERBIUM	66 162.50 **Dy** DYSPROSIUM	67 164.93 **Ho** HOLMIUM	68 167.26 **Er** ERBIUM	69 168.93 **Tm** THULIUM	70 173.05 **Yb** YTTERBIUM	71 174.97 **Lu** LUTÉTIUM

ACTINIDES

89 (227) **Ac** ACTINIUM	90 232.04 **Th** THORIUM	91 231.04 **Pa** PROTACTINIUM	92 238.03 **U** URANIUM	93 (237) **Np** NEPTUNIUM	94 (244) **Pu** PLUTONIUM	95 (243) **Am** AMÉRICIUM	96 (247) **Cm** CURIUM	97 (247) **Bk** BERKÉLIUM	98 (251) **Cf** CALIFORNIUM	99 (252) **Es** EINSTEINIUM	100 (257) **Fm** FERMIUM	101 (258) **Md** MENDELÉVIUM	102 (259) **No** NOBÉLIUM	103 (262) **Lr** LAWRENCIUM

Copyright © 2012 Eni Generalić

(1) Pure Appl. Chem., **81**, No. 11, 2131-2156 (2009)
La masse atomique relative est donnée avec cinq chiffres significatifs. Pour les éléments qui n'ont pas de nucléides stables, la valeur entre parenthèses indique le nombre de masse de l'isotope de l'élément ayant la durée de vie la plus grande. Toutefois, pour les trois éléments (Th, Pa et U) qui ont une composition isotopique terrestre connue, une masse atomique est indiquée.

ANNEXE B

Code d'évolution stellaire MESA

MESA (Modules for Experiment in Stellar Astrophysics) (Paxton et al., 2011, 2013, 2015) est un code d'évolution stellaire open source 1D. Chacun de ses modules gère un aspect physique (opacité, équation d'état...) ou numérique (interpolation 1D ou 2D, opération matricielle...) et peut être indépendamment utilisé par d'autres codes (voir Table B.1).

B.1 Méthodes numériques

MESA est un code 1D c'est à dire qu'il suppose la symétrie sphérique et utilise seulement une coordonnée.

B.1.1 Dépendance temporelle

L'évolution temporelle est discrétisée suivant le schéma aux différences finies suivant :

$$\frac{df}{dt} = \frac{f(t_{k+1}) - f(t_k)}{t_{k+1} - t_k} \tag{B.1}$$

Le pas de temps est ajusté de façon à décrire au mieux l'évolution de l'étoile tout en gardant des temps de simulation raisonnables. La sélection du pas de temps est donc un processus complexe car différentes échelles de temps interviennent dans les étoiles (nucléaires, changement de masse...).

B.1.2 Discrétisation des équations de structure stellaire

Pour pouvoir résoudre les équations différentielles de structure stellaire, on les discrétise en adoptant un schéma aux différences finies (Paxton et al., 2011). Au début de chaque pas de temps, MESA discrétise la structure stellaire c'est à dire qu'il définit une grille de points définissant des limites de cellule, et évalue les différences finies entre les points adjacents au lieu des dérivées. Les quantités extensives (r, L, m...) sont définies sur la bordure extérieure de la cellule et les quantités intensives (T, ρ, P...) sont des moyennes en masse sur l'ensemble de la cellule.

La densité d'une cellule k est déterminée en utilisant une méthode des volumes finis sur l'équation de conservation de la masse :

$$\rho_k = \frac{dm_k}{4/3\pi(r_k^3 - r_{k+1}^3)} \tag{B.2}$$

où r_k est le rayon. Dans le cas de la cellule la plus interne, r_{k+1} est bien sûr remplacé par les conditions aux limites (typiquement 0).

Nom	**Type**	**Fonction**
alert	Utilitaire	Gestionnaire d'erreur
atm	Microphysique	Atmosphère modèle Grey ou non Grey, tables et intégration
const	Utilitaire	Constantes numériques et physiques
chem	Microphysique	Propriétés des éléments et des isotopes
diffusion	Macrophysique	Diffusion gravitationnelle et diffusion chimique et thermique
eos	Microphysique	Equations d'état
interp 1d	Numérique	Routine d'interpolation 1D
interp 2d	Numérique	Routine d'interpolation 2D
ionization	Microphysique	Charge ionique moyenne pour diffusion
jina	Macrophysique	Taux de réactions nucléaires
kap	Microphysique	Opacités
karo	Microphysique	Tables d'opacité alternatives pour les basses températures, pour des matériaux avec C et N augmentés.
mlt	Macrophysique	Théorie de la longueur moyenne de mélange
mtx	Numérique	Solvers matricielle d'algère linéaire
net	Macrophysique	Grilles de réactions nucléaires
neu	Microphysique	Taux de neutrinos thermiques
num	Numérique	Solvers pour équations différentielles ordinaires et algébriques
package template	Utilitaire	Template pour créer un nouveau module MESA
rates	Microphysique	Taux de réaction nucléaire
screen	Microphysique	Ecrantage
star	Evolution	Evolution stellaire 1D
utils	Utility	Divers
weaklib	Microphysiques	Taux pour les réactions nucléaires faibles

TABLE B.1 – Liste des modules MESA (Paxton et al., 2011). Il faut ajouter à cette liste, deux nouveaux modules : binary et color.

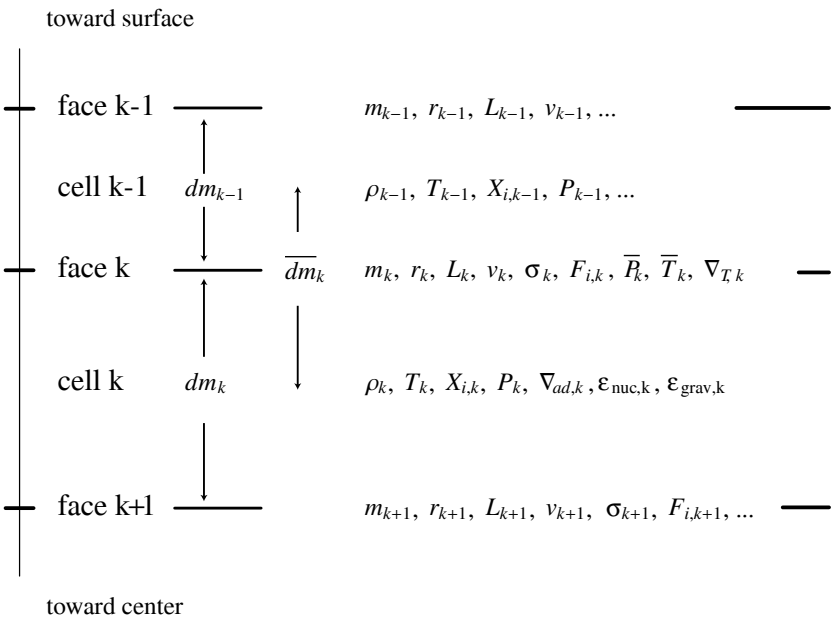


FIGURE B.1 – Schéma de quelques cellules avec la discrétisation de MESA : la densité ρ_k, la température T_k et la fraction de masse de chaque élément i $X_{i,k}$ sont moyennées en masse sur la cellule. Les variables d'interface sont la coordonnées en masse m_k, le rayon r_k, la luminosité L_k et la vitesse v_k. Des variables supplémentaires comme le taux d'énergie nucléaire ϵ_{nuc}, l'opacité κ, le coefficient de diffusion Lagrangien σ_k et le flux de masse F_k sont calculées pour chaque cellule et chaque face (Paxton et al., 2011).

L'équilibre hydrostatique est traduit de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \frac{P_{k-1} - P_k}{\bar{dm}_k} &= \left[\left(\frac{dP}{dm} \right)_{hydrostatique} + \left(\frac{dP}{dm} \right)_{hydrodynamique} \right] \\ &= -\frac{Gm_k}{4\pi r_k^4} - \frac{a_k}{4\pi r_k^2} \end{aligned} \tag{B.3}$$

où $\bar{dm}_k$= 0.5 (dm_{k-1}+dm$_k$) et a$_k$ est l'accélération Lagrangienne à la face k (elle est égale à 0 si l'option hydrodynamique n'est pas utilisée).

De la même façon, le gradient de température s'exprime :

$$T_{k-1} - T_k = \bar{dm}_k \left[\nabla_{T,k} \left(\frac{dP}{dm} \right)_{hydrostatique} \frac{\bar{T}_k}{\bar{P}_k} \right] \tag{B.4}$$

où $\nabla_{T,k} = \frac{d\ logT}{d\ logP}$ à la face k, $\bar{T}_k = \frac{T_{k-1}dm_k + T_k dm_{k-1}}{dm_k + dm_{k-1}}$ est la température interpolée à la face k et $\bar{P}_k = \frac{P_{k-1}dm_k + P_k dm_{k-1}}{dm_k + dm_{k-1}}$. Pour améliorer la stabilité numérique, l'équation (B.3) est normalisée par $\bar{P}_k$ et l'équation (B.4) par $\bar{T}_k$.

Les conditions aux limites sont calculées en considérant la première cellule. La différence en pression et température entre la surface et le centre de la première cellule est déduite de l'équilibre hydrostatique et du gradient de température :

$$dP_s = \frac{m_1 dm_1/2}{4\pi r_1^4} \tag{B.5}$$

$$dT_s = dP_s \nabla_{T,1} \frac{T_1}{P_1} \tag{B.6}$$

Les conditions aux limites sont alors :

$$log\ T_1 = log(T_s + dT_s) \tag{B.7}$$

$$log\ P_1 = log(P_s + dP_s) \tag{B.8}$$

La conservation de l'énergie est traduite par la discrétisation suivante :

$$L_k - L_{k+1} = dm_k \left(\epsilon_{nuc} - \epsilon_{\nu,thermal} + \epsilon_{grav}\right) \tag{B.9}$$

où ϵ_{nuc} est le taux de génération d'énergie spécifique total pour les réactions nucléaires moins le taux de réaction dû aux pertes par les neutrinos, $\epsilon_{\nu,thermal}$ est le taux de perte par les neutrinos. Le terme ϵ_{grav} est le taux de changement de l'énergie gravitationnelle, dû aux contractions et expansions de l'étoile. Pour des raisons de stabilité numérique, l'équation (B.9) est normalisée par un facteur d'échelle qui est typiquement la luminosité de surface du modèle précédent.

Pour terminer, l'équation régissant l'évolution de la fraction de masse $X_{i,k}$ d'une espèce i dans la cellule k est la suivante :

$$\begin{aligned} X_{i,k}(t+\delta t) - X_{i,k}(t) &= dX_{burn} + dX_{mix} \\ &= \frac{X_{i,k}}{dt}\delta t + (F_{i,k+1} - F_{i,k})\frac{\delta t}{dm_k} \end{aligned} \tag{B.10}$$

où $\frac{X_{i,k}}{dt}$ est la taux de changement des réactions nucléaires et δt le pas de temps. $F_{i,k}$ est le flux de masse d'espèce i passant à travers la face k :

$$F_{i,k} = (X_{i,j} - X_{i,k-1})\frac{\sigma_k}{\bar{dm}_k} \tag{B.11}$$

où σ_k est le coefficient de diffusion Lagrangien.

Les taux de réactions nucléaires utilisés sont les taux NACRE (Angulo et al., 1999). Les équations d'état utilisées sont les équations d'état OPAL (Rogers et al., 1996). Toutes les constantes proviennent de Mohr et al. (2012) et de Bahcall et al. (2005) pour les grandeurs solaires. La convection est traitée via l'approximation de la longueur de mélange (théorie MLT) (Böhm-Vitense, 1958).

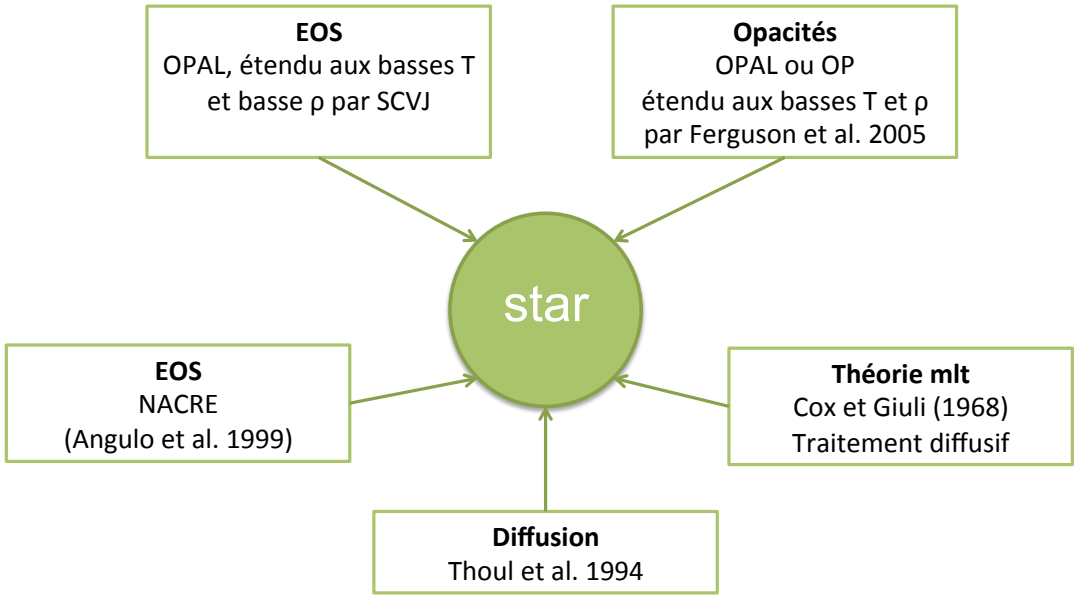


FIGURE B.2 – Organigramme du code MESA.

B.2 Opacités

Les opacités sont extraites des tables de Ferguson et al. (2005) pour $2.7 \leq \log T \leq 4.5$ et d'OPAL (Iglesias and Rogers, 1996) pour le domaine $3.75 \leq \log T \leq 8.7$. Les tables OPAL peuvent être remplacées par les tables OP (Seaton, 2005). L'opacité étant dominée par la diffusion Compton au-delà de $\log T = 8.7$, elle est calculée via les équations de Buchler and Yueh (1976), jusqu'à une densité de 10^6 g.cm^{-3}. Il est à noter que les tables utilisées dans MESA sont interpolées en log T et log R en utilisant des splines bicubiques : le code utilise ainsi des tables avec un maillage plus fin que celui présenté par les deux sources d'opacités OP et OPAL. La figure B.3 représente le maillage des tables OPAL superposé au chemin thermodynamiques de divers étoiles et la figure B.4 représente la grille des tables mises en forme et utilisées par MESA.

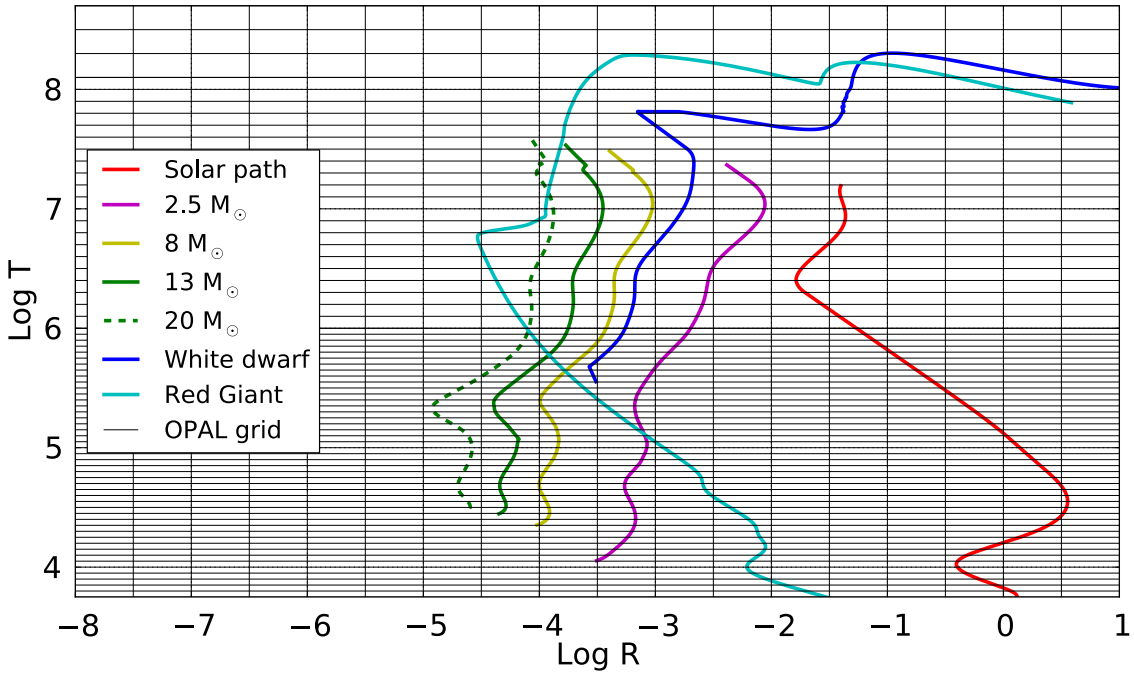


FIGURE B.3 – Chemins thermodynamiques de différents objets stellaires superposés à la grille OPAL.

Lorsque deux sources d'opacités sont disponibles pour l'évaluation de cette quantité, une moyenne pondérée des deux à log R fixé est réalisée pour obtenir l'opacité résultante. Les températures de frontières de la zone de superposition $\log T_U$ et $\log T_L$ sont définies dans l'espace des températures. L'interpolation est réalisée en posant $F = (log\ T - log\ T_L)/(log\ T_U - log\ T_L)$ et $S = (1 - \cos(F\pi))/2$:

$$log\ \kappa = S\ log\ \kappa_U(R,T) + (1-S)\ log\ \kappa_L(R,T) \tag{B.12}$$

A haute température, nous avons, pour la superposition Compton/OPAL (ou OP) $\log T_U = 8.7$ et $\log T_L = 8.2$ et à basse température, pour la superposition Fergusson/OPAL (ou OP) $\log T_U = 4.75$ et $\log T_L = 3.75$.

L'interpolation en (X,Z) peut être réalisée, selon le choix de l'utilisateur, par des interpolations linéaires ou par des splines bicubiques.

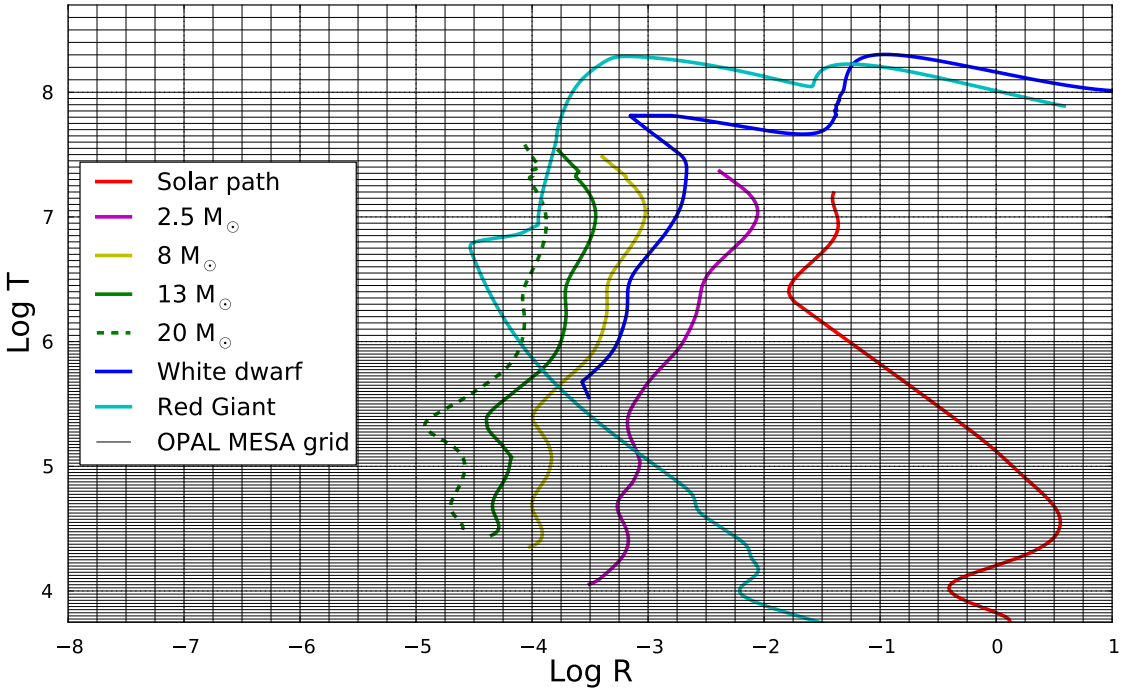


FIGURE B.4 – Chemins thermodynamiques de différents objets stellaires superposés à la grille OPAL, interpolée par MESA.

B.3 Diffusion

La diffusion des éléments est traitée par résolution des équations de Burger en utilisant la méthode de Thoul et al. (1994). Les différents éléments pris en compte dans le modèle stellaire sont considérés comme appartenant à des classes, définies en terme d'intervalle de masse atomique. Pour chaque classe, l'utilisateur spécifie un élément représentatif et tous les membres de la même classe seront traités de façon identique : leur vitesse de diffusion est déterminée par l'élément représentatif et l'équation de diffusion est résolue avec la fraction de masse d'éléments dans cette classe.

ANNEXE C

Code CHIC

Toutes les simulations hydrodynamiques radiatives présentées dans ce manuscrit ont été réalisées avec le code CHIC (Code d'Hydrodynamique et d'Implosion du CELIA) (Breil and Maire, 2007).
Ce code, développé au laboratoire Centre Lasers Intenses et Applications (CELIA) à Bordeaux depuis 2003 pour modéliser et interpréter des expériences laser, est un code hydrodynamique Lagrangien 1D et 2D axisymétrique. Dans ce code d'interaction laser-matière, l'évolution du plasma est décrite par une modélisation fluide, avec deux températures (ionique et électronique). Le transport de l'énergie électronique est géré par le modèle de Spitzer-Härm, avec une limitation de flux ou avec un modèle de transport non local (voir chapitre 2).
L'absorption de l'énergie est modélisée par une absorption Bremsstrahlung inverse. Les équations d'état sont basées sur les tables SESAME et QEOS, et sur le modèle de Thomas-Fermi pour l'ionisation. Une approximation de diffusion multigroupe pour le transport radiatif est incluse dans le code. Les différents modules du code sont présentés en figure C.1.

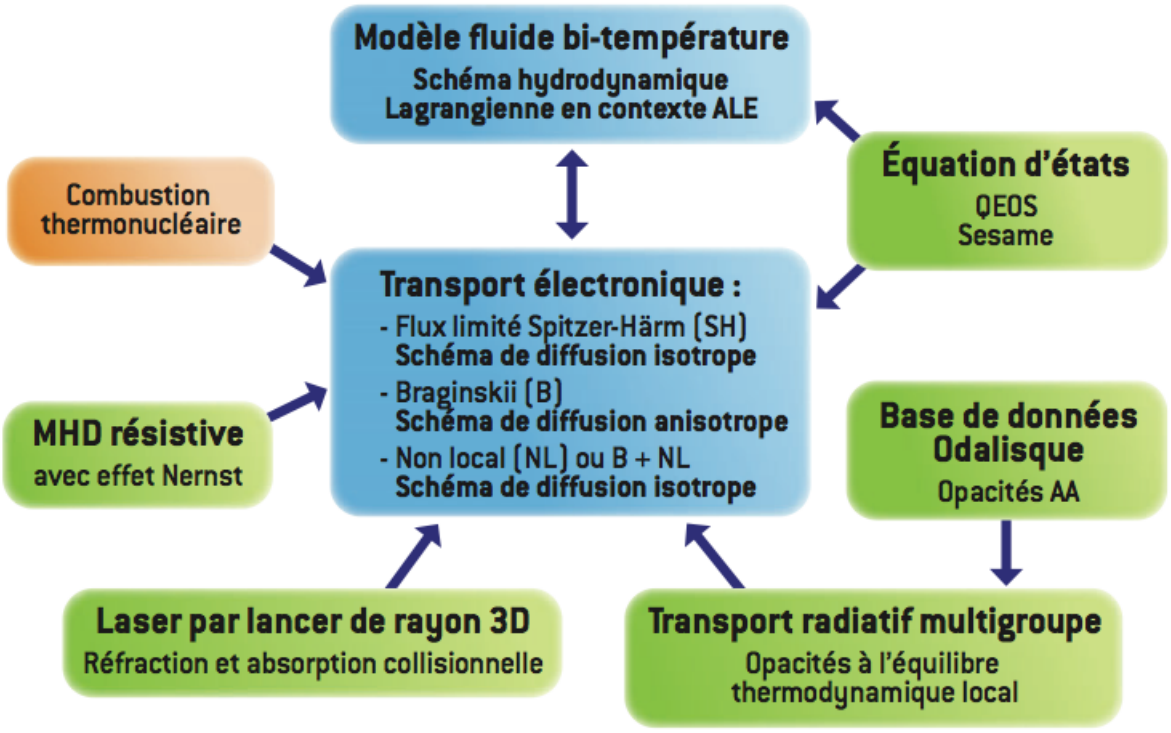


FIGURE C.1 – Organigramme du code CHIC (Maire et al., 2009).

Résolution de l'équation du transfert radiatif :

Le transfert radiatif peut être modélisé à différents niveaux. Le choix du niveau dépend de l'aspect de couplage entre rayonnement-matière qui nous intéresse.

La méthode la plus précise et la plus complète : travailler au niveau microscopique et résoudre l'équation dans son ensemble, grâce à une méthode Monte-Carlo (considérer un groupe de photons émis avec des directions et fréquences aléatoires. L'opacité du milieu étudié va piloté directement la distance que ces photons vont parcourir avant d'être absorbés et ou diffusés aléatoirement). Cette méthode est très coûteuse en temps.

A ce niveau, les équations obtenues le sont sur un large domaine de fréquence. Il existe ensuite 4 méthodes de résolution de l'équation du transfert radiatif pour la fréquence :

- *Résolution raie par raie : cette méthode donne des résultats extrêmement précis mais est très couteuse en temps car elle prend en compte des millions de raies . De puis, elle nécessite des données d'entrées très précises, qui sont difficiles à trouver.*

- *Résolution par bandes étroites : cette méthode utilise des opacités moyennes dans chaque bande de fréquence choies. Les résultats obtenues sont précis mais cette méthode est difficile à utiliser dans des milieux non-homogènes et est aussi encore très coûteuse en temps de calculs.*

- *Résolution multigroupes : cette méthode est utilisée dans CHIC et utilise des bandes de fréquences plus larges (=groupes) où les opacités sont considérés constantes. L'équation de transfert radiatif est ensuite résolue sur chaque groupe ; la distribution angulaire dans chaque groupe est définie par une direction. Le nombre d'inconnues est alors raisonnable, ce qui réduit le temps de calcul. Ce traitement est raisonnable lorsque le couplage entre rayonnement et matière et différent selon la fréquence des photons.*

- *Modèles globaux : le spectre de fréquence est alors approché par une fonction de Planck, avec une température T_r. Les équations sont moyennées sur cette distribution.*

Dans les résultats que nous présentons dans ce manuscrit, la génération de champ magnétique et le transport non-local n'ont pas été utilisés et la limitation de flux a été choisie à **0.06**.

Les équations de bases utilisées dans CHIC sont les équations de l'hydrodynamique radiative écrites sous forme Lagrangienne. La formulation Lagrangienne est particulièrement bien adaptée aux écoulements rencontrés en FCI : les mailles bougent avec le fluide, la résolution du choc est accrue, il n'y a pas de flux de masse entre les mailles, les surfaces libres sont traitées naturellement. Par contre, pour de trop grandes déformations du maillage (cisaillement..) , il y a un défaut de robustesse du traitement qui nécessite alors l'usage d'une stratégie ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian) afin de reconstruire localement le maillage. L'approche ALE combine une phase Lagrangienne, suivie d'une phase

de régularisation permettant de restaurer la qualité géométrique du maillage Lagrangien. Cette étape est suivie d'une phase d'interpolation conservative des variables physiques de la grille Lagrangienne vers la grille régularisée.

C.1 Modèle physique

Le modèle physique utilisé est un modèle hydrodynamique Lagrange bi-température (température électronique T_e et température ionique T_i).

$$\rho \frac{d\tau}{dt} - \nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \tag{C.1}$$

$$\rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} + \nabla(P_i + P_e) = \mathbf{0} \tag{C.2}$$

$$\rho \left(\frac{d\epsilon_e}{dt} + P_e \frac{d\tau}{dt} \right) - \nabla \ \cdot (\lambda_e \nabla T_e) = \omega_{ei}(T_i - T_e) + W_{las} + W_{rad} + W^e_{fus} + \nabla \ \cdot \ \mathbf{Q}^{nl}_e \tag{C.3}$$

$$\rho \left(\frac{d\epsilon_i}{dt} + P_i \frac{d\tau}{dt} \right) - \nabla \cdot (\lambda_i \nabla T_i) = \omega_{ei}(T_e - T_i) + W^i_{fus} \tag{C.4}$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \left[\mathbf{V} \times \mathbf{B} + \frac{c}{eN_e} \nabla(N_e T_e) + \frac{c}{e} \beta \cdot \nabla T_e - \frac{c^2}{4\pi} \sigma \cdot \nabla \times \mathbf{B} \right] \tag{C.5}$$

où P_e est la pression électronique P_i la pression ionique. Les énergies spécifiques sont notées ϵ_e (électronique) et ϵ_i (ionique). La pression est donnée par l'équation d'état $P \equiv P(\rho, \epsilon)$ où $\epsilon = E - \frac{1}{2}\vec{V}.\vec{V}$. Dans l'équation C.3, λ_e est la conductivité tensorielle (Spitzer-Härm et Braginskii). Dans l'équation C.3 et l'équation C.4, les termes énergétiques sont notés W_{las} pour l'énergie laser, W_{rad} pour l'énergie radiative et $W^{e,i}_{fus}$ pour l'énergie de fusion (électronique et ionique). Q^{nl}_e est le flux de chaleur non local. La dernière équation C.5 permet de traiter le champ magnétique (non utilisé dans nos simulations) : β est le tenseur thermoélectrique et σ est la résistivité tensorielle. La pression magnétique et les effets Joule sont négligés.

C.2 Opacités GOMMES

Les opacités sont basées sur les tables GOMMES (Tsakiris and Eidmann, 1987). Nous présentons dans cette partie, une comparaison de ces opacités avec les opacités OP dans les conditions explorées dans ce manuscrit. Les opacités moyennes de Rosseland GOMMES présentées sur les courbes suivantes prennent en compte la mise en groupe que nous avons choisie pour nos simulations.

C.2.1 Le fer

La table C.1 présente une comparaison des opacités moyennes de Rosseland du fer dans des conditions proches de celles qui existent dans l'échantillon de fer lors du chauffage de celui-ci (entre le passage du choc et l'établissement du plateau, voir chapitre 11). Les points de comparaisons choisis correspondent à des points de grille OP.

Température (eV)	**Densité électronique (cm^{-3})**	κ_R **GOMMES**	κ_R **OP**
48.46	10^{23}	10 383	9 295
61.01	10^{23}	5800	4 951
76.80	10^{23}	3016	2 784
108	10^{23}	1177	1733

TABLE C.1 – Comparaison des opacités moyennes de Rosseland obtenues pour le fer avec GOMMES et OP sur divers points de la grille OP. Les opacités moyennes sont exprimées en cm^2/g.

Nous pouvons noter un bon accord à basse température (autour de 15%). Néanmoins, l'accord devient moins bon lorsque la température augmente (voir le cas 108 eV) mais la structure en double front est déjà établie lorsque ces conditions sont atteintes. Cette comparaison confirme la pertinence de notre mise en groupe.

C.2.2 Le silicium

Nous avons également effectué des comparaisons des opacités moyennes de Rosseland dans le cas du silicium, que nous avons utilisé comme ablateur dans nos cibles (voir chapitre 11). Les résultats de cette comparaison sont présentés en table C.2 pour quelques points de grille OP.

Température (eV)	**Densité électronique (cm^{-3})**	κ_R **GOMMES**	κ_R **OP**
76.80	10^{23}	4892	6574
108.49	10^{23}	1937	1975
136.58	10^{23}	727	729
171.95	10^{23}	727	729
216	10^{23}	71	109

TABLE C.2 – Comparaison des opacités moyennes de Rosseland obtenues pour le silicium avec GOMMES et OP sur divers points de la grille OP. Les opacités moyennes sont exprimées en cm^2/g.

La comparaison des opacités moyennes de Rossland donne également de bons résultats dans les conditions correspondant à l'établissement du double front. L'accord diminue avec la température.

Les comparaisons effectuées montrent que dans les conditions où les opacités sont cruciales pour l'établissement de la structure en double front, les opacités GOMMES (avec notre mise en groupe) et les opacités OP sont en bon accord.

Bibliographie

Abdallah, J., Zhang, H. L., Fontes, C. J., Kilcrease, D. P. and Archer, B. J. (2001), 'Model comparisons for high-Z non-LTE steady-state calculations', *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **71**, 107–116. 85

Abdallah Jr, J., Clark, R. and Cowan, R. (1988), Technical Report LA-11436-I-V, Los Alamos National Laboratory. 85

Aerts, C., Christensen-Dalsgaard, J. and Kurtz, D. W. (2010), *Asteroseismology*, Springer. 9, 53

Alexander, D. R. and Ferguson, J. W. (1994), 'Low-temperature Rosseland opacities', *The Astrophysical Journal* **437**, 879–891. 39, 129

Alvan, L. (2014), Ondes internes de gravité dans les étoiles de type solaire : Excitation, propagation et transport de moment cinétique, PhD thesis, Université Paris VII. 10

Anders, E. and Grevesse, N. (1989), 'Abundances of the elements : Meteoritic and solar', *Geochimica et Cosmochimica Acta* **53**, 197. 116, 117

Angulo, C., Arnould, M., Rayet, M., Descouvemont, P., Baye, D., Leclercq-Willain, C., Coc, A., Barhoumi, S., Aguer, P., Rolfs, C., Kunz, R., Hammer, J. W., Mayer, A., Paradellis, T., Kossionides, S., Chronidou, C., Spyrou, K., degl'Innocenti, S., Fiorentini, G., Ricci, B., Zavatarelli, S., Providencia, C., Wolters, H., Soares, J., Grama, C., Rahighi, J., Shotter, A. and Lamehi Rachti, M. (1999), 'A compilation of charged-particle induced thermonuclear reaction rates', *Nuclear Physics A* **656**(3-183). 202

Antia, H. and Basu, S. (2005), 'The Discrepancy Between Solar Abundances and Heliosismology', *The Astronomical Journal* **620**, L129–L132. 122

Asplund, M., Grevesse, N. and Sauval, A. J. (2005), The solar chemical composition, *in* Barnes, III, T. G. and Bash, F. N., ed., 'Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis', Vol. 336 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 25. 117, 122

Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. and Scott, P. (2009), 'The Chemical Composition of the Sun', *The Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **47**, 481–522. XXII, 116, 117, 118, 122, 126, 151

Atzeni, S. and Meyer-Ter-Vehn, J. (2004), *The physics of inertial fusion : beam plasma interaction, hydrodynamics, hot dense matter*, Clarendon Press, Oxford. 23, 149

Badnell, N., Bautista, M. A., Butler, K., Delahaye, F., Mendoza, C., Palmeri, P., Zeippen, C. J. and Seaton, M. (2005), 'Updated opacities from the Opacity Project', *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **360**, 458–464. 39

Baglin, A., Michel, E., Auvergne, M. and COROT Team (2006), The seismology programme of the CoRoT space mission, *in* 'Proceedings of SOHO 18/GONG 2006/HELAS I, Beyond the spherical Sun', Vol. 624, p. 34. 8

Bahcall, J. N., Basu, S., Pinsonneault, M. and Serenelli, A. M. (2005), 'Helioseismological Implications of Recent Solar Abundance Determinations', *The Astrophysical Journal* **618**, 1049–1056. 202

Bailey, J., Nagayama, T., Loisel, G., Rochau, G., Blancard, C., Colgan, J., Cossé, P., Faussurier, G., Fontes, C., Gilleron, F., Golovskin, I., Iglesias, C., Kilcrease, D., MacFarlane, J., Mancini, R., Nahar, S., Orban, C., Pradhan, A. and Wilson, B. G. (2015), 'A higher-than-predicted measurement of iron opacity at solar interior temperatures', *Nature* **517**, 56–59. VII, XVIII, 141, 143, 150

Bailey, J., Rochau, G., Iglesias, C., Abdallah Jr, J., MacFarlane, J., Golovkin, I. and Wang, P. (2007), 'Iron-Plasma Transmission Measurements at Temperatures Above 150 eV', *Physical Review Letters* **99**(26), 265002. 141, 142

Bailey, J., Rochau, G., Mancini, R., Iglesias, C., MacFarlane, J. and Golovkin, I. (2009), 'Experimental investigation of opacity models for stellar interior, inertial fusion, and high energy density plasmas', *Physics of Plasmas* **16**(5), 058101. VII, XVI, 46, 69, 141

Basu, S. and Antia, H. M. (1997), 'Seismic measurement of the depth of the solar convection zone', *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **287**(189-198). 113, 118

Basu, S., Grevesse, N., Mathis, S. and Turck-Chièze, S. (2014), 'Understanding the internal chemical composition and physical processes of the solar interior', *Space Science Reviews* **196**, 49–77. V, VII, 114

Baudin, F. (2009), Excitation des oscillations solaires et stellaires, HDR, Université Paris XI. 56

Bennet, J., Donahue, M., Schneider, N. and Voit, M. (2012), *The essential Cosmic Perspective (sixth edition)*, James Smith. XV, 2

Blancard, C., Cossé, P. and Faussurier, G. (2012), 'Solar mixture opacity calculations using detailed configuration and level accounting treatments', *The Astrophysical Journal* **745**(10), 7. VII, 40, 120, 121, 126

Blenski, T., Grimaldi, A. and Perrot, F. (2000), 'A superconfiguration code based on the local density approximation', *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **65**, 91–100. 40

Boehly, T., Delettrez, J. A., Knauer, J., Meyerhofer, D. D., Yaakobi, B., Town, R. and Hoarty, D. (2001), 'Effect of Shock Heating on the Stability of Laser-Driven Targets', *Physical Review Letters* **87**(14). 144

Böhm-Vitense, E. (1958), 'Über die Wasserstoffkonvektionszone in Sternen verschiedener Effektivtemperaturen und Leuchtkräfte. Mit 5 Textabbildungen', *Zeitschrift für Astrophysik* **54**, 114. 115, 129, 202

Bond, D., Hares, J. and Kilkenny, J. (1980), *Physical Review Letters* **45**, 252. 22

Breil, J. and Maire, P.-H. (2007), 'A cell-centered diffusion scheme on two dimentional unstructured meshes', *Journal of Computational Physics* **224**, 785. 205

Brun, A., Miesch, M. and Toomre, J. (2004), 'Global-Scale turbulent convection and magnetic dynamo action in the solar envelope', *The Astrophysical Journal* **614**, 1073–1098. 10

Buchler, J. R. and Yueh, W. R. (1976), 'Compton scattering opacities in a partially degenerate electron plasma at high temperatures', *The Astronomical Journal* **210**, 440–446. 203

Canuto, V. M. and Mazzitelli, I. (1991), 'Stellar turbulent convection - A new model and applications', *The Astrophysical Journal* **370**, 295–311. 115

Caughlan, G. R. and Fowler, W. A. (1988), 'Thermonuclear Reaction Rates V', *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **40**, 283. 129

Chandrasekhar, S. (1939), *An introduction to the study of stellar structure*, Dover publication, inc. 35

Chenais-Popovics, C. (2002), 'Astrophysics in laboratory : Opacity measurements', *Laser and Particle Beams* **20**, 291–298. 69

Chenais-Popovics, C., Fajardo, M., Gilleron, F., Teubner, U., Gauthier, J.-C., Bauche-Arnoult, C., Bachelier, A., Bauche, J., Blenski, T., Thais, F., Perrot, F., Benuzzi, A., Turck-Chièze, S., Chièze, J.-P., Dorchies, F., Andiel, U., Foelsner, W. and Eidmann, K. (2001), 'L-band x-ray absorption of radiatively heated nickel', *Physical Review E* **65**(1), 016413. 70

Chenais-Popovics, C., Merdji, H., Missalla, T., Gilleron, F. and Gauthier, J.-C. (2000), 'Opacity studies of iron in the 15-30 eV temperature range', *The Astrophysical Journal Supplement Series* **127**, 275–280. 70

Christensen-Dalsgaard, J. (2014), *Lecture Notes on Stellar Oscillations, Fifth edition*, Institut for Fysik og Astronomu, Aarhus Universitet, Teoretisk Astrofysik Center, Danmarks Grundforskningsfond. XV, XVI, 8, 54

Christensen-Dalsgaard, J., Di Mauro, M., Doudek, G. and Pijpers, F. (2009), 'On the opacity change required to compensate for the revised solar composition', *Astronomy and Astrophysics* **494**, 205–208. V, VII

Christensen-Dalsgaard, J., Gough, D. O. and Thompson, M. J. (1991), 'The depth of the solar convection zone', *The Astrophysical Journal* **378**, 413–437. 113

Chung, H.-K., Chen, M., Morgan, W., Ralchenko, Y. and Lee, R. (2005), 'FLYCHK : Generalized population kinetics and spectral model for rapid spectroscopic analysis for all elements', *High Energy Density Physics* **1**, 3–12. 43, 158

Chung, H. K., Lee, R., Chen, M. H. and Ralchenko, Y. (2008), *The How To For FLYCHK @ NIST*, NIST. 43

Clark, R. E. H., Csanak, G. and Abdallah, Jr., J. (1991), 'Theoretical studies on the electron-impact excitation of neutral magnesium', *Physical Review A* **44**, 2874. 85

Claverie, A., Isaak, G. R., McLeod, C. P., van der Raay, H. B. and Cortes, T. R. (1979), 'Solar structure from global studies of the 5-minute oscillation', *Nature* **282**, 591–594. 7

Colaitis, A. (exp. 2015), Physique de l'interaction laser plasma pour l'allumage par choc, PhD thesis, Université de Bordeaux I. 177

Colgan, J., Kilcrease, D. P., H., M. N., Armstrong, G., Abdallah Jr, J., Sherrill, M., Fontes, C., Zhang, H. and Hakel, P. (2013), Light element opacities of astrophysical interest from ATOMIC, *in* 'Eighth International Conference on Atomic and Molecular Data and their Application, AIP Conference Proceedings', Vol. 1545, pp. 17–26. 40

Committee on High Energy Density Plasma Physics, Plasma Science Committee, N. R. C. (2003), *Frontiers in High Energy Density Physics : The X-Games of Contemporary Science*, Washington, DC : The National Academies Press. XV, 29

Courtaud, D., Damamme, G., Genot, E., Vuillemin, M. and Turck-Chieze, S. (1990), 'Metallicity, opacity coefficients and the solar standard model', *Solar Physics* **128**, 49–60. 32

Couvidat, S., Turck-Chièze, S. and Kosovichev, A. (2003), 'Solar Seismic Models and the Neutrino Predictions', *The Astrophysical Journal* **599**, 1434–1448. 8

Cowan, R. (1981), *Theory of Atomic Structure and Spectra*, Berkeley, University of California Press. 40, 85

Cox, A. and Stewart, J. (1965), 'Radiative and Conductive Opacities for Eleven Astrophysical Mixtures', *The Astrophysical Journal Supplement* **11**, 22. 31, 32

Cox, A. and Stewart, J. (1970*a*), 'Rosseland Opacity Tables for Population I Compositions', *The Astrophysical Journal Supplement* **19**(243), 243. 31

Cox, A. and Stewart, J. (1970*b*), 'Rosseland Opacity Tables for Population II Compositions', *The Astrophysical Journal Supplement Series* **19**, 261. 31

Da Silva, L., MacGowan, B., Kania, D., Hammel, B., Back, C., Hsieh, E. and Doyas, R. (1992), 'Absorption measurements Demonstrating the Importance of Δn=0 Transitions in the Opacity of Iron', *Physical Review Letters* **69**(3), 438. 69, 70

Dautray, R. and Watteau, L., eds (1991), *La Fusion Thermonucléaire Intertielle par Laser*, CEA. 17, 19, 21

Delahaye, F. and Pinsonneault, M. (2005), 'Comparison of Radiatice Accelerations obtained with Atomic Data from OP and OPAL', *The Astrophysical Journal* **625**, 563–574. 39

Delettrez, J. (1986), 'Thermal electron transport in direct-drive laser fusion', *Canadian Journal of Physics* **64**, 932. 154

Demarque, P. and Guenther, D. (1991), *Solar Interior and Atmosphere*, The University of Arizona Press, p. 1189. 114

Drake, R. (2006), *High Energy Density Physics : Fundamentals, Inertial Fusion and Experimental Astrophysics*, Springer. 23

Drean, V. (2009), Dynamique et stabilité des structures à double fronts d'ablation en fusion par confinement inertiel en attaque directe, PhD thesis, Université de Bordeaux I. XIX, 146, 163, 175

Drean, V., Olazabal-Loumé, M., Sanz, J. and Tikhonchuk, V. (2010), 'Dynamics and stability of radiation-driven double ablation front structures', *Physics of Plasmas* **17**(12), 122701. 147

Dziembowski, W. and Pamyatnykh, A. (1993), 'The opacity mechanism in B-type stars-I. Unstable modes in Beta-Cephei star models', *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **262**, 204–212. 54

Eddington, A. (1926), *The internal constitution of the stars*, Cambridge University Press. 31

Ferguson, J. W., Alexander, D. R., Allard, F., Barman, T., Bodnarik, J. G., Hauschildt, P. H., Heffner-Wong, A. and Tamanai, A. (2005), 'Low-Temperature Opacities', *The Astrophysical Journal* . 203

Fontes, C. J., Zhang, H. L. and Abdallah, J. (2004), All Overview of Relativistic Distorted-Wave Cross Sections, *in* J. S. Cohen, D. P. Kilcrease and S. Mazavet, eds, 'American Institute of Physics Conference Series', Vol. 730, pp. 41–49. 86

Fujioka, S., Sunahara, A., Ohnishi, N., Tamari, Y., Nishihara, K., Azechi, H., Shigara, H., Nakai, M., Shigemori, K., Sakaiya, T., Tanaka, M., Otani, K., Okuno, K., Watari, T., Yamada, T., Murakami, M., Nagai, K., Norimatsu, T., Izawa, Y., Nozaki, S. and Chen, Y. (2004), 'Suppression of Rayleigh-Taylor instability due to radiative ablation in brominated plastic targets', *Physics of Plasmas* **11**, 2814–2822. XVIII, 146, 148, 149, 175

Gabriel, A. H., Grec, G., Charra, J., Robillot, J.-M., Roca Cortés, T., Turck-Chièze, S., Bocchia, R., Boumier, P., Cantin, M., Cespédes, E., Cougrand, B., Crétolle, J., Damé, L., Decaudin, M., Delache, P., Denis, N., Duc, R., Dzitko, H., Fossat, E., Fourmond, J.-J., García, R. A., Gough, D., Grivel, C., Herreros, J. M., Lagardère, H., Moalic, J.-P., Pallé, P. L., Pétrou, N., Sanchez, M., Ulrich, R. and van der Raay, H. B. (1995), 'Global Oscillations at Low Frequency from the SOHO Mission (GOLF)', *Solar Physics* **162**, 61–99. XV, 9

Gautschy, A. and Saio, H. (1993), 'On non-radial oscillations of B-type stars', *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **262**, 213–219. 54

Gilliland, R. L., Jenkins, J. M., Borucki, W. J., Bryson, S. T., Caldwell, D. A., Clarke, B. D., Dotson, J. L., Haas, M. R., Hall, J., Klaus, T., Koch, D., McCauliff, S., Quintana, E. V., Twicken, J. D. and van Cleve, J. E. (2010), 'Initial Characteristics of Kepler Short Cadence Data', *The Astrophysical Journal Letters* **713**, L160–L163. 8

Grec, G., Fossat, E. and Pomerantz, M. (1980), 'Solar oscillations - Full disk observations from the geographic South Pole', *Nature* **288**, 541–544. 7

Grevesse, N. and Noels, A. (1993), "Cosmic abundances of the elements.", *in* Prantzos, N. and Vangioni-Flam, E. and Casse, M., ed., 'Origin and Evolution of the Elements'. 117

Grevesse, N. and Sauval, A. J. (1998), 'Standard Solar Composition', *Space Science Reviews* **85**, 161. 117

Hager, J., Collins, T., Smalyuk, V., Knauer, J. and Meyerhofer, D. (2013), 'Study of Rayleigh-Taylor growth in laser irradiated planar SiO_2 targets at ignition-relevant conditions', *Physics of Plasmas* **20**, 072707. 148

Hoarty, D., James, S., Brown, C., Williams, B., Guymer, T., Hill, M., Morton, J., Chapman, D., Shepherd, R., Dunn, J., Brown, G., Schneider, M., Beiersdorfer, P., Chung, H.-K., Harris, J.W.O., U. L., Smith, C. and Lee, R. (2010), 'High temperature, high

density opacity measurements using short pulse lasers', *Journal of Physics : Conference Series* **244**(1), 012002. 50, 145

Huebner, W. and Barfield, W. (2014), *Opacity*, Vol. 402 of *Astrophysics and Space Science Library*, Springer. 32, 37

Huebner, W., Merts, A., H., M. N. and Argo, M. (1977), Astrophysical opacity library, Los Alamos Scientific Laboratory report LA-6760[M], Los Alamos National Laboratory. 32

Iglesias, C. A. and Sonnad, V. (2012), 'Partially resolved transition array model for atomic spectra', *High Energy Density Physics* **8**, 154–160. 40

Iglesias, C. and Rogers, F. (1996), 'Updated OPAL opacities', *The Astrophysical Journal* **464**, 943–953. 32, 203

Karzas, W. and Latter, R. (1961), 'Electron radiative transitions in a coulomb field', *The Astrophysical Journal Supplement Series* **55**, 167. 45

Kippenhahn, R., Weigert, A. and Weiss, A. (2012), *Stellar Structure and Evolution Second Edition*, Springer. 3, 6, 38

Kjeldsen, H. and Bedding, T. R. (1995), 'Amplitudes of stellar oscillations : the implications for asteroseismology.', *Astronomy and Astrophysics* **293**, 87–106. 7

Kurucz, R. L. (1998), 'Grids of model atmospheres'.
URL: *http ://kurucz.harvard.edu/grids.html* 129

Langmuir, I. (1928), Oscillations in ionized gases, *in* 'Proceedings of the National Academy of Sciences of the USA', Vol. 14. 15

Le Pennec, M., Ribeyre, X., Ducret, J.-E. and Turck-Chièze, S. (2015), 'New opacity measurement principle for LMJ-PETAL laser facility', *High Energy Density Physics* **17**, 162–167. 168, 190

Le Pennec, M. and Turck-Chièze, S. (2014), Iron-group opacities in the envelopes of massive stars, *in* J. A. Guzik, W. J. Chaplin, G. Handler and A. Pigulski, eds, 'IAU Symposium'. 59, 187

Le Pennec, M., Turck-Chièze, S., Salmon, S., Blancard, C., Cossé, P., Faussurier, G. and Mondet, G. (2015), 'First new solar models with OPAS opacity tables', *The Astrophysical Journal Letters* **813**(L42). 129, 130, 189

LeBlanc, F., Michaud, G. and Richer, J. (2000), 'Opacity sampling in radiative acceleration calculations', *The Astrophysical Journal* **538**, 876. 41

Lenz, P., Pamyatnykh, A. A. and Breger, M. (2007), The Effect of Different Opacity Data and Chemical Element Mixture on the Petersen Diagram, *in* 'Unsolved Problems in Stellar Physics : A Conference in Honor of Douglas Gough'. 39

Lighthill, J. (1978), *Waves in Fluids*, Cambridge University Press. 10

Loisel, G. (2011), Des plasmas stellaires aux plasmas de laboratoire : Application aux mesures d'opacités dans les domaines X et XUV, PhD thesis, Université Parix XI. XVI, 70, 71, 72

Loisel, G., Arnault, P., Bastiani-Ceccotti, S., Blenski, T., Caillaud, T., Fariaut, J., Fölsner, W., Gilleron, F., Pain, J.-C., Poirier, M., Reverdin, C., Silvert, V., Turck-Chièze, S. and Villette, B. (2009), 'Absorption spectroscopy of mid and neighboring z plasmas : Iron, nickel, copper and germanium', *High Energy Density Physics* **5**, 173–181. 70

Luciani, J., Mora, P. and Virmont, J. (1983), 'Non local heat transport due to sweep temperature gradients', *Physical Review Letters* **51**, 1664. 20

Lyon, S. and Johnson, J. (1992), LA-UR-92-3407, Technical report, Los Alamos National Laboratory. 154

Magee, N., Abdallah Jr, J., Colgan, J., Hakel, P., Kilcrease, D., Mazevet, S., Sherrill, M., Fontes, C. and Zhang, H. (2004), Transition from LEDCOP to ATOMIC, *in* E. Cohen, S. Mazevet and D. Kilcrease, eds, 'American Institute of Physics Conference Series, 14th Topical Conference Proceedings on Atomic Processes in Plasmas', Vol. 730, p. 168. 40

Magee, N.H.and Abdallah Jr, J., Clark, R., Cohen, J., Collins, L., Csanak, G., Fontes, C., Gauger, A., Keady, J., Kilcrease, D. P. and Merts, A. (1995), Atomic Structure Calculations and New Los Alamos Astrophysical Opacities, *in* S. Adelman and W. Wiese, eds, 'Astrophysical Applications of Powerful New Databases, ASP Conference Series', Vol. 78. 40

Maire, P.-H., Breil, J., Galera, S. and Schurtz, G. (2009), 'Méthodes numériques pour l'hydrodynamique lagrangienne appliquées à la simulation de la fusion par confinement inertiel', *CHOCS AVANCEES 2009 : Avancées scientifiques et techniques de la direction des applications militaires* . XIX, 205

Malone, R., McCrory, R. and Morse, R. (1975), 'Indications of strongly flux-limited electron thermal conduction in laser-target experiments', *Physical Review Letters* **34**(721), 721–724. 20, 154

Marshak, R. (1958), 'Effect of radiation on shock wave behavior', *Physics of Fluids* **1**, 24–29. 21

Martić, M., Schmitt, J., Lebrun, J.-C., Barban, C., Connes, P., Bouchy, F., Michel, E., Baglin, A., Appourchaux, T. and Bertaux, J.-L. (1999), 'Evidence for global pressure oscillations on Procyon', *Astronomy and Astrophysics* **351**, 993–1002. 7

Martinolli, E., Koenig, M., Baton, S., Santos, J., Amiranoff, F., Batani, D., Perelli-Cippo, E., Scianitti, F., Gremillet, L., Mélizzi, R., Decoster, A., Rousseaux, C., Hall, T., Key, M. H., Snavely, R., Mackinnon, A. J., Freeman, R., King, J., Stephens, R., Neely, D. and Clarke, R. (2006), 'Fast-electron transport and heating of solid targets in high-intensity laser interactions measured by Kα fluorescence', *Physical Review E* **73**, 046402. 145

Mathis, S. (2009), 'L'origine des éléments lourds', *Clefs CEA* **58**, 22–25. XV, 7

Matte, J. and Virmon, J. (1982), 'Electron Heat Transport down Steep Temperature Gradients', *Physical Review Letters* **49**, 1936. 20

Mazevet, S. and Abdallah, Jr., J. (2006), 'Mixed UTA and detailed line treatment for mid-Z opacity and spectral calculations', *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics* **39**, 3419–3429. 85

Michaud, G. (1970), 'Diffusion processes in peculiar a star', *The Astrophysical Journal* **160**, 641. 41

Mihalas, D. (1978), *Stellar Atmosphere, 2nd edition*, San Francisco, W.H. Freeman and Co. 32, 33, 44

Mohr, P. J., Taylor, B. N. and Newell, D. B. (2012), 'CODATA recommended values of the fundamental physical constants : 2010', *Reviews of Modern Physics* **84**, 1527–1605. 202

Mondet, G., Blancard, C., Cossé, P. and Faussurier, G. (2015), 'Opacity calculations for solar mixtures', *The Astrophysical Journal Supplement Series* **220**, 2. 40, 126

Montalbán, J., Miglio, A., Noels, A., Grevesse, N. and di Mauro, M. P. (2004), Solar Model with CNO Revised Abundances, *in* D. Danesy, ed., 'SOHO 14 Helio- and Asteroseismology : Towards a Golden Future', Vol. 559 of *ESA Special Publication*, p. 574. 129

Morace, A., Magunov, A., Batani, D., Redaelli, R., Fourment, C., Santos, J., Malka, G., Boscheron, A., Casner, A., Nazarov, W., Vinci, T., Okano, Y., Inubushi, Y., Nishimura, H., Flacco, A., Spindloe, C. and Tolley, M. (2009), 'Study of plasma heating induced by fast electrons', *Physics of Plasmas* **16**, 122701. 145

Moskalik, P. and Dziembowski, W. (1992), 'New opacities and the origin of the β-Cephei pulsation', *Astronomy and Astrophysics* **256**, L5–L8. 54

Nagayama, T., Bailey, J., Loisel, G., Hansen, S., Rochaud, G., Mancini, R., MacFarlane, J. and Golovkin, I. (2014), 'Control and diagnosis of temperature, density, and uniformity in x-ray heated iron/magnesium sample for opacity measurements', *Physics of Plasmas* **21**(5), 056502. XVIII, 141, 142

Pain, J.-C., Gilleron, F. and Blenski, T. (2015), 'Detailed computation of hot-plasma atomic spectra', *ArXiv e-prints : submitted to "Laser and Particle Beams"* . 40

Pain, J.-C., Gilleron, F., Porcherot, Q. and Blenski, T. (2013), The hybrid opacity code SCO-RCG : recent developments, *in* 'Proceedings of the 40th EPS Conference on Plasma Physics', Vol. P4.403. 40

Pamyatnykh, A. (1999), 'Pulsational instability domains in the upper main sequence', *Acta Astronomica* **49**, 119–148. XVI, 54, 58

Patel, P. K., Mackinnon, A. J., Key, M. H., Cowan, T. E., Foord, M. E., Allen, M., Price, D. F., Ruhl, H., Springer, P. T. and Stephens, R. (2003), 'Isochoric heating of solid-density matter with an ultrafast proton beam', *Phys. Rev. Lett.* **91**, 125004. 145

Paxton, B., Bildsten, L., Dotter, A., Herwig, F., Lesaffre, P. and Timmes, F. (2011), 'Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA)', *The Astrophysical Journal Supplement* **192**, 3. 59, 199, 200, 201

Paxton, B., Cantiello, M., Arras, P., Bildsten, L., Brown, E. F., Dotter, A., Mankovich, C., Montgomery, M. H., Stello, D., Timmes, F. X. and Townsend, R. (2013), 'Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA) : Planets, Oscillations, Rotation, and Massive Stars', **208**, 4. 59, 199

Paxton, B., Marchant, P., Schwab, J., Bauer, E. B., Bildsten, L., Cantiello, M., Dessart, L., Farmer, R., Hu, H., Langer, N., Townsend, R. H. D., Townsley, D. M. and Timmes, F. X. (2015), 'Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA) : Binaries, Pulsations, and Explosions', *ArXiv e-prints* . 199

Payne, C. (1925), Stellar Atmospheres : A Contribution to the Observational Study of High Temperature in the Reversing Layers of Stars, PhD thesis, Ratcliffe College. 117

Porcherot, Q., Pain, J.-C., Gilleron, F. and Blenski, T. (2011), 'A consistent approach for mixed detailed and statistical calculation of opacities in hot plasmas', *High Energy Density Physics* **7**, 234. 40

Pradhan, A. and Nahar, S. (2011), *Atomic Astrophysics and SPectroscopy*, Cambridge University Press. 37

Reverdin, C., Thais, F., Loisel, G., Busquet, M. and Bastiani-Ceccotti, S. (2012), 'X-ray grating spectrometer for opacity measurements in the 50 eV to 250 eV spectral range

at the LULI 2000 laser facility', *Review of scientific instruments* **83**(10E134), 10E134. XVII, 72, 81

Rogers, F. J. (2001), 'New Activity Expansion Calculations for Warm Dense Deuterium', *Contribution to plasma physics* **41**, 179–182. 129

Rogers, F. J. and Iglesias, C. A. (1992), 'Radiative atomic Rosseland Mean Opacity Tables', *The Astrophysical Journal Supplement Series* **79**, 507–568. 32, 38, 56

Rogers, F. J., Swenson, J. K. and Iglesias, C. A. (1996), 'OPAL equation-of-state tables for astrophysical applications', *The Astrophysical Journal* **456**, 902–908. 202

Roxburgh, I. and Vorontsov, S. (2000), 'Semiclassical approximation for low-degree stellar p modes - II. Classical ray tracing', *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **317**, 151–157. 10

Russel, H. (1929), 'On the composition of the Sun's atmosphere', *The Astrophysical Journal* **70**, 11–82. 31, 117

Salmon, S., Montalbán, J., Miglio, A., Morel, T., Dupret, M.-A. and Noels, A. (2009), The Enigma of B-type Pulsators in the SMC, *in* 'American Institute of Physics Conference Series'. 39

Salzmann, D. (1988), *Atomic Physics in Hot Plasmas*, Oxford University Press. 24

Sampson, D. H., Zhang, H. L. and Fontes, C. J. (2009), 'A fully relativistic approach for calculating atomic data for highly charged ions', *Physics Reports* **477**, 111–214. 86

Santos, J., Debayle, A., Nicolaï, P., Tikhonchuk, V., Manclossi, M., Batani, D., Guemnie-Tafo, A., Faure, J., Malka, V. and Honrubia, J. (2007), 'Fast electron transport and induced heating in aluminium foils', *Physics of Plasmas* **14**, 103107. 145

Santos, J., Debayle, A., Nicolaï, P., Tikhonchuk, V., Manclossi, M., Batani, D., Guemnie-Tafo, A., Faure, J., Malka, V. and Honrubia, J. (2008), Fast electron transport and induced heating in aluminium foils, *in* 'The fifth International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications (IFSA2007) : Journal of Physics : Conference Series', Vol. 112. 145

Sawada, H., Regan, S., Radha, P. and et al. (2009), 'Al 1s-2p absorption spectroscopy of shock-wave heating and compression in laser-driven planar foil', *Physics of Plasmas* **16**(5), 052702. 144, 175

Schmalz, R., Meyer-Ter-Vehn, J. and Ramis, R. (1986), 'Radiation heat wave as a basic feature in laser-irradiated foils', *Physical Review A* **34**(3), 2178. 148

Schwarzschild, M. (1958), *Structure and Evolution of the stars*, Dover publication, inc. 31

Seaton, M. (2005), 'Opacity project data on cd for mean opacities and radiative accelerations', *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **362**, L1–L3. 32, 203

Seaton, M. J. (1987), 'Atomic data for opacity calculations. I - General description', *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics* **20**, 6363–6378. 35

Seaton, M., Yan, Y., Mihalas, D. and Pradhan, A. (1994), 'Opacities for stellar envelopes', *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* . 32, 39

Sigel, R. (1994), Laser-Induced Radiation Hydrodynamics : X-ray Generation and Application, *in* 'Laser Plasma Interaction 5 : Inertial Confinement Fusion : Proceedings of the Forty Fifth Scottish Universities Summer School in Physics, St Andrews'. 21

Simon, N. R. (1982), 'A plea for reexamining heavy element opacities in stars', **260**, L87–L90. 31, 54

Spiegel, E. and Zahn, J.-P. (1992), 'The solar tachocline', *Astronomy and Astrophysics* **265**, 106–114. 114

Spitzer, L. J. and Härm, R. (1953), 'Transport Phenomena in a Completely Ionized Gas', *Physical Review Letters* **89**(977). 20

Springer, P. T., Fields, D. F., Wilson, B. G., Nash, J. K., Goldstein, W. H., Iglesias, C. A., Rogers, F. J., Swenson, J. K., Chen, M. H. and Bar-Shalom, A. (1994), 'Spectroscopic measurements of Rosseland mean opacity', *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **51**, 371–377. 70

Stellingwerf, R. (1978), 'Helium Ionization driving in Beta Cephei stars', *The Astronomical Journal* **83**(10), 1184–1189. 54

Stewart, J. C. and Pyatt, Jr., K. D. (1966), 'Lowering of Ionization Potentials in Plasmas', *The Astrophysical Journal* **144**, 1203. 44

Takabe, H., Mima, K., Montierth, L. and Morse, R. L. (1985), 'Self-consistent growth rate of the Rayleigh-Taylor instability in an ablatively accelerating plasma', *Physics of Fluids* **28**, 3676–3682. 175

Thais, F., Bastiani-Ceccotti, S. and et al. (2015), *in prep.* . 70

Thoul, A. A., Bahcall, J. N. and Loeb, A. (1994), 'Element diffusion in the solar interior', *The Astrophysical Journal* **421**, 828–842. 129, 204

Tsakiris, G. and Eidmann, K. (1987), 'An approximate method for calculating planck and rosseland mean opacities in hot, dense plasmas', *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **38**(5), 353–368. 154, 207

Turck-Chièze, S. (1998), 'Composition and opacity in the solar interior', *Space Science Reviews* **85**, 125–132. 39

Turck-Chièze, S. (2001), 'Review of solar models and helioseismology', *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)* **91**, 73–79. V, VII

Turck-Chièze, S., Basu, S., Berthomieu, G., Bonanno, A., Christensen-Dalsgaard, J., Gabriel, M., Morel, P., Provost, J., Turcotte, S. and the GOLF team (1998), Sensitivity of the sound speed to the physical processes included in the standard solar model, *in* 'Proceddings of the SOHO 6/GONG 98 Workshop, 'Structure and Dynamics of the Interior of the Sun and Sun-like Stars, Boston USA, 1-4 June 1998'. 39

Turck-Chièze, S. and Couvidat, S. (2011), 'Solar neutrinos, helioseismology and the solar internal dynamics', *Report on Progress in Physics* **74**(8), 086901. 11, 115, 122

Turck-Chièze, S., Couvidat, S., Piau, L., Ferguson, J., Lambert, P., Ballot, J., García, R. A. and Nghiem, P. (2004), 'Surprising sun : A new step towards a complete picture', *Physical Review Letters* **93**(21), 211102. V, VII, 8

Turck-Chièze, S., Däppen, W., Fossat, E., Provost, J., Schatzmann, E. and Vignaud, D. (1993), 'The solar interior', *Physics Reports* **230**, 57–235. 113, 114, 117, 119

Turck-Chièze, S., Delahaye, F., Gilles, D., Loisel, G. and Piau, L. (2009), 'On plasma radiative properties in stellar conditions', *High Energy Density Physics* **5**, 132–138. 151

Turck-Chièze, S., Gilles, D., Le Pennec, M. and et al. (2013), 'Radiative properties of stellar envelopes : Comparison of asteroseismic results to opacity calculations and measurements for iron and nickel', *High Energy Density Physics* **9**, 473–479. 70

Turck-Chièze, S., Le Pennec, M., Ducret, J.-E., Colgan, J., Kilcrease, D., Fontes, C., Magee, N., Blenski, T. and Thais, F. (2015), 'Revisited iron and nickel opacities for stellar radiative envelopes', *CEA Internal Report* (15-65). 70, 82, 83, 188

Turck-Chièze, S., Le Pennec, M., Ducret, J.-E., Colgan, J., Kilcrease, D. P., Fontes, C. J., H., M. N., Gilleron, F. and Pain, J.-C. (2016), 'Detailed opacity comparison for an improved stellar modeling of the envelopes of massives stars', *The Astrophysical Journal* **submitted**. XVII, 87, 90

Turck-Chièze, S., Loisel, G., Gilles, D., Piau, L., Blancard, C., Blenski, T., Busquet, M., Caillaud, T., Cossé, P. and Delahaye, F. (2011), 'Radiative properties of stellar plasmas and open challenges', *Astrophysics and Space Science* **336**, 103. XVI, 39, 62, 70, 71

Turck-Chièze, S. and Lopes, I. (2012), 'Solar-stellar astrophysics and dark matter', *Research in Astronomy and Astrophysics* **12**(8), 1107–1138. XV, 11, 115

Turck-Chièze, S., Nghiem, P., Couvidat, S. and Turcotte, S. (2001), 'Solar internal composition and nuclear reaction rates in the light of helioseismology', *Solar Physics* **200**, 323–342. 8, 23

Turck-Chièze, S., Piau, L. and Couvidat, S. (2008), Helioseismology, neutrinos and radiative zones, *in* G. Alecian, O. Richard and S. Vauclair, eds, 'Element Stratification in Stars, 40 years of Atomic Diffusion'. 122

Turck-Chièze, S., Piau, L. and Couvidat, S. (2011), 'The solar energetic balance revisited by young solar analogs, helioseismology, and neutrinos', *The Astrophysical Journal Letters* **731**, L29. V, VII

Turcotte, S., Richer, J., Michaud, G., Iglesias, C. A. and Rogers, F. J. (1998), 'Consistent Solar Evolution Model Including Diffusion and Radiative Acceleration Effects', *The Astrophysical Journal* **504**, 539. 40

Vitense, E. (1953), 'Die Wasserstoffkonvektionszone der Sonne. Mit 11 Textabbildungen', *Zeitschrift fuer Astrophysik* **32**, 135. 115

Vorontsov, S. V. (1992), 'Helioseismology', *Soviet Astronomy* **36**, 175. 118

Welsh, W. F., Orosz, J. A., Aerts, C., Brown, T. M., Brugamyer, E., Cochran, W. D., Gilliland, R. L., Guzik, J. A., Kurtz, D. W., Latham, D. W., Marcy, G. W., Quinn, S. N., Zima, W., Allen, C., Batalha, N. M., Bryson, S., Buchhave, L. A., Caldwell, D. A., Gautier, III, T. N., Howell, S. B., Kinemuchi, K., Ibrahim, K. A., Isaacson, H., Jenkins, J. M., Prsa, A., Still, M., Street, R., Wohler, B., Koch, D. G. and Borucki, W. J. (2011), 'KOI-54 : The Kepler Discovery of Tidally Excited Pulsations and Brightenings in a Highly Eccentric Binary', *The Astrophysical Journal Supplement* **197**, 4. 9

Winhart, G., Eidmann, K., Iglesias, C. and Bar-Shalom, A. (1996), 'Measurements of extreme UV opacities in hot dense Al, Fe and Ho', *Physical Review E* **53**(2), 1332. 70

Zahn, J.-P. (1975), 'The Dynamical Tide in Close Binaries', *Astronomy and Astrophysics* **41**, 329–344. 9

Zdravkov, T. and Pamyatnykh, A. (2009), Modelling hybrid β Cephei/SPB pulsations : γ Pegasi, *in* J. A. Guzik and P. Bradley, eds, 'American Institute of Physics Conference Series', Vol. 1170. XV, 12, 54