



HAL
open science

Sismologie solaire et stellaire

Pascal Lambert

► **To cite this version:**

Pascal Lambert. Sismologie solaire et stellaire. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2007. Français. NNT: . tel-00140766v3

HAL Id: tel-00140766

<https://theses.hal.science/tel-00140766v3>

Submitted on 7 Dec 2009

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.

É D 'A 'A 'I - -F
U 'P VII - D D

T ` D

présentée pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Paris VII - Denis Diderot
Spécialité : *Astrophysique et Méthodes Associées*

par

P L

Sismologie solaire et stellaire

Thèse dirigée par Sylvaine TURCK-CHIEZE

Soutenue publiquement le 21 mars 2007
devant le jury composé de :

Pr. Cécile F	Présidente du jury
Dr. Rafael A. G	Correspondant CEA
Dr. Eric M	Examinateur
Dr. Pere L. P	Rapporteur
Dr. Sylvie R	Rapporteur
Dr. Sylvaine T	-C `	Directrice de thèse

Service d'Astrophysique
DAPNIA/DSM/CEA – Saclay

Résumé

Titre : sismologie solaire et stellaire

Laboratoire d'accueil : Service d'Astrophysique, DSM/DAPNIA, CEA/Saclay

Résumé : La thèse présentée ici se place dans le cadre de la sismologie du Soleil et des étoiles, dans une période de transition entre une bonne connaissance du Soleil grâce à l'héliosismologie et le développement actuel de l'astérosismologie, et, entre une vision statique et une vision dynamique des étoiles. Le but de mon travail a été de participer à cet effort en dépasser la vision statique des intérieurs stellaires et via le développement d'outils d'analyse des données des missions spatiales. Ainsi le modèle solaire standard actuel, la représentation théorique de l'intérieur solaire, présente des limites, mises en avant par une récente révision de ses abondances. Nous montrons que l'écart entre le modèle standard et les observations sismiques est fortement dégradé motivant l'introduction de processus dynamiques dans les modèles. Nous avons aussi entrepris l'introduction d'effets magnétiques dans les couches superficielles pour améliorer la prédiction des fréquences et l'analyse sismique. Les missions spatiales astérosismiques, présentes et futures, permettent d'avoir accès à des informations sur la dynamique des étoiles (rotation, convection, ...). Pour améliorer ces informations contenues dans les spectres d'oscillations, il est nécessaire d'effectuer une bonne identification des modes ainsi qu'une extraction précise de ces paramètres. Nous montrons comment améliorer ceci en développant une analyse du diagramme-échelle basée sur la récente transformée en curvelette. Cette méthode a pu être validées grâce à des simulations ainsi que dans le cadre d'exercices pour la préparation à la mission CoRoT. Nous nous sommes également intéressé à l'étoile Procyon observée par MOST.

Mots-clés : astérosismologie - héliosismologie - Soleil - CoRoT - analyse de données - modèle solaire standard - rotation

Abstract

Title : solar and stellar seismology

Laboratory : Service d'Astrophysique, DSM/DAPNIA, CEA/Saclay

Abstract : The thesis presented here takes place within the framework of the seismology of the Sun and stars, in a transition period between the good knowledge of the Sun thanks to the helioseismology and a current development of the asteroseismology, and, between a static and a dynamic vision of stars. The purpose of my work was to participate in this effort to exceed the static vision of the stellar inside and through the development of data analysis tools for space missions. So the current standard solar model, the theoretical representation of the solar interior, presents limits, emphasizes by a recent revision of its abundances. We show that the discrepancy between the standard model and the seismic observations is strongly degraded, motivating the introduction of dynamic processes in the models. We also introduced magnetic effects in the superficial layers to improve the prediction of the frequencies and the seismic analysis. The asteroseismic present and future space missions allow us to have access to information on the dynamics of stars (rotation, convection, . . .). To improve this information, contained in the oscillation spectra, it is necessary to proceed a good identification of the modes as well as an accurate extraction of these parameters. We show how to improve this by developing an analysis of the echelle diagramme based on the recent curvelet transform. This method has been validated thanks to simulations and within the framework of exercises for the preparation for the CoRoT mission. We have also analysed the case of the star Procyon as observed by the MOST mission.

Keywords : asteroseismology - helioseismology - Sun - data analysis - standard solar model - rotation

A ma grand-mère

Remerciements

Et voilà ... c'est fini. Merci à toi lecteur qui t'apprête à plonger dans la lecture de ce manuscrit ... et bon courage. Il y a presque 10 ans (ça passe vite quand même ...), à quelques semaines du bac, je n'imaginai même pas me retrouver ainsi à avoir rédigé cette thèse ... Ce qui est sûr c'est que j'y suis alors j'en profite pour remercier toutes celles et tous ceux que j'ai pu côtoyer, rencontrer et qui m'auront supporté tout ce temps. Evidemment, je commencerai par dire un grand merci du fond du cœur à mes parents pour m'avoir toujours soutenu et encouragé dans mes choix, mes décisions et les épreuves rencontrées. Je pense aussi à ma chère petite sœur, ma famille (merci encore) et mes amis les plus proches, chacun se reconnaîtra.

Je tiens aussi à remercier Sylvaine Turck-Chièze pour m'avoir permis d'être accueilli au sein du Service d'Astrophysique, le dynamisme et la motivation dont elle fait preuve pour défendre et soutenir sa science, ses projets, et surtout pour avoir ses encouragements et sa confiance durant les derniers mois de ma thèse.

Un grand merci à Sylvie Roques et Pere Pallé qui m'auront fait le plaisir d'être les rapporteurs de cette thèse. Ainsi qu'à Cécile Ferrari pour avoir accepté de présider mon jury de thèse et Eric Michel pour sa participation à mon jury.

Merci à l'ensemble du Service d'Astrophysique pour l'accueil dont j'aurai bénéficié durant ces 3 années (presque 3 ans et demi).

Muchas gracias amistosas a Rafael A. García (y Merche) (qui ne pourra pas reprocher d'avoir mal orthographié son nom pour une fois) por su paciencia, su sostén y su disponibilidad (asi como para su talento de gran defensor) durante 3 años. Spezial danke für Herr Doktor Jérôme Ballot que j'aurais eu le plaisir de côtoyer durant 2 ans et qui aura eu l'immense mérite de me supporter (et de m'encourager) durant tout ce temps. Egalement merci à mon officemate Sacha Brun pour ses encouragements et ses discussions toujours passionnées que ce soit sur le Soleil ou la fiabilité de la R25 (Hellboy rules).

Un très grand merci (par désordre alphabétique) à Vincent et Philippe (pour m'avoir aidé à plonger dans le grand bain de la vie parisienne), Doris viele Danke für alles, Jean-Luc (qui a tout appris à Pipo Inzaghi), Adam (comme quoi une entente plus que cordiale est possible entre frog & rosbeef), Pascal (avise collègue), Médéric (mais si c'est très bien les Mac), Savita, Delphine, Sandrine (les 2), Ana, Matthias, Laurène, Lilia, Pascal et les autres thésards et post-doc rencontrés pour leur sympathie et amitié, de même que Yael, Fred, Hervé, Marc, Thierry, Phi, Stéphane, Pierre-Alain, Lydie, Roland et Elizabeth pour m'avoir donné l'opportunité de diffuser notre science. Sans oublier le fidèle Toby évidemment.

Enfin merci à ceux qui auront rendu beaucoup de choses plus faciles, John, Paul, George & Ringo, Radiohead, Boards of Canada, the Silver Mount Zion, Mark Lanegan, Sufjan Stevens, Sonic Youth, the Super Furry Animals, Granddaddy, Elbow, Portishead, Pink Floyd, Mogwai, Autechre, Minus Story, Arcade Fire, Tricatel and co., Stanley K., Orson W., Steven S., Peter J., Graham, John, Terry, Eric, Terry & Michael ...

*" Quand nous en serons au temps des cerise
Et gai rossignol et merle moqueur
Seront tous en fête
Les belles auront la folie en tête
Et les amoureux du soleil au coeur
Quand nous en serons au temps des cerises
Sifflera le merle moqueur "*

R :

- Dans l'ensemble de ce manuscrit, j'utiliserai les unités du Système International, qui n'est pas encore répandu comme il le devrait dans la communauté. Par commodité, je maintiendrai tout de même l'emploi de certaines unités usuelles : le parsec ($1 \text{ pc} \approx 30.856 \cdot 10^{15} \text{ m}$), l'année-lumière ($1 \text{ a.l.} \approx 9.460 \cdot 10^{15} \text{ m}$), l'unité astronomique ($1 \text{ U.A.} \approx 1.49 \cdot 10^{11} \text{ m}$) et les unités solaires : masse ($M_{\odot} \approx 1.980 \cdot 10^{30} \text{ kg}$), rayon ($R_{\odot} \approx 6.960 \cdot 10^8 \text{ m}$) et luminosité ($L_{\odot} \approx 3.826 \cdot 10^{26} \text{ W}$).
 - Dans les expressions mathématiques, les grandeurs vectorielles seront en gras, e.g. \mathbf{v} au lieu de \vec{v} .
-

Table des matières

Résumé	iii
Abstract	v
Table des figures	xviii
Liste des tableaux	xix
I Introduction	1
Introduction générale	3
II Évolution et structure stellaire	13
1 Évolution et structure stellaire	15
1.1 Évolution stellaire : de la nébuleuse primordiale au Soleil	16
1.1.1 La jeunesse d'une étoile	16
1.1.2 Vie et mort d'un soleil	16
1.1.3 Au-delà de la séquence principale	20
1.2 Structure interne des étoiles : théories et modèles	20
1.2.1 Les équations de la structure interne	20
1.2.2 Transport de l'énergie du coeur à la surface	23
1.2.3 Les ingrédients physiques :	27
1.3 Limites du modèle standard	29
1.3.1 Succès du modèle standard	29
1.3.2 Les nouvelles abondances photosphériques	31
1.3.3 Le modèle solaire standard désaccordé	32
1.3.4 Le Soleil et l'enrichissement galactique	33
1.4 A S S : A N S T C P ?	35
1.5 Derniers développements et perspectives	41
1.5.1 Sur la révision du modèle standard solaire	41
1.5.2 Sur (la nécessité de) l'introduction de processus dynamiques	43
III Hélio- / Astéro- sismologie	47
2 Théorie des oscillations stellaires	49

2.1	Oscillations adiabatiques non radiales	49
2.1.1	Quelques temps caractéristiques	50
2.1.2	Équations de base	51
2.1.3	Linéarisation des équations	52
2.1.4	Résolution harmonique	53
2.2	Propriétés des oscillations : propagation et classification	55
2.2.1	Une étoile . . . une cavité résonante	56
2.2.2	Les modes de pression : <i>modes p</i>	57
2.2.3	Les modes de gravité : <i>modes g</i>	59
2.2.4	Les modes <i>f</i> et les modes mixtes	59
2.3	Analyse asymptotique	60
2.4	Mécanismes d'excitation des oscillations	62
3	Héliosismologie	65
3.1	Un peu d'histoire	65
3.2	La révolution sismique	67
3.2.1	Observations et outils	67
3.2.2	Un soleil très remuant	69
3.3	Aujourd'hui . . . et demain ?	71
4	Astérosismologie	73
4.1	Petit bestiaire illustré des étoiles pulsantes	73
4.1.1	Étoiles évoluées . . . au-dessus de la séquence principale	74
4.1.2	Étoiles sur ou proche de la séquence principale	76
4.1.3	Étoiles évoluées . . . sous la séquence principale	77
4.1.4	Les étoiles de type solaire	78
4.2	Les observations	79
4.2.1	Contraintes limites	79
4.2.2	Les instruments	81
4.2.3	Quels outils de diagnostic pour l'astérosismologie ?	83
5	Apport aux missions astérosismiques	85
5.1	Comment extraire de l'information des spectres d'oscillations	86
5.1.1	Caractériser un spectre d'oscillation	86
5.1.2	Extraire de l'information	88
5.1.3	Les oscillations solaires pour interpréter les oscillations de type solaire	90
5.2	Rotation et inclinaison de l'axe d'une étoile	91
5.2.1	De l'importance d'extraire la rotation et l'angle d'inclinaison de l'axe	91
5.2.2	Effet de la rotation et de l'angle sur le spectre d'oscillations	94
5.2.3	Rotation, inclinaison et ajustement	97
5.2.4	Article R	: H C R T
		99
5.3	Peak tagging	106
5.3.1	A propos de l'identification des modes	106
5.3.2	De Fourier aux curvelettes	106
5.3.3	Curvelet et sismologie stellaire : C	I . . . 111
5.4	Le cas Procyon	120
5.4.1	Procyon avant et après MOST	120

5.4.2	Calculer le spectre de puissance	121
5.4.3	Analyse en curvelettes	123
5.4.4	Du signal ?	124
5.4.5	Exercice hare-and-hound # 4	125
5.4.6	Contributions à T C R T M	130
IV	Activité magnétique : du Soleil aux étoiles	133
6	Du Soleil aux étoiles : explorer les champs magnétiques	135
6.1	Le Soleil : activité et influence	135
6.1.1	Manifestations et variabilité	135
6.1.2	Quelle influence sur la Terre ?	140
6.2	Comprendre le cycle solaire	141
6.3	Connection solaire - stellaire	142
6.4	Contribution O E	
	144
6.5	Modélisation du champ magnétique	158
6.5.1	Pourquoi ?	158
6.5.2	Comment ?	160
V	Conclusion et perspectives	163
	Conclusion et Perspectives	165
A	Communications écrites et orales	169
B	Introduction du champ magnétique dans CESAM	173
B.1	Les équations	173
B.2	Dans CESAM	176
	Bibliographie	178

Table des figures

1	Vibrations solaires	4
2	Spectre de puissance des oscillations solaires	6
3	Le Soleil mis à nu	7
4	Un Soleil dynamique	9
5	Vues d'artiste de CoRoT et SDO	10
1.1	Scénario de formation des étoiles	16
1.2	Diagramme H-R.	17
1.3	Evolution du Soleil sur le diagramme H-R	18
1.4	Profil radial d'opacité dans le Soleil	28
1.5	Sources d'énergie du Soleil	30
1.6	Ecart du carré des profils de vitesse du son entre les modèles standards mis à jour (ligne continue avec barres d'erreur sismique : modèle tac A, ligne en pointillés : modèle tac L, ligne tirets-pointillés : modèle tac H) et sismique (ligne continue) avec les observations sismiques actuelles (Bertello).	34
1.7	Evolution du rapport He/H en fonction de O/H	35
1.8	Différence relative entre les profils de vitesse du son obtenus déduits d'observations sismiques et prédits par des modèles incluant des processus dynamiques	42
1.9	Exemples de résultats obtenus avec des modèles solaires incluant des effets des processus dynamiques (rotation, ondes internes	45
2.1	Exemples d'harmoniques sphériques	54
2.2	Diagramme de propagation pour l'intérieur solaire	56
2.3	Diagramme $\nu - \ell$	58
2.4	Propagation des modes p et g	59
3.1	Diagramme ν -k des oscillations solaires (1975)	66
3.2	Spectre de puissance d'observations polaires	66
3.3	Profil de rotation interne du Soleil	70
4.1	Position des différentes classes de pulsateurs sur le diagramme H-R	75
4.2	Position de pulsateurs solaires sur le diagramme H-R	79
4.3	Exemples de spectres d'oscillation détoiles de type solaire	80
4.4	Spectres en amplitude de 20 jours d'observations du Soleil par mesures Doppler et photométriques	80
4.5	Diagrammes H-R sismiques	84
5.1	Densité spectrale de puissance des oscillations solaires observées avec l'instrument GOLF/SoHO	89
5.2	Vitesses de rotation stellaires en fonction de leur masse	93

5.3	Influence de l'angle d'inclinaison et du splitting rotationnel sur la structure d'un mode . . .	94
5.4	Contour des noyaux déterminant la sensibilité des différents modes à la rotation interne . . .	95
5.5	Influence de l'angle d'inclinaison i sur la visibilité des composantes d'un multiplets . . .	96
5.6	Fonctions de corrélation et de vraisemblance dans le plan $(i, \delta\nu)$	98
5.7	Fonction de vraisemblance dans le plan $(i, \delta\nu)$	98
5.8	Représentation par ondelettes et par curvelettes d'une courbe	109
5.9	Exemples d'ondelettes 2D et de ridgelettes	109
5.10	Schéma illustrant la transformée en curvelette appliquée à une image	110
5.11	Spéctres de puissance et d'amplitude de Procyon	120
5.12	Courbe de lumière de Procyon	121
5.13	Spéctre de puissance de Procyon à partir des observations MOST corrigées	122
5.14	Spéctre de puissance moyenné de Procyon	123
5.15	Zoom sur la région du spéctre de puissance où se trouve l'excès de puissance	124
5.16	H&H4 : spéctres de puissance brut et brut lissé	126
5.17	H&H4 : FFT et autocorrélation du spéctre de puissance	126
5.18	H&H4 : diagrammes échelle brut et filtré	127
5.19	H&H4 : spéctre de puissance filtré moyenné et zoom sur le maximum de puissance . . .	128
5.20	H&H4 : diagrammes-échelle du spéctre original sans bruit et après filtrage	129
6.1	Taches solaires dessinées par Galilée	136
6.2	Evolution temporelle et spatiale des taches solaires	137
6.3	Variations de l'irradiance solaire totale depuis 1978	138
6.4	Evolution temporelle des fréquences moyennes des modes de bas degrés pendant le cycle 23	139
6.5	Sensibilité des modes à l'activité magnétique en fonction de leur fréquence	139
6.6	Irradiances spectrales	140
6.7	Nombre moyen de taches solaires reconstruit depuis 1610	141
6.8	Illustration des effets ω et α	142
6.9	Les différents processus dynamiques animant l'intérieur solaire	143
6.10	Ecart entre les fréquences solaires observées et prédites & Variation des fréquences so- laires avec le cycle	158
6.11	Vue schématique des couches superficielles du Soleil ($R > 0.97R_{\odot}$)	159
6.12	Vues d'artiste de SoHO, SDO & PICARD.	166
6.13	Vues d'artiste de MOST, COROT & SONG.	167
B.1	Schéma illustrant les liens entre les différentes routines de CESAM où le champ magné- tique doit être introduit.	177

Liste des tableaux

1.1	Métallicités et abondances photosphériques	32
1.2	Fraction en nombre (°/°°) de C, N, O, Ne et Fe d'après Anders and Grevesse (1989) , Grevesse and Noels (1993) , Holweger (2001) , Lodders (2003) , Asplund et al. (2004) et Asplund et al. (2006)	32
1.3	Quantités caractéristiques des modèles révisés	33
5.1	Les 15 plus importants pics dans l'intervalle 0.3-1.25 mHz du spectre de puissance de Procyon.	125

Première partie

Introduction

Introduction générale

Always look to the bright side of life
Eric Idle, *The life of Brian*

Mais que cache le Soleil sous sa surface ? Pour dévoiler et mettre à nu notre étoile, il suffit de rester à son écoute. En effet sous cette apparente (et trompeuse) tranquillité, le Soleil est secoué par des vibrations provoquées par la propagation de sons en son sein. Leur " écoute " constitue le seul et unique outil des astrophysiciens pour explorer le Soleil (et les étoiles) de la surface au coeur.

Avant de décrire plus en détails cette jeune science qu'est la sismologie des étoiles, arrêtons-nous un instant pour répondre à une question très simple, et pourtant essentielle : pourquoi explorer et comprendre le Soleil ? Le Soleil est l'étoile la plus proche de nous. C'est la seule que l'on peut observer avec autant de détails. Elle constitue notre pierre de Rosette et joue un rôle clé dans notre connaissance de l'évolution stellaire et de la vie des autres étoiles. On comprend donc que son étude soit fondamentale. De plus, par son rôle de source de lumière et de chaleur, le Soleil influence grandement la Terre et son environnement. A cela s'ajoute le cycle solaire dont les variations du rayonnement et des particules émises ont un impact direct, que ce soit sur le climat ou nos systèmes de télécommunications. Enfin, le Soleil est un laboratoire unique pour étudier et tester des processus physiques dans des conditions irréalisables sur Terre. Le Soleil est un objet à la fois riche de part les phénomènes qui s'y déroulent et de part ce qu'il peut apporter à notre connaissance de la Terre et de l'Univers.

Être à l'écoute

Quelle information a-t-on sur l'intérieur solaire en l'observant ? On peut mesurer sa température de surface, sa luminosité, et son spectre d'absorption nous renseigne sur sa composition chimique. Mais ce ne sont des informations que sur sa surface... Seuls les neutrinos détectés, produits au coeur du Soleil, transportent une information sur les conditions régnant en son centre. Notre vision du Soleil est donc très vite limitée. Le seul outil nous permettant de le sonder en profondeur, et de l'éplucher comme un oignon, consiste à utiliser les propriétés de ses modes propres d'oscillations pour obtenir une information sur sa structure et sa dynamique interne.

Au début des années soixante, une équipe d'astronomes solaires a commencé à étudier la dynamique convective dans la photosphère en effectuant une étude spectroscopique du disque. Ces observations mirent en évidence la présence d'oscillations de la surface solaire, de faibles amplitudes et avec une période d'environ 5min. Il faudra attendre la décennie suivante pour comprendre théoriquement ce phénomène. Il s'agit de la manifestation de la propagation d'ondes sonores à l'intérieur solaire. D'autres observations vinrent confirmer ultérieurement à la fois cette découverte et la théorie via ses prédictions. Les propriétés de ces ondes, dépendant des variations des conditions physiques et des mouvements de l'intérieur stellaire, offrent la possibilité de sonder une étoile de la même manière que les géophysiciens sont renseignés par les séismes sur la structure du globe terrestre.

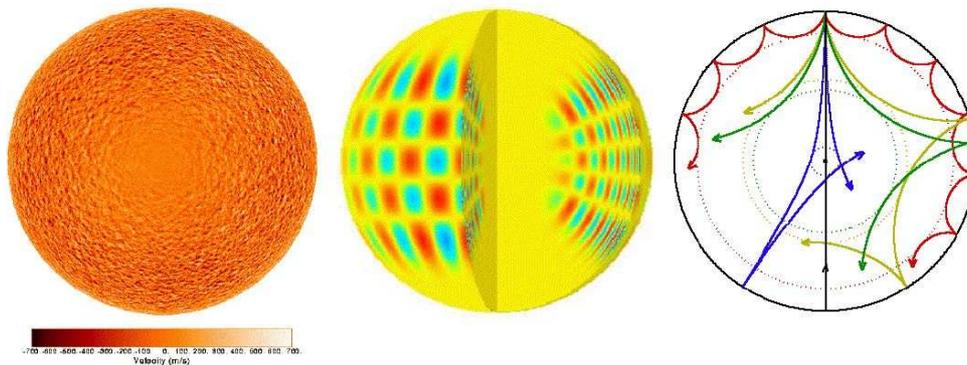


Fig. 1 – Vibrations solaires. Gauche : image Doppler du Soleil prise par l'instrument MDI à bord de la sonde SoHO. Cette image a été corrigée de la rotation solaire et de mouvements à grande échelle et permet ainsi de mettre en évidence la granulation agitant la surface solaire et excitant de manière stochastique (aléatoire) les modes de pression (ou modes acoustiques). Centre : simulation en 3D d'un mode de pression. L'oscillation associée à un mode propre est caractérisée par 3 nombres entiers : n , ℓ , m . Le degré ℓ et l'ordre azimutal m sont reliés au nombre de lignes à la surface, ℓ étant le nombre total de lignes et m le nombre de lignes passant par les pôles. L'ordre radial n représente le nombre de nœuds le long du rayon. L'oscillation représentée ici est de degré $\ell = 20$, d'ordre azimutal $m = 16$ et d'ordre radial $n = 14$, c'est-à-dire qu'il y a 20 lignes nodales à la surface, 16 de ces nœuds traversant l'axe de rotation du Soleil aux pôles, et 14 nœuds internes. Les zones bleues et rouges se déplacent dans des directions opposées. Les régions jaunes correspondent aux nœuds, les endroits où l'amplitude est nulle ou trop faible pour être détectée. Droite : trajectoires de modes acoustiques dans l'intérieur solaire pour différents degrés ℓ . Cette figure illustre le fait qu'en fonction du degré, les ondes visitent des profondeurs différentes, apportant une information sur les différentes régions visitées. La mesure des fréquences des oscillations de différents degrés permet ainsi de remonter, grâce aux inversions, aux caractéristiques du plasma aux différentes profondeurs. En rouge il s'agit d'une oscillation de degré $\ell = 15$, en vert $\ell = 4$, en bleu $\ell = 3$. On voit bien que les modes de bas degré ($\ell = 0, 1, 2, 3$) sont ceux qui pénètrent le plus profondément dans l'étoile, les modes de haut degré visitant les régions les plus extérieures de la zone convective.

Mais pourquoi le Soleil oscille ? Celui-ci, ou tout autre étoile, peut être assimilé à une cavité résonante sphérique. Sous l'action d'un mécanisme d'excitation, des ondes acoustiques - sonores - sont générées et se propagent. C'est la même chose que pour un instrument de musique. Prenons une batterie, par exemple, composée de plusieurs caisses de diamètres différents. Frappée par des baguettes, chacune va résonner à une fréquence différente en fonction de son diamètre. Ainsi la grosse caisse sonnera plus grave que la caisse claire. C'est la même chose pour une étoile sauf que ce sont des milliers d'ondes sonores à autant de fréquences différentes qui sont excitées simultanément. Le Soleil a un diamètre de 1400000 km ce qui le fait "sonner" à une fréquence très basse, 0.003Hz, plusieurs dizaines d'octaves en dessous de ce qui est accessible à l'oreille humaine, de 16 à 20000 Hz. Il existe différents mécanismes d'excitation des oscillations stellaires, notamment liés aux variations de l'opacité influençant le transport de l'énergie ou liés à la production d'énergie au centre de l'étoile. Dans le cas du Soleil, et des étoiles présentant le même type d'oscillations, les ondes sonores sont excitées par des violents mouvements de convection présents à la surface. Ces mécanismes génèrent différents types d'ondes, et ainsi se propageant dans et à la surface du Soleil :

- des modes de pression ou "modes p" : ce sont des ondes acoustiques, oscillations dont la force de rappel est la pression du gaz. Ils sont excités dans la zone convective par la convection turbulente de surface. Ils se propagent à travers toute l'étoile et leur trajectoire est déterminée par les variations de la vitesse du son.
- des modes de gravité ou "modes g" : oscillations dont la force de rappel est la poussée d'Archimède. Ils sont confinés dans la zone radiative mais sont évanescents dans la zone convective, ce qui rend leur détection plus difficile.
- des modes "f" : ce sont des modes présentant les mêmes caractéristiques qu'une onde de gravité de surface (comme des vagues).

L'amplitude des oscillations joue un rôle important dans leur détection et leur mesure, et donc impose des contraintes plus ou moins sévères sur les conditions d'observation. Les étoiles de type solaire présentent des oscillations de très faibles amplitudes qui nécessitent des observations de longues durées et continues pour obtenir un spectre de bonne qualité, c'est-à-dire ayant une résolution spectrale permettant de résoudre les pics des modes et donc de les mesurer avec suffisamment de précision. On verra plus loin l'impact de ceci pour la sismologie d'autres étoiles.

Au cœur du Soleil

Une fois les fréquences des oscillations solaires mesurées, l'étape suivante consiste à en extraire au mieux l'information sur la structure et la dynamique solaire. Pour se faire, il existe différentes techniques dont le principe reste le même, comparer les fréquences observées avec le résultat de simulations, puis corriger les modèles utilisés pour améliorer l'accord avec les observations. Les modèles de structure et d'évolution stellaire sont obtenus par la résolution des équations fondamentales décrivant l'équilibre et l'évolution d'une étoile (conservation de la masse, de l'énergie, de la quantité de mouvement). Cette modélisation nécessite une bonne compréhension de la production d'énergie au coeur de l'étoile, de son transport jusqu'à la surface, et des mécanismes pouvant influencer ce transport comme le champ magnétique. A l'instar de la physique des particules et de la cosmologie, l'évolution stellaire a aussi son Modèle Standard. Celui-ci offre une description simplifiée (et loin d'être simpliste) des processus à l'oeuvre au sein d'une étoile, et nécessite l'introduction d'ingrédients physiques (taux de réactions nucléaires, opacité du plasma, abondance et composition chimique), et de différents processus physiques comme la diffusion des éléments ou la convection. La confrontation entre les modèles et les observations sismiques ont permis une grande avancée dans notre compréhension du Soleil et des étoiles, par l'amélioration des modèles utilisés et donc des prédictions.

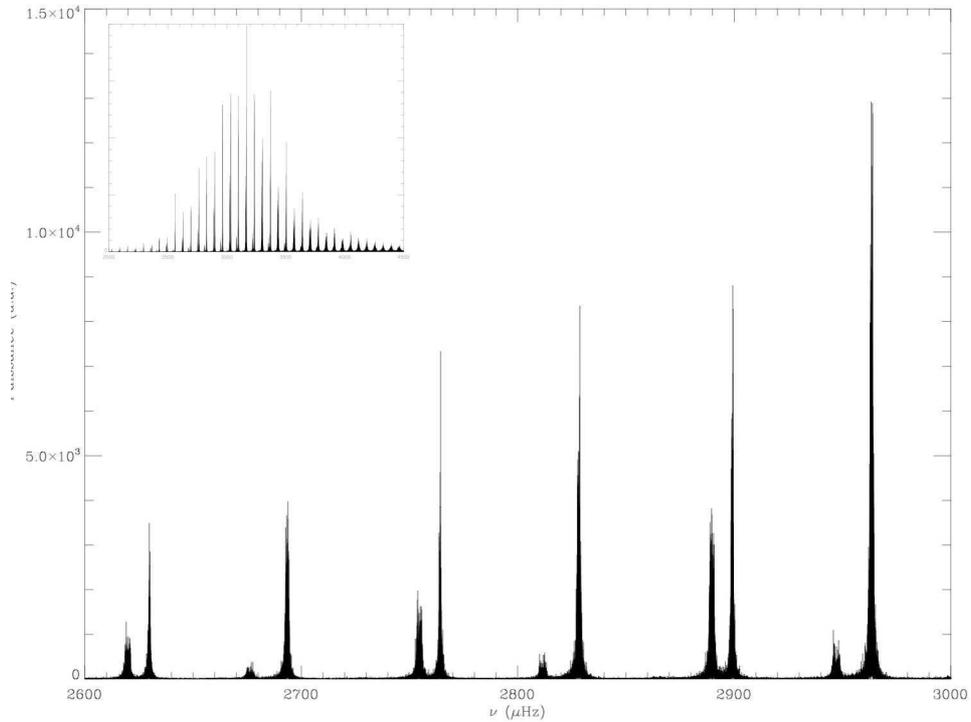


Fig. 2 – Spectre de puissance des oscillations solaires. Après la mesure temporelle des variations de la luminosité solaire ou des variations de la vitesse sur le disque solaire, on obtient un spectre d'oscillation en effectuant la transformée de Fourier de la variation temporelle des mesures en vitesse Doppler ou en luminosité. Cette figure montre une partie du spectre de puissance du Soleil observé par l'instrument GOLF* à bord de la sonde SOHO mesurant les variations de la vitesse Doppler. Ce spectre n'est constitué que de modes de pression de bas degré ($\ell = 0, 1, 2, 3$). On aperçoit une structure répétitive dans le spectre et les intervalles entre les différentes structures, qui sont les modes propres d'oscillation, dépendent des caractéristiques de l'étoile. C'est à partir de la structure des pics et de leur fréquence qu'il est possible de remonter à la structure de l'étoile ainsi qu'à sa dynamique telle que sa rotation interne. On peut définir deux grandeurs fort utiles : la grande séparation $\Delta\nu_0$, différence entre 2 modes de degré $\ell=0$ successifs, et la petite séparation $\delta\nu_{02}$ différence entre 2 modes de degré $\ell = 0$ et $\ell = 2$ successifs. La détermination de ces 2 grandeurs permet d'obtenir des informations sur les propriétés globales d'une étoile sans avoir eu besoin d'identifier les modes d'oscillation et de mesurer leur fréquence. En effet, la grande séparation est directement reliée à la vitesse du son dans l'étoile ainsi qu'à sa masse et son rayon, et la petite séparation informe sur les conditions au cœur de l'étoile, où se produisent les réactions nucléaires et donc où est consommé l'hydrogène, amenant notamment des contraintes sur l'âge de l'étoile. Comme on ne peut mesurer que les modes de bas degrés en astérosismologie, la détermination de ces 2 grandeurs est très importante car elle permet d'accéder aux paramètres globaux et fondamentaux que sont la masse et le rayon, et de contraindre l'âge, et donc le stade d'évolution, de l'étoile. L'encart montre le spectre de puissance étendu du Soleil. La puissance est maximale autour de ≈ 3 mHz, c'est-à-dire une période de 5 minutes.

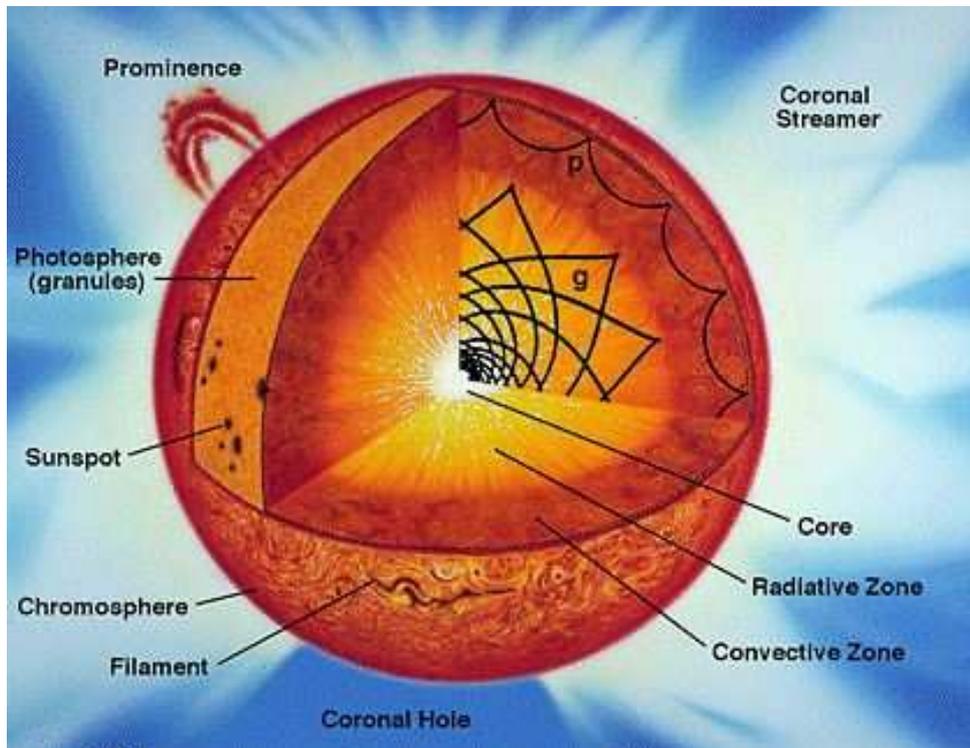


Fig. 3 – Le Soleil mis à nu. Une étoile est une sphère de plasma en équilibre hydrostatique, c'est-à-dire tel que les deux forces antagonistes que sont la gravitation, tendant à compresser l'étoile, et la pression interne du gaz, tendant à étendre le gaz, se compensent. Cet équilibre va déterminer la structure de l'étoile et les conditions physiques qui y règnent. Pour une étoile comme le Soleil, on trouve en son centre le cœur nucléaire qui s'étend sur 0.25 rayon solaire et concentre 50% de la masse solaire. Les conditions y sont extrêmes : 15 millions de Kelvin et 150 g/cm^3 ! Elles permettent le déclenchement de réactions de fusion nucléaire libérant l'énergie alimentant l'étoile. De ce point de vue, le Soleil peut être assimilé à un réacteur à fusion par confinement gravitationnel. De plus c'est dans cette région que sont produits les neutrinos solaires dont la différence entre le flux mesuré sur Terre et prédit par les modèles, a longtemps posé un problème aux physiciens nucléaires et aux héliosismologues. C'est la récente découverte de l'oscillation des neutrinos (le changement de leur saveur entre leur émission et leur détection) qui a expliqué cet écart et montré la qualité des prédictions des modèles solaires. L'énergie libérée dans cette zone est transportée jusqu'à la surface. Ce transfert se fait d'abord par rayonnement : c'est la zone radiative, s'étendant jusqu'à $0.7R_{\odot}$. L'interaction entre les photons et le plasma assure le transfert de chaleur. Ceux-ci sont absorbés puis réémis par le milieu. Ainsi un photon produit au cœur du Soleil mettra 1 million d'années pour traverser cette région (alors qu'il ne faut que 2 secondes aux neutrinos pour traverser le Soleil). Un gradient de température et de densité très important existe entre le cœur (15000000 K) et la surface de l'étoile (5800 K). Le profil d'opacité du plasma solaire est tel qu'à une certaine profondeur les éléments lourds (carbone, oxygène ou azote) contribuent de manière importante à l'opacité. Celle-ci augmente alors fortement entraînant une forte augmentation de la chaleur emmagasinée. Pour l'évacuer plus efficacement, un autre moyen de transport entre en œuvre : la convection. La chaleur est alors transférée par des mouvements macroscopiques de matière dans la zone convective. Ces mouvements de convection contribuent à mélanger et homogénéiser la composition solaire, et se manifestent en surface par la granulation, ce bouillonnement violent et continu qui excite les ondes sonores. C'est grâce à la sismologie que l'on a accès à ces régions inaccessibles *de visu*. Les prédictions de la théorie de la structure et de l'évolution solaire sont ainsi testées et vérifiées amenant notre compréhension du Soleil à un niveau supérieur.

La première contribution de la sismologie a été la détermination de la stratification interne du Soleil. Une des caractéristiques ainsi déterminées fût le profil de vitesse du son en fonction de la profondeur. Cette quantité est sensible aux variations des conditions physiques (température, densité, pression) définissant cette vitesse. Le gradient de température, et donc le profil de vitesse du son, dépendent du processus de transport de la chaleur du centre à la surface, ainsi les transitions entre les différentes régions du Soleil se manifestent par un changement de la pente du profil de vitesse du son. La base de la zone convective, délimitant la région où s'effectue le mélange (et donc l'homogénéisation de la composition chimique observée à la surface solaire) a ainsi été déterminée.

La profondeur de cette frontière, et le passage du régime radiatif au régime convectif, est influencée par l'opacité du milieu traversé. C'est le paramètre important du transport radiatif qui influe sur la variation de la température et de la vitesse du son. Une contrainte sismique peut être apportée sur cette propriété, un des ingrédients importants de la modélisation des intérieurs stellaires.

Une autre contribution majeure concerne le problème du déficit des neutrinos solaires. Les neutrinos sont ces particules, produites par les réactions de fusion, extrêmement légères et interagissant faiblement avec la matière, ce qui les rend très difficiles à détecter. L'amélioration des performances des détecteurs terrestres a permis la mesure du flux de neutrinos captés sur Terre et a mis en évidence l'oscillation d'une saveur à l'autre. Les flux mesurés étaient toujours dramatiquement bas par rapport aux prédictions théoriques. L'héliosismologie a permis d'apporter des contraintes importantes sur les conditions thermodynamiques dans le cœur nucléaire du Soleil auxquelles le flux émis est très sensible. La résolution de ce problème a constitué un excellent test des modèles solaires et de la sismologie solaire.

Les propriétés du plasma solaire ont également pu être testées en détail. En effet les couches externes, moins opaques, sont constituées d'un plasma où l'hélium et l'hydrogène sont partiellement ionisés, modifiant ainsi la valeur de l'exposant adiabatique. Ses variations, et donc celles de la vitesse du son, dans ces régions dépendent de l'équation d'état du plasma, c'est-à-dire de la manière dont la pression et la température sont reliées, et de l'abondance des éléments. Cette propriété a été utilisée pour déterminer l'abondance (en masse) de l'hélium dans la zone convective, celui-ci ne pouvant être mesuré dans le spectre d'absorption du Soleil. Or la valeur trouvée était bien plus faible que celle attendue, correspondant à l'abondance lors de la formation du Soleil. Ce déficit a été compris comme résultant d'un processus de sédimentation de l'hélium et des éléments plus lourds dans la zone convective depuis la formation du Soleil. Ce mécanisme a ainsi pu être introduit dans les modèles d'évolution stellaire pour améliorer leurs prédictions. L'âge du Soleil a pu ainsi être déterminé très précisément, apportant également des contraintes sur l'âge d'autres étoiles.

Le Modèle Solaire Standard a connu de nombreux succès en étant capable de reproduire à quelques % les observations. Il présente pourtant des limites dans sa description de processus dynamiques importants pour l'évolution stellaire. Il devient nécessaire d'aller plus loin que le modèle standard et d'inclure ces processus tels que le mélange rotationnel ou le champ magnétique, et d'évoluer vers des modèles en 2 ou 3 dimensions. Aujourd'hui ces modèles 2D-3D se développent mais la puissance de calculs nécessaire pour être efficace n'est pas encore disponible. Les prochaines années devraient donc voir émerger une nouvelle modélisation des intérieurs stellaires associée à d'importants progrès.

Pas si calme que ça !

L'héliosismologie a révélé la complexité de la dynamique interne du Soleil, jusqu'alors invisible et inconnue. L'observation de la surface solaire montre que le Soleil tourne plus vite à l'équateur (en 25 jours) qu'aux pôles (35 jours) sans savoir comment cette rotation évolue avec la profondeur. La sismologie globale (l'utilisation des modes propres d'oscillation) a permis de répondre à cette question. La rotation solaire a été déduite des inversions du spectre d'oscillation et permis d'en obtenir ses variations

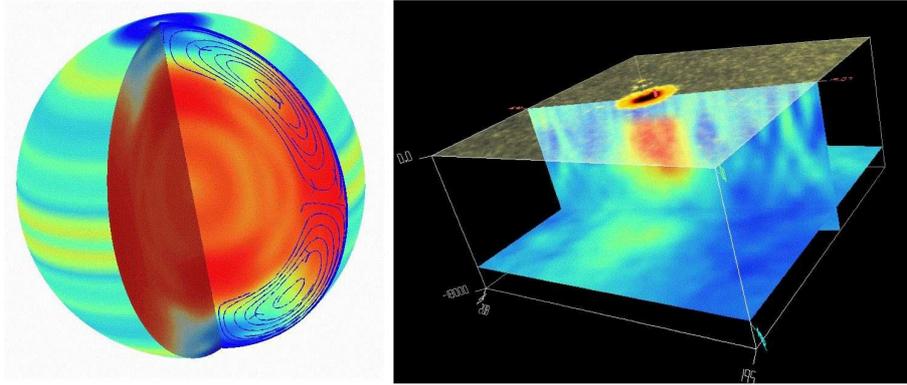


Fig. 4 – Un Soleil dynamique. Gauche : la rotation solaire et la circulation méridienne déduites des observations de l'instrument MDI, mesurant les variations de luminosité solaire à haute résolution, à bord de SoHO. Les couleurs représentent l'écart avec la rotation moyenne dans le Soleil. Les zones les plus rapides sont en rouge, les plus lentes en bleu. Les trajectoires bleues fléchées représentent les flots observés se dirigeant vers les pôles dans les couches externes et vers l'équateur au niveau de la base de la zone convective, à la manière d'un tapis roulant et permettant le transport de la matière et du champ magnétique. Cette dynamique est supposée jouer un rôle dans les variations de l'activité magnétique du Soleil. Droite : cette image illustre les capacités de sondage de l'héliosismologie locale. Elle montre les variations de la vitesse du son sous une tache solaire. Cette cartographie des " dessous " d'une tache atteint une profondeur de 22000km pour une région recouvrant une surface de 15000×15000 km. (Crédits : Kosovichev MDI/SoHO)

radiales et latitudinales.

Dans la zone convective, la rotation varie principalement en latitude : plus rapide à l'équateur qu'aux pôles. Ces variations concordent avec la rotation de la surface mesurée à partir de l'évolution des taches solaires par exemple. Aux moyennes et faibles latitudes, a été découverte une couche superficielle où prend place un cisaillement rotationnel, proposée pour expliquer la migration des taches solaires des latitudes moyennes vers l'équateur. Au contraire la zone radiative connaît une dynamique toute différente puisqu'elle présente une rotation solide, c'est-à-dire qu'elle tourne d'un seul bloc. La transition entre ces deux régions, passage d'une rotation différentielle latitudinale à non latitudinale, se fait près de la base de la zone convective au travers d'une couche de fort cisaillement, la tachocline. Cette zone est supposée jouer un rôle important dans le mécanisme de la production du champ magnétique solaire via l'effet dynamo. Enfin on n'a pas encore accès à la dynamique du noyau, pour laquelle l'utilisation des modes de gravité est nécessaire. La sismologie globale a offert la possibilité de découvrir les larges mouvements au sein du Soleil comme jamais mais ne donne pas accès aux mouvements locaux. Il faut faire appel à la sismologie locale, technique encore plus jeune mais qui a mis en évidence les écoulements entre l'équateur et les pôles (circulation méridienne), a permis la cartographie en 3D des flots locaux dans les couches les plus externes de la zone convective (5% supérieurs) ou encore de révéler la dynamique sous les taches solaires et même de voir la face cachée du Soleil.

Pas de jalouses !

Alors que la sismologie du Soleil connaît son âge d'or, la sismologie stellaire est encore jeune. Bien que la découverte de la pulsation des étoiles remonte à la fin du XVIIIème siècle (les fameuses céphéides utilisées pour mesurer les distances), ce n'est que très récemment (en 2000) que fût confirmée la détection d'oscillations semblables à celles du Soleil dans une autre étoile. Suite aux nombreux succès de l'héliosismologie pour sonder l'intérieur solaire, l'astérosismologie connaît depuis un développement

important avec les premières observations au sol (essentiellement à partir de sites uniques) puis les missions spatiales MOST, COROT ou encore le projet de réseau de télescopes au sol SONG.

De nombreuses étoiles, couvrant un large spectre de masses, d'âges, de stades d'évolution, sont connues pour présenter des oscillations. Le défi est de pouvoir mesurer leur spectre d'oscillation avec suffisamment de précision pour pouvoir apprendre sur leur structure et les processus physiques qui les habitent. Une meilleure connaissance de l'évolution stellaire passe nécessairement par le sondage et l'exploration des différents types d'étoiles à différents stades d'évolutions. Cela revient à balayer les populations d'étoiles dans le diagramme HR puisque la vie et les processus physiques diffèrent au sein des étoiles en fonction de position sur ce diagramme.

Les oscillations solaires sont excitées par les mouvements turbulents de convection à sa surface générant un spectre riche mais de faible amplitude. D'autres mécanismes existent, liés aux variations de l'opacité ou à la génération d'énergie, excitant des oscillations très différentes de celles du Soleil, comme c'est le cas pour les Céphéides présentant de fortes amplitudes (ce qui facilita leur détection il y a 250 ans). L'astérosismologie permet et permettra à n'en pas douter de faire de nouvelles avancées. Mais la qualité de l'information obtenue possède des limites et des contraintes assez fortes. En effet on ne peut pas observer les étoiles comme on observe le Soleil, c'est-à-dire sur de longues durées (de quelques mois à quelques années), en continu et en détail. Leur observation est limitée à la fois en résolution spatiale (on n'a accès qu'aux modes propres de bas degrés) et fréquentielle (on ne peut pas atteindre aujourd'hui la précision sur la mesure du spectre du Soleil, principalement à cause de la durée d'observation et de la luminosité des étoiles par rapport au Soleil).

Et maintenant !

L'exploration sismique du Soleil nous a révélé toute la complexité de l'intérieur du Soleil et en a révolutionné notre vision mais aussi celle de la vie des étoiles. De nombreuses et nouvelles questions se posent aux astrophysiciens pour comprendre la dynamique qui prend place dans les étoiles. Les nombreuses missions programmées pour la prochaine décennie, SDO (2008-2013), PICARD (2008-2011), Solar Orbiter, COROT (2006-2009), DynaMICS (2013-2015), permettront de s'attaquer à de nouveaux défis et objectifs : suivre l'évolution temporelle des mouvements internes du Soleil, comprendre les mécanismes à l'origine de l'activité solaire (et stellaire) dont l'impact sur la Terre et son environnement est fondamental ... en bref atteindre une vision complète et dynamique du Soleil, du coeur aux taches solaires, de l'activité magnétique et des cycles. L'astérosismologie quant à elle constitue une nouvelle étape nécessaire et certainement riche pour comprendre la vie des étoiles et notamment leur fin de vie. Il est certain que les années à venir nous réservent bien des surprises et de nouvelles interrogations. Restez à l'écoute !

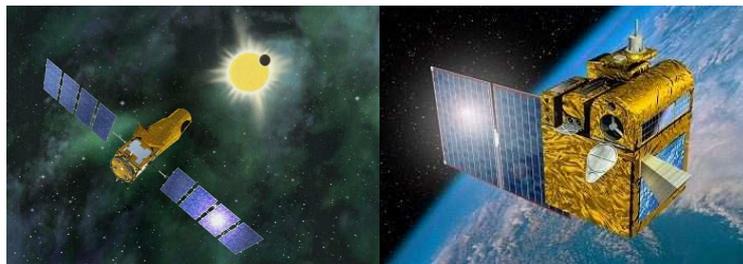


Fig. 5 – Vues d'artiste de CoRoT & SDO.

Plan du manuscrit

Comme on vient de le voir, la sismologie des étoiles est un domaine à la fois riche par les résultats obtenus et par ses perspectives. C'est dans une période de transition entre notre bonne connaissance du Soleil et le développement de l'astérosismologie que ma thèse et mes travaux se sont inscrits, au sein du laboratoire d'Astrophysique Nucléaire et Plasmas Stellaires du Service d'Astrophysique du CEA. Dans ce manuscrit, j'ai choisi de présenter mon travail et ma contribution en perspective de l'ensemble des travaux développés au cours des 10 dernières années. Ceci afin de mettre en relief les énormes progrès réalisés dans cette science et grâce à elle dans notre compréhension des étoiles.

Au cours de ces 3 dernières années, j'ai pu participé à différents travaux aussi bien théoriques (via la modélisation d'intérieurs stellaires et des résultats montrant les limites du modèle standard actuel du Soleil) qu'observationnels (via l'analyse de données sismiques pour les missions spatiales actuelles et futures), et être impliqué dans la préparation de la mission CoRoT. Les résultats obtenus figurent dans des articles insérés dans ce document. Celui-ci est organisé comme suit.

D'abord j'aborderai la modélisation de la structure et de l'évolution stellaire, notamment au travers de mon travail sur l'impact de la récente révision des abondances photosphériques du Soleil sur le modèle standard (§ 1). Puis je décrirai la sismologie solaire et stellaire dont je présenterai les apports et les techniques qu'elle met en œuvre (§ 2, § 3 et § 4). J'exposerai ensuite mes contributions au développement d'outils d'analyse de données dans le cadre des missions astérosismiques, actuelle (MOST) et future (CoRoT) (§ 5). Avant de conclure, j'aborderai le problème de l'étude de l'activité du Soleil et des étoiles et de son importance (§ 6).

Deuxième partie

Évolution et structure stellaire

Chapitre 1

Évolution et structure stellaire

*It is not too much to hope that in a not too distant future
we shall be competent to understand so simple a thing as a star*

Sir Arthur Eddington, 1926

Sommaire

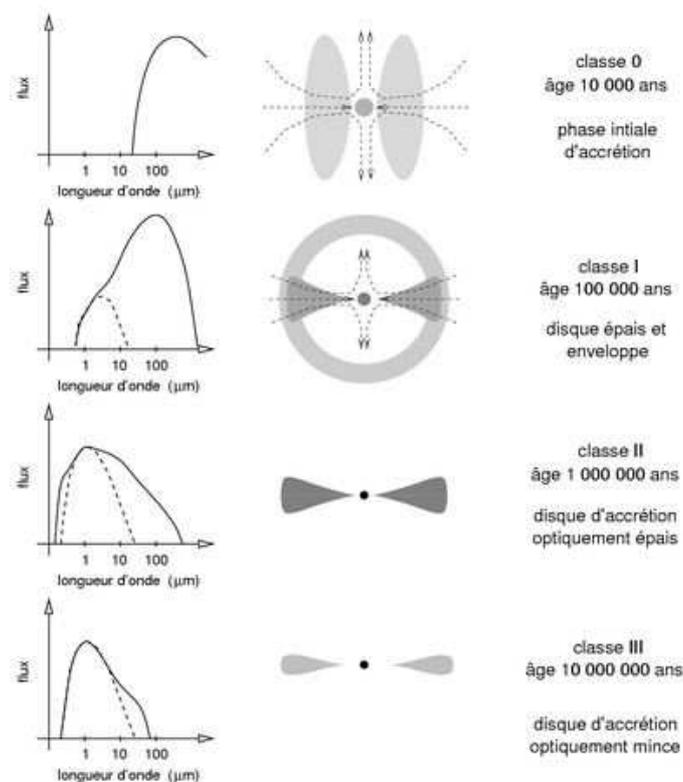
1.1	Évolution stellaire : de la nébuleuse primordiale au Soleil	16
1.1.1	La jeunesse d'une étoile	16
1.1.2	Vie et mort d'un soleil	16
1.1.3	Au-delà de la séquence principale	20
1.2	Structure interne des étoiles : théories et modèles	20
1.2.1	Les équations de la structure interne	20
1.2.2	Transport de l'énergie du coeur à la surface	23
1.2.3	Les ingrédients physiques :	27
1.3	Limites du modèle standard	29
1.3.1	Succès du modèle standard	29
1.3.2	Les nouvelles abondances photosphériques	31
1.3.3	Le modèle solaire standard désaccordé	32
1.3.4	Le Soleil et l'enrichissement galactique	33
1.4	A S S : A N S T C P ?	35
1.5	Derniers développements et perspectives	41
1.5.1	Sur la révision du modèle standard solaire	41
1.5.2	Sur (la nécessité de) l'introduction de processus dynamiques	43

Etoile : *astre formé d'une sphère de gaz très chaud au coeur de laquelle se produisent des réactions de fusion nucléaire et qui constitue une puissante source d'énergie.* D'après le Petit Larousse Illustré, une étoile est avant tout un puissant réacteur nucléaire ... Pourtant c'est bien plus que cela. Après une vie plus ou moins rapide et tumultueuse, les éléments chimiques produits lors cette vie ou au moment de sa mort sont dispersés dans le milieu interstellaire l'enrichissant de nouveaux éléments composant notamment notre système solaire. On comprend donc l'intérêt de connaître au mieux la vie et la structure des étoiles pour comprendre l'histoire de notre univers.

1.1 Évolution stellaire : de la nébuleuse primordiale au Soleil

1.1.1 La jeunesse d'une étoile

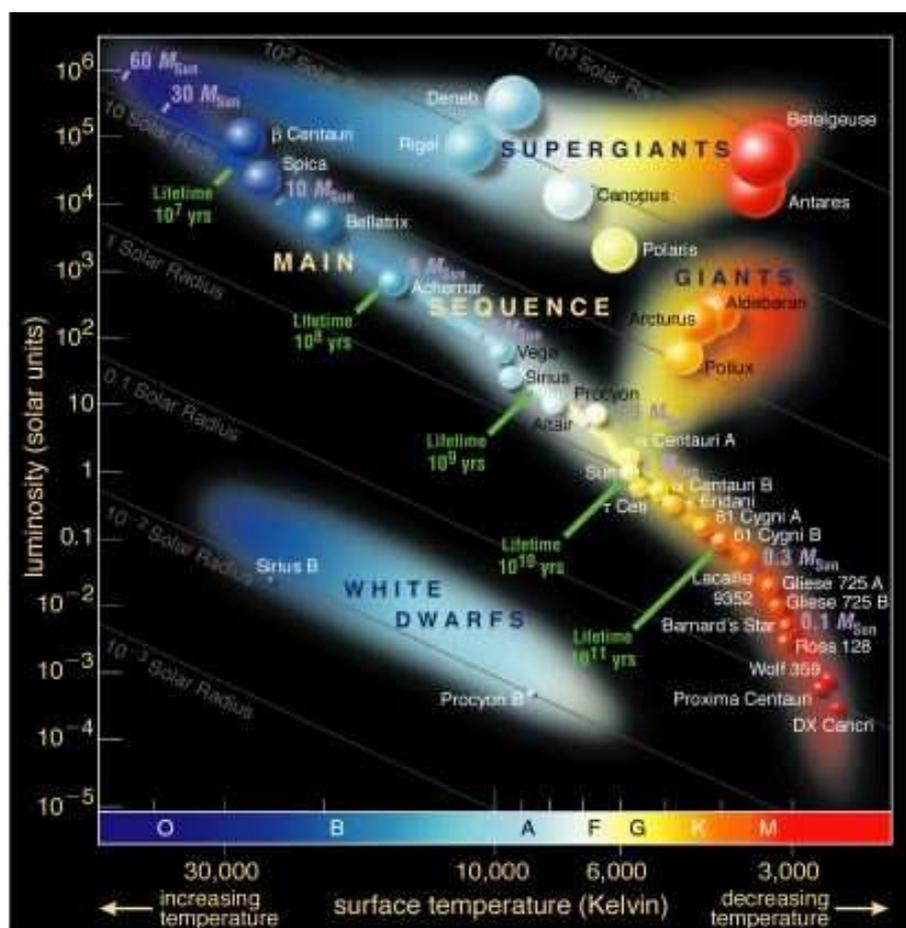
La naissance d'une étoile prend place dans un nuage interstellaire, un nuage moléculaire, au sein duquel une perturbation de son équilibre va déclencher un effondrement gravitationnel suivi de sa contraction. Les phases initiales de cet effondrement se déroulent sur des échelles de temps de l'ordre de l'échelle dynamique et impliquent des phénomènes liés à la turbulence, aux champs magnétiques, à la rotation, à l'accrétion et aux pertes de masse (cf. revue de ??). Ces processus donnent lieu à des jets et à la formation de disques autour de ces objets jeunes. Durant sa jeunesse, l'évolution stellaire est dominée par l'interaction entre la proto-étoile et son environnement poursuivant l'accrétion.



F . 1.1 – Scénario de formation des étoiles de faible masse : les quatre classes observationnelles résumées par André (1994). Gauche : évolution du spectre au cours de la formation stellaire. Au centre : schéma de la géométrie du système. Droite : commentaires et ordre de grandeur de l'âge du système.

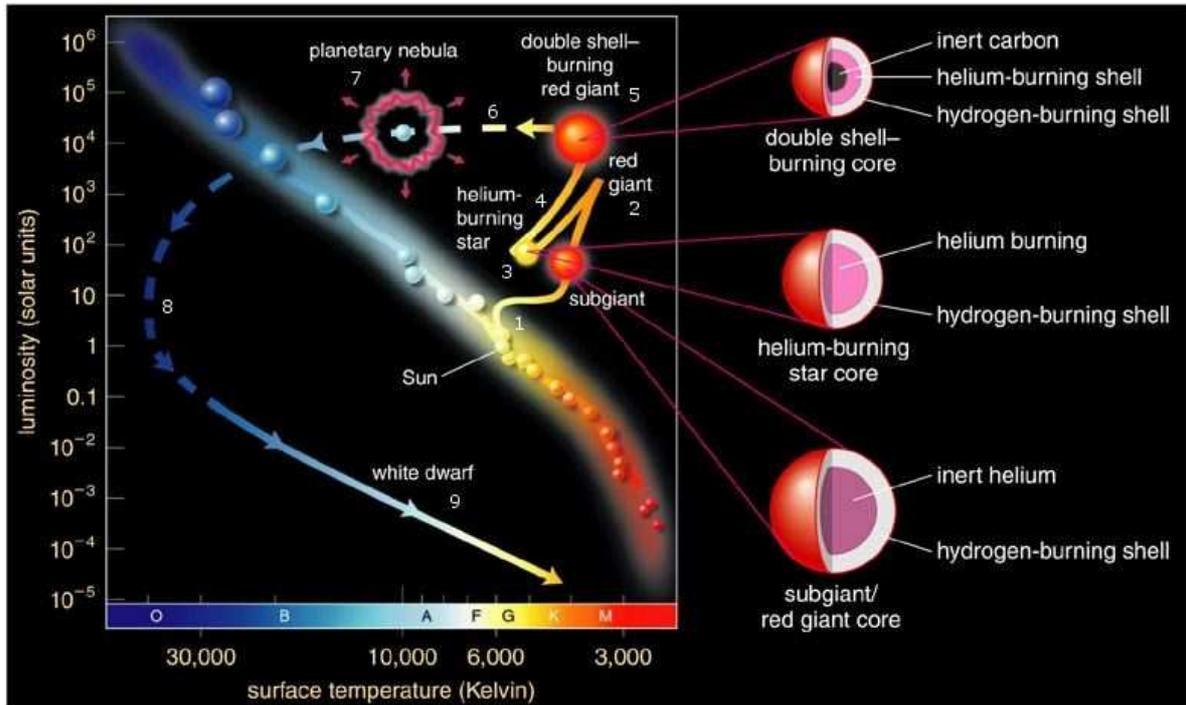
1.1.2 Vie et mort d'un soleil

Le Soleil se trouve sur la séquence principale, en situation d'équilibre pendant ≈ 10 milliards d'années avec l'hydrogène de son cœur brûlé en hélium. L'avenir prévu pour le Soleil passe par l'étape nébuleuse planétaire, en un cheminement de 9 étapes que nous allons suivre sur le diagramme H-R. On rappelle qu'il s'agit de la température photosphérique T à la surface de l'étoile, allant de 3000K pour les étoiles rouges à 30000K pour les étoiles bleues (sur la séquence principale). La luminosité, exprimée en luminosités solaires, dépend de la température T (loi de Stefan) et du rayon R de l'étoile telle que $L = 4\pi\sigma R^2 T^4$.

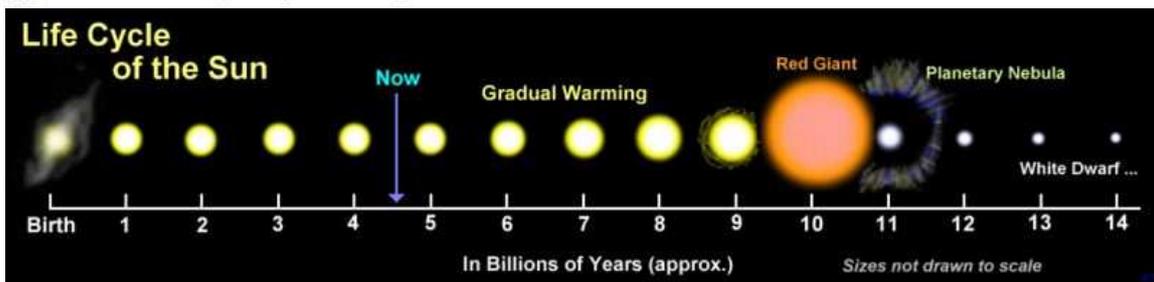


F . 1.2 – Diagramme H-R. Celui-ci représente sur le plan (température de surface/type spectral - luminosité) les populations stellaires correspondant à de étoiles dans différentes phases de leur évolution.

- (i) Quand le cœur est d'hélium inerte, l'étoile quitte la séquence principale, avec l'hydrogène qui brûle en couches autour du cœur dont la masse et la température augmentent jusqu'à une valeur critique où brutalement l'hélium se transmute en carbone dans le cœur.
- (ii) C'est le flash de l'hélium . Pour évacuer l'énergie, l'étoile gonfle (d'un facteur 100), la luminosité L augmente (d'un facteur 1000) et la température T baisse ($\approx 3500\text{K}$) : l'étoile devient alors une géante rouge, en près de 300 millions d'années après avoir quitté la séquence principale.
- (iii) L'énergie du flash a été évacuée, l'étoile s'est "dégonflée", et l'hélium se transforme en carbone et oxygène dans le cœur de façon calme. La luminosité est constante (environ $50L_{\odot}$) : l'étoile évolue sur la branche horizontale, avec une température allant de 4000 à 9000 K.
- (iv) Quand le cœur est en carbone et oxygène inertes l'étoile quitte la branche horizontale, avec l'hélium qui brûle en couches autour du cœur dont la masse et la température augmentent : l'étoile remonte le long de la branche asymptotique des géantes rouges (AGB), l'étoile se gonfle (comme en [ii] pour libérer l'énergie. Ces phases AGB s'accompagnent d'éjections de particules (vents). Un premier vent apparaît et se caractérise par une perte de masse, inférieure ou égale à $10^{-4} M_{\odot}/\text{an}$ avec une vitesse de $\approx 5 \text{ km/s}$.



Copyright © 2004 Pearson Education, publishing as Addison Wesley.



F . 1.3 – Haut : le Soleil se situe au cœur de la séquence principale du diagramme de Hertzsprung-Russell. Les étoiles sont classées, des plus chaudes aux plus froides, en fonction de leur type spectral qui permettent d’estimer la température de leur surface. Bas : les différents stades de la vie du Soleil depuis sa formation à sa lente "mort".

- (iv-v) L'étoile devient instable, caractérisée par une double "source d'enveloppes" où l'hydrogène et l'hélium brûlent en couches minces. Mais l'énergie produite par ces réactions nucléaires ne peut être évacuée (les coquilles très minces ne peuvent soulever les couches supérieures).
- (v) Vers le sommet de la montée AGB ($L \geq 1500L_{\odot}$), l'excès thermique est libéré en "oscillations de relaxation" : l'étoile pulse (*Mira*) augmentant son volume donc sa luminosité. Au cours de ces pulses thermiques, tous les 10^3 - 10^4 ans, la matière en profondeur est soulevée, mélangée aux gaz riches en hydrogène de la surface, produisant un "zoo" d'abondances. La luminosité augmente, atteint $10^6 L_{\odot}$. Alors survient un emballement explosif, un flash dans la coquille d'hélium qui se transforme à son tour en carbone et oxygène. Les couches externes sont éjectées, formant une "proto-nébuleuse planétaire". Pour une étoile de masse initiale $\sim 5 M_{\odot}$, il faut 40 pulses thermiques pour que l'enveloppe arrive à se détacher.
- (v-vi) Un deuxième vent très épais marque la fin de la phase AGB, avec une perte de masse $\leq 10^{-5} M_{\odot}/\text{an}$ et une vitesse de $\sim 10\text{km/s}$.
- (vi) L'étoile est alors entourée d'une atmosphère épaisse, les particules sont éjectées au loin (par la pression de radiation). Elles se combinent en atomes et molécules et certaines se condensent. En 10^3 ans, l'étoile est entourée d'une épaisse couche de poussières (silicates, un peu de graphite et des hydrocarbures aromatiques polycycliques). L'étoile devient invisible car seules les molécules (par ex. OH) rayonnent, dans le domaine radio. Un rayonnement est également émis dans l'infrarouge (les poussières chauffées à 300 K émettent à $\sim 100 \mu\text{m}$).
- (vii) L'étoile dépouillée de environ 1/5 de sa masse se contracte et poursuit les combustions en coquilles. Sa photosphère se réchauffe, jusqu'à $\sim 30000\text{K}$: alors les photons UV sont assez énergétiques, pour détruire les poussières, dissocier les molécules, exciter et ioniser les atomes et ce progressivement du centre aux enveloppes externes. C'est alors que le phénomène "nébuleuse planétaire" est déclenché. La NP devient visible. Un troisième vent se déclenche, avec une perte de masse $\leq 10^{-9} M_{\odot}/\text{an}$ et une vitesse $\approx 3000\text{km/s}$. Ce vent très rapide et ténu souffle les gaz proches des étoiles formant une cavité. La matière laissée par ce supervent est fortement comprimée créant une interface dense, une coquille brillante, se dilatant à environ 20km/s dans le vaste halo laissé par les vents précédents.
- (vii-viii) L'étoile continue à se contracter et à se réchauffer, elle évolue à luminosité \approx constante et température croissante, suivant un trajet évolutif dépendant de la masse. $L \approx 20000L_{\odot}$ pour un noyau de $0.9M_{\odot}$ (il reste d'une étoile de masse initiale de $5M_{\odot}$) pour une durée de 1000 ans ; $L \approx 1500L_{\odot}$ pour un noyau de $0.55M_{\odot}$ (il reste d'une étoile de masse initiale de $\leq 1M_{\odot}$) pour une durée de 50000 ans.
- (viii) Quand la température atteint une valeur limite ($\approx 200000\text{K}$), la combustion en couches s'arrête : la température et la luminosité diminuent de façon irréversible.
- (ix) L'étoile refroidie, comprimée, deviendra une naine blanche, et l'enveloppe des gaz éjectés est devenue très grande, très tenue, les irrégularités de structure se sont estompées, les gaz se diluent peu à peu dans le milieu interstellaire ambiant, la NP cesse d'exister. La NP dure en moyenne 30000ans.
-

1.1.3 Au-delà de la séquence principale

Nous omettons délibérément ici des objets avec des masses comparables avec ceux de planètes géantes ($M \leq 0.01 M_{\odot}$) et des naines brunes ($0.01 M_{\odot} \leq M \leq 0.08 M_{\odot}$) qui ne deviennent jamais assez chaudes pour déclencher la chaîne p-p dans leur cœur. Au contraire, pour des étoiles plus massives que $0.08 M_{\odot}$ masses solaires toutes enflamment leur cœur d'hydrogène brûlant sur la séquence principale.

- $0.08 M_{\odot} \leq M \leq 0.5 M_{\odot}$: ces étoiles vivent très longtemps, pendant plusieurs centaines de milliards d'années. Celles avec une masse inférieure à $0.3 M_{\odot}$ sont entièrement convectives. Dans tous les cas, elles ne deviendront jamais assez chaudes pour enflammer l'hélium de leur cœur. Elles deviendront des naines blanches.
- $0.5 M_{\odot} \leq M \leq 2.2 M_{\odot}$: leur évolution est celle d'un soleil comme décrit précédemment. La transition entre les chaînes p-p et CNO se fait autour de $1.3 M_{\odot}$ et est accompagnée d'une transition d'un cœur radiatif à un cœur convectif dans lequel l'hydrogène est brûlé.
- $2.2 M_{\odot} \leq M \leq 8 M_{\odot}$: le changement majeur ici est que la combustion de l'hélium central a lieu dans un cœur non-dégénéré. Donc, il n'y a pas de passage par la branche des géantes rouges et pas de flash de l'hélium. Après l'épuisement de l'hydrogène du cœur, les étoiles retournent sur la séquence de Hayashi, brûle l'hélium dans le noyau, avant de revenir dans le groupe avec la combustion d'un noyau d'hélium. Après l'épuisement de l'hélium central, les étoiles composées d'un noyau de C-O entouré de couches brûlant de l'hydrogène et de l'hélium, subissent une expansion en passant par la branche asymptotique. Les étoiles avec une masse inférieure à $6M_{\odot}$ deviennent des naines blanches avant de finir leur vie sous forme de nébuleuses planétaires. Les étoiles plus massives atteignent un stade où le carbone est brûlé dans un noyau dégénéré de C-O en évoluant sur la branche asymptotique. Un emballement thermonucléaire conduit à la destruction de l'étoile dans une supernova.
- $8 M_{\odot} \leq M \leq 100 M_{\odot}$: il s'agit des étoiles suffisamment massives pour connaître l'ensemble des réactions nucléaires conduisant à la formation d'un noyau de fer. Les étoiles les moins massives ($30 - 40 M_{\odot}$) exploseront éventuellement en supernovae de type II. La situation est moins certaine pour les étoiles plus massives qui perdent leur enveloppe d'hydrogène par des processus de pertes de masse. L'état final de toutes ces étoiles massives est un effondrement de leur noyau déclenché par la photodissociation du fer, des captures d'électrons et la neutronisation de la matière dans leur noyau. L'effondrement du cœur entraînent une explosion de supernova qui laissent une relique compacte : une étoile à neutron de $1.4 M_{\odot}$ ou un trou noir.

1.2 Structure interne des étoiles : théories et modèles

Etant donnée la complexité de la physique prenant place au sein des étoiles, leur modélisation devrait tenir compte de la rotation (force de Coriolis), du champ magnétique (équations de Maxwell), de la turbulence, etc. Le cadre hydrodynamique constitue un cadre général suffisant pour une description des intérieurs stellaires que je vais présenter maintenant avant de justifier ce formalisme et les approximations adoptées. Le lecteur souhaitant approfondir ceci peut se reporter aux ouvrages de [Cox and Giuli \(1968\)](#), [Kippenhahn and Weigert \(1994\)](#), [Chandrasekhar \(1939\)](#) ou [Forestini \(1999\)](#).

1.2.1 Les équations de la structure interne

Les étoiles sont des sphères de plasmas dont les conditions internes permettent d'utiliser l'approximation hydrodynamique pour les décrire. Nous rappelons ci-dessous les équations correspondantes :

- l'équation de continuité traduisant la *conservation de la masse*, ρ étant la masse volumique d'un

petit volume de l'étoile ayant une vitesse \mathbf{v} :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1.1)$$

– l'équation de Poisson décrivant le potentiel gravitationnel Φ :

$$\Delta \Phi = 4\pi G \rho, \quad (1.2)$$

– la conservation de la quantité de mouvement, décrite par l'équation de Navier-Stokes :

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right) = -\nabla P + \rho \mathbf{g} + \text{div} \overline{\overline{\boldsymbol{\sigma}}} \quad (1.3)$$

où P est la pression totale contrainte par l'équation d'état du plasma $P(\rho, t, \mu)$, $\overline{\overline{\boldsymbol{\sigma}}}$ est le tenseur des contraintes visqueuses et $\mathbf{g} = -\nabla \Phi$. Si on considère le plasma comme un fluide parfait (non-visqueux), la relation précédente se simplifie et on a l'équation d'Euler :

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right) = -\nabla P + \rho \mathbf{g} \quad (1.4)$$

– la conservation de l'énergie, écrite pour l'entropie spécifique s :

$$\rho T \left(\frac{\partial s}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) s \right) = \rho \epsilon_{prod} - \text{div}(\mathbf{q} + \mathbf{v} \cdot \overline{\overline{\boldsymbol{\sigma}}}), \quad (1.5)$$

où ϵ_{prod} est le taux spécifique de production d'énergie de l'étoile (positif dans le cas des réactions thermonucléaires ϵ_{nuc} ou négatif pour la production de neutrinos ϵ_ν). \mathbf{q} est le flux de chaleur représentant les effets du transport au niveau microscopique. On peut l'écrire sous la forme de la loi de Fourier (généralisée) $\mathbf{q} = -\lambda \nabla T$ avec λ le tenseur de conductibilité thermique. Le terme $\mathbf{v} \cdot \overline{\overline{\boldsymbol{\sigma}}}$ représente la dissipation visqueuse d'énergie.

– la conservation des espèces chimiques : le milieu stellaire est composé de nombreux éléments chimiques, N_{elm} , dont la composition et les abondances évoluent avec la vie de l'étoile, on tient compte de l'évolution de l'abondance volumique n_a d'une espèce a par l'équation suivante

$$\frac{\partial n_a}{\partial t} + \text{div}(n_a \mathbf{v}_{micro,a}) = - \sum_b r_{ab} n_a n_b + \sum_{cd} r_{cd} n_c n_d \quad a = 1, \dots, N_{elm}, \quad (1.6)$$

où $\mathbf{v}_{micro,a}$ est la vitesse microscopique de transport des particules a et r_{ij} est le taux volumique de destruction (si i ou $j = a$) ou de production (si i et $j \neq a$) de l'espèce aa par une réaction nucléaire. La somme porte sur l'ensemble des réactions nucléaires où l'espèce a intervient.

On obtient un système de 5 équations non-linéaires couplées. Pour résoudre ce système, il faut le fermer. On fait alors appel aux relations décrivant les propriétés physiques du milieu, c'est-à-dire :

- l'équation d'état du plasma qui relie entre elles les grandeurs thermodynamiques ($P, T, \rho, s, \mu, \dots$),
- la composition chimique du milieu et les taux de réactions nucléaires,
- le coefficient de conductibilité thermique,
- les caractéristiques microscopiques du plasma (coefficients de diffusion, opacité, ...) pour décrire les phénomènes microscopiques comme la diffusion des éléments ou le transfert radiatif,
- la loi de comportement du plasma définissant $\overline{\overline{\boldsymbol{\sigma}}}$.

Hypothèses simplificatrices

La modélisation des intérieurs stellaires telle que décrit ci-dessus nécessiterait de disposer d'outils permettant de simuler l'évolution spatiale et temporelle de la structure stellaire en 3D et devrait tenir compte des nombreux phénomènes y prenant place comme la rotation (e.g. la force de Coriolis) ou encore le magnétisme (e.g. équations de Maxwell, force de Laplace). Aujourd'hui une telle complexité n'est pas encore à la portée des moyens disponibles, bien qu'il existe des codes permettant de simuler la dynamique hydro- et MHD des intérieurs en 3D (e.g. ASH). Les codes 1D (STAREVOL, code de Genève, CESAM) commencent à prendre en compte de nombreux effets dûs aux processus dynamiques (cf. § 1.5.2) et des codes d'évolution stellaire en 2D sont en développement (YALE-2D, ESTER).

C'est pour cela que nous nous plaçons dans le cadre d'approximations permettant une description simplifiée. On rappelle que l'on s'intéresse aux étoiles de type solaire. Les effets liés à la *rotation*¹ et au *champ magnétique*² sont alors considérés comme négligeables. En réalité ceux-ci sont faibles et à l'origine de processus intervenant sur le transport de matière, on y reviendra plus loin § 1.5.2. Dans ce cadre on suppose l'étoile à l'*équilibre hydrostatique*, c'est-à-dire la force de gravitation de l'étoile est exactement compensée par la force du gradient de pression du plasma, à *symétrie sphérique* et que l'évolution de l'étoile peut être décrite comme une succession d'équilibres quasi-statiques. On peut alors ré-écrire les équations exposées ci-dessus dans la cadre de ces approximations.

Les équations de la structure interne

Dans le cadre d'une description purement radiale, 1D, les équations générales se simplifient comme suit :

$$\frac{\partial m(r)}{\partial r} = 4\pi r^2 \rho(r) \quad (1.7)$$

$$\frac{\partial p(r)}{\partial r} = -\frac{Gm(r)\rho(r)}{r^2} \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial L(r)}{\partial r} = \epsilon_{nuc}(r) - \epsilon_\nu(r) + \epsilon_{grav}(r) \quad (1.9)$$

$$\frac{\partial T(r)}{\partial r} = -\frac{Gm(r)\rho(r)}{r^2} \frac{T(r)}{p(r)} \nabla \quad (1.10)$$

$L(r)$ 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, $\epsilon_\nu = \epsilon_\nu(\rho, T, \{X_i\})$ est le taux de perte d'énergie dû à l'émission des neutrinos dans le coeur solaire et ϵ_{grav} est le "taux de production d'énergie gravitationnelle" défini³ par :

$$\epsilon_{grav} = -T \frac{ds}{dt} = -\frac{du}{dt} + \frac{p}{\rho^2} \frac{d\rho}{dt} \quad (1.11)$$

Enfin le gradient de température ∇ est défini par :

$$\nabla = \frac{\partial \ln T}{\partial \ln P} \quad (1.12)$$

et dépend du régime de transport de l'énergie comme on le verra au § 1.2.2. La pression $p = p(\rho, T, \mu)$, l'entropie spécifique $s = s(\rho, T, \mu)$ et l'énergie interne $u = u(\rho, T, \mu)$ sont définies par l'équation d'état

¹négliger la rotation signifie que la force centrifuge ne déforme pas l'étoile c'est-à-dire $F_{centrifuge} \ll F_{grav}$ soit $T_\star \gg \sim 1$ h. Pour le Soleil, à l'équateur, on a $T_\odot \simeq 27$ jours.

²De la même manière que la rotation, le champ magnétique est négligeable dans le cas solaire si $B_\star \ll 1.4 \cdot 10^4$ T, or on a $B_\odot \simeq 10^{-4}$ T.

³ d/dt est la dérivée lagrangienne définie telle que $d/dt = \partial/\partial t + (\mathbf{v} \cdot \nabla)$.

du plasma en fonction de la température T , de la masse volumique ρ et du poids moléculaire moyen μ . $\{X_i\}$ représente l'ensemble des espèces chimiques composant le plasma.

Cette formulation correspond à une vision eulérienne, c'est-à-dire que l'on suit les variations des grandeurs du milieu à un endroit donné. Or le rayon d'une 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. Il semble plus pratique d'adopter la vision lagrangienne pour une telle description. On n'utilise alors plus r comme variable indépendante mais la masse $m(r)$ incluse dans une sphère de rayon r . On décrit le comportement d'une coquille de matière de masse dm . Le changement de variable $\partial/\partial m = (\partial r/\partial m)(\partial/\partial r)$ permet de passer du système d'équations précédent à :

$$\frac{\partial r}{\partial m} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho} \quad (1.13)$$

$$\frac{\partial p}{\partial m} = -\frac{Gm}{r^4} \rho \quad (1.14)$$

$$\frac{\partial L}{\partial m} = \epsilon_{nuc} - \epsilon_v + \epsilon_{grav} \quad (1.15)$$

$$\frac{\partial T}{\partial m} = -\frac{Gm(r) T}{4\pi r^4} \frac{\nabla}{p} \quad (1.16)$$

1.2.2 Transport de l'énergie du coeur à la surface

L'énergie produite au coeur du Soleil peut être transportée par les 3 mécanismes que sont la conduction, le rayonnement et la convection. En fonction du régime dans lequel on se trouve, le coefficient λ et le gradient de température ∇ peuvent être déterminés afin de calculer le transport d'énergie.

On peut enfin considérer le transport d'énergie par les neutrinos. Cependant, au sein de la plupart des étoiles, ceux-ci n'interagissent pas avec le plasma. On peut leur attribuer un coefficient d'opacité nul, ce qui se traduit par une perte nette et quasi-instantané d'énergie pour l'étoile.

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. C'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. La conduction devient bien plus efficace que le rayonnement (Potekhin (1999) pour un exemple de calcul de conductivité dans des étoiles dégénérées).

Rayonnement

Il s'agit du mode de transfert le plus important dans les intérieurs stellaires. Les photons diffusent des régions les plus chaudes vers les régions les plus froides par le biais d'interaction rayonnement-matière. Cette dernière est responsable de l'opacité du milieu traversé au travers de plusieurs processus :

- diffusion par les électrons : diffusion des photons par les électrons libres (dans les régions les plus profondes). Selon que les électrons sont relativistes ou non, on parle de diffusion Compton ou Thompson ;
- transitions lié-lié : un photon est absorbé/émis par une modification du niveau d'énergie d'un électron qui reste lié (dans les régions les plus froides) ;

- transition lié-libre (photoionisation) : un électron lié devient libre après l'interaction avec un photon ou inversement (recombinaison radiative) (dans les régions d'ionisation) ;
- transitions libre-libre (bremsstrahlung inverse) : l'électron reste libre après l'interaction avec un photon (dans les régions totalement ionisées) ;

Ainsi, pour le Soleil, un photon émis au coeur mettra environ un million d'années avant d'atteindre la surface. L'opacité ($\kappa[m^2/kg]$) représente une mesure de la résistance de la matière au passage du rayonnement, dépend fortement de la composition de milieu, en particulier des éléments lourds (cf. § 1.2.3). C'est donc un paramètre fondamental pour évaluer le transport radiatif de l'énergie. Pour une fréquence ν , le flux radiatif s'écrit :

$$F_\nu = -\frac{4\pi}{3\kappa_\nu\rho} \frac{dB_\nu}{dT} \frac{\partial T}{\partial r} \quad (1.17)$$

où κ_ν est l'opacité du milieu pour le rayonnement de fréquence ν et B_ν la fonction de Planck pour un corps noir. En pratique, on n'utilise pas l'opacité spectrale κ_ν mais plutôt une moyenne, moins lourde et coûteuse à calculer. On définit alors l'opacité de Rosseland κ_R telle que :

$$\frac{1}{\kappa_R} = \frac{\int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{dB_\nu}{dT} d\nu}{\int_0^\infty \frac{dB_\nu}{dT} d\nu} = \frac{\pi}{4\sigma T^3} \int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{dB_\nu}{dT} d\nu \quad (1.18)$$

avec σ la constante de Stefan. On peut exprimer le flux radiatif en fonction de κ_R :

$$F = -\frac{16\sigma}{3} \frac{T^3}{\kappa_R\rho} \frac{\partial T}{\partial r} = -\lambda_R \frac{\partial T}{\partial r} \quad (1.19)$$

Comme la luminosité de l'étoile est $L = 4\pi r^2 F$, dans une zone radiative on a :

$$\frac{\partial T}{\partial m} = -\frac{3}{256\pi^2\sigma} \frac{\kappa_L}{r^4 T^3} \quad (1.20)$$

et donc finalement, on peut écrire que dans une zone radiative : $\nabla = \nabla_{rad}$, et le gradient radiatif s'exprime comme suit :

$$\nabla_{rad} = \frac{3}{64\pi\sigma} \frac{\kappa_R l p}{GmT^4} \quad (1.21)$$

Convection

Dans les intérieurs stellaires, il peut arriver que le 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 commencent à s'élever vers la surface : c'est le déclenchement de mouvement de convection. Celle-ci peut d'ailleurs s'avérer être bien plus efficace que le rayonnement pour transporter la chaleur. De la même manière que pour le rayonnement, il faut déterminer le flux d'énergie transportée par la convection, donc le gradient de température associé ∇_{conv} , et savoir où cette convection prend place dans l'étoile.

Critère de convection

Intéressons nous à un élément de matière e , à un rayon r de l'étoile, d'une zone chauffée telle que décrit ci-dessus. Il sera donc plus chaud que son environnement ambiant (a). Si on considère qu'il se comporte comme un gaz parfait, sa température augmentant, sa pression fait de même et sa densité

ρ_e diminue. Sur l'élément s'exerce alors la poussée d'Archimède. Si on considère un déplacement Δr , l'écart de densité avec le milieu ambiant peut s'écrire : $\Delta\rho = [(\partial\rho/\partial r)_e - (\partial\rho/\partial r)_a] \Delta r$. Soit $\Delta\rho > 0$, l'élément de matière reste plus lourd que le milieu ambiant et il restera à sa position initiale. Par contre si $\Delta\rho < 0$, l'élément poursuit son ascension sous l'action de la poussée d'Archimède. Le milieu pour lequel $\delta\rho < 0$ est donc instable, la perturbation s'amplifiant et entraînant le globule : la convection s'installe. On peut alors écrire un critère de stabilité vis-à-vis de la convection :

$$\nabla_{ad} > \nabla_{rad} \quad \text{critère de Schwarzschild} \quad (1.22)$$

Ce critère est valable dans les régions chimiquement homogènes. Si on s'intéresse à une région chimiquement hétérogène de l'étoile (près du cœur nucléaire), il faut tenir compte du gradient du poids moléculaire moyen $\nabla_\mu = d \ln p / d \ln \mu$. Dans ce cas, on définit le critère de Ledoux :

$$\nabla_{ad} > \nabla_{rad} + \frac{\chi_\mu}{\chi_T} \nabla_\mu \quad (1.23)$$

avec $\chi_\mu = d \ln p / d \ln \mu|_{\rho, T}$; $\chi_T = d \ln p / d \ln T|_{\rho, \mu}$. Cette dernière relation montre que le gradient ∇_μ a un rôle stabilisateur vis-à-vis de la convection. Que ce soit le critère de Ledoux ou de Schwarzschild, ils n'informent en fait que sur l'annulation locale de la poussée d'Archimède. Or vérifier localement ces critères ne revient pas à les vérifier dans une région entière. De plus annuler l'accélération d'un élément fluide n'est pas l'arrêter. Ainsi à la frontière des zones convectives, un élément fluide continue de décélérer au-delà de la zone convective. C'est ce qu'on appelle la pénétration convective (overshoot).

Où se situent les régions convectives ?

A partir des critères précédents, on peut distinguer les zones où la convection peut se déclencher et être maintenue :

- soit le plasma devient très opaque et s'oppose fortement au passage du rayonnement : ce qui peut se produire grâce à une très forte augmentation de l'opacité radiative κ_R et/ou à une production d'énergie nucléaire très importante et localisée. Dans ce cas, ∇_{rad} augmente considérablement et devient supérieur à ∇_{ad} . La convection s'installe alors et cela correspond respectivement à une *enveloppe convective* comme on la connaît pour le Soleil, et à un *cœur convectif*. Ce dernier apparaît dans des étoiles un peu plus massives que le Soleil ($\gtrsim 1.2 M_\odot$) ou lorsque le cycle CNO contribue beaucoup ($\sim 10\%$) plus à la génération d'énergie dans le cœur du Soleil (en début de séquence principale) ;
- soit le plasma devient partiellement ionisé : le gradient adiabatique diminue alors ($\nabla_{ad} \sim C_p^{-1}$), un élément abondant (H, He par exemple) étant ionisé, il libère beaucoup d'électrons et l'opacité diminue jusqu'à ce que ∇_{ad} soit inférieur à ∇_{rad} . La convection s'installe. Cela correspond aux *régions les plus superficielles* du Soleil.

Estimation du flux d'énergie transportée par convection

Au sein d'une région convective, l'énergie est transportée à la fois par le rayonnement et la convection, le bilan énergétique s'exprime alors tel que :

$$\frac{L}{4\pi r^2} = F = F_{rad} + F_{conv} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \quad (1.24)$$

Comme le flux de chaleur produit dans le cœur est conservé lors de son passage dans la zone radiative (zr) avant d'arriver dans la zone convective (zc), on a :

$$F|_{zr} = \frac{16\sigma G}{3} \frac{mT^4}{\kappa_R \rho r^2} \nabla_{rad} = F|_{zc} = F_{rad} + F_{conv} \quad (1.25)$$

d'où

$$F_{rad} = \frac{16\sigma G}{3} \frac{mT^4}{\kappa_R \rho r^2} \nabla \text{ avec } \nabla < \nabla_{rad} \quad (1.26)$$

Le vrai gradient ∇ du milieu ambiant est inférieur au gradient de température qui serait nécessaire pour transporter tout le flux de chaleur par rayonnement, ∇_{rad} . Au sein d'une région convective, on a : $\nabla_{rad} > \nabla > \nabla_e \gtrsim \nabla_{ad}$. Il ne reste plus qu'à déterminer le gradient ∇ dans une zone convective $\nabla = \nabla_{conv}$. Pour se faire, les mouvements de convection et les échanges énergétiques, au sein des globules fluides ou entre ceux-ci et leur environnement, doivent être modélisés. C'est une tâche qui dépasse encore aujourd'hui les possibilités des codes d'évolution stellaire. Il faut faire appel à une représentation simplifiée : la théorie de la longueur de mélange⁴ (Vitense, 1953; Böhm-Vitense, 1958) pour les premières descriptions dans le cadre stellaire), qui considère une étude locale, unidimensionnelle de la convection non-turbulente d'un fluide stellaire parfait incompressible (approximation de Boussinesq). Un exposé détaillé de ce traitement peut être trouvé dans Cox and Giuli (1968).

Dans ce cadre, un globule convectif transportant un excès de température ΔT se déplace radialement vers la surface à la vitesse v_{conv} , en restant à l'équilibre de pression avec son environnement. Le flux convectif local F_{conv} s'écrit alors :

$$F_{conv} = \rho v_{conv} C_P \Delta T \quad (1.27)$$

Le problème est alors d'estimer la vitesse de convection v_{conv} . C'est le but de la MLT. ON remplace la description exacte des cellules convectives par une représentation moyenne des mouvements convectifs. On suppose ainsi que les globules parcourent en moyenne une distance Λ avant de perdre leur identité thermique et mécanique et d'être "dilués" dans le milieu ambiant. Λ est la longueur de mélange qu'on peut écrire telle que : $\Lambda = \alpha H_P$. α est le paramètre de longueur de mélange, libre, que l'on utilise notamment pour calibrer les modèles solaires et H_P est l'échelle de hauteur de pression définie par $H_P = -dr/d \ln p = p(\rho g)^{-1}$ pour un équilibre hydrostatique.

On considère la moyenne du mouvement de toutes les cellules convectives et à la description de ce mouvement moyen permet d'aboutir à l'expression suivante du gradient convectif :

$$\nabla_{conv} = \nabla = \nabla_{ad} + \frac{\Gamma(\Gamma + 1)}{B} \quad (1.28)$$

où Γ définit l'efficacité de la convection, c'est-à-dire le rapport entre l'énergie transportée par convection et celle perdue par rayonnement, B est un terme s'exprimant en fonction de la hauteur de pression, de la longueur de mélange et de paramètres d'échanges entre un globule et son environnement. L'efficacité de la convection est solution de l'équation cubique suivante :

$$\frac{k}{2f} \Gamma^3 + \Gamma(\Gamma + 1) - B(\nabla_{rad} - \nabla_{ad}) = 0 \quad (1.29)$$

où k est un facteur de forme⁵ et f un facteur représentant le transfert radiatif dans un globule convectif⁶. Le calcul du transfert de chaleur dans une zone convective se réduit donc à la résolution de cette cubique, dans le cadre de la MLT.

Comme on peut s'en douter, cette représentation du transport d'énergie en régime convectif est limitée. Déjà on sait que les cellules convectives recouvrent un large spectre de tailles, de la granulation (~ 1000 km) aux cellules géantes (~ 100000 km) donc représenter leur mouvement par une moyenne n'est pas le plus réaliste. De plus comme le milieu stellaire est considéré incompressible, cela signifie que le régime turbulent de la convection et l'excitation d'ondes acoustiques ne sont pas pris en compte

⁴MLT en anglais pour Mixing Length Theory

⁵ $k = \Lambda S/V$, S la surface du globule et V son volume. On prend usuellement $k=9/2$

⁶ $f = 1 + 2k/(3\tau_e^2)$ avec $\tau_e = \kappa \rho \Lambda$ l'épaisseur optique du globule convectif.

ni traités. D'autres prescriptions et traitements existent pour palier ces lacunes. Par exemple, [Canuto and Mazzitelli \(1991\)](#) propose un formalisme incluant les différentes échelles des cellules convectives. Il est encore chimérique d'envisager aujourd'hui l'introduction de modèles convectifs en 3D dans des codes d'évolution stellaire.

1.2.3 Les ingrédients physiques :

Notre compréhension de l'évolution stellaire bénéficie de nombreuses observations des différentes populations stellaires mais aussi du développement de nombreux codes de calculs pour modéliser l'évolution des étoiles et de leur structure. Ceux-ci résolvent les équations de la structure interne ci-dessus et tiennent compte des ingrédients physiques indispensables à une bonne représentation des intérieurs stellaires. J'ai utilisé pour mes travaux le code CESAM (Code d'Evolution Stellaire Adaptatif et Modulaire⁷, [Morel \(1997\)](#)). Je décris dans ce qui suit la physique incluse dans les calculs que j'ai effectués pour modéliser l'intérieur solaire.

Les abondances chimiques

Le premier ingrédient introduit est la composition détaillée du Soleil déduite des observations photosphériques et météoritiques. Il est important de bénéficier des données les plus précises et détaillées possibles car en dépendent les calculs des opacités et de l'équation d'état. Sont inclus les abondances relatives des éléments C/Z, N/Z, O/Z et les rapports isotopiques selon [Grevesse and Noels \(1993\)](#) et on peut suivre l'évolution de 9 espèces 1H , 3He , 4He , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{16}O , ^{17}O ou ^{13}H , 7Li , 7Be , 9Be . Les autres éléments sont suivis collectivement (au travers d'une quantité *Ex*) sous forme de trace. Ces abondances observées sont celles du Soleil aujourd'hui. Dans la mesure du possible, elles sont comparées aux abondances météoritiques. Elles sont donc susceptibles d'être modifiées par de nouvelles observations ou analyses, comme ce fut le cas régulièrement (par exemple [Grevesse and Sauval, 1998](#); [Holweger, 2001](#)). Et surtout récemment où l'abondance d'oxygène a subi une révision ([Allende Prieto et al., 2003](#); [Asplund et al., 2004](#)) entraînant une forte réduction de la métallicité solaire. Je reviens sur ce problème et ses implications au paragraphe § 1.3.

Les opacités

Dépendant directement de la composition chimique et du transport radiatif, les opacités (de Rosseland) du plasma sont calculées, pour les hautes températures, à partir de tables OPAL ([Iglesias and Rogers, 1996](#)) du Lawrence Livermore National Laboratory tabulées en X, T et ρ pour une métallicité donnée Z. Nous avons calculées de nouvelles tables pour suivre la mise à jour de la composition photosphérique à partir des tables en ligne du LLNL⁸. Pour les basses températures, ces tables sont complétées par celles de [Alexander and Ferguson \(1994\)](#) et pour les abondances révisées dd tables directement fournies par J. Ferguson.

A ce sujet, la figure 1.4 illustre l'importance de la contribution de certains métaux (C, O, Ne, Fe, Si) à l'opacité dans le Soleil. Cela permet de bien se rendre compte que même si ces espèces apparaissent à l'état de trace, elles jouent un rôle essentiel dans les opacités et donc la structure du Soleil au travers notamment du transport radiatif.

⁷La version 4.4 déjà installée à Saclay et bénéficiant des améliorations de mes prédécesseurs notamment avec l'introduction de la diffusion turbulente dans la tachocline, et la dernière version Cesam2k que j'ai implantée.

⁸<http://www-phys.llnl.gov/Research/OPAL/opal.html>

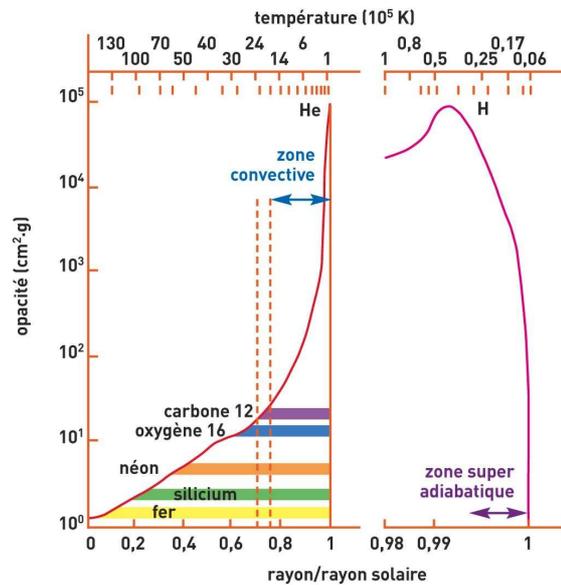


Fig. 1.4 – Profil radial d’opacité dans le Soleil (d’après [Turck-Chièze et al., 1993](#)). Le Soleil possède une région radiative s’étendant du centre jusqu’à $0,71 R_{\odot}$. L’opacité κ augmente du centre à la photosphère avec les processus lié-lié. Cette figure illustre la profondeur où les éléments commencent à être partiellement ionisés. On remarque que la base de la zone convective (marquée par les lignes verticales en tirets) apparaît avec la contribution plus importante aux opacités de l’oxygène. Le zoom des régions superficielles montre le rôle de l’ionisation partielle de l’hélium puis de l’hydrogène. Finalement la formation de molécules amènent une réduction des coefficients d’opacité et le rayonnement reprend une part importante dans le transport d’énergie, dans la région superadiabatique. Les couches les plus externes sont totalement radiatives.

L’équation d’état

L’équation d’état est un ingrédient fondamental de la description des intérieurs stellaires puisqu’elle caractérise les propriétés thermodynamiques du plasma au travers d’une relation entre pression, température, densité et composition chimique $p = p(\rho, T, \{X_i\})$. Elle intervient dans l’équilibre hydrostatique et le transport convectif de l’énergie. Elle peut être déterminée par deux méthodes : l’approche chimique qui tient compte explicitement des différentes espèces (cf. [Mihalas et al., 1988](#)) et l’approche physique qui traite non pas les constituants chimiques mais ses constituants élémentaires (électrons, protons, ...). Dans nos calculs avec CESAM, il s’agit de l’équation d’état *physique* OPAL2001 du LLNL ([Rogers, 2000](#)) qui est utilisée. C’est une table tabulée en fonction de la densité, de la température et de la fraction d’hydrogène X , pour une métallicité donnée Z . De nouvelles tables ont été calculées pour les métallicités réduites (cf. § 1.3). Elle permet de tenir compte et de traiter des effets pouvant apparaître dans un plasma dans des conditions aussi diverses que celles rencontrées dans le Soleil ($T = 5000 - 10^7$ K, $\rho = 10^{-12} - 10^2$ g/cm^3) comme les effets relativistes ou coulombiens.

Les taux de réactions nucléaires

Comme on le sait, le Soleil tire son énergie de réactions de fusion thermonucléaire ayant lieu dans son cœur. Celles-ci font intervenir deux types de réactions définissant deux chaînes : le cycle proton-proton (p - p) et le cycle carbone-oxygène-azote (CNO). Comme nous ne nous sommes attachés qu’à l’évolution du Soleil jusqu’à aujourd’hui, seules ces 2 cycles de réactions sont pris en compte. En effet actuellement

98.5% de l'énergie produite au coeur du Soleil provient du cycle p-p et seulement 1.5% du cycle CNO. Ce dernier contribue très peu pour les étoiles de type solaire et devient dominant pour les étoiles ayant une masse $\geq 1.5 M_{\odot}$.

Dans CESAM, les taux de réactions nucléaires que nous utilisons pour le Soleil sont tirés de la compilation de [Adelberger et al. \(1998\)](#). L'écrantage électronique qui favorise les interactions entre particules chargées est également pris en compte en suivant les prescriptions de [Dzitko et al. \(1995\)](#). Pour suivre l'évolution du lithium et sa dépletion, on suit les travaux de [Engstler et al. \(1992\)](#) sur la réaction ${}^7\text{Li}(p, {}^4\text{He}){}^4\text{He}$.

Le traitement de la diffusion

Le modèle standard du Soleil contient aujourd'hui un seul processus dynamique : la diffusion microscopique. C'est un processus très lent et c'est grâce aux observations héliosismiques qu'il est aujourd'hui introduit dans les modèles ([Michaud and Proffitt, 1993](#); [Bahcall et al., 1995](#); [Morel et al., 1997](#); [Christensen-Dalsgaard, 1996](#)). Il est pris en compte dans tous les calculs d'évolution que j'ai pu effectuer et le calcul des coefficients est fait selon [Michaud and Proffitt \(1993\)](#). L'évolution temporelle des espèces chimiques est ainsi modifiée par la diffusion :

$$\frac{\partial X_i}{\partial t} = -\frac{\partial(4\pi\rho r^2 X_i V_i)}{\partial m} + \text{termes nucléaires} \quad (1.30)$$

$$V_i = -4\pi\rho r^2 (D_i + D_T) \frac{\partial \ln X_i}{\partial m} + v_i. \quad (1.31)$$

où V_i est la vitesse de diffusion d'une espèce i (dans le référentiel du centre de masse), v_i est un terme de vitesse ne dépendant pas du gradient de concentration, D_i est le coefficient de diffusion microscopique et D_T celui de diffusion turbulente dans la tachocline. La diffusion microscopique contient en fait les contributions de plusieurs processus : une diffusion au sens stricte due à l'existence d'un gradient de concentration, de pression et de température tendant à gommer le gradient de concentration, une sédimentation des espèces plus lourdes que l'hydrogène vers le coeur et une accélération radiative (négligeable pour une étoile comme le Soleil) due à une plus grande interaction entre les photons avec des éléments à l'origine d'une opacité importante et s'opposant à la sédimentation. La diffusion microscopique réduit ainsi de $\sim 10\%$ la fraction de masse actuelle à la surface de ${}^4\text{He}$ par rapport à la composition initiale.

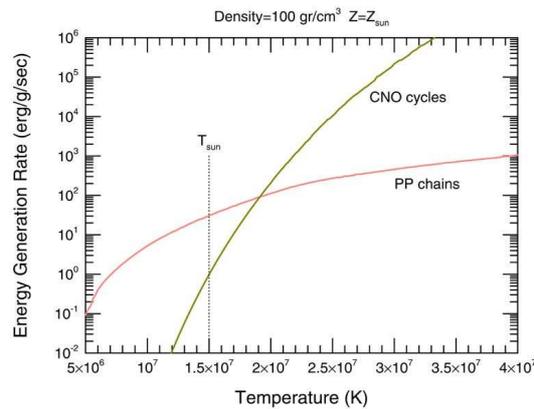
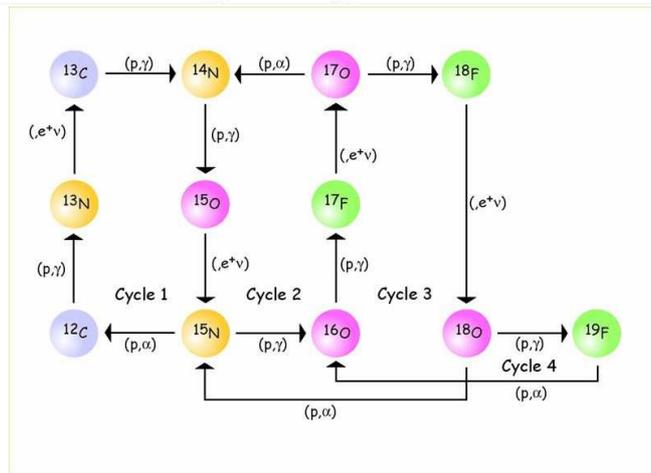
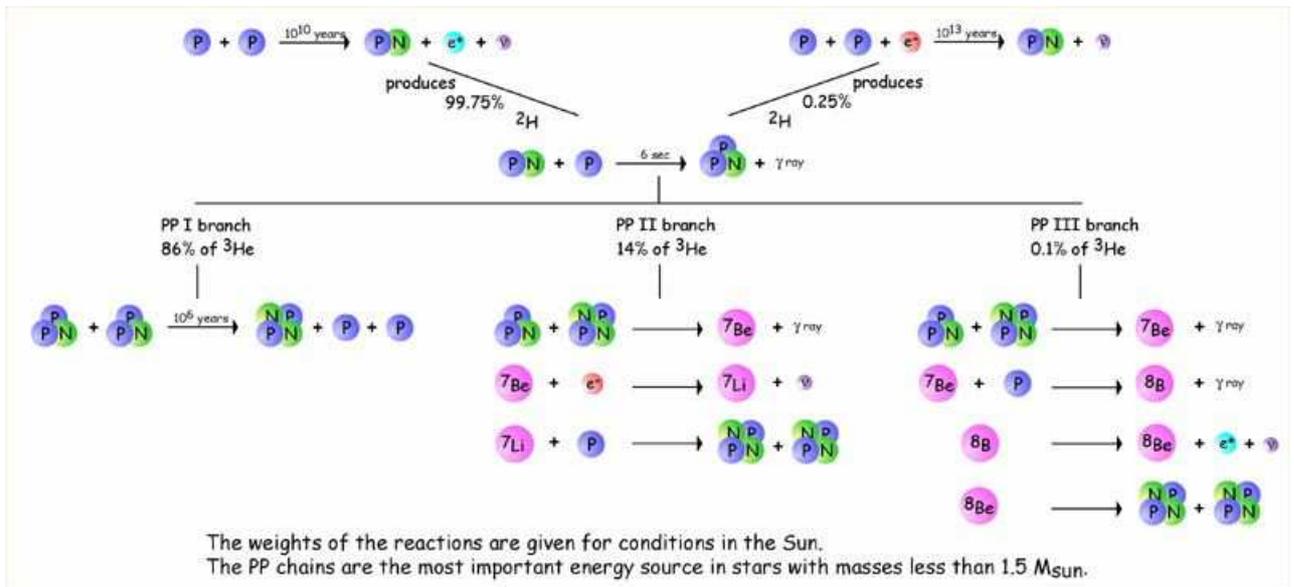
La diffusion turbulente est une conséquence de la présence de mouvements macroscopiques dans l'intérieur solaire. La tachocline est la région de transition dynamique entre les zones convective (rotation différentielle) et radiative (rotation solide) et est donc le siège d'un fort cisaillement générant une turbulence dont l'impact sur le mélange des espèces a été formalisé par [Spiegel and Zahn \(1992\)](#) et introduit pour le calcul de modèles solaires par [Brun et al. \(1999\)](#).

1.3 Limites du modèle standard

1.3.1 Succès du modèle standard

Vouloir modéliser l'intérieur solaire pour comprendre ce que l'on peut observer depuis la Terre ne date pas d'hier⁹. En effet, on peut remonter à la seconde moitié du XIX^{ème} siècle et les travaux de [Homer Lane \(1869\)](#) développant les équations pour une première description de l'équilibre hydrostatique d'une sphère gazeuse, pour prédire la température de surface du Soleil (30 000K !). D'autres modèles virent le jour incluant les premières descriptions d'intérieurs convectifs ([Ritter, 1878](#)). Les développements de

⁹On peut se reporter à l'ouvrage de Chandrasekhar sur la structure stellaire ([Chandrasekhar, 1939](#)) riche en notes historiques à ce sujet.



F . 1.5 – Sources d'énergie du Soleil : les cycles proton-proton (haut) et CNO (milieu). La figure du bas représente la contribution respective de ces 2 sources à la production d'énergie solaire en fonction de la température du cœur.

la physique au début du XX^{ème} siècle permirent à [Eddington \(1926a\)](#) d'améliorer le modèle de Lane en introduisant le transport de l'énergie par rayonnement. La découverte de la radioactivité ouvrit une nouvelle voie amenant aux travaux expliquant l'origine de la source d'énergie du Soleil et des discussions sur les réactions de fusion thermonucléaire à partir de l'hydrogène. Il fallut attendre les modèles de Oke 1950 pour une confirmation de la prédominance de la chaîne p-p dans la production d'énergie solaire. La théorie de la longueur de mélange (Prandtl) pour décrire le transport convectif de l'énergie dans les couches externes a été utilisée par [Biermann \(1932\)](#) et [Cowling \(1935\)](#), avant d'être raffinée ([Vitense, 1953](#); [Böhm-Vitense, 1958](#)).

Dans les années 1950, l'arrivée des premiers ordinateurs permit d'effectuer un calcul suivant l'évolution des étoiles. Le premier modèle évolutif du Soleil fût réalisé par [Schwarzschild et al. en 1957](#). Ces développements se sont poursuivis et en 1964, [Demarque and Percy](#) introduisirent la calibration des modèles pour reproduire le rayon et la luminosité solaire, en ajustant la longueur de mélange et l'abondance en hélium. Depuis un grand nombre de modèles solaires *standard* ont vu le jour et ont été développés bénéficiant à la fois des améliorations dans la description et la compréhension de la *microphysique* (équations d'état, opacités, abondances, diffusion) ([Heney et al., 1959](#); [Kippenhahn et al., 1967](#); [Bahcall et al., 1969](#); [Eggleton, 1972](#); [Demarque et al., 1973](#)) et de l'éclosion de l'héliosismologie ([Christensen-Dalsgaard, 1982](#); [Bahcall and Ulrich, 1988](#); [Turck-Chieze et al., 1988](#)). Les prédictions des modèles solaires bénéficient de notre connaissance la plus précise des ingrédients physiques, sont calibrés sur les observables "globales" (R_{\odot} , L_{\odot} , $(Z/X)_{\odot}$) connues avec une grande précision et donc ainsi peuvent être directement comparées aux quantités déduites des observations sismiques [Bahcall et al. \(1998\)](#); [Brun et al. \(1999\)](#); [Couvidat et al. \(2003\)](#). Ainsi l'âge du Soleil a pu être contraint indépendamment des mesures géologiques et météoritiques ([Guenther et al., 1989](#); [Dziembowski et al., 1999](#)). Le phénomène de sédimentation dans la zone convective a été mis en évidence expliquant le déficit d'hélium ([Proffitt and Michaud, 1991](#); [Morel, 1997](#)). La robustesse du modèle standard solaire a notamment été vérifiée dans le cas du problème du déficit des neutrinos ([Turck-Chieze and Lopes, 1993](#); [Bahcall and Peña-Garay, 2004](#); [Turck-Chieze et al., 2004a](#)).

1.3.2 Les nouvelles abondances photosphériques

Récemment les valeurs, souvent considérées comme "canoniques" des abondances photosphériques solaires ont vu une révision assez mouvementée, puisque la métallicité solaire (C, N, O) a été revue à la baisse de $\sim 30\%$. Dans le passé, de telles révisions ont déjà eu lieu : les abondances d'éléments en faible quantités (C, N, O, Ne ou Fe) de la composition de [Anders and Grevesse \(1989\)](#), longtemps considérée comme standard, avaient déjà été réduites en 1998 par [Grevesse and Sauval](#) pour tenir compte d'une révision de -30% sur le fer photosphérique.

[Asplund et al.](#) ont réalisé en 2004 une nouvelle analyse pour déterminer l'abondance de l'oxygène photosphérique. Ils ont mis à profit les nouvelles générations de modèles hydrodynamiques (3D, dépendants du temps au lieu de classiques modèles 1D) associées à un traitement plus réaliste du transfert radiatif pour simuler la photosphère solaire et analyser le spectre correspondant. La baisse de l'abondance en oxygène est ainsi le fruit de l'amélioration de la modélisation des atmosphères stellaires et de la présence d'une raie du nickel jusque là non identifiée et mélangée à une importante raie de l'oxygène ([Holweger, 2001](#)). On trouvera le détail des différents outils et analyses dans la série d'articles publiés par [Asplund et al. \(2004, 2005\)](#); [Asplund \(2005\)](#).

Les espèces dont les abondances ont changé apparaissent comme des traces par rapport à l'hydrogène dans la photosphère solaire. Pourtant ils jouent un rôle important dans la structure de l'intérieur solaire en contribuant fortement à l'opacité¹⁰ du plasma, surtout dans les transitions entre régions radiatives

¹⁰D'après une analyse quantitative par [Turcotte et al. \(1998\)](#) du mélange de [Grevesse and Noels \(1993\)](#), les principales contributions à l'opacité radiative à la BZC sont O (35%), Fe (20%), H (15%), Ne (13%), N ($\lesssim 10\%$) et C ($\lesssim 10\%$).

	AG89	GrevesseNoels1993	H01	L03	A04	AGS05
C	8.56	8.55	8.592	8.39	8.41	8.39
N	8.05	7.97	7.932	7.83	7.8	7.78
O	8.93	8.87	8.736	8.69	8.66	8.66
Ne	8.09	8.08	8.001	7.87	7.85	7.84
Fe	7.67	7.5	7.448	7.47	7.448	7.45
$(Z/X)_s$	0.0267	0.0244	0.0211	0.0177	0.0171	0.0165

T . 1.1 – Métallicités (en fraction de masse) et abondances photosphériques ($A_X = \log(N_X/N_H) + 12$) de C, N, O, Ne et Fe d’après [Anders and Grevesse \(1989\)](#), [Grevesse and Noels \(1993\)](#), [Holweger \(2001\)](#), [Lodders \(2003\)](#), [Asplund et al. \(2004\)](#) et [Asplund et al. \(2006\)](#).

	AG89	GrevesseNoels1993	H01	L03	A04	AGS05
C	0.3631	0.3548	0.3908	0.2457	0.2570	0.2454
N	0.1122	0.0933	0.0855	0.0676	0.0631	0.0602
O	0.8511	0.7413	0.5445	0.4897	0.4571	0.4570
Ne	0.1230	0.1203	0.1002	0.0741	0.0691	0.0691
Fe	0.0467	0.0316	0.0280	0.0295	0.0285	0.0281

T . 1.2 – Fraction en nombre ($^{\circ}/_{\infty}$) de C, N, O, Ne et Fe d’après [Anders and Grevesse \(1989\)](#), [Grevesse and Noels \(1993\)](#), [Holweger \(2001\)](#), [Lodders \(2003\)](#), [Asplund et al. \(2004\)](#) et [Asplund et al. \(2006\)](#).

et convectives où ces espèces sont fortement ionisées. Une modification de ces abondances peut donc entraîner une variation de la profondeur de la base de la zone convective, qui est déterminée à partir de mesures héliosismiques ([Christensen-Dalsgaard et al., 1991](#)). De plus, carbone, azote et oxygène interviennent dans le cycle CNO de production d’énergie au coeur du Soleil. Même si celui-ci contribue faiblement (qqes %) à cette production, ces réactions entrent en jeu dans la prédictions des flux de neutrinos ([Turck-Chièze et al., 2004a](#)).

1.3.3 Le modèle solaire standard désaccordé

L’impact de ces révisions sur les prédictions du modèle standard solaire et de leur accord avec les quantités déduites des observations simisques est étudié grâce à de nouveaux calculs avec le code CE-SAM (Code d’Evolution Stellaire Adaptable et Modulable, [Morel \(1997\)](#)). Nous utilisons les mêmes ingrédients que [Couvidat et al. \(2003\)](#) (cf. § 1.2.3) mais en introduisant les nouvelles compositions ainsi que de nouvelles tables d’opacité et d’équations d’état tenant compte des abondances révisées. Etant donné la nouvelle métallicité réduite, nous avons utilisé de nouvelles tables pour le calcul à basses températures ($T < 5600$ K) des opacités. Celles-ci ont été spécialement calculés pour $Y_s = 0.27$ et fournies par J. Ferguson. Elles sont utilisées dans ces calculs au lieu de celles de [Alexander and Ferguson \(1994\)](#). De plus, tous les modèles sont classiquement calibrés sur les propriétés globales du Soleil aujourd’hui ($t_{\odot} = 4.6 \cdot 10^9$ ans en incluant la PMS), c’est-à-dire : son rayon $R_{\odot} = 6.9599 \cdot 10^8$ m, sa luminosité $L_{\odot} = 3.8460 \cdot 10^{33}$ W et sa métallicité photosphérique $(Z/X)_{\odot,s}$.

Plusieurs modèles ont été calculés pour les différentes compositions et abondances. Ceci à partir de la mise à jour des quantités de [Grevesse and Noels \(1993\)](#) à partir de [Holweger \(2001\)](#) pour C, N, O, Ne, Mg, Si et Fe, [Lodders \(2003\)](#) et [Asplund et al. \(2004\)](#) pour C, N, O, Ne et Ar. Les modèles sont calibrés sur les observables solaires précédents et pour $(Z/X)_s=0.0211$, 0.0177 et 0.0171 , correspondant respectivement aux compositions de Holweger, Lodders, Asplund et leurs collaborateurs. Enfin nous avons pris en compte pour chaque modèle le mélange turbulent des espèces chimiques dans la tachocline,

	Holweger Tacho	Lodders Tacho	Asplund Std	Asplund Tacho	Sismique 2003
X_0	0.7203	0.7245	0.7195	0.7240	0.7064
Y_0	0.2633	0.2617	0.2664	0.2625	0.2722
X_c	0.3522	0.3591	0.3526	0.3577	0.3371
Y_c	0.6301	0.6261	0.6323	0.6278	0.6428
T_c	15.55	15.495	15.58	15.52	15.71
Y_s	0.2419	0.2400	0.2353	0.2407	0.251
$(Z/X)_s$	0.0210	0.0176	0.0172	0.0172	0.0245
α	1.856	1.762	1.782	1.754	2.04
R_{BZC}/R_\odot	0.7241	0.7307	0.7285	0.7312	0.7113
Ga	121.6	118.3	120.9	119.0	126.8
Cl	6.165	5.813	6.314	5.956	6.9
Boron	3.982	3.801	4.175	3.909	4.88

T . 1.3 – Quelles quantités caractéristiques des nouveaux modèles pour les compositions de Holweger, Lodders and Asplund, standard (*Std*) et avec le mélange turbulent dans la tachocline (*tacho*) comparée avec le modèle sismique $n^\circ 2$ de Couvidat et al. (2003).

la zone de transition dynamique entre les régions radiative et convective (référéncés *tacho* et paramétrés suivant Couvidat et al. (2003)). Ce processus de mélange n'est pas pris en compte dans les modèles dits standard (*Std*), qui ne comptent que la diffusion microscopique classique.

Les résultats de ces calculs sont résumés dans le tableau 1.3 et comparés à ceux du modèle sismique $n^\circ 2$ de Couvidat et al. (2003). De plus, nous pouvons comparer les profils de vitesse du son prédits par les nouveaux modèles et déduits des observations sismiques du Soleil, sur la figure 1.6. La dégradation de l'accord entre les modèles et les observations sismiques y apparaît clairement. Bien que le désaccord ne soit que de 3%, la prise en compte des révisions de la composition photosphériques accroît l'écart dans la zone radiative, traduisant certainement une mauvaise représentation des mécanismes y prenant place. Enfin le flux de neutrinos $\Phi(^8\text{B})$ est réduit et n'est plus compatible avec les résultats de l'expérience SNO¹¹. Je reviens au paragraphe § 1.5.1 sur les solutions proposées pour résoudre ce désaccord et ses conséquences.

1.3.4 Le Soleil et l'enrichissement galactique

Bien que l'accord entre les prédictions et les observations est été dégradé, ces nouveaux résultats ont d'autres conséquences sur la position du Soleil dans le cadre de l'évolution chimique galactique.

L'abondance solaire initiale en hélium, obtenu grâce à des modèles, est peu sensible aux ingrédients des modèles. Nous nous sommes donc intéressés à l'impact de la révision de Asplund et al. (2004) sur la position du Soleil dans le cadre de l'évolution du voisinage (cf. figure 1.7 [OC]). Contrairement à la situation précédente, on remarque que le Soleil n'a plus une position marginale par rapport à voisinage (cf. figure 1.7 [PC]). On peut en déduire un enrichissement galactique, incluant le Soleil, avec une pente de 55.9 et un meilleur accord peut encore être obtenu en introduisant une correction qui tient compte du rapport d'oxygène sous forme gazeuse ou en grains (Meyer, 1989). On obtient une relation $[He/H] = 44.6[O/H] + 0.075$. De plus récemment Gounelle et al. (2001) ont remarqué que les abondances des éléments, radioactifs, ^{26}Al , ^{10}Be et ^7Be dans les météorites sont compatibles avec une production par irradiation du disque du soleil jeune. Ils concluent que la présence d'une supernova dans le voisinage

¹¹Subbury Neutrino Observatory (à vérifier).

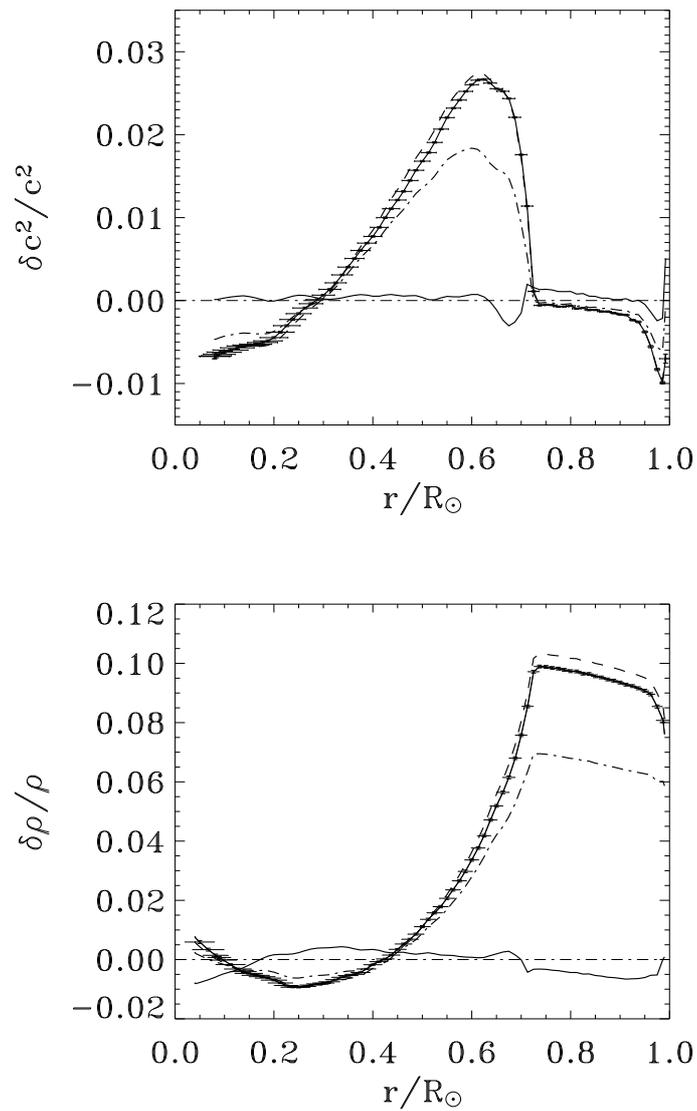


Fig. 1.6 – Ecart du carré des profils de vitesse du son entre les modèles standards mis à jour (ligne continue avec barres d'erreur sismique : modèle tac A, ligne en pointillés : modèle tac L, ligne tirets-pointillés : modèle tac H) et sismique (ligne continue) avec les observations sismiques actuelles (Bertello).

solaire n'est plus nécessaire pour expliquer les abondances observées.

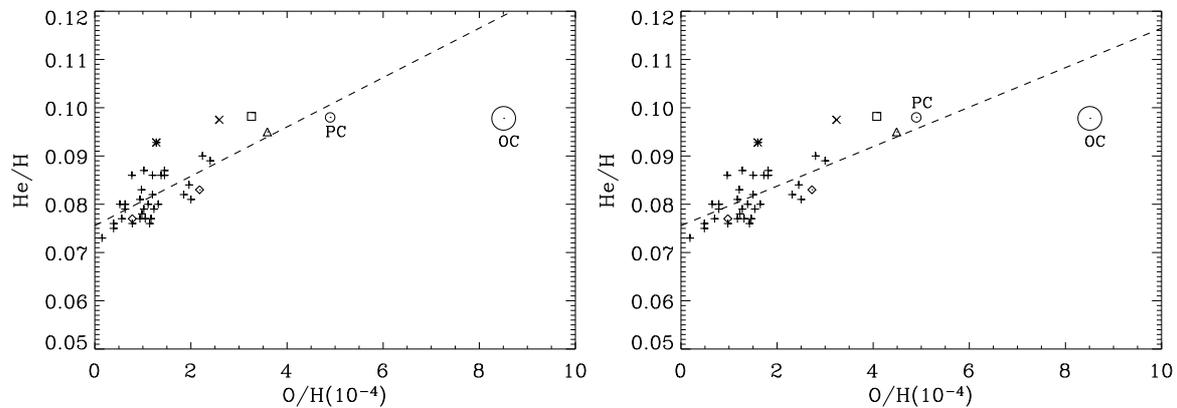


Fig. 1.7 – Evolution du rapport He/H (en fraction de nombre) en fonction de O/H pour différentes régions HII (extragalactique HII (+), SMC (*), LMC (x, \diamond), M42 (\square) et M17 (\triangle)). Les compositions précédentes (OC, Turck-Chièze et al. 1993) et actuelle (PC) du Soleil sont indiquées. La figure de droite inclut d'une correction due à l'oxygène contenu dans les grains (Meyer, 1989).

1.4 A S S : A N S T C P ?

Surprising Sun : A New Step Towards a Complete Picture ?

S. Turck-Chièze, S. Couvidat, L. Piau, L., J. Ferguson, P. Lambert, J. Ballot, R.A. GarcíaP.A.P. Nghiem

Soumis le 8 juillet 2004. Publié le 17 novembre 2004.

Publié dans *Physical Review Letters*, Volume 93, Numéro 21

D'importantes révisions des ingrédients du modèle solaire apparaissent après 35 ans d'un intense travail qui a amené à un excellent accord entre les modèles solaires et les détections des neutrinos solaires. Nous montrons d'abord que la composition en C, N, et O récemment mise à jour supprime la position anormale du Soleil dans le cadre de l'enrichissement galactique. La loi suivante : $\text{He}/\text{H} = 0.075 + 44.6 \text{ O}/\text{H}$ est maintenant compatible avec tous les indicateurs. Nous examinons ensuite les écarts existants entre le modèle standard solaire (sismique et neutrino) et les observations solaires, et suggérons quelques directions d'études pour les résoudre. Nous mettons à jour les flux de neutrinos prévus en utilisant la composition révisée, de nouveaux taux de réaction nucléaire et le modèle sismique, considéré comme le plus représentatif des propriétés centrales du plasma. Nous obtenons $5.31 \pm 0.6 \cdot 10^6 / \text{cm}^2 / \text{s}$ pour le total ^8B neutrinos, 66.5 SNU et 2.76 SNU pour les détecteurs au gallium et au chlore, tout est en remarquable accord avec les valeurs détectées prenant en compte l'oscillation des neutrinos. Nous concluons que les modes acoustiques et les neutrinos détectés voient le même Soleil, mais que les écarts évidents dans la modélisation solaire encouragent des nouveaux efforts à la fois observationnels et théoriques.

Ma contribution à ces travaux a consisté en l'introduction des nouvelles abondances - révisées à la baisse - et des nouvelles tables d'opacité associées, pour le calcul de modèles solaires dans le code CESAM implanté à Saclay (en tenant compte de la diffusion turbulente dans la tachocline), et la prise en compte des nouvelles tables d'opacité adaptées par J. Ferguson pour le calcul des opacités à basses températures (en collaboration avec L. Piau et S. Couvidat). Les calculs ainsi effectués ont permis de

remarquer l'accroissement du désaccord entre, notamment, les profils de la vitesse du son prédits et obtenus à partir des inversions des observations. De plus une mise à jour de la place du Soleil dans le cadre de l'évolution galactique a pu être effectuée, ne situant plus le Soleil marginalement dans ce cadre.

Surprising Sun: A New Step Towards a Complete Picture?S. Turck-Chièze,¹ S. Couvidat,^{2,1} L. Piau,³ J. Ferguson,⁴ P. Lambert,¹ J. Ballot,¹ R. A. García,¹ and P. Nghiem¹¹*Sap/DAPNIA/CEA, CE Saclay, 91191 Gif sur Yvette, France*²*HEPL, 455 via Palou, Stanford University, California 94305-4085, USA*³*Institut d'Astronomie et d'Astrophysique, ULB, CP226, 1050 Brussels, Belgium*⁴*Physics Department, Wichita State University, Wichita, Kansas 67260-0032, USA*

(Received 8 July 2004; published 17 November 2004)

Important revisions of the solar model ingredients have appeared recently. We first show that the updated CNO composition suppresses the anomalous position of the Sun in the known galactic enrichment. The following law, $\text{He}/\text{H} = 0.075 + 44.6 \text{ O}/\text{H}$ in number fraction, is now compatible with all the indicators. We then suggest some directions of investigation to solve the discrepancies between the standard model and solar seismic observations. We finally update our predicted neutrino fluxes using a seismic model and all the recent progress. We get $5.31 \pm 0.6 \times 10^6/\text{cm}^2/\text{s}$ for the total ^8B neutrinos, 66.5 ± 4.4 SNU and 2.76 ± 0.4 SNU for the gallium and chlorine detectors, all in remarkable agreement with the detected values including neutrino oscillations for the last two. So, the acoustic modes and detected neutrinos see the same Sun, but the standard model fails to reproduce them.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.211102

PACS numbers: 96.60.-j, 26.65.+t

The Sun is one of the best defined reference object in astrophysics. As it is the most studied and best known star in the Universe, the main characteristics of the Sun—luminosity, mass, radius, and composition—are used as standard units in astrophysics. Through the years, progress has been constant in better determining the different ingredients which enter in the description of a star: nuclear reaction rates, opacity coefficients, diffusion of elements, etc. Two types of probes (the solar acoustic modes and neutrino detections) have been particularly useful in checking the internal properties of the Sun. The first probe determines the sound speed, the adiabatic exponent, and the rotation profiles from which the amount of photospheric helium (due to the extraction of the adiabatic exponent), or the convective zone basis (due to the variation of the temperature gradient) are deduced.

Precise acoustic modes have recently been used to predict neutrino fluxes through seismic models [1,2]. Different flavors of neutrinos have been also detected with the direction of the Sun in Sudbury Neutrino Observatory (SNO) and the total neutrino flux associated with boron has been measured for the first time [3]. These two improvements and their agreement have demonstrated the great interest to use the Sun as a laboratory for progressing on fundamental properties of the Universe as neutrino masses.

Nevertheless, this satisfactory picture offers some contradictions. On one hand, it seems that the picture of the “standard” model is a reasonable description of what we observe. It was noticed that the “seismic models” were not far from standard model. On the other hand, the Sun appears to be a more complex star than we thought for which one needs to interpret the internal rotation profile, the origin and evolution of the solar magnetic cycle(s) and the presence of meridional circulation. It has so far been important to describe the thermodynamical status of the

Sun; it is now a natural next step to reveal a dynamical picture of our star.

In this paper, we discuss different consequences of the impact of the recent updates of the CNO abundances (-20% or -30% depending on authors) and of the nuclear reaction rates for $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ and $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ (decrease by a factor 2), following previous studies [4–6]. First, we calculate the galactic enrichment compatible with the updated CNO composition which suppresses the anomalous position of the Sun in the galactic evolution. Second, we present new models of the Sun, their comparisons with seismic models and possible interpretations and verifications of the discrepancies. Finally, we recalculate neutrino predictions and show that we keep a coherent picture of the Sun.

Galactic evolution and the Sun.—Fifteen years ago, the Sun appeared to be strangely rich in oxygen in comparison with its environment and with the Magellanic clouds [7,8]. Its metallicity was $Z = 0.02$, where Z is the mass fraction of elements heavier than helium, and the galactic enrichment in oxygen excluded the Sun as representative of the near neighborhood (Fig. 1 [OC]). At that time, it had been suggested that the Sun was formed in a cloud enriched by a supernova explosion. However, the comparison between meteoritic composition and photospheric composition [9] revealed some contradictions.

One of the contradictions has been solved by a reduction of the solar iron photospheric composition by 30% [10], so that the metallicity of the Sun has been slightly reduced ($Z = 0.0173$). As a consequence, the central temperature has been reduced by 1.5% due to the crucial role of iron in the opacity coefficient, the ^8B neutrino flux has been reduced by 13% and an increase of the discrepancy between model and the Sun for the sound speed profile has been noticed [11]. This effect has been compensated for by other progresses, for example, the introduction of

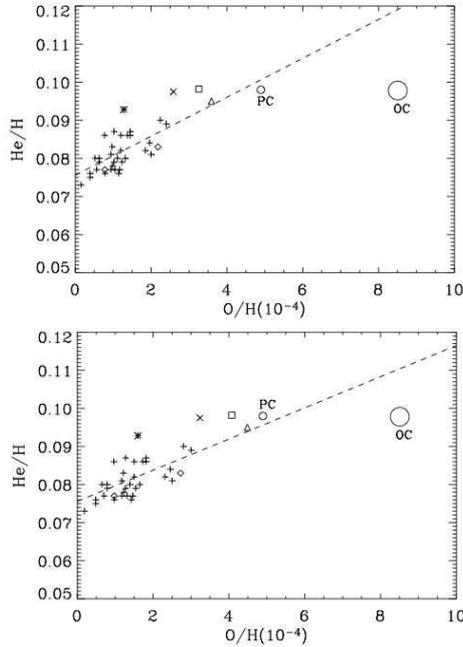


FIG. 1. Evolution of the ratio Y/H (helium/hydrogen in fraction number) versus O/H for extragalactic HII (+), SMC (*), LMC (\times and diamonds), M42 (square), and M17 (triangle) [32–34]; the present composition (PC) for the Sun is compared to the old composition (OC) [8]. The top panel is extracted directly from observations, the bottom one includes a correction for oxygen in grains recommended by [7].

the microscopic diffusion [12]. See [4] for the evolution of neutrino predictions. Today, CNO composition has been revisited and reduced by almost the same amount with a stronger impact on the metallicity (Z as low as 0.013). In the oxygen case, the overestimate of the abundance has two origins: a false contribution due to a previously unidentified nickel line and the current use of hydrodynamical calculations of the atmosphere which lead to a better coherence between different lines analysis [13,14].

The solar initial helium abundance, obtained through a solar model, is not very sensitive to the details of the models. So we can look to the impact of the recent oxygen measurement on the place of the Sun in the general oxygen evolution along time (Fig. 1). Contrary to the past situation, we note that the Sun appears now naturally enriched in oxygen in comparison with extragalactic HII regions, Magellanic clouds, other clusters and neighbors [present composition (PC)]. We can now deduce a galactic enrichment in oxygen, including the Sun, after

211102-2

the introduction of a correction for taking into account the oxygen locked in grains [7]. The best value we get is $He/H = 44.6 O/H + 0.075$.

Recently, [15] also noticed that the radioactive ^{26}Al , ^{10}Be and even ^7Be abundances in meteorites are compatible with production by irradiation in the disk of the young Sun. They conclude that the presence of a supernova in the neighborhood is not favored.

So these new estimates of the Sun composition solve serious problems and must be taken as the result of ten years of improvements in this field.

Standard and seismic models.—The consequences of the CNO abundance variations are well known: CNO play a role in the energy generation and consequently on the chlorine and gallium neutrino experimental predictions. They also play an important role in the opacity coefficients at all depths in the Sun but more specifically in the zone of the transition between radiation to convection, where the change in the degree of ionization of oxygen increases the opacity coefficient (see [8]). To test this impact, solar models were computed with the 1D stellar evolution code CESAM using the most updated basic physical ingredients already described in [2]. All the models are calibrated at the solar radius $R_{\odot} = 6.9599 \times 10^{10}$ cm, solar mass $M_{\odot} = 1.9891 \times 10^{33}$ g, and solar luminosity $L_{\odot} = 3.8460 \times 10^{33}$ erg, values at the age of 4.6 Gyr including premainsequence. We also calibrate the photospheric metallicity, expressed by the ratio Z/X , where X is the mass fraction of hydrogen; each model is calibrated at a specific Z/X value.

At low temperature ($T < 5600$ K), we use opacity tables provided by coauthor, Ferguson, which were specifically calculated for this work and based on [16]. These tables were computed for $Y = 0.27$ (photospheric mass fraction of helium). For higher temperatures, we have computed three different sets opacity tables from the OPAL website [17]. The first opacity set is based on the abundances of Asplund (A) [14] for C, N, O, Ne, and Ar elements, completed by the abundances of [10]. The second set is based on the abundances of Holweger (H) [13] for C, N, O, Ne, Mg, Si, and Fe elements, completed by the abundances of [10]. A last set is based on the photospheric abundances of Lodders (L) Table I [18], with the isotopic abundances from Table VI, instead of the isotopic abundances of [9]. Therefore we produce three kinds of solar models. For each kind we derive two models, one with mixing in the tachocline (transition region between radiation and convection, prefix “tac” in the model name) and one without (prefix “St” in the model name). The models are, respectively, calibrated at $Z/X = 0.0172$, 0.0176, 0.0210 for Asplund, Lodders, and Holweger composition and their main characteristics presented in Table I, in comparison with seismic model results. The seismic models we have built are not yet considered as physical models but they are representative models of the present seismic observations. They allow a determination of the main ingredients for neutrino predictions which

211102-2

VOLUME 93, NUMBER 21

PHYSICAL REVIEW LETTERS

week ending
19 NOVEMBER 2004

TABLE I. Characteristics of the new models using Lodders (L), Asplund (A), and Holweger (H) compositions for standard (St) and model with turbulence in the tachocline (tac) compared with seismic model 2 of [2].^a

	St A	tac L	tac H	tac A	Seismic
X_i	0.7195	0.7245	0.7203	0.7240	0.7064
Y_i	0.2664	0.2617	0.2633	0.2625	0.2722
X_c	0.3526	0.3591	0.3522	0.3577	0.3371
Y_c	0.6323	0.6261	0.6301	0.6278	0.6428
T_c	15.58	15.495	15.55	15.52	15.71
Y_s	0.2353	0.2400	0.2419	0.2407	0.251
α	1.782	1.762	1.856	1.754	2.04
BZC	0.7285	0.7307	0.7241	0.7312	0.7113
$(Z/X)_s$	0.0172	0.0176	0.0210	0.0172	0.0245
Ga	120.9	118.3	121.6	119.0	126.8
Cl	6.314	5.813	6.165	5.956	6.9
Boron	4.175	3.801	3.982	3.909	4.88

^aThe indices i and s are for initial and surface, the central temperature T_c is in 1×10^6 degrees, boron flux in $10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

are the temperature and density profiles in the radiative region. We present in Fig. 2 the sound speed and the density of the standard models with turbulent mixing in the tachocline and the seismic model 2 of [2] compared to those determined by the measurement of the acoustic modes. This figure illustrates the discrepancies between these new standard models and the seismic results.

As already mentioned [4–6], it is evident that the introduction of the new CNO composition substantially deteriorates the previous agreement in the sound speed profile and does not improve the density profile in the radiative zone and particularly at the edge between the two types of energy transfer. Moreover, the ^8B neutrino flux is substantially reduced and is no more compatible with the SNO results. This does not mean that the new composition is incorrect, but that these models are not in agreement with the seismic and neutrino observations.

It could be partly due to the determination of the opacity coefficients in partially ionized elements. It is interesting to note that Seaton and Badnell [19] show differences in their calculation in comparison with those of Livermore [17], which may explain part of the differences. Opacity coefficients are important ingredients of the solar model. So we recommend checking them with the new generation of high intensity lasers like the “Ligne d’Intégration Laser” or future Laser MégaJoule or National Ignition Facility [20] as it has been done for lower temperatures and densities [21]. There is a clear need for experimental investigation in the million of degree range and density of fraction of g/cm^3 . The introduction of the microscopic diffusion has substantially improved the sound speed profile but the present discrepancy may encourage to improve the present treatment of this process. Another possibility is that the discrepancies are partly due to the absence of rotation effects in the

211102-3

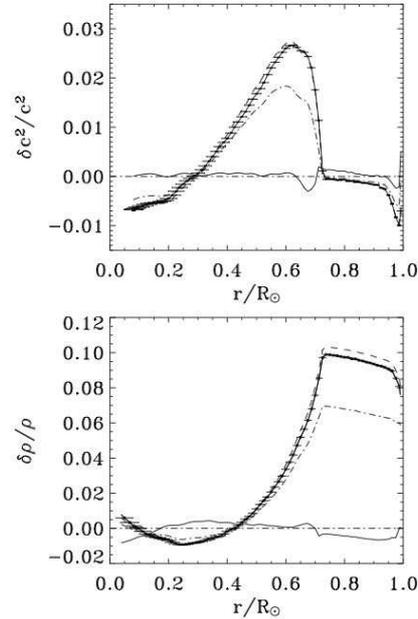


FIG. 2. Squared sound speed and density profile discrepancies between new updated standard models (full line with error bars coming from seismic observations: tac A model, dot line: tac L model, dot dashed line: tac H model) and the seismic model (full line) with the present seismic observations [25].

radiative zone. Meridional circulation and magnetic field must be introduced to justify a narrow sudden transition in the rotation profile [22–24]. Moreover a detailed energy balance must be looked for to check if the nuclear energy balances precisely the surface luminosity. Is this new update of the composition the first evidence showing that the standard model is no longer representative of the present Sun?

Revised neutrino predictions.—In our recent studies [1,2] we have deduced neutrino fluxes from the seismic results of SoHO [25] through seismic models. It is reasonable to think that these measurements are now sufficiently good in the region of emission of the neutrinos to give real insight into the plasma properties and the mean central core temperature.

At the same time, it is of great interest to improve the knowledge of the nuclear reaction rates as we improve the modeling of stars since such rates are essential ingredients necessary to predict the neutrino fluxes. Conversely, it is also of great interest to extract the physical conditions of the core from the detected neutrino fluxes. So, recent revisions of the reaction rate $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ or of $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$, which is the slowest reaction of the CNO cycle, are extremely important.

211102-3

${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ has been remeasured several times these last few years, but without real agreement between measurements. This confirms the difficulty to determine this cross section, so a mean value between the recent measurements has been estimated by [26] of $S(20 \text{ keV}) = 20.7 \pm 0.8 \text{ eV barn}$ instead of the value of 19.4 eV barn [27] used in our previous predictions. Using this revised value and seismic models, the new prediction for the ${}^8\text{B}$ neutrino is $5.31 \times 10^6 \pm 0.6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. This value stays in complete agreement with the SNO result of $5.21 \pm 0.27 \pm 0.38 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [3]. The uncertainties of this prediction have been slightly reduced with the recent progresses. The main contributor to the error is at present the knowledge of the (${}^3\text{He}, {}^4\text{He}$) reaction rate which will be improved rather soon.

The new estimate of ${}^{14}\text{N}(p, \gamma){}^{15}\text{O}$ astrophysical factor $S(0)$ of $1.7 \pm 0.2 \text{ keV b}$ [28] instead of the recommended value of $3.5_{-1.6}^{+0.4} \text{ keV b}$ [29] is an important result for the lifetime of the hydrogen burning (increase by 0.7–1 Gyr of the globular cluster age). The CNO contribution to the luminosity decreases from 1.5% to 0.7%, it is compensated by the pp luminosity, so the impact on the neutrino fluxes coming from the pp chain is small. But this new estimate also influences the neutrino predictions in the case of chlorine and gallium experiments. In fact, the ${}^{13}\text{N}$, ${}^{15}\text{O}$, and ${}^{17}\text{F}$ neutrino fluxes are doubly reduced by the effect of composition and reaction rate. They are reduced at 40% of their previous values.

Consequently, we get $123.4 \pm 8.2 \text{ SNU}$ for the gallium prediction and $7.6 \pm 1.10 \text{ SNU}$ for the chlorine experiment. By applying the reduction on the neutrino fluxes due to large mixing angle oscillation solution $\Delta m^2 = 7.3 \times 10^{-5}$ and $\tan^2 \theta_{12} = 0.41$ given by [30], we get, respectively, $66.65 \pm 4.4 \text{ SNU}$ and $2.76 \pm 0.4 \text{ SNU}$ (in solar neutrino unit) for the detected fluxes which must be compared to $68.1 \pm 3.75 \text{ SNU}$ for combined gallium value [31] and $2.56 \pm 0.23 \text{ SNU}$ for the chlorine experiment.

So, in introducing current observations, there is still a very good agreement between seismic predictions of neutrino fluxes and detected neutrinos; they see the same Sun. But the standard model predictions do not agree with them. One needs to pursue the detailed observations of the radiative zone to guide the main progresses we need to get to properly reproduce the present Sun.

We acknowledge financial support by NASA GRANTS NAG5-13261 and NAG5-12452 (SC) and by CNES for Saclay activities.

- [1] S. Turck-Chièze *et al.*, *Astrophys. J.* **555**, L69 (2001).
 [2] S. Couvidat, S. Turck-Chièze, and A. Kosovichev, *Astrophys. J.* **599**, 1434 (2003).
 [3] S. Ahmed *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 181301 (2004).
 [4] S. Turck-Chièze, in *Proceedings of the 11th Lomonosov Conference*, edited by A. Studenikin (World Scientific Publishing Co., Singapore, 2004), p. 11.

- [5] J.N. Bahcall, and M.H. Pinsonneault, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 121301 (2004).
 [6] S. Basu and H.M. Antia, *Astrophys. J.* **606**, L85 (2004).
 [7] J.P. Meyer, in *Cosmic Abundances of Matter*, AIP Conf. Proc. No. 183 (AIP, New York, 1989), p. 245.
 [8] S. Turck-Chièze *et al.*, *Phys. Rep.* **230**, 57 (1993).
 [9] E. Anders and N. Grevesse, *Geochim. Cosmochim. Acta* **53**, 197 (1989).
 [10] N. Grevesse and A. Noels, *Origin and Evolution of the Elements*, edited by N. Prantzos, E. Vangioni-Flam, and M. Cassé (Cambridge University, Cambridge, 1993), p. 15.
 [11] S. Turck-Chièze and I. Lopes, *Astrophys. J.* **408**, 347 (1993).
 [12] J. Christensen-Dalsgaard, C.R. Proffitt, and M.J. Thompson, *Astrophys. J.* **403**, L75 (1993).
 [13] H. Holweger, in *Proceedings of the Joint SOHO/ACE Workshop "Solar and Galactic Composition"*, AIP Conf. Proc. No. 598 (AIP, New York, 2001), p. 23.
 [14] M. Asplund *et al.*, *Astron. Astrophys.* **417**, 751 (2004).
 [15] M. Gounelle *et al.*, *Astrophys. J.* **548**, 1051 (2001); M. Gounelle *et al.*, in *Proceedings of the 35th Lunar and Planetary Science Conference*, League City, Texas, 2004, 35, No. 1829.
 [16] D.R. Alexander and J.W. Ferguson, *Astrophys. J.* **437**, 879 (1994).
 [17] C.A. Iglesias and F.J. Rogers, *Astrophys. J.* **464**, 943 (1996).
 [18] K. Lodders, *Astrophys. J.* **591**, 1220 (2003).
 [19] M.J. Seaton and N.R. Badnell, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **354**, 457 (2004).
 [20] E.M. Campbell and W.I. Hogan, in *Internal Fusion Sciences and Applications, State of Art 1999*, edited by C. Labaune, W. Hogan, and K. Tanaka (Elsevier, Paris, 1999), p. 9.
 [21] C. Chenais-Popovics *et al.*, *Phys. Rev. E* **65**, 016413 (2002).
 [22] G. Rüdiger and L.L. Kitchatinov, *Astron. Nachr.* **318**, 273 (1997).
 [23] D. Gough and M.E. McIntyre, *Nature (London)* **394**, 394 (1998); **394**, 755 (1998).
 [24] K.B. MacGregor and P. Charbonneau, *Astrophys. J.* **519**, 911 (1999).
 [25] L. Bertello *et al.*, *Astrophys. J.* **537**, L143 (2000); R.A. García *et al.*, *Sol. Phys.* **200**, 361 (2001).
 [26] A.R. Junghans *et al.*, *Phys. Rev. C* **68**, 065803 (2003).
 [27] F. Hammache *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 5 (1998); **80**, 928 (1998).
 [28] A. Formicola *et al.*, *Phys. Lett. B* **591**, 61 (2004).
 [29] E.G. Adelberger *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 4 (1998); **70**, 1265 (1998).
 [30] J.N. Bahcall and C. Pena-Garay, *New J. Phys.* **6**, 63 (2004).
 [31] C. Cattadori *et al.*, in *Proceedings of Neutrino 2004 [Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) (to be published)]*.
 [32] Y.G. Tsamis *et al.*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **338**, 687 (2003).
 [33] G. Marconi *et al.*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **270**, 35 (1994).
 [34] L. Deharveng *et al.*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **311**, 329 (2000).

1.5 Derniers développements et perspectives

Notre modèle "standard" *actuel* est-il encore représentatif du Soleil ?

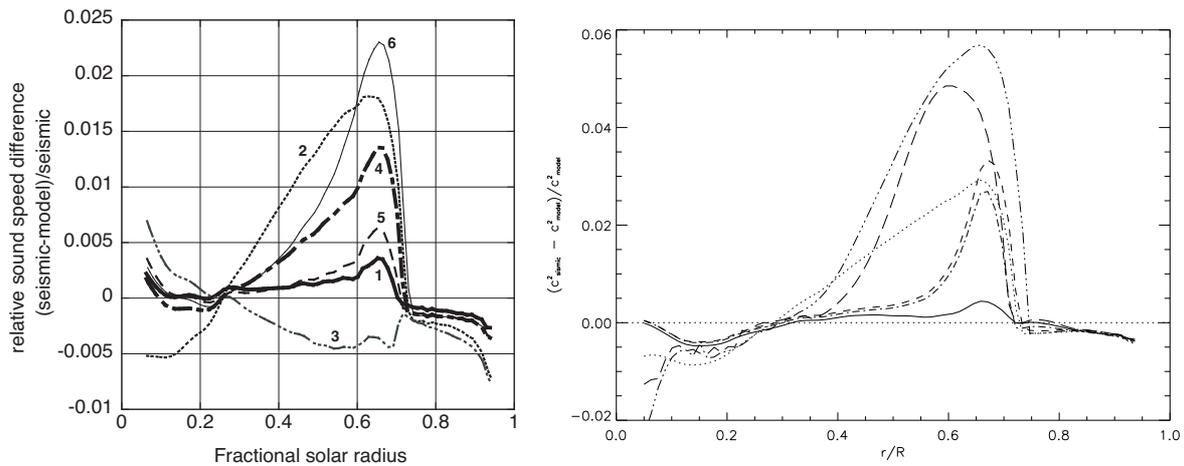
1.5.1 Sur la révision du modèle standard solaire

La publication de la révision des abondances photosphériques du Soleil a motivé de nombreux travaux et tentatives pour retrouver l'écart antérieur entre les prédictions des modèles solaires et les observations sismiques (de 0.4% avec les abondances de GrevesseNoels 1993 à 1% avec les abondances révisées !). De nombreuses solutions ont été proposées en modifiant les opacités, les coefficients de diffusion ou encore la composition chimique (cf. [Guzik et al., 2006](#); [Montalbán et al., 2006](#), pour une revue plus détaillée). Parmi celles-ci il a été suggéré de :

- ▷ modifier le calcul des opacités :
[Bahcall et al. \(2004\)](#) et [Montalbán et al. \(2004\)](#) ont étudié l'impact d'une hausse des opacités à la base de la zone convective. Ainsi une telle augmentation de 11 à 20% serait nécessaire. Cet écart reste plus élevé que les incertitudes sur les opacités calculées par les groupes de Los Alamos (LEDCOP, [Neuforge-Verheecke et al., 2001](#)) et du projet OP ([Badnell et al., 2005](#)) s'accordent avec les valeurs OPAL96 à 3%.
- ▷ modifier les paramètres de la diffusion :
[Montalbán et al. \(2004\)](#) et [Basu and Antia \(2004\)](#) ont réalisé des modèles solaires où le désaccord entre les profils de c_s déduites des observations sismiques et prédites par les calculs tenant compte de Asplund pouvaient être diminué en augmentant le coefficient de diffusion d'un facteur 2. Des résultats similaires ont été obtenus par [Guzik \(2005\)](#) en modifiant séparément les coefficients de diffusion de C, N, O, Ne, Mg et He. Bien que l'accord sur les profils de vitesse du son se trouve amélioré, ces corrections fournissent des abondances de surface en hélium trop basses ($Y_s=0.226$ par [Montalbán et al. \(2004\)](#), $Y_s=0.232$ par [Basu and Antia \(2004\)](#), et $Y_s=0.227$ par [Guzik et al. \(2005\)](#)) par rapport aux valeurs observées $Y_s=0.24-0.25$.
- ▷ modifier la composition chimique (*aka* la polémique du néon) :
[Montalbán et al. \(2004\)](#) ont montré qu'une simple augmentation de $(Z/X)_s$ pour calibrer les modèles n'est pas suffisante, et qu'une hausse de la vitesse de diffusion de l'ordre de 50% doit être envisagée pour réduire le désaccord avec les données sismiques. Pour tenter de réduire le désaccord, [Antia and Basu \(2005\)](#) et [Bahcall et al. \(2004\)](#) ont construit des modèles solaires pour lesquels l'influence de la composition en métaux contribuant le plus aux opacités (C, N, O, Ne, Fe) a été étudiée. Ils ont mis en évidence qu'une augmentation du rapport Néon/Oxygène d'un facteur 2.5-3.5 des abondance en néon et oxygène ¹² permettait de rétablir l'accord antérieur avec les déterminations sismiques.

Ces résultats sont soutenus par l'estimation de Ne/O réalisée par [Drake and Testa \(2005\)](#). Ceux-ci ont déterminé l'abondance le rapport des abondances de néon et d'oxygène d'un échantillon d'étoiles froides actives du voisinage solaire à partir de mesures en X, et ont conclu à un rapport 2.7 fois plus élevé que celui rapporté par [Asplund et al. \(2006\)](#). De nombreuses publications ont fait suite à cette annonce la remettant fortement en cause. Ainsi de nouvelles analyses de mesures solaires ont été menées par [Schmelz et al. \(2005\)](#) et [Young \(2005\)](#) fournissant des résultats en accord avec ceux de [Asplund et al. \(2006\)](#). A partir de mesures de l'instrument CDS/SoHO, [Young \(2005\)](#) obtient un rapport $Ne/O = 0.17 \pm 0.05$, à comparer avec les nouvelles abondances,

¹²Comme l'abondance photosphérique du néon n'est pas très bien déterminée car il ne se manifeste par l'absence de raies suffisamment intenses. Cette abondance est déduite de mesures à partir de particules énergétiques ou en X ou EUV dans la couronne. De plus les valeurs obtenues sont habituellement exprimées relativement à l'abondance en oxygène ([Anders and Grevesse 1989](#) $Ne/O \sim 0.14$, [Grevesse and Sauval 1998](#) $Ne/O \sim 0.18$, [Asplund et al. 2004](#) $Ne/O \sim 0.15$).



F . 1.8 – Différence relative entre les profils de vitesse du son obtenus à partir d’observations sismiques et prédits. Gauche (d’après [Guzik et al. 2005](#)) : à partir de 6 modèles. Modèle standard (1) ; modèle sans diffusion(2) ; avec une diffusion accrue (3) ; avec une diffusion des métaux plus élevée (4) ; avec une diffusion intermédiaire (5) ; avec diffusion et une métallicité augmentée (6). Droite (d’après [Castro et al. 2006](#)) : modèle standard sans mélange avec la composition de [Grevesse and Noels 1993](#) (courbe continue), avec la composition de [Asplund et al. 2006](#) (courbe pointillée), GrevesseNoels1993 en introduisant une accréation surmétallique ($Z=0.5$) (courbe en tirets), en introduisant une accréation surmétallique et un overshooting (courbe pointillée et tirets), en introduisant une accréation surmétallique et un mélange rotationnel (courbe triplement pointillée et tirets), et en introduisant une accréation surmétallique, un overshooting et un mélange rotationnel (courbe en tirets longs).

$\text{Ne/O}=0.15\pm 0.05$. On pourra aussi remarquer les travaux de [Liefke and Schmitt \(2006\)](#) sur la mesure du rapport Ne/O dans α Cen donnant une estimation du rapport $\text{Ne/O}\approx 0.28$. Ces travaux récents soulignent surtout le fait que les mesures utilisées et les conclusions présentées par [Drake and Testa](#) ne sont pas représentatives du Soleil, et leurs conclusions non valables.

▷ faire appel à d’autres processus :

comme une accréation tardive d’éléments pauvres en métaux comme suggéré par [Guzik et al. \(2005\)](#). Dans ce scénario, 98% de la masse du Soleil aurait été accumulée à partir d’un gaz riche en éléments lourds (similaire aux valeurs de [Grevesse and Noels 1993](#)) et les 2% restant accrés à partir de matière plus pauvre en métaux alors que le Soleil commençait à brûler l’hydrogène de son coeur, c’est-à-dire n’étant plus totalement convectif. [Castro et al. \(2006\)](#) ont récemment simulé des modèles solaires en introduisant une accréation sous-métallique dans la jeunesse du Soleil sur la séquence principale pour tenter de reproduire la composition de [Asplund et al. \(2004\)](#) dans l’enveloppe convective. Leur modèle avec accréation (sans autres processus de mélange et avec la composition de [Grevesse and Noels 1993](#)) est en meilleur accord avec les profils de c_s sismiques que leur modèle standard avec la nouvelle composition. Cependant des processus comme l’*undershooting* et un mélange induit par la rotation et la tachocline doivent être pris en compte pour reproduire la profondeur de la base de la zone convective et l’abondance de surface en hélium standard (cf. figure 1.8).

Enfin on notera que des processus non pris en compte dans les modèles pourraient conduire à une augmentation des opacités comme proposé par [Young and Arnett \(2005\)](#) et [Press \(1981\)](#) où la propagation d’ondes internes pourrait conduire à une hausse des opacités dans la zone radiative (à confirmer).

Les travaux exposés ci-dessus montrent le besoin évident de nouvelles mesures indépendantes confirmant les résultats de [Asplund et al. \(2004\)](#). S'il s'avérait que ceux-ci sont confirmés, cela aurait aussi des conséquences sur l'interprétation des observations concernant l'évolution chimique des étoiles et des galaxies, notamment celle des diagrammes H-R des amas ([Degl'Innocenti et al., 2005](#)). On a pu également voir que quelques soient les ingrédients (micro)physiques introduits dans les modèles, un écart important se maintient dans la zone radiative. Ceci motive donc également l'intérêt d'introduire de nouveaux processus dans les modèles solaires (et stellaires) pour répondre aux questions concernant le profil de rotation ou les abondances en éléments légers. Notre connaissance des caractéristiques des plasmas (équation d'état, opacité . . .) devrait bénéficier dans les prochaines années de l'apport d'outils importants pour étudier en laboratoire ces matériaux dans des conditions astrophysiques, comme le Laser Méga Joule.

1.5.2 Sur (la nécessité de) l'introduction de processus dynamiques

Bien que le modèle standard du Soleil reproduise à quelques pour-cent voir pour-mille des grandeurs comme le profil de vitesse du son déduits des observations sismiques, il ne s'agit encore que d'une vision monodimensionnelle qui ne tient pas compte de nombreux phénomènes liés à des processus fondamentaux et universels comme la rotation ou le champ magnétique. Leur manifestation est observée à travers l'ensemble du diagramme H-R montrant bien leur importance dans l'évolution d'une étoile. Afin de représenter au mieux les intérieurs stellaires et interpréter les observations (abondances en éléments légers, activité stellaire, mélange etc), il devient nécessaire de corriger notre vision standard actuelle en introduisant des processus dynamiques. Les différentes échelles, spatiales et temporelles, sur lesquelles ils se développent, rendent leur implémentation difficile. On peut distinguer deux approches pour les aborder : poursuivre le développement des modèles 1D qui permettent de suivre l'influence de processus dynamiques sur des temps d'évolution stellaire, ou utiliser des outils 3D limités à des échelles de temps séculaires mais permettant de mieux analyser l'interaction entre différents processus. Des outils en 2D sont actuellement en développement apportant un compromis entre ces vues.

Parmi les processus dynamiques - "non-standard" - dont la prise en compte est en cours, on peut distinguer :

- ▷ la rotation : qui apparaît dans la vie de toutes les types d'étoiles avec une influence plus ou moins élevée. Elle influence la structure stellaire en modifiant l'équilibre hydrostatique par la force centrifuge et était traitée comme une perturbation de deuxième ordre et donc négligée dans de nombreux calculs. La meilleure connaissance (observationnelle) de la rotation stellaire motive son introduction et la prise en compte des effets associés, comme le transport du moment angulaire et des espèces chimiques induit, dans les codes d'évolution stellaire ([Maeder and Meynet, 2003b](#)). De nombreux travaux ont déjà été effectués sur le sujet et on peut citer les approches de [Endal and Sofia \(1978\)](#) décrivant l'évolution du moment angulaire par un coefficient de diffusion turbulente et de [Zahn \(1992\)](#) formalisant l'interaction entre la circulation méridienne et la turbulence induite par la rotation.
- ▷ le champ magnétique : grâce à de nouveaux outils comme Espadons¹³, il est aujourd'hui possible d'observer et d'étudier le champ magnétique comme jamais (topologie, intensité, . . .). Sa compréhension est importante puisqu'il se manifeste à la fois sur la structure interne et au travers l'activité magnétique. Cependant la prise en compte du champ magnétique et de ses effets dans les codes d'évolution stellaire est extrêmement difficile du fait de son caractère multidimensionnel (3D) et compliquant fortement les équations de la S.I. en introduisant la force de Laplace (une représentation MHD est nécessaire). Aujourd'hui il n'existe pas d'implémentation incluant le ma-

¹³Un spectropolarimètre à haute-résolution installé au CFHT : Echelle SpectroPolarimetric Device for the Observation of Stars

gnétisme en 3D sur des échelles évolutives. Quelques approches ont été développées pour essayer d'en tenir compte. LydonSofia (1995) considère le champ magnétique comme une perturbation magnétique de la structure d'équilibre 1D. Spruit (2002), Maeder and Meynet (2003a, 2004) ont étudié le transport du moment angulaire et des espèces chimiques au travers d'instabilités MHD.

- ▷ les ondes internes (de gravité) : sont excitées à la base de la zone convective par la turbulence ou des plumes convectives (Zahn et al., 1997) et se propagent dans des directions progrades ou rétrogrades, assurant un transport du moment angulaire et des mécanismes de mélanges. Elles sont considérées pour expliquer le profil de rotation plat dans la zone radiative du Soleil ou le comportement du lithium (Charbonnel and Talon, 2005).

On pourra noter les travaux de Mathis and Zahn (2005b) qui développent un formalisme prenant en compte la circulation méridienne, la turbulence et un champ magnétique axisymétrique. Ces travaux font d'ailleurs l'objet de développement pour les implanter dans des codes de calcul existant (CESAM, STAREVOL) et pourront bientôt bénéficier des contraintes observationnelles qu'apportera notamment CoRoT. Il s'agit d'une mission du CNES dédiée à la recherche d'exoplanètes et à l'astérosismologie. Les prochains chapitres vont s'attarder sur ce dernier point et détailler mes contributions dans le cadre des missions astérosismiques après avoir présenté cette science.

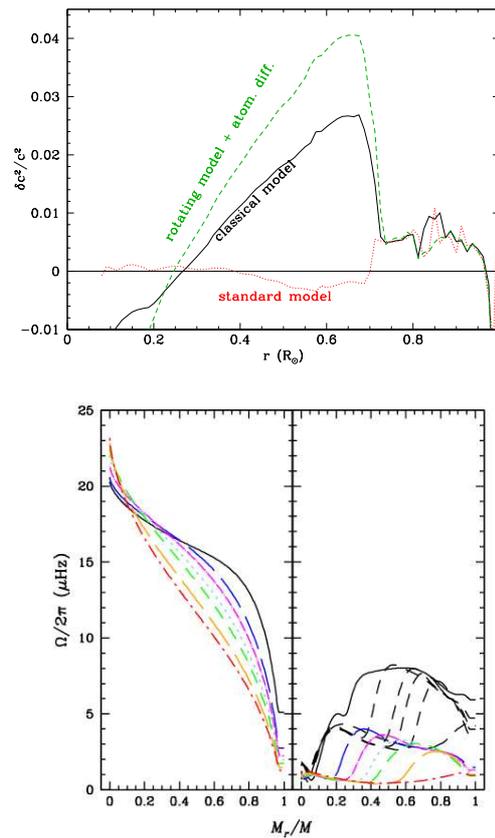


Fig. 1.9 – Figure supérieure : différence relative entre les carrés de la vitesse du son entre les valeurs sismiques solaires et trois modèles (d’après [Palacios et al., 2006](#)). Un modèle classique ne tenant pas compte de la diffusion, un modèle standard en tenant compte, et un modèle standard avec rotation. Figure inférieure : évolution du profil de vitesse angulaire pour des modèles de $1 M_\odot$ tenant compte d’un mélange rotationnel de type I (à gauche), d’un mélange rotationnel et des ondes internes (à droite) (d’après [Charbonnel and Talon, 2005](#)). Les lignes pointillées et en tirets longs représentent les profils à $4.6 \cdot 10^9$ ans.

Troisième partie

Hélio- / Astéro- sismologie

Chapitre 2

Théorie des oscillations stellaires

Sommaire

2.1 Oscillations adiabatiques non radiales	49
2.1.1 Quelques temps caractéristiques	50
2.1.2 Équations de base	51
2.1.3 Linéarisation des équations	52
2.1.4 Résolution harmonique	53
2.2 Propriétés des oscillations : propagation et classification	55
2.2.1 Une étoile . . . une cavité résonante	56
2.2.2 Les modes de pression : <i>modes p</i>	57
2.2.3 Les modes de gravité : <i>modes g</i>	59
2.2.4 Les modes <i>f</i> et les modes mixtes	59
2.3 Analyse asymptotique	60
2.4 Mécanismes d'excitation des oscillations	62

Avant de poursuivre et de présenter l'apport de la sismologie à la compréhension du Soleil et de l'évolution stellaire, arrêtons-nous sur la description des oscillations stellaires, afin de bien comprendre la puissance et l'intérêt du diagnostic sismique. Je vais donc m'attacher à décrire la théorie des oscillations stellaires et comment les utiliser pour sonder les intérieurs stellaires.

2.1 Oscillations adiabatiques non radiales

Une étoile, comme notre Soleil, est une sphère de plasma en équilibre hydrostatique, c'est-à-dire à l'équilibre entre sa force de gravitation – qui tend à la contracter – et la pression du gaz – qui tend à son expansion. Pour décrire ces oscillations, on devrait utiliser l'ensemble des équations magnétohydrodynamiques gouvernant des objets comme les étoiles, ce ne sera évidemment pas le cas pour des raisons évidentes. Après un rappel des équations hydrodynamiques, obtenues à partir des équations fondamentales de conservation de l'énergie, de la matière et de la quantité de mouvement, je développerai l'analyse linéaire des perturbations avant de décrire plus en détails les propriétés des oscillations. Mais avant arrêtons nous un instant sur les hypothèses utilisées dans le cadre de l'étude sismique, simplifiant le formalisme :

- dans le cas le plus général, on peut assimiler une étoile à une sphère parfaite, bien que ce ne soit pas rigoureusement le cas et on se placera donc dans le cas d'un équilibre à symétrie sphérique. De plus on négligera également la rotation, le champ magnétique et la viscosité, et donc les forces associées. Les seules forces considérées auxquelles sera soumis de l'étoile sont une force volumique, la gravité, et une force de pression, le gradient de pression.

- de la même manière les temps dynamiques (rotation, convection, magnétisme, oscillation) sont très petits devant l'échelle d'évolution d'une étoile.
- approche perturbative : les amplitudes des oscillations des étoiles de type solaire sont très petites par rapport à l'état d'équilibre de l'étoile. En effet le rapport du déplacement des couches par rapport au rayon, dans le cas du Soleil, est $\delta r/R_{\odot} \approx 10^{-7}$. On peut donc décrire avec précision les oscillations en appliquant une analyse perturbative des équations générales, simplifiées.
- adiabaticité : on a vu plus tôt que le temps dynamique est petit devant le temps de Kelvin-Helmholtz, qui correspond au temps de ré-ajustement thermique. On peut donc considérer, dans le cas d'étoiles de type solaire, que les oscillations sont adiabatiques. Ceci est vrai dans la plus grande partie de l'étoile. Mais cette hypothèse n'est plus rigoureusement valable dans les couches les plus externes où les temps de Kelvin-Helmholtz et des oscillations sont voisins localement. Cet écart à l'adiabaticité se manifeste par l'existence d'une couche superadiabatique (**références**) où un écart non-négligeable existe. The time scale for energy exchange is much longer than the relevant pulsation periods.

Ceci justifiant le titre de ce chapitre concernant le calcul des oscillations adiabatiques non-radiales. On se place dans le cas d'une sphère fluide, sans rotation, sans champ magnétique, en négligeant la viscosité. Les oscillations observées étant de petites amplitudes, on peut les décrire comme des petites perturbations de l'état d'équilibre de l'étoile.

2.1.1 Quelques temps caractéristiques

Ce court paragraphe a pour objectif de présenter quelques grandeurs caractéristiques de l'évolution stellaire qui permettront de justifier des hypothèses utilisées par la suite pour simplifier les équations décrivant la structure et l'évolution stellaire :

- le temps de chute libre : il s'agit du temps nécessaire pour qu'une étoile s'effondre de la moitié de son rayon, si on supprimait la pression interne de l'étoile, alors uniquement soumise à sa gravitation. Dans le cas d'une étoile de masse M , de rayon R , de densité moyenne $\bar{\rho}$ on a :

$$\tau_{cl} \approx \sqrt{\frac{R_{\star}^3}{GM_{\star}}} \approx (G\bar{\rho})^{-1/2} \quad (2.1)$$

Ainsi pour le Soleil dans sa situation actuelle, on obtient : $\tau_{cl} \approx 1600 \text{sec}$. Si on considère un modèle proche de l'équilibre hydrostatique, τ_{cl} représente aussi un temps dynamique, celui que met l'étoile pour réagir à une faible perturbation de son équilibre hydrostatique. Ce temps, τ_{dyn} , peut être considéré comme caractéristique des oscillations stellaires $\omega_{dyn} = 2\pi/\tau_{dyn}$.

- le temps de Kelvin - Helmholtz : que se passe-t-il si l'on coupe la source d'énergie d'une étoile ? c'est-à-dire si on stoppe toute réaction nucléaire. C'est le temps durant lequel une étoile peut briller de son éclat L en ayant recours à la contraction gravitationnelle uniquement. Pour le Soleil, on trouve $\tau_{KH} \approx 10^7$ ans. La contraction gravitationnelle ne peut donc constituer une source d'énergie que sur de courtes durées. Cette quantité a une autre signification puisqu'il représente aussi le temps d'ajustement thermique d'une étoile, c'est-à-dire le temps mis par une fluctuation thermique pour traverser du coeur à la surface.

$$\tau_{KH} \approx \frac{GM_{\star}^2}{2R_{\star}L_{\star}} \quad (2.2)$$

- le temps nucléaire : c'est le temps pendant lequel une étoile peut puiser son énergie de la combustion de son hydrogène. Si une fraction f_H de l'hydrogène est convertie avec un rendement r en énergie, permettant à l'étoile de maintenir sa luminosité L , on a alors :

$$\tau_{nuc} \approx \frac{rf_H M_\star c^2}{L_\star} \quad (2.3)$$

Pour le Soleil, en considérant une fraction d'hydrogène d'environ 10 – 20% convertie avec un rendement de $\sim 70\%$, pour émettre une luminosité solaire $L = 3.846 \cdot 10^{26} \text{W}$, on obtient un temps $\tau_{nuc} \approx 10^{10}$ années.

Les valeurs précédentes valables non seulement pour le Soleil mais aussi pour toutes les étoiles évoluant sur la Séquence Principale, on a : $\tau_{nuc} \gg \tau_{KH} \gg \tau_{dyn}$. Ces 3 grandeurs apparaissent donc bien comme 3 temps caractéristiques de l'évolution stellaire. Si l'on considère un changement des propriétés de l'étoile sur un temps τ , on peut distinguer les 2 phases évolutives suivantes :

1. $\tau \gg \tau_{KH}$: l'énergie est produite par la consommation de l'hydrogène, c'est-à-dire $\tau = \tau_{nuc}$. L'étoile est à l'équilibre complet (mécanique et thermique), et l'étoile évolue sur un temps caractéristique $\tau_{evol} \approx \tau_{nuc}$.
2. $\tau \ll \tau_{KH}$: ce cas correspond à une étoile oscillant sur un temps $\tau = \tau_{dyn}$. Elle n'est plus à l'équilibre thermique

2.1.2 Équations de base

Avec les hypothèses précédentes, on peut considérer une étoile comme un système hydrodynamique, caractérisé par des quantités physiques dépendant de la position \mathbf{r} et du temps t . Il s'agit notamment de la pression locale $p(\mathbf{r}, t)$, de la densité locale $\rho(\mathbf{r}, t)$, et de la vitesse instantanée locale $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$. Les équations décrivant ce système sont les équations générales hydrodynamiques.

La conservation de la masse se traduit par l'équation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (2.4)$$

Dans les intérieurs stellaires, la viscosité du plasma pouvant être négligée et l'équation de Navier-Stokes - obtenue à partir de la conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla p + \rho \mathbf{g} \quad (2.5)$$

Il s'agit de l'équation d'Euler. Le terme de gauche représente l'accélération d'une particule suivant le mouvement. Ce terme entre parenthèse est la dérivée lagrangienne de la vitesse. Le terme de droite contient la contribution de la pression se manifestant par une force de surface, et de la gravité au travers de l'accélération gravitationnelle \mathbf{g} . Celle-ci dérive du potentiel gravitationnel ϕ tel que :

$$\mathbf{g} = -\nabla \phi \quad (2.6)$$

Et ce potentiel satisfait l'équation de Poisson, reliant le potentiel gravitationnel à la densité :

$$\Delta \phi = -4\pi G \rho \quad (2.7)$$

Pour compléter cette description, il ne reste plus qu'à relier la pression à la température, en utilisant la conservation de l'énergie, dans l'hypothèse adiabatique, qui s'écrit :

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla p = \Gamma_1 \frac{\partial p}{\partial \rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho \right) \quad (2.8)$$

ou, en introduisant la dérivée lagrangienne $df/dt = \partial f/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla f$:

$$\frac{dp}{dt} = c_s^2 \frac{d\rho}{dt} \quad (2.9)$$

avec c_s la vitesse du son adiabatique définie telle que $c_s^2 = \Gamma_1 p / \rho$. L'ensemble de ces équations dans le cadre des hypothèses présentées plus haut, constitue la base nécessaire à l'étude des oscillations solaires, et de type solaire. Mais attention car les approximations utilisées ne sont plus rigoureusement valables dans les couches les plus superficielles de l'étoile, où l'échelle de temps thermique (τ_{KH}) devient très petite et de l'ordre de grandeur du temps dynamique. Dans ces régions, des effets non-adiabatiques sur les fréquences des oscillations ne sont plus négligeables et sont à prendre en compte.

2.1.3 Linéarisation des équations

Les amplitudes observées des oscillations solaires étant très faibles : $\delta r / R_\odot \approx 10^{-4}$, on peut effectuer une analyse linéaire en perturbant les équations hydrodynamiques ci-dessus. Cette description des oscillations se fait en développant chaque quantité $f(\mathbf{r}, t)$ en une petite perturbation $f'(\mathbf{r}, t)$ autour d'une structure d'équilibre $f_0(\mathbf{r})$: $f' \ll f_0$. Celle-ci correspond à une étoile sphérique en équilibre hydrostatique, sans rotation, sans convection, sans champ magnétique, à symétrie sphérique. Si on considère une perturbation Eulérienne, on peut écrire :

$$f(\mathbf{r}, t) = f_0(\mathbf{r}) + f'(\mathbf{r}, t) \quad (2.10)$$

La perturbation eulérienne $f'(\mathbf{r}, t)$ est une perturbation en un point donné de l'espace. On peut aborder cette perturbation d'un autre point de vue, de manière lagrangienne. C'est-à-dire qu'on s'intéresse à la trajectoire suivie par un élément fluide lors d'un déplacement $\delta \mathbf{r}$ à la vitesse $\mathbf{v} = \partial \mathbf{r} / \partial t$. On peut alors exprimer la perturbation lagrangienne d'une quantité $f(\mathbf{r}, t)$:

$$\delta f(\mathbf{r}) = f(\mathbf{r} + \delta \mathbf{r}) - f_0(\mathbf{r}) = f'(\mathbf{r}) + \delta \mathbf{r} \cdot \nabla f_0 \quad (2.11)$$

En développant ainsi chaque grandeur (pression, vitesse, densité, potentiel gravitationnel) dans le système d'équations générales, en négligeant les termes supérieurs à l'ordre 2, on obtient :

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} = -\text{div}(\rho_0 \mathbf{v}) \quad (2.12)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla p' + \rho' \nabla \phi + \rho_0 \nabla \phi' \quad (2.13)$$

$$\Delta \phi' = 4\pi G \rho' \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla p_0 = c_s^2 \left(\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho_0 \right) \quad (2.15)$$

En utilisant le lien entre les perturbations eulériennes et lagrangiennes, le système précédent dévient :

$$\rho' = -\text{div}(\rho_0 \delta \mathbf{r}) \quad (2.16)$$

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \mathbf{r}}{\partial t^2} = -\nabla p' + \rho' \nabla \phi + \rho_0 \nabla \phi' \quad (2.17)$$

$$\Delta \phi' = 4\pi G \rho' \quad (2.18)$$

$$p' + \delta \mathbf{r} \cdot \nabla p_0 = c_s^2 (\rho' + \delta \mathbf{r} \cdot \nabla \rho_0) \quad (2.19)$$

2.1.4 Résolution harmonique

Nous connaissons maintenant le système d'équations gouvernant les oscillations stellaires, faut-il encore le résoudre et établir une solution, nécessaire à la prédiction des propriétés de ces oscillations. Pour ce faire, nous allons appliquer une technique usuelle des analyses perturbatives, c'est-à-dire l'analyse de Fourier. Etant données la symétrie sphérique et la stationnarité ($\partial/\partial t = 0$) du système, la solution est séparable en temps et en coordonnées angulaire. Nous cherchons ainsi des solutions de la forme :

$$f'(r, \theta, \phi, t) = \tilde{f}'(r)f(\theta, \phi)e^{-i\omega t} \quad (2.20)$$

où $\omega = 2\pi\nu$ est la pulsation des oscillations, de fréquence ν . L'amplitude $\tilde{f}'(r)$ est une fonction purement radiale et $f(\theta, \phi)$ décrit la variation angulaire de la solution. Il faut encore déterminer la fonction $f(\theta, \phi)$. On décompose le vecteur déplacement $\delta\mathbf{r}$ comme suit :

$$\delta\mathbf{r}(r, \theta, \phi, t) = \xi_r\mathbf{a}_r + \xi_\theta\mathbf{a}_\theta + \xi_\phi\mathbf{a}_\phi \quad (2.21)$$

$$\delta\mathbf{r} = \xi_r\mathbf{a}_r + \xi_h\mathbf{a}_h \quad (2.22)$$

où \mathbf{a}_r , \mathbf{a}_θ et \mathbf{a}_ϕ définissent la base du repère en coordonnées sphériques. On a ainsi introduit une composante radiale ξ_r et une composante horizontale ou tangentielle (selon θ et ϕ) ξ_h du vecteur déplacement. Ceci permet de décomposer le système d'équations (4.16)-(4.19) en une partie radiale et une partie horizontale :

$$\tilde{\varrho}' = -\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}(\varrho_0 r^2 \xi_r) - \text{div}_h(\varrho_0 \xi_h) \quad (2.23)$$

$$-\omega^2 \varrho_0 \xi_h = -\nabla_h \tilde{p}' - \varrho_0 \nabla_h \tilde{\phi}' \quad (2.24)$$

$$-\omega^2 \varrho_0 \xi_r = -\frac{\partial \tilde{p}'}{\partial r} - \tilde{\varrho}' g_0 - \varrho_0 \frac{\partial \tilde{\phi}'}{\partial r} \quad (2.25)$$

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial \tilde{\phi}'}{\partial r}\right)\Delta_h \tilde{\phi}' = 4\pi G \tilde{\varrho}' \quad (2.26)$$

$$\tilde{p}' + \xi_r \frac{\partial p_0}{\partial r} = c_s^2 \left(\tilde{\varrho}' + \xi_r \frac{\partial \varrho_0}{\partial r} \right) \quad (2.27)$$

où div_h , Δ_h et ∇_h correspondent aux composantes horizontales des 3 opérateurs. On a un système de 6 équations à un système à 4 équations, en appliquant l'opérateur div_h à l'équation du mouvement et en utilisant la composant tangentielle de l'équation de continuité pour éliminer le terme $\text{div}_h \xi_h$:

$$\omega^2 \left(\tilde{\varrho}' + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\varrho_0 r^2 \xi_r) \right) = -\Delta_h \tilde{p}' - \varrho_0 \Delta_h \tilde{\phi}' \quad (2.28)$$

Dans l'équation ainsi obtenue, on remarque que seules dérivées par rapport aux coordonnées angulaires, θ et ϕ interviennent, dans la composante tangentielle du laplacien Δ_h :

$$\Delta_h \equiv \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial t} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \quad (2.29)$$

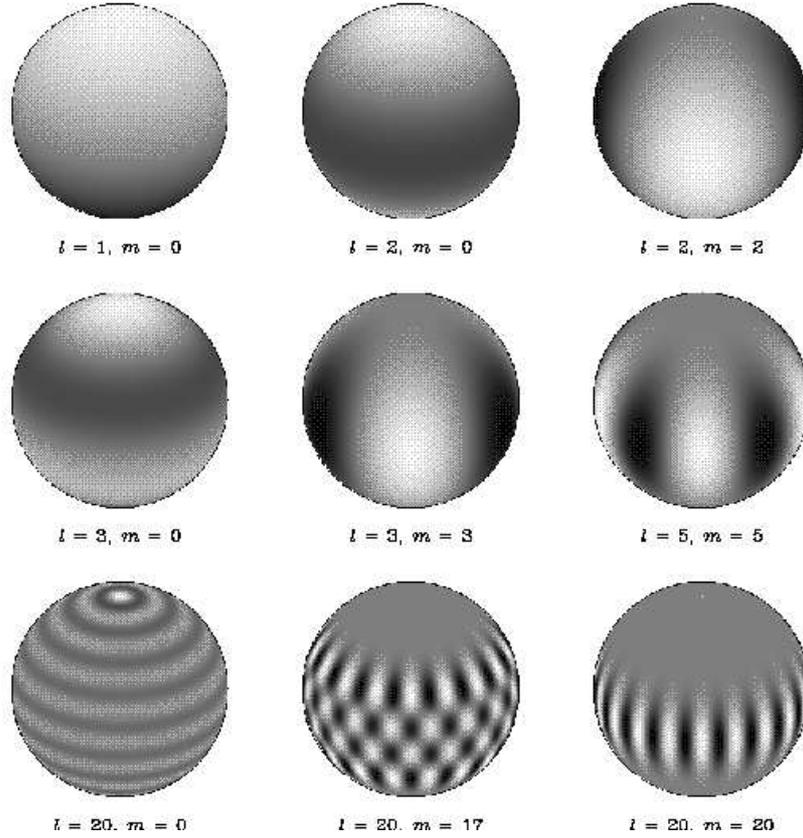
Ce résultat montre qu'une séparation de variables est bien réalisable et qu'une fonction $f(\theta, \phi)$ peut être trouvée comme fonction propre de l'opérateur Δ_h , telle que :

$$\Delta_h f = -\frac{1}{r^2} \Lambda f \quad (2.30)$$

or cette équation a un ensemble de solutions : les harmoniques sphériques. On peut donc exprimer la fonction $f(\theta, \phi)$ la solution d'une équation de la forme :

$$\Delta_h Y_\ell^m(\theta, \phi) = -\frac{L^2}{r^2} Y_\ell^m(\theta, \phi) = -\frac{\ell(\ell+1)}{r^2} Y_\ell^m(\theta, \phi) = -k_h^2 Y_\ell^m(\theta, \phi) \quad (2.31)$$

$$f(\theta, \phi) = Y_\ell^m(\theta, \phi) \quad (2.32)$$



F . 2.1 – Quelques exemples d'harmoniques sphériques en fonction de leur degré ℓ et de leur ordre azimutal m . Les zones claires sont les régions positives, et les zones sombres les régions négatives. L'axe des pôles est incliné de 30° par rapport au plan de la page.

Les harmoniques sphériques sont caractérisées par le degré ℓ et l'ordre azimutal m , qui sont des entiers tels que : $-\ell \leq m \leq \ell$. Les quantités perturbées s'écrivent alors sous la forme :

$$f'(r, \theta, \phi, t) = \sqrt{4\pi} \mathcal{R} \left\{ \tilde{f}'(r) Y_\ell^m(\theta, \phi) e^{-i\omega t} \right\} \quad (2.33)$$

et le vecteur déplacement s'écrit :

$$\delta \mathbf{r} = \sqrt{4\pi} \mathcal{R} \left\{ \left[\tilde{\xi}_r \mathbf{a}_r + \tilde{\xi}_h(r) \left(\frac{\partial}{\partial \theta} \mathbf{a}_\theta + \frac{\partial}{\sin \theta \partial \phi} \mathbf{a}_\phi \right) \right] Y_\ell^m(\theta, \phi) e^{-i\omega t} \right\} \quad (2.34)$$

Finalement en substituant les expressions, en fonction des harmoniques sphériques, des différentes quantités perturbées dans le système 2.16-2.19, on obtient les équations des oscillations adiabatiques non-radiales, en fonction des variables $\{\tilde{\xi}_r, \tilde{p}', \tilde{\phi}', \tilde{d}\phi'/dr\}$ (on ne note plus le tilde et le prime) :

$$\frac{d\xi_r}{dr} = -\left(\frac{2}{r} + \frac{1}{\Gamma_1 p} \frac{dp}{dr}\right)\xi_r + \frac{1}{\varrho c_s^2} \left(\frac{S_\ell^2}{\omega^2} - 1\right)p' - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2 \omega^2} \phi' \quad (2.35)$$

$$\frac{dp'}{dr} = \varrho(\omega^2 - N^2)\xi_r + \frac{1}{\Gamma_1 p} \frac{dp}{dr} p' + \varrho \frac{d\phi'}{dr} \quad (2.36)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\phi'}{dr} \right) = 4\pi G \left(\frac{p'}{c_s^2} + \frac{\varrho \xi_r}{g} N^2 \right) + \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \phi' \quad (2.37)$$

Dans le système précédent, on a introduit 2 pulsations caractéristiques de la propagation des modes, sur lesquelles on reviendra plus tard :

- la pulsation de Lamb :

$$S_\ell^2 = \frac{\ell(\ell+1)c_s^2}{r^2} \quad (2.38)$$

Cette quantité définit la profondeur maximale atteinte par un mode acoustique degré ℓ et de pulsation S_ℓ , se propageant e la surface vers l'intérieur, avant d'être réfléchi totalement à cause la brusque variation de température au point de retournement $r_t = c_s \sqrt{\ell(\ell+1)}/S_\ell$.

- la pulsation de Brünt-Väissälä :

$$N^2 = g \left(\frac{1}{\Gamma_1 p} \frac{dp}{dr} - \frac{1}{\varrho} \frac{d\varrho}{dr} \right) \quad (2.39)$$

C'est la pulsation à laquelle un élément fluide peut osciller verticalement, et adiabatiquement, dans un milieu stratifié stable (i.e. la zone radiative du Soleil) sous l'action combinée de la gravité et de la poussée d'Archimède, sans déplacer e milieu environnant et en restant à l'équilibre en pression avec lui. N est réel dans les zones radiatives (stables), et imaginaire dans les zones convectives (instables).

Approximation de Cowling

On peut négliger les perturbations du potentiel gravitationnel (Cowling, 1941) ce qui permet de réduire l'ordre du système 2.35-2.37. Cette approximation se justifie par le fait que les modes d'ordre ou degré élevés, qui varient beaucoup avec la position, ont des contributions où ϱ' varie de façon opposée et annule ϕ' . Ceci permet de simplifier les équations précédentes et de réduire le système à résoudre de l'ordre 4 à l'ordre 2, et de pouvoir y appliquer des techniques classiques d'analyse asymptotique. Aussi 2 conditions aux limites ne sont plus que nécessaire (une au centre, une à la surface). Le système 2.35-2.37 s'écrit alors :

$$\frac{d\xi_r}{dr} = -\left(\frac{2}{r} - \frac{g}{c_s^2}\right)\xi_r + \frac{1}{\varrho c_s^2} \left(\frac{S_\ell^2}{\omega^2} - 1\right)p' \quad (2.40)$$

$$\frac{dp'}{dr} = \varrho(\omega^2 - N^2)\xi_r - \frac{g}{c_s^2} p' \quad (2.41)$$

2.2 Propriétés des oscillations : propagation et classification

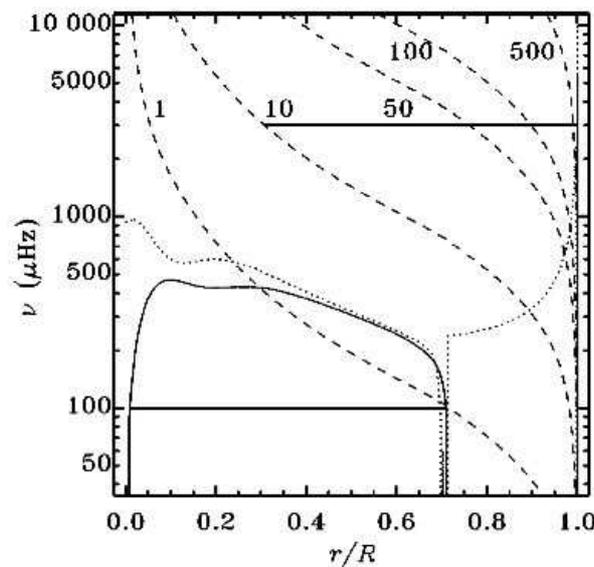
Le système développé précédemment, 2.35-2.37, associé aux conditions aux limites correspondantes, constitue un problème aux valeurs propres, de la forme $\omega^2 \xi = \mathcal{L}(\xi)$ avec $\xi = \{\xi_r, p, \phi, d\phi/dr\}$. Les solutions, non nulles, de ce problème sont des valeurs discrètes ω , les pulsations propres d'oscillations

de l'étoiles. Ainsi pour chaque couple (ℓ, m) , on a un ensemble de pulsations propres $\omega_{n\ell m}$, n étant l'ordre radial.

Les solutions du problème définissent ainsi les modes propres d'oscillations caractérisés par 3 nombres quantiques :

- le degré ℓ : le nombre de noeuds à la surface de la pshère. Les modes $\ell = 0$ sont les modes purement radiaux.
- l'ordre azimutal m : le nombre de noeuds le long de la longitude à la surface (le nombre de lignes passant par les pôles). Dans le cas d'étoiles à symétrie sphérique, les fréquences sont dégénérées $2\ell + 1$ fois selon m : $-\ell \leq m \leq \ell$. Cette dégénérescence peut être levée, notamment, par la rotation stellaire ou le champ magnétique. On y reviendra plus tard.
- l'ordre radial n : le nombre de noeuds dans la direction radiale. Par convention, les modes de pression correspondent aux $n > 0$, les modes de gravité aux $n < 0$, et les modes f à $n = 0$.

Dans une étoile, où les forces principales agissant sont la pression et la gravité, 2 types d'oscillations peuvent être excités et entretenus par ces forces de rappel, respectivement : les ondes acoustiques et les ondes de gravité, dont les propriétés sont décrites dans la paragraphe suivant.



F . 2.2 – Diagramme de propagation représentant les fréquences caractéristiques $N/2\pi$ (ligne continue), $S_\ell/2\pi$ (ligne en tirets) et ω_c (ligne pointillée) en fonction du rayon, pour quelques degrés ($\ell = 1, 10, 50, 100, 500$), pour un modèle standard du Soleil. Les lignes horizontales à $3000 \mu\text{Hz}$ et $100 \mu\text{Hz}$ montrent les régions où sont respectivement piégés des modes p et des modes g (d'après Christensen-Dalsgaard, 2002).

2.2.1 Une étoile ... une cavité résonante

Le système 2.40-2.41 peut être simplifié et ramené à une seule équation différentielle du second ordre. En effet pour des oscillations d'ordre radial élevé, les fonctions propres varient plus rapidement

que les variables à l'équilibre. Ainsi on peut négliger les termes g/c_s^2 , et on obtient :

$$\frac{d\xi_r}{dr} = \frac{1}{\varrho c_s^2} \left(\frac{S_\ell^2}{\omega^2} - 1 \right) p' \quad (2.42)$$

$$\frac{dp'}{dr} = \varrho(\omega^2 - N^2)\xi_r \quad (2.43)$$

En poursuivant ce raisonnement et en combinant ces 2 équations, on a finalement :

$$\frac{d^2\xi_r}{dr^2} = \frac{\omega^2}{c_s^2} \left(1 - \frac{N^2}{\omega^2} \right) \left(\frac{S_\ell^2}{\omega^2} - 1 \right) \xi_r \quad (2.44)$$

C'est l'équation la plus simple pour décrire les oscillations adiabatiques non-radiales et prédire leurs comportements. On peut l'écrire aussi sous la forme :

$$\frac{d^2\xi_r}{dr^2} = -K(r)\xi_r \quad (2.45)$$

$$K(r) = \frac{\omega^2}{c_s^2} \left(1 - \frac{N^2}{\omega^2} \right) \left(\frac{S_\ell^2}{\omega^2} - 1 \right) \quad (2.46)$$

$$= \frac{\omega^2}{c_s^2} \left[1 - \frac{\omega_c^2}{\omega} - \frac{S_\ell^2}{\omega^2} \left(1 - \frac{S_\ell^2}{\omega^2} \right) \right] \quad (2.47)$$

Cette formulation fait bien apparaître que l'étude du signe de $K(r)$ renseigne sur le comportement et la nature des oscillations, dépendant des fréquences caractéristiques S_ℓ , N^2 et ω_c . Cette dernière étant la fréquence de coupure définie, en fonction de l'échelle de hauteur de pression $H = -dr/d \ln \rho$, par :

$$\omega_c^2 = \frac{c_s^2}{4H^2} \left(1 - 2 \frac{dH}{dr} \right) \quad (2.48)$$

Ainsi un mode oscille dans les régions où $K(r) > 0$ définissant les régions de propagation, et un mode est évanescents dans les régions où $K(r) < 0$. Les régions où les modes oscillent sont donc telles que :

1. $|\omega| > |N|$ et $|\omega| > |S_\ell|$ (1)
2. $|\omega| < |N|$ et $|\omega| < |S_\ell|$ (2)

et où ils croissent exponentiellement sont :

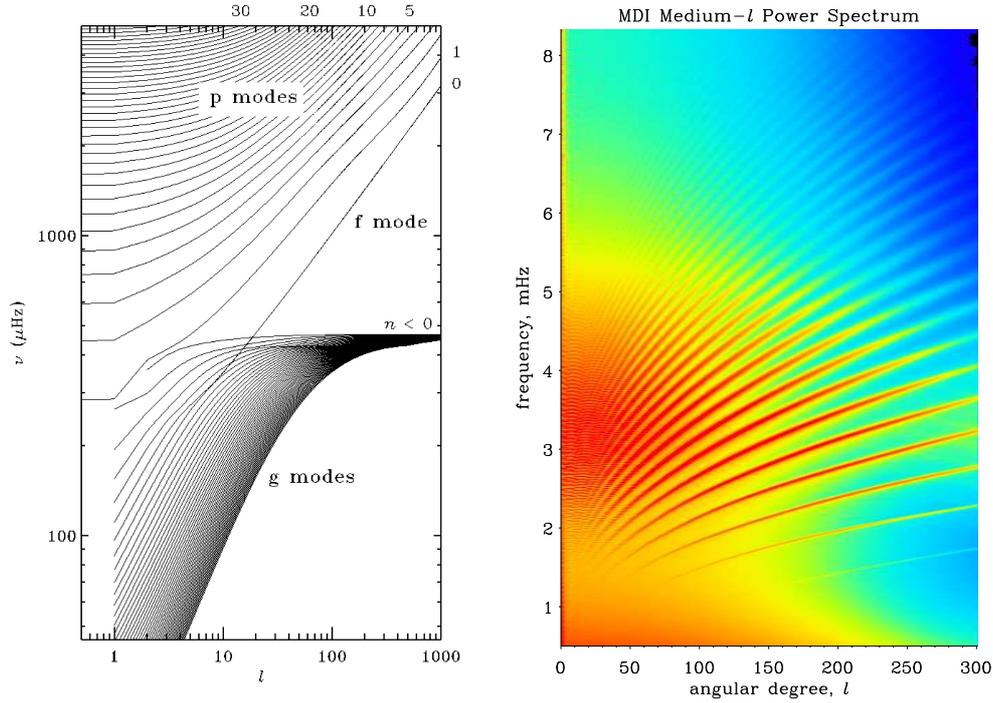
1. $|N| < |\omega| < S_\ell$
2. $S_\ell < |\omega| < |N|$

Les modes dont les fréquences satisfont la condition 1 sont des modes de pression et ceux dont les fréquences satisfont la condition 2 sont des modes de gravité. Le diagramme 2.2 illustre les domaines de propagation de ces modes.

2.2.2 Les modes de pression : modes p

Les modes piégés dans l'étoile répondant à la condition 1 précédente sont des modes de pression ou modes p. Ce sont des modes acoustiques, dont la force de rappel est le gradient de pression. Ils se propagent dans une cavité définie par la surface et un point de retournement interne. On peut décrire, localement, les modes acoustiques par des ondes planes dont la relation de dispersion est :

$$\omega^2 = c_s^2 |\mathbf{k}|^2 = c_s^2 (k_r^2 + k_h^2) \quad (2.49)$$



F . 2.3 – Diagramme $\nu - \ell$. Gauche : fréquences de modes p, f, et g en fonction du degré ℓ pour un modèle standard solaire (d’après Christensen-Dalsgaard, 2002)). Droite : diagramme obtenu à partir d’observations de MDI ; seuls les modes p sont présents.

où k_r et k_h sont respectivement les composantes radiale et horizontale du vecteur d’onde \mathbf{k} . Les propriétés de ces modes dépendent alors des variations de la vitesse du son adiabatique dans l’intérieur stellaire c_s . On peut alors re-écrire la relation précédente :

$$k_r^2 = \frac{\omega^2}{c_s^2} - \frac{\ell(\ell + 1)}{r^2} = \frac{\omega^2}{c_s^2} \left(1 - \frac{S_\ell^2}{\omega^2}\right) \quad (2.50)$$

A la surface, la vitesse du son est faible, k_r est grand et par conséquent l’onde se propage presque perpendiculairement. Comme la vitesse du son augmente avec la température¹, la composant radiale du vecteur d’onde diminue avec la profondeur, alors que la composante horizontale croît, jusqu’à ce que $k_r = 0$. L’onde se propage alors horizontalement. On atteint alors le point de retournement interne au rayon r_t du mode définir tel que : $S_\ell(r_t) = \omega$ soit :

$$\frac{c_s^2(r_t)}{r_t^2} = \frac{\omega^2}{\ell(\ell + 1)} \quad (2.51)$$

Au point de retournement interne, l’onde est progressivement réfléchié et se redirige vers la surface. Pour $r < r_t$, k_r est imaginaire et l’onde décroît exponentiellement. On voit, d’après l’équation 2.51 que plus un mode est de degré ℓ faible, plus il se propage profondément dans l’intérieur. Et inversement, plus ℓ est grand, plus le mode se propage superficiellement. Ceci est d’ailleurs illustré sur la figure 2.4. Les modes de pression radiaux ($\ell = 0$) se propage jusqu’au centre de l’étoile et des modes de degré très élevé ($\ell \approx 1000$) sont piégés dans une cavité s’étendant sur 0.2% du rayon extérieur.

¹On rappelle que $c_s^2 = \Gamma_1 p / \rho \approx \Gamma_1 k_B T / \mu m_\mu$.

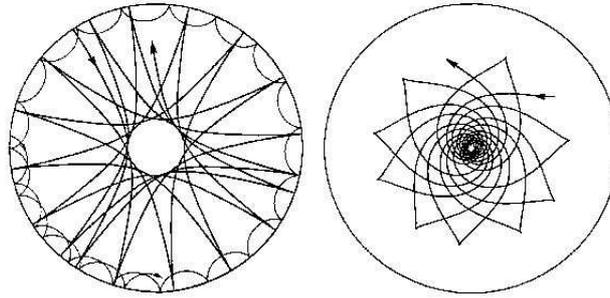


Fig. 2.4 – La figure de gauche illustre la propagation de 2 modes p (mode superficiel : $\ell=100$, $n=8$; mode profond : $\ell=2$, $n=8$) ; celle de droite montre la propagation d'un mode g ($\ell=5$, $n=10$) (d'après GONG).

Près de la surface, l'onde va se réfléchir à cause de la brutale chute de la densité et de la pression. Celle-ci n'est pas la même pour toutes les ondes et va dépendre de la longueur d'onde de l'onde incidente. Ainsi en un point donné de l'atmosphère, une onde sera ou non réfléchiée en fonction de sa fréquence. Il s'agit de la fréquence de coupure ω_c , déjà rencontrée plus haut. Un point de retournement externe, à un rayon r_e peut ainsi être défini tel que : $\omega = \omega(r_e)$. Ce point est indépendant du degré du mode. En fin plus ω est grand, plus r_e est proche de la surface ; et au-delà de cette fréquence de coupure ($\sim 5600 \mu\text{Hz}$ pour le Soleil), il ne peut plus y avoir de modes car les ondes ne sont plus réfléchies à la surface solaire. On notera qu'à très hautes fréquences, il peut exister des modes chromosphériques (Antia and Basu, 1999) dûs à la réflexion d'ondes dans la région de transition entre la chromosphère et la couronne.

2.2.3 Les modes de gravité : modes g

Les modes de gravité ou modes g ont pour force de rappel la poussée d'Archimède et sont de basses fréquences (i.e. $\omega < N$ et S_ℓ). Dans l'approximation d'une onde locale, on peut écrire :

$$k_r^2 \simeq k_h^2 \left(\frac{N^2}{\omega^2} - 1 \right) \quad (2.52)$$

Ils sont piégés dans la zone radiative et sont évanescents dans la zone convective, comme on le voit sur les figures 2.2 et 2.4. Leurs fréquences ne dépassent pas le maximum de la fréquence de Brunt-Väisälä, soit $\simeq 480 \mu\text{Hz}$ pour le Soleil. Leur amplitude est plus importante près du coeur du Soleil et constituent donc un outil potentiel de diagnostic plus qu'intéressant pour explorer cette région. Comme ils sont évanescents dans la région convective, leur amplitude à la surface est très faible, ce qui rend leur détection délicate. De plus elle se manifeste dans une plage à très basses fréquences du spectre d'oscillations où le niveau de bruit est important.

2.2.4 Les modes f et les modes mixtes

Les modes f

Les observations des oscillations solaires ont aussi mis en évidence l'existence de modes f , de degré intermédiaire et élevé. Ce sont des modes sans noeuds radiaux ($n = 0$). Les modes f de degré élevé sont similaires à des ondes de gravité de surface :

$$\omega^2 \simeq g_s k_h = \frac{GM}{R^3} L \quad (2.53)$$

avec g_s la gravité de surface. Ils sont utilisés en héliosismologie locale (Duvall and Gizon, 2000). La fréquence de ces modes ne dépend pas de la structure interne de l'étoile.

Modes mixtes

Dans la réalité, la distinction entre modes p et modes g n'est pas si tranchée, et certains modes g ont un comportement proche de celui de modes p (et inversement) : les modes mixtes. Un mode g pur a une amplitude très piquée au coeur du Soleil et très faible à la surface, au contraire d'un mode p. Un mode mixte présente un comportement proche de celui d'un mode p à la surface, et d'un mode g au coeur. Ce caractère mixte se manifeste pour les modes p pour des fréquences inférieures à $\approx 470 \mu\text{Hz}$. Cette propriété est particulièrement intéressante puisqu'elle leur donne une forte sensibilité au coeur et qu'ils ne sont pas amortis dans la zone convective.

Ces modes mixtes peuvent également se manifester dans les autres étoiles et apparaître au cours de l'évolution d'une étoile, du fait des changements de la structure interne et donc des caractéristiques des modes p et g (par exemple [di Mauro et al., 2004](#), dans le cas de η Boo).

2.3 Analyse asymptotique

Bien que l'on sache calculer les oscillations stellaires à partir du formalisme exposé précédemment, l'emploi d'approximation des solutions peut s'avérer fort utile dans la compréhension et l'interprétation des signaux observés, solaires ou stellaires. En effet ces approximations fournissent un lien immédiat entre les observations et les propriétés de l'étoile observée, permettant d'orienter une analyse ultérieure plus fine ou plus ciblée sur certains points. Ainsi bien que les modes d'oscillations solaires soient observés avec une grande précision sur un large intervalle d'ordres radiaux, une analyse asymptotique peut se montrer suffisamment précise pour fournir des informations. Mais elle peut aussi s'appliquer de façon fort utile et adéquate aux observations stellaires, qui ne bénéficient pas encore de la même qualité que les données sismiques solaires, et constitue donc un outil de diagnostic extrêmement utile.

Modes p

Pour des modes de bas degré et d'ordre radial élevé ($n \gg \ell$), les premiers développements asymptotiques ont été effectués par [Olver \(1956\)](#) et [Vandakurov \(1967\)](#) et ont été suivis de travaux par [Tassoul \(1980\)](#) ou [Deubner and Gough \(1984\)](#). Le développement de l'astérosismologie motiva l'étude de méthodes à des ordres plus élevés (deuxième) parmi lesquels on peut citer [Vorontsov \(1991\)](#), [Lopes and Turck-Chièze \(1994\)](#) ou [Roxburgh and Vorontsov \(2000a,b\)](#).

La fréquence des modes peut s'exprimer comme suit :

– au premier ordre :

$$v_{n,\ell} \approx \Delta v_0 \left(n + \frac{\ell}{2} + \frac{1}{4} + \alpha \right) \quad (2.54)$$

– au deuxième ordre :

$$v_{n,\ell} \approx \Delta v_0 \left(n + \frac{\ell}{2} + \frac{1}{4} + \alpha(v) \right) + \frac{\Delta v_0}{4\pi^2 v_{n,\ell}} \left[\left(\ell + \frac{1}{2} \right)^2 A + \psi \right] \quad (2.55)$$

avec

$$\tau_c = \int_r^R \frac{dr}{c_s} \quad (2.56)$$

$$\Delta v_0 = \frac{1}{2\tau_c} = \left[2 \int_0^{R_\star} \frac{dr}{c} \right]^{-1} \quad (2.57)$$

$$A = \frac{1}{4\pi^2 v_{n,\ell}} \left(\frac{c_s(R_\star)}{R_\star} - \int_{R_0}^{R_\star} \frac{dc_s}{dr} \frac{dr}{r} \right) \quad (2.58)$$

Dans les expressions précédentes, α représente un décalage en phase et ψ est une fonction qui tient compte du potentiel gravitationnel dans les régions centrales (Lopes and Turck-Chièze, 1994). L'équation 2.56 définit la profondeur acoustique τ_c . Elle correspond au temps mis par une onde radiale pour parcourir la distance séparant la surface d'un point situé au rayon r . Le rayon acoustique d'une étoile s'écrit alors : $\tau_c = \tau(0)$, le temps mis par une onde partie du centre pour atteindre la surface. Ainsi $\Delta\nu_0$ représente l'inverse du double du rayon acoustique.

Les relations précédentes montrent que les modes pairs ($\ell = 0, 2$) et impairs ($\ell = 1, 3$) ont presque la même fréquence, seulement séparée par une petite différence notée $\delta_{\ell, \ell+2\nu}$. De plus ils sont également espacés régulièrement en fréquence avec un intervalle $\Delta\nu_{n, \ell}$ (la grande différence). Cette propriété de la structure du spectre d'oscillations de type solaire a été observée la première fois par Claverie et al. (1979) et constitue un outil efficace pour détecter et identifier les modes dans des observations astérosismiques. Cette propriété permet de construire le fameux diagramme échelle de Grec et al. (1983).

De nouvelles variables sismiques peuvent être introduites, très sensibles à la structure de l'étoile observée (et donc à son stade d'évolution) et dont l'estimation est possible à partir des observations de modes globaux :

- la grande différence :

$$\Delta\nu_{n\ell} = \nu_{n+1\ell} - \nu_{n\ell} \quad (2.59)$$

qui tend asymptotiquement vers $\Delta\nu_0 = 1/2\tau_c$. Pour le Soleil elle vaut $\sim 135 \mu\text{Hz}$. De plus on peut écrire $\Delta\nu_0 \simeq \sqrt{\Gamma_1 GM/16R^3}$. L'estimation de la grande différence apporte donc une contrainte sur les propriétés globales de l'étoile (masse, rayon).

- la petite différence (et son approximation au second ordre, au premier elle est quasi nulle) :

$$\delta\nu_{n\ell} = \nu_{n\ell} - \nu_{n-1\ell+2} \simeq \frac{(4\ell + 6)\Delta\nu}{4\pi^2\nu_{n\ell}} \int_0^R \frac{dc}{dr} \frac{dr}{r}, \quad (2.60)$$

Pour le Soleil, elle vaut $\sim 10 \mu\text{Hz}$. Cette grandeur dépend de la dérivée de la vitesse du son et est très sensible aux effets provenant aux régions centrales d'une étoile. Son estimation peut ainsi apporter une information sur le stade évolutif de l'étoile et donc son âge. (cf. diagramme HR sismique de Christensen-Dalsgaard 2002).

- la seconde différence :

$$\delta_2\nu_{n\ell} = \nu_{n+1\ell} - 2\nu_{n\ell} + \nu_{n-1\ell} = \Delta\nu_{n\ell} - \Delta\nu_{n-1\ell}, \quad (2.61)$$

cette variable est quasi nulle mais ses variations autour de zéro fournissent une information sur la base de la zone convective Monteiro et al. (2000); Ballot et al. (2004) ou l'abondance en hélium dans l'enveloppe convective (Basu et al., 2004).

Modes g

On peut également obtenir une expression asymptotique de la période $P_{n\ell} = 2\pi/\nu_{n\ell}$ des modes de gravité (Tassoul, 1980; Provost and Berthomieu, 1986) :

$$P_{n,\ell} \approx \frac{P_0}{\sqrt{\ell(\ell+1)}} \left[n + \frac{\ell}{2} - \frac{1}{4} - \theta \right] \quad (2.62)$$

avec

$$P_0 = 2\pi^2 \left[\int_0^{r_x} \frac{N}{r} dr \right], \quad (2.63)$$

la période fondamentale des modes de gravité. Pour le Soleil, on prévoit $P_0 \simeq 35.5 \text{ min}$. Le terme θ représente un facteur de phase dépendant de la structure des couches supérieures à la zone radiative (qui

s'étend sur un rayon compris entre 0 et r_{zr} (Provost and Berthomieu, 1986). Une propriété analogue aux modes p pour les modes g est mise en évidence, puisqu'on peut écrire :

$$P_{n+1,\ell} - P_{n,\ell} = \frac{P_0}{\sqrt{\ell(\ell+1)}} \quad (2.64)$$

A la différence des modes p, régulier en fréquence, on s'attend à ce que, asymptotiquement, les modes de gravité présentent une structure régulière en période.

2.4 Mécanismes d'excitation des oscillations

Il est évident que les étoiles n'oscillent pas sans raison. Pour pouvoir observer les pulsations stellaires, différents mécanismes entrent en jeu et assurant la variété d'oscillations détectées aujourd'hui. On distingue particulièrement les processus suivants (Gautschi and Saio, 1995) :

Excitation stochastique

Ce processus a lieu dans les étoiles possédant une région convective turbulente à leur surface (comme le Soleil). La turbulence créée génère alors un bruit convectif, stochastique, excitant des modes de pression. Ces mouvements de convection se manifestent d'ailleurs par la granulation qu'on peut facilement observer à la surface solaire (Lighthill, 1952; Stein, 1968; Goldreich et al., 1994). On peut remonter à quelques propriétés de cette convection turbulente grâce à l'étude des propriétés du spectre d'oscillation. Par exemple la largeur des pics des modes est directement reliée à leur amortissement et à leur excitation, donc à leur durée de vie. Les oscillations générées par ce mécanisme présentent des spectres riches, car un grand nombre de modes est excité, par les mouvements permanents de convection, mais de faibles amplitudes. Ainsi dans le cas du Soleil, des milliers de modes sont observés avec une amplitude maximale de l'ordre de 20 cm/s en vitesse radiale, ou 4-5 ppm en photométrie. Pour prédire théoriquement ces amplitudes, on peut utiliser une description détaillée de l'amortissement et de l'excitation des modes Houdek et al. (1999) ou utiliser une analyse dimensionnelle et une loi d'échelle calibrée sur le Soleil (Kjeldsen and Bedding, 1995). L'observation conjointe d'oscillation par mesure de vitesses radiale et par photométrie permet de plus d'obtenir de mieux caractériser la convection à la surface d'une étoile (Samadi et al., 2006).

Mécanisme κ

Ce processus est lié à l'opacité des intérieurs stellaires et est le plus répandu des mécanismes à l'origine de pulsation. Il permet un auto-entretien des pulsations. Des perturbations du profil d'opacité augmentent vers la surface telle que la luminosité dans la zone radiative est bloquée dans une phase de compression de la pulsation. La région concernée, piègeuse, gagne alors en énergie dans cette phase et en perd dans la phase de détente. Associé aux régions d'ionisation partielle de l'hydrogène ou de l'hélium I ou II, il est responsable des pulsations des étoiles de la bande d'instabilité (Eddington, 1926b) et des naines blanches.

Mécanisme ϵ

Dans une phase de compression, la température, et donc le taux de production d'énergie nucléaire², atteignent une valeur supérieure à celle à l'équilibre, ainsi la matière gagne de l'énergie thermique. Pendant l'expansion, le taux de production d'énergie redescend sous la valeur à l'équilibre et donc la matière

²Qui intervient dans l'expression de la luminosité $dL(r) = 4\pi\rho(r)\epsilon(r)dr$.

reperd de l'énergie. L'alternance de ces phases accroît l'amplitude des perturbations. Ce mécanisme est suggéré pour s'ajouter au mécanisme κ et expliquer les pulsations des δ Scuti ([Lenain et al., 2006](#)).

Effets de marées

Les forces de marées s'exerçant au sein d'un système binaire peut être à l'origine du forçage d'oscillations non radiales dans chaque composante. ([Chandrasekhar and Lebovitz, 1963](#); [Zahn, 1966a,b,c](#); [Mathis and Zahn, 2005a](#)).

Chapitre 3

Héliosismologie

Sommaire

3.1 Un peu d'histoire	65
3.2 La révolution sismique	67
3.2.1 Observations et outils	67
3.2.2 Un soleil très remuant	69
3.3 Aujourd'hui ... et demain ?	71

3.1 Un peu d'histoire

A vant de devenir cet incroyable outil d'exploration des intérieurs stellaires, l'héliosismologie a connu une histoire observationnelle s'étalant sur plusieurs décennies avant de connaître son âge d'or avec le succès de SoHO. C'est cette histoire sur laquelle je vais rapidement revenir ici.

Les premières observations certaines d'oscillations agitant la surface solaire sont l'oeuvre de Leighton en 1962. Son équipe d'astronomes solaires grâce à des mesures de vitesse Doppler ont mis en évidence des oscillations avec une période de l'ordre de 5 minutes. On peut cependant remonter au début du XXème siècle et accorder la détection des premières indications d'oscillations à [Plaskett \(1916\)](#). Il observa en effet des fluctuations dans des mesures en vitesse Doppler de la rotation solaire à la surface. L'origine exacte de ces fluctuations n'a pas été établie au milieu des années 50 par [Hart \(1954, 1956\)](#). [Evans and Michard \(1962\)](#) confirmèrent la découverte de Leighton, qui a aussi conduit l'étude de la granulation due à la convection de surface. La compréhension de ces observations a connu une grande avancée grâce à la théorie proposée par [Ulrich \(1970\)](#) et [Leibacher and Stein \(1970\)](#), expliquant les oscillations comme la manifestation de la propagation d'ondes acoustiques dans l'intérieur solaire. [Deubner \(1975\)](#) confirma cette théorie en comparant de nouvelles observations et les prédictions théoriques. La figure 3.1 illustre les résultats de [Ando and Osaki \(1975\)](#) : les lignes représentent les fréquences calculées superposées à un spectre, dans le plan " ν -longueur d'onde". Des travaux similaires ont été effectués par [Rhodes et al. \(1977\)](#) comparant fréquences théoriques et mesurées pour contraindre les propriétés de la zone convective.

Alors que les observations précédentes mettent en évidence des oscillations localisées spatialement dans l'atmosphère solaire, [Hill et al. \(1975\)](#) annoncèrent la détection d'oscillations dans le diamètre solaire, suggérant ainsi l'existence d'oscillations globales et par conséquent la possibilité de pouvoir utiliser ces pulsations pour sonder l'intérieur solaire ([Scuflaire et al., 1975](#); [Christensen-Dalsgaard and Gough, 1976](#); [Iben and Mahaffy, 1976](#); [Rouse, 1977](#)). Ces résultats furent suivis par la détection d'une

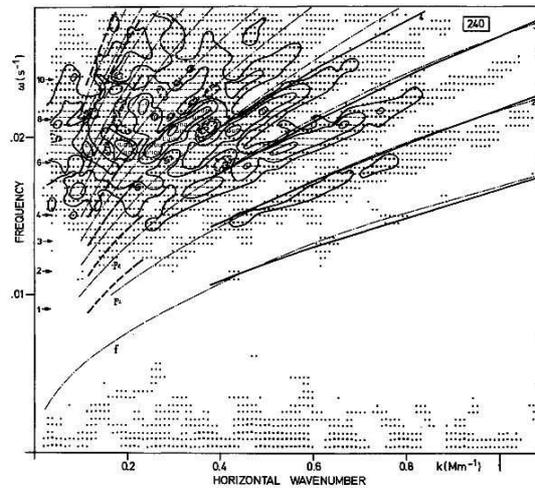


Fig. 3.1 – Diagramme ν - k construit à partir de mesures du champ de vitesse photosphérique. Les courbes (—) représentent les solutions obtenues par [Ando and Osaki \(1975\)](#).

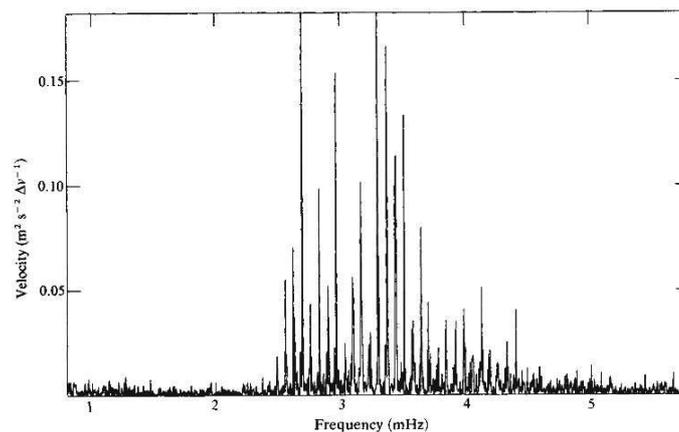


Fig. 3.2 – Spectre de puissance obtenu à partir de 5 jours d'observation au Pôle Sud par mesure Doppler ([Grec et al., 1980](#)).

structure en modes dans les oscillations de 5 minutes par [Claverie et al. \(1979\)](#) confirmant l'existence de modes globaux. Cette structure est illustrée sur la figure 3.2. Elle représente le spectre d'oscillations de bas-degré solaire obtenu à partir du Pôle Sud géographique par [Grec et al. \(1980\)](#).

L'existence d'oscillations de période 5 minutes, à la fois à bas degré ($\ell \leq 3$), comme mises en évidence par [Claverie et al. \(1979\)](#), et à des nombres d'onde élevés ([Deubner, 1975](#)) laisse suggérer une origine commune ([Christensen-Dalsgaard and Gough, 1982](#)). Les degrés intermédiaires furent observés par [Duvall and Harvey \(1983\)](#), permettant ainsi une identification de l'ordre des modes, à bas degrés comme à haut. L'accès à l'ensemble des modes, de bas et hauts degrés, a ouvert la voie à la détermination des propriétés de l'intérieur solaire, ce qui fait l'objet des paragraphes suivants.

3.2 La révolution sismique

3.2.1 Observations et outils

Les instruments

Les deux techniques utilisées pour observer les oscillations solaires sont : la mesure des variations de vitesse radiale et des variations photométriques. En effet les oscillations se manifestent à la fois en changeant la température de l'atmosphère et donc le spectre solaire, et aussi en modifiant la luminosité. Le choix d'une ou l'autre technique ne modifie pas le spectre d'oscillation et les fréquences que l'on peut en déduire. De plus pour obtenir la meilleure qualité possible du spectre d'oscillation, il est nécessaire d'effectuer des observations longues ET continues. En effet il faut s'affranchir au mieux des contraintes imposées par le temps de vie des modes, l'existence d'un bruit convectif ou encore l'introduction d'alias (des lobes) par des observations interrompues. Ce sont ces considérations techniques et de propriétés de bruits qui entrent en compte dans le choix des instruments et des procédures utilisés (cf. [Brown et al. 1995](#) pour une revue des techniques).

Au sol : de nombreux instruments ont été développés et dédiés à la sismologie solaire, notamment au travers de réseau au sol permettant de s'affranchir des alias introduits par les interruptions temporelles. Ainsi BiSON (Birmingham Solar Oscillation Network ; [Chaplin et al. 1996](#)) est un réseau, opérationnel depuis 1981, de 6 stations réparties sur le globe qui effectuent des mesures intégrées sur le disque solaire. GONG (Global Oscillation Network Group ; [Harvey et al. 1996](#)), aussi constitué de 6 stations, réalisent des observations à hautes résolutions de la surface solaire. On pourra encore citer LOWL (low- ℓ degree ; [Tomczyk et al. 1995](#)) au Mauna Loa à Hawaï, IRIS (Réseau International de Sismologie solaire, [Fossat 1991](#)) ou TON (Taiwanese Oscillation Network ; [Chou et al. 1995](#)).

Dans l'espace : la sonde SoHO (Solar and Heliospheric Observatory, [Domingo et al. 1995](#)) vient de fêter ses 10 années de succès et de découvertes. C'est une plateforme conçue conjointement par l'ESA et la NASA emportant 12 instruments dédiés à l'observation du Soleil et de son environnement très proche, situé au point de Lagrange L1. Les instruments dédiés spécifiquement à la sismologie sont au nombre de 3 : GOLF (Global Oscillations at Low Frequency ; [Gabriel et al. 1995](#)) pour détecter les modes de basses fréquences dont les modes de gravité, VIRGO (Variability of solar Irradiance and Gravity Oscillations ; [Fröhlich et al. 1995](#)), SOI/MDI (Solar Oscillations Investigation/Michelson Doppler Imager ; [Scherrer et al. \(1995\)](#)).

SoHO joue encore un rôle important dans la sismologie actuelle en continuant de fournir des mesures de hautes qualités, malgré les quelques incidents qui ont marqué son déroulement. On a ainsi aujourd'hui accès à 10 ans de mesures, quasi ininterrompues, fournissant un spectre d'oscillations solaires d'une extrême richesse, avec des milliers de modes (p) détectées et une précision permettant de sonder finement l'intérieur solaire. Les découvertes ainsi faites font l'objet du paragraphe suivant.

Les techniques

L'objectif à partir des observations des oscillations solaires est de déterminer les propriétés du Soleil. Les modes se propageant dans des couches différentes, leurs caractéristiques sont utilisées pour explorer son intérieur. Pour ceci, on peut utiliser 2 approches différentes et complémentaires : l'analyse directe et l'inversion de données.

- **L'analyse directe**

Une manière directe de tester les modèles solaires est de s'intéresser à la différence entre les fréquences observées et celles prédites à partir des modèles théoriques. L'objectif d'une telle analyse

est de corriger les ingrédients physiques introduits dans les modèles, afin de réduire le désaccord observé (cf. § 1.2). On peut ainsi sélectionner les modèles qui sont le plus proche des données observées. Historiquement, un des succès de cette approche a été le remarquable accord du diagramme $k_h - \nu$ avec es données (Libbrecht and Kaufman, 1988).

Cette technique a montré que les différences entre les fréquences observées et prédites pour les modes de bas degré étaient petites, alors que pour les modes de haut degré l'écart dépend de ℓ et augmentent avec la fréquence. Cette dépendance du degré est associée à la variation de l'inertie des modes. Plus le degré est élevé, plus le mode est superficiel et a une petite inertie. Les modes de haut degré sont donc plus affectés par les phénomènes de surface, et ce désaccord met en défaut la modélisation des couches superficielles (Christensen-Dalsgaard & Perez-Hernandez 1991).

• Les inversions

Si on connaît les fréquences observées, on peut tenter de déduire les propriétés de l'intérieur solaire en inversant les données. Le problème inverse, toujours associé à l'approche directe, nécessite la détermination de fonctions décrivant les propriétés physiques du Soleil, en résolvant des équations intégrales exprimées en fonction des données disponibles. Les techniques d'inversion sont bien connues et sont déjà utilisées avec succès dans différents domaines comme la géophysique ou en transfert radiatif. Je vais juste m'attarder un peu sur leur application en sismologie solaire et ne m'étendrai pas outre mesure sur le sujet ici. On pourra se reporter aux revues de JCD, Thompson, Basu pour une description détaillée des différentes techniques et de leurs limites. La principale difficulté vient du fait que l'inversion héliosismique est un problème mal posé : pour chaque donnée il n'existe pas de solution unique. Les fréquences observées constituent un échantillon donné de donnée et les erreurs sur ces observations empêchent une détermination certaine de la solution. Ceci impose un choix de techniques adaptées et adéquates pour réaliser des inversions sismiques. Dans un cas général, le problème de l'inversion d'un données d_i peut se poser comme suit :

$$d_i = \int_0^{R_\odot} K^i(r)f(r)dr + \epsilon_i. \quad (3.1)$$

Les propriétés de l'inversion dépendent à la fois des modes sélectionnés $i = (n, \ell)$ et des erreurs observationnelles ϵ_i , caractérisant l'échantillon de modes ($i = 1, \dots, M$) à inverser. Pour un ensemble donné de mesures d_i avec une erreur ϵ_i , le problème est de déterminer la fonction $f(r)$ en résolvant l'équation précédente, où $K^i(r)$ sont les noyaux (*kernels*) de l'intégrale. Ceux-ci sont des fonctions connues dépendant des quantités d'un modèle de référence et des fonctions propres associées. Pour déterminer la structure solaire, la procédure numérique utilise le principe variationnel. Les fréquences propres peuvent ainsi être calculées en résolvant un problème aux valeurs propres $\omega^2 \delta \mathbf{r} = F(\delta \mathbf{r})$. Ainsi par exemple, pour l'inversion de la vitesse du son c_s et de la densité ρ , on s'intéresse à la différence $(\delta c_s^2/c_s^2, \delta \rho/\rho)$ entre la structure du Soleil et un modèle de référence qui s'exprime sous la forme de l'équation intégrale suivante :

$$\frac{\delta \omega_i}{\omega_i} = \int_0^{R_\odot} \left[K_{c_s^2, \rho}^i(r) \frac{\delta c_s^2}{c_s^2} \right] dr + \int_0^{R_\odot} \left[K_{\rho, c_s^2}^i(r) \frac{\delta \rho^2}{\rho^2} \right] dr + \frac{F_{\text{surf}(\nu)}}{Q_i} + \epsilon_i \quad (3.2)$$

où $K_{c_s^2, \rho}^i(r)$ et $K_{\rho, c_s^2}^i(r)$ sont les noyaux calculés pour chaque mode i à partir de l'équilibre et des fonctions propres des oscillations. Le terme Q_i est l'inertie d'un mode (n, ℓ) normalisée par l'inertie d'un mode radial de même fréquence. Le terme de surface $F_{\text{surf}(\nu)}$ décrit le décalage en fréquence dans les couches superficielles et est défini tel que $(\delta \omega/\omega)_{\text{surf}} = F_{\text{surf}}/Q_i$. Le calcul des différentes inconnues que sont $\delta c_s^2/c_s^2$, $\delta \rho/\rho$ et $F_{\text{surf}(\nu)}$ nécessite l'utilisation des techniques appropriées exposées dans les revues citées plus haut et permet d'obtenir les profils radiaux tels que présentés dans § 1.2.

3.2.2 Un soleil très remuant

La structure

Le premier résultat important obtenu grâce aux inversions est la détermination du profil de la vitesse du son dans l'intérieur du Soleil et ainsi la profondeur de la base de la zone convective (Christensen-Dalsgaard et al., 1985). L'augmentation de la vitesse du son avec la profondeur suit normalement celle de la température. Le gradient de température, et donc celui de c_s , dépendent directement du mécanisme de transport de l'énergie vers la surface (radiatif puis convectif, du coeur vers la surface). Ainsi le changement de régime de transport est marqué par une inflexion dans le profil de vitesse du son. Et plus particulièrement autour de $0.7 R_\odot$, indiquant la transition entre la zone radiative et la zone convective. Cette détermination de la base de la zone convective (Christensen-Dalsgaard et al., 1991) est importante puisqu'elle marque la frontière de la région où les grands mouvements convectifs assurent le mélange, et donc l'homogénéisation, des éléments chimiques observés à la surface. Au-delà de cette frontière, dans la zone radiative, les gradients de température et de vitesse du son sont fortement influencés par l'opacité du plasma. L'héliosismologie permet ainsi de tester les propriétés microphysiques du plasma solaire. Ce schéma a été complété dans la région nucléaire par les mesures de modes de bas degrés et de bas ordres, peu sensibles aux phénomènes de surface. Ceci a permis une qualité dans les inversions à l'origine d'un modèle sismique du Soleil, permettant une prédiction précise des flux de neutrinos (Couvidat et al., 2003).

L'hélium et l'équation d'état

L'équation d'état du plasma solaire peut être étudiée via l'analyse de l'exposant adiabatique Γ_1 . En effet le plasma peut être considéré comme proche d'un gaz parfait, par lequel $\Gamma_1 = 5/3$, dans la plus grande partie de l'intérieur solaire. Sa valeur s'en écarte dans les régions d'ionisation partielle de l'hydrogène et de l'hélium, situées dans les couches superficielles (2% extérieur). Comme ses variations dépendent de l'équation d'état du plasma et aussi de l'abondance chimique, elles peuvent être utilisées pour tester et contraindre l'équation d'état (Elliott and Kosovichev, 1998; Basu et al., 1999) mais aussi déterminer la fraction d'hélium Y dans la zone convective ¹(Basu and Christensen-Dalsgaard, 1999). Alors que cette fraction Y était estimée à 0.28, c'est-à-dire l'abondance initiale lors de la formation du Soleil, les estimations sismiques (Kosovichev et al., 1992) ont revu fortement à la baisse cette valeur à 0.24 – 0.25. Cet écart a été expliqué par l'existence d'un processus de sédimentation de l'hélium et des métaux dans la zone convective vers la zone radiative depuis la formation de notre étoile (Michaud and Proffitt, 1993; Dziembowski et al., 1991). Depuis ce mécanisme est inclus dans les modèles d'évolution stellaire amenant des progrès importants et encourageant d'autres travaux sur les effets de la sédimentation, conduisant notamment à des anomalies d'abondance (Turcotte et al., 1998).

La rotation solaire

L'héliosismologie a permis de révéler la dynamique globale du Soleil par la détermination de son profil de rotation interne, invisible *de visu*. En effet selon le sens de propagation de l'onde acoustique, dans le sens de la rotation solaire ou en sens opposé, la fréquence d'un mode va être affectée. Ainsi ce mode apparaîtra sous la forme d'un multiplet à plusieurs composantes. La distance inter-composante dépendant directement de la rotation stellaire, en surface et en profondeur (cf. Thompson et al. 2003 pour une revue complète de ce thème).

La figure 5.2 illustre ainsi le profil de rotation interne connu aujourd'hui. On voit que dans la zone convective (de $0.7-1 R_\odot$), la rotation dépend fortement de la latitude et très peu du rayon : plus rapide à

¹L'abondance d'hélium ne peut être déterminée par spectroscopie.

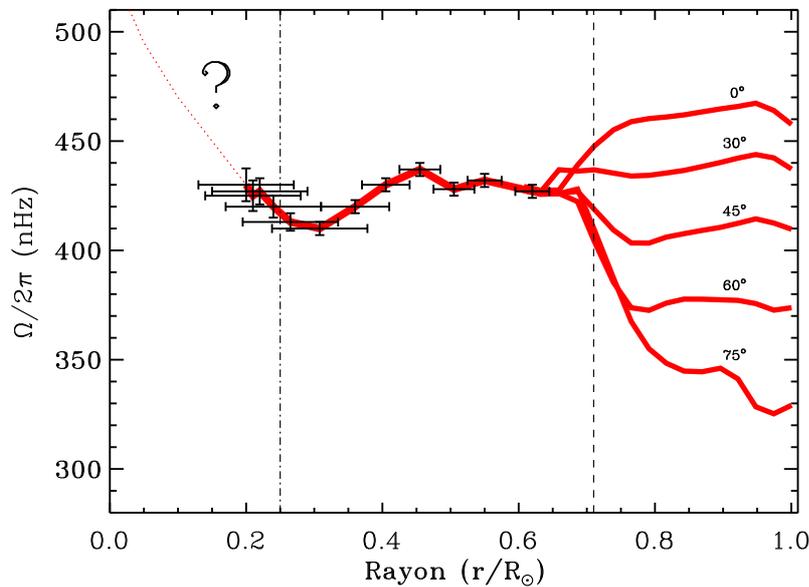


Fig. 3.3 – Profil de rotation de l’intérieur solaire obtenu par une inversion 2-D à partir des modes $\ell \leq 25$, observés par GOLF (García et al., 2004a), et MDI (Korzennik, 2005). Les barres d’erreurs horizontales augmentent vers le centre du Soleil. En-dessous de $0.2R_{\odot}$, le profil de rotation est inconnu (Garcia2006).

l’équateur (25 jours) qu’aux pôles (35 jours). Ce profil est d’ailleurs consistant avec les observations de la dynamique des taches solaires. Aux basses et moyennes latitudes, près de la surface, il existe une couche de cisaillement rotationnel, susceptible de jouer un rôle dans le transport des structures magnétiques à la surface solaire. Au niveau de la base de la zone convective, la dynamique subit un changement très brusque : d’une rotation différentielle en latitude, on passe à une rotation solide dans la zone radiative ($0.25\text{-}0.7 R_{\odot}$), c’est-à-dire une rotation d’un seul bloc. La frontière entre ces 2 comportements dynamiques est marquée par la présence d’une couche de transition : la tachocline (Spiegel and Zahn, 1992). Celle-ci est d’ailleurs supposée jouer un rôle important dans le mécanisme de formation du champ magnétique (à grande échelle) du Soleil via l’effet dynamo. La profondeur de cette couche a pu être déterminée précisément ($0.693 \pm 0.002 R_{\odot}$; Charbonneau et al. 1999) et son influence dans la diffusion de éléments inclus dans les modèles solaires (Brun et al., 1999). La rotation interne du Soleil est donc connue, grâce aux modes acoustiques, jusqu’à une profondeur de $0.2 R_{\odot}$ (Couvidat et al., 2003), c’est-à-dire jusqu’à la frontière du cœur du Soleil, dont la dynamique reste encore très mal connue. Pour y avoir accès, il faut pouvoir utiliser l’information contenue par les modes de gravité. Leur détection n’est toujours pas faite sans ambiguïté Turck-Chièze et al. (2004b) mais des travaux récents de García et al. (2006) apportent des indices forts de leur existence et ont notamment obtenu une tendance sur la dynamique du cœur. Celui-ci présente certainement une rotation plus rapide que dans la zone radiative.

Superposés à la rotation de la région convective, on observe aussi des courants zonaux, faibles et migrant, appelés oscillations torsionnelles (Howard and Labonte, 1980). Les observations sismiques ont montré que ces courants peuvent s’étendre jusqu’à un tiers de la profondeur de la zone convective (Howe et al., 2000a; Vorontsov et al., 2002). Enfin de faibles variations de la rotation de la tachocline ont été rapportées avec une période de 1.3 an par Howe et al. (2000b), pouvant s’être une manifestation de la dynamo solaire. De nombreux travaux portent d’ailleurs sur le lien entre l’ensemble de ces comportements, notamment dans le cadre de la compréhension de l’activité magnétique du Soleil.

La sismologie locale

L'utilisation des modes globaux a permis de changer notre vision de l'intérieur du Soleil, mais a aussi ses limites. En particulier pour avoir accès à des régions locales du Soleil, il faut avoir recours à d'autres observables et d'autres ondes dont l'analyse apporte une information sur des zones bien localisées dans l'espace. Pour se faire, l'héliosismologie locale, qui est l'équivalent de la sismologie terrestre, met en oeuvre différentes techniques (cf. [Gizon and Birch 2005](#) pour une revue récente de la sismologie locale) : l'analyse temps-distance ([Kosovichev et al., 1996](#)), l'analyse en anneau [Gough and Toomre \(1983\)](#) ou encore l'holographie sismique [Lindsey and Braun \(2000\)](#) qui permet de voir l'apparition de régions actives sur la face cachée du Soleil ! Ces techniques permettent d'étudier en détail la dynamique dans la zone convective et notamment ses régions les plus superficielles. Les dessous d'une tâche solaire ont ainsi été révélés ([Kosovichev and Duvall, 2000](#); [Zhao et al., 2001](#)) ainsi que la structure de la convection ([Duvall et al., 1997](#)) ou la signature de l'émergence de régions actives ([Kosovichev and Duvall, 2000](#)). Ont aussi été mis en évidence l'existence d'une circulation méridienne dans la zone convective ([González Hernández et al., 1999](#)) et d'écoulements zonaux.

3.3 Aujourd'hui ... et demain ?

La dernière décennie a vu la réussite de nombreuses missions dédiées au Soleil et à son environnement proche, comme SoHO (intérieur et héliosphère), Yokhoh, Ulysse (activité solaire et héliosphère) ou encore TRACE² (pour l'observation de la couronne solaire). Ces missions ont contribué à révolutionner notre vision du Soleil, en nous révélant son intérieur, et en développant, notamment, les prémices d'une météorologie spatiale. L'étude du Soleil, de sa dynamique et de son évolution a de beaux jours et s'annonce riche encore grâce à de nombreux projets prévus pour les années à venir. Parmi les principales missions (confirmées ou à l'étude) je mentionnerai :

- Solar B (2006 - 2009) : (qui s'appelle maintenant Hinode, Lever de Soleil en japonais) a été lancé le 22 Septembre 2006 par l'agence spatiale japonaise. Cette mission de 3ans est dédiée à l'exploration des champs magnétiques solaires avec pour objectif d'améliorer notre compréhension des processus à l'oeuvre dans l'atmosphère solaire et à l'origine des éruptions. C'est un domaine très important étant donné l'influence de la matière éjectée lors de ces événements sur l'environnement terrestre.
- STEREO (Solar TERrestrial RELations Observatory, 2006 - 2008) : Cette mission, de 2 ans de la NASA dont le lancement a été lancé le 25 octobre 2006, est dédiée à l'étude en 3D des éjections de masses coronales (CME) et de leur évolution grâce à la première vision en stéréo du Soleil. Ces phénomènes jouent un rôle important dans le cadre de l'interaction Soleil-Terre et ainsi offre la perspective d'une météo solaire et spatiale concrète.
- PICARD (2009 - ?) Ainsi nommée en hommage à l'astronome Jean Picard qui effectua les premières mesures précises du diamètre solaire au 16ème siècle, PICARD a pour objectif d'améliorer notre connaissance de l'activité, du fonctionnement du Soleil et son influence sur la Terre. Pour cela, elle va suivre simultanément les variations de l'irradiance solaire absolue (totale et spectrale), du diamètre et de la forme du soleil et aussi réaliser un programme d'héliosismologie.
- SDO (Solar Dynamics Observatory, 2008 - 2013 ?) : Cette mission de la NASA se place dans le cadre du programme Living With a Star, consacré à la compréhension des causes de la variabilité solaire et son influence terrestre. SDO s'attachera plus particulièrement à l'étude de l'atmosphère solaire, à différentes échelles spatiales, temporelles et spectrales. Ses 3 instruments embarqués donneront accès à l'intérieur du Soleil, ses champs magnétiques, son irradiance (spectrale) ou encore des observations de sa couronne.

²Transition Region and Coronal Explorer

-
- Solar Orbiter (?) : est un projet de l'ESA de sonde solaire. Elle devrait observer le Soleil au plus proche (0.21 U.A. soit $45 R_{\odot}$) pour examiner notamment ses pôles. Elle a pour objectif d'étudier les propriétés de l'héliosphère, s'intéresser aux liens entre la surface solaire, la couronne et l'héliosphère, en sonder la structure magnétique et permettre un apport à l'analyse de la dynamo via l'observation des ondes et écoulements.
 - GOLF-NG (2007 - ?) / DynaMICCS (2013 - 2015 ?) : Golf-NG ou Golf-Nouvelle génération est comme son nom l'indique une évolution de l'instrument Golf embarqué sur SoHO. Il utilise la même technique de mesure des oscillations du Soleil (spectrométrie à résonance de la raie du sodium) avec une précision plus élevée, et il sera installé sur un télescope aux îles Canaries. Son objectif est d'améliorer notre connaissance des processus magnétiques internes du Soleil et de leur évolution dans la région radiative, grâce notamment à la détection et la mesure de modes de gravité. De nouvelles contraintes pourraient alors être apportées sur les mécanismes à l'origine de l'activité magnétique solaire. Cet instrument a un pendant spatial : DynaMICCS (Dynamics and Magnetism from the Internal Core to the Corona of the Sun), projet embarquant des instruments dédiés aux variations à long terme des propriétés globales du Soleil, de mieux comprendre et maîtriser les phénomènes solaires influant sur la Terre.
-

Chapitre 4

Astérosismologie

Sommaire

4.1 Petit bestiaire illustré des étoiles pulsantes	73
4.1.1 Étoiles évoluées . . . au-dessus de la séquence principale	74
4.1.2 Étoiles sur ou proche de la séquence principale	76
4.1.3 Étoiles évoluées . . . sous la séquence principale	77
4.1.4 Les étoiles de type solaire	78
4.2 Les observations	79
4.2.1 Contraintes limites	79
4.2.2 Les instruments	81
4.2.3 Quels outils de diagnostic pour l’astérosismologie ?	83

Les oscillations solaires ne constituent pas un phénomène isolé et l’existence de pulsations dans les autres étoiles n’est pas un fait nouveau. En effet aujourd’hui une grande variété de pulsateurs est connu et répertorié, et constitue d’ailleurs le sujet de ce chapitre. Ainsi une de ces classes de variables, les Mira ¹, a été découverte en 1595 par un astronome danois, David Fabricius. La possibilité d’utiliser ces variations pour obtenir une information sur les propriétés stellaires a été suggérée par H. Shapley en 1914 ! L’essor et l’intérêt actuel portés à l’astérosismologie sont surtout le fruit des nombreux succès de l’héliosismologie comme on a pu le voir dans le chapitre précédent. On compte beaucoup sur ce récent développement pour progresser encore plus dans notre compréhension de l’évolution stellaire, des intérieurs stellaires, de la mesure des distances dans l’Univers . . . et par conséquent de l’histoire même des galaxies et de l’Univers. En effet la détection, la mesure et la détermination des caractéristiques de spectres d’oscillations stellaires permet d’estimer la masse, le rayon, l’âge des objets, et aussi d’avoir accès à l’information sur leur dynamique, en particulier leur rotation. On se limitera ici à une rapide revue des différents types de pulsateurs et de l’état de cette science aujourd’hui. Le lecteur pourra se référer aux revues de [di Mauro \(2004\)](#), [Handler \(2006\)](#), [Michel \(2006\)](#) ou [Gautschy and Saio \(1995, 1996\)](#) pour une vision plus complète des oscillateurs stellaires, des mécanismes à l’oeuvre et des techniques utilisées.

4.1 Petit bestiaire illustré des étoiles pulsantes

Les nombreux types connus aujourd’hui d’étoiles pulsantes se répartissent sur l’ensemble du diagramme H-R, recouvrant ainsi une grande variété de stades d’évolution, de masse, de luminosité, de classes d’étoiles donc. Différents critères peuvent être utilisés pour les classer : le stade d’évolution, le

¹ce qui signifie magnifique, nommées ainsi à cause des variations de luminosité observées sur o Ceti

type d'oscillation, le mécanisme d'excitation. J'aborderai cette description en suivant la place des pulsateurs dans le diagramme H-R, comme sur la figure 4.2. Sur celle-ci les régions hachurées correspondent aux différents processus d'excitation (cf. 2.4) et types d'oscillations :

- hachures horizontales pour les modes de pression excités stochastiquement,
- hachures diagonales droite et gauche, respectivement pour les modes de gravité et les modes de pression, excités par le mécanisme κ .

La ligne en tirets représente la séquence principale d'âge zéro (ZAMS), la bande d'instabilité des Céphéides classiques est entre les 2 lignes en tirets parallèles. L'évolution des étoiles de différentes masses de la séquence principale jusqu'à la phase de géante est représentée par les lignes continues (pour 1, 2, 3, 4, 7, 12 et 20 masses solaires). Au-delà de la phase géante rouge, quelques étoiles de faible masse ($M \lesssim 2M_{\odot}$) atteignent une phase stable où l'étoile devient condensée et bleue. Ces étoiles forment la branche horizontale du diagramme, représentée par la ligne en pointillée et tirets. Les derniers stades d'évolution voient les étoiles de faible et intermédiaire masses ($M \lesssim 7 M_{\odot}$) "shed most of their outer layers leaving a core" qui après une contraction, et donc une augmentation de la température, deviennent des pré-naines blanches au coeur d'une nébuleuse planétaire, avant de mourir en naine blanche. Cette dernière évolution est représentée par la ligne pointillée. Dans le tableau final, le lecteur trouvera résumées les caractéristiques principales des étoiles décrites ci-après.

4.1.1 Étoiles évoluées ... au-dessus de la séquence principale

- Géantes rouges :
La plupart des étoiles de la branche des géantes rouges (RGB) et de la branche asymptotique (ABG) pulsent avec des périodes comprises entre 25 jours à plusieurs années. Les périodes peuvent parfois être très irrégulières ou semi-régulières. Ses objets présentent de fortes pulsations radiales, probablement entraînées par le mécanisme κ dans les régions d'ionisation partielle de l'hydrogène et de l'hélium.
- Miras :
Il s'agit des plus anciennes étoiles pulsantes répertoriées, par Fabricius en 1595 dont l'étoile prototype est *o Ceti*. Les Miras sont des géantes rouges avec des pulsations radiales de fortes amplitudes. Leur variabilité est très importante (de 10 à 40000 fois plus brillantes entre le minima et le maxima) et est aussi très irrégulière. Wood (1995). Récemment des oscillations de type solaire ont été détectées par Buzasi et al. (2000).
- Irrégulières et semi-régulières :
On distingue aussi les variables irrégulières (Lb, Lc) et semi-régulières (SRa, SRb), semblables aux Miras mais avec des amplitudes moins importantes. Il arrive qu'on distingue aussi les variables à longues périodes (LPV).
- Céphéides :
Ce sont les étoiles variables les plus connues. Leur prototype, δ Cephei, a été découvert en 1784, et toutes ces étoiles présentent des oscillations radiales avec une période très précise, entre 2 et 100 jours, ce qui a permis leur utilisation pour la détermination des distances galactiques via la fameuse relation période - luminosité. Les Céphéides sont des supergéantes (500-300000 fois plus grandes que le Soleil) jaunes (F-G) de masse comprise entre 5 et 20 M_{\odot} avec une luminosité très élevée (1000 à 100000 L_{\odot}). La plupart sont dans un stade de consommation de l'hélium de leur noyau, bien que certaines brûlent leur hydrogène en couches autour de leur noyau d'hélium, lors de leur évolution vers le stade de géante rouge.
- RR Lyrae :

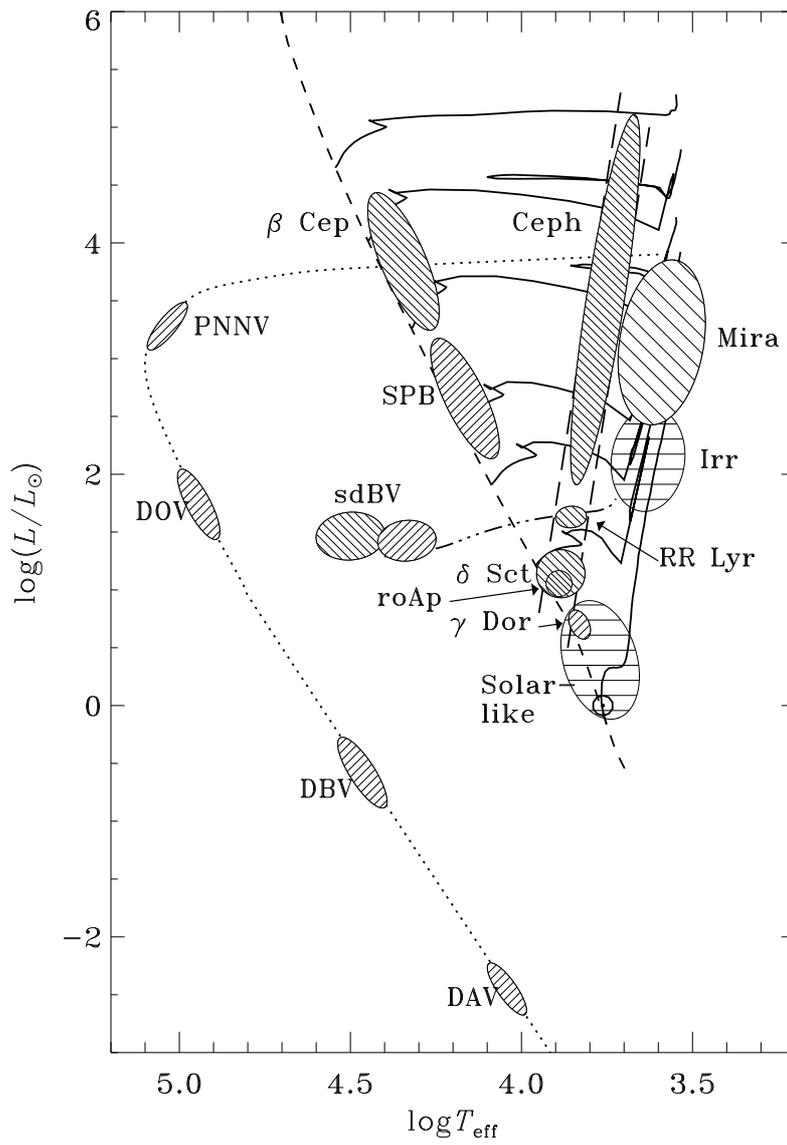


Fig. 4.1 – Diagramme d’Hertzsprung-Russel sur lequel figurent les positions en luminosité et température de différentes classes d’étoiles pulsantes (d’après Christensen-Dalsgaard).

Ce sont des étoiles de population II, donc très vieilles, et de faibles masses ($\sim 0.7 M_{\odot}$) brûlant leur hélium en carbone et oxygène dans leur coeur. Elles pulsent aussi radialement avec une période typique entre 0.2 et 1.2 jours (Kolláth et al., 2000). Du fait de leur âge, on les trouve surtout dans les amas globulaires de notre galaxie. On peut distinguer des sous-classes, RRa à RRd, en fonction de leur courbe de lumière. Enfin il est noté l'existence de ce qui est appelé l'effet Blazhko Stothers (2006). Il s'agit de la modulation de l'amplitude et de la forme des courbes de lumière de manière quasi-périodique. Cette modulation laisse la période des pulsations inchangée, et son origine est encore mal comprise.

- Céphéides de type II (*W Virginis*, *RV Tauri*, *BL Hercules*) :
Ces Céphéides sont similaires aux Céphéides classiques et obéissent aussi à une relation période-luminosité mais sont plus vieilles. C'est pour cela qu'on les nomme Céphéides de population II ou de type II. Pour une même période, leur amplitude est plus faible que les classiques. Dans cette catégorie, on distingue 3 sous-classes en fonction de la période des pulsations : les *W Virginis*, des étoiles de faible masse ($\sim 1 M_{\odot}$), qui évoluent vers l'AGB ou engagées dans la phase de pulsations thermiques au-delà de l'AGB avec une période de 1 à 30 jours, les *RV Tauri* avec une période supérieure à 30 jours et les *BL Hercules* de période inférieure à 8 jours.
- *R Coronae Borealis* :
Ce sont des étoiles géantes évoluées de faible masse, pauvres en hydrogène et riches en carbone et pulsateurs similaires aux Céphéides mais de très faible amplitude. L'exemple le plus connu est Arcturus Retter et al. (2003).

4.1.2 Étoiles sur ou proche de la séquence principale

- β Céphéides (*β Canis Majoris*) :
Il existe plusieurs classes de pulsateurs de type O et B sur ou juste au-delà de la séquence principale, dont les plus connues sont les *β Cephei*, de type B et comprenant des naines jusqu'aux supergéantes (Mazumdar 2006). De nombreuses se trouvent dans des amas ouverts jeunes, dans leur phase de combustion de l'hydrogène de leur noyau, certaines étant même plus avancées dans la phase de contraction du coeur et de combustion de l'hydrogène en couches. Elles présentent des oscillations acoustiques radiales et non-radiales, maintenues par le mécanisme κ dû à un pic d'abondance du fer modifiant fortement l'opacité. On pourra, par exemple, se reporter à Pamyatnykh et al. (2004) pour une interprétation des observations sismiques de *ν Eridani*.
- Slowly Pulsating B (SPB) :
Les SPB sont des étoiles de type B "mid-type" à "late-type" qui présentent des variations de faible amplitude avec des périodes de 0.5 à 3 jours. Le mécanisme à l'oeuvre est aussi dû à un pic du fer influençant le profil d'opacité mais il est supposé prendre place bien plus profondément. Ce sont alors des modes de gravité qui se trouvent excités, avec de plus longues périodes que les modes de pression (Waelkens, 1996). Les SPB ont une masse de 2 à 6 M_{\odot} et une faible vitesse de rotation $v \sin i \lesssim 100 \text{ km/s}$. Des travaux ont été effectués pour explorer leur champ magnétique grâce à ses pulsations (Hasan et al., 2005).
- δ Scuti :
Parmi les classes de variables se situant sur et très près de la séquence principale, les δ Scuti sont la population la plus nombreuse et la mieux connue (la célèbre Altair en est d'ailleurs une). Ce sont des sous-géantes de type A à F, de 1.6 à 2.6 M_{\odot} , brûlant l'hydrogène de leur coeur ou dans

une épaisse couche autour du coeur. Elles sont le siège de pulsations radiales et non-radiales combinant modes de pression et de gravité, avec des périodes allant de 0.5 à 6 heures (Breger et al., 2005; Goupil et al., 2005). Dans cette catégorie, on trouve des étoiles plus évoluées, avec de fortes amplitudes d'oscillation, qui sont des rotateurs lents avec quelques modes seulement excités, et aussi des spécimens avec une faible amplitude, situées sur la bande d'instabilité, qui ont une rotation rapide ($v \sin i \sim 220 \text{ km/s}$). Ces pulsations trouvent leur origine dans les régions d'ionisation partielle de l'hélium et de l'hydrogène. Comme il s'agit de rotateurs rapides, des difficultés vont survenir du fait du splitting rotationnel des fréquences pour leur prédiction et leur identification.

- roAp (rapidly oscillating A peculiar) :

Ce sont des étoiles A particulières, oscillant rapidement, constituant un sous-groupe des étoiles magnétiques chimiquement particulières. Leur particularité provient de la présence dans leur spectre de fortes raies métalliques (cf. Kurtz et al. 2004 pour une revue récente). Elles partagent sur le diagramme HR une position proche aux δ Scuti, avec la présence de modes de pression de faible période, 4 à 15 minutes, et de faible amplitude. Une de leurs caractéristiques remarquables tient en la présence d'un champ magnétique très important (jusqu'à plusieurs kilogauss) associée à une rotation lente, entre 2 et 12 jours. Leur combinaison est une clé pour expliquer leurs oscillations, notamment grâce au modèle de pulsateur oblique (Bigot and Dziembowski, 2002).

- γ Doradus :

Il s'agit d'étoiles F jeunes, de $\sim 1.5 M_{\odot}$, se situant à la limite inférieure de la bande d'instabilité (Warner et al., 2003), et découvertes assez récemment (Kaye et al., 1999). Leurs oscillations, de période 0.5 à 3 jours, laissent supposer l'existence de modes de gravité, dont l'origine n'est pas encore comprise bien qu'il semble probable qu'il s'agissent d'un mécanisme lié à l'opacité ou à l'indice adiabatique, prenant place dans des régions hautement métalliques. Elles sont des cibles sismiques difficiles du fait du peu de modes détectés, de leur période assez longue et soumise à une rotation dont la période est semblable à celle des pulsations.

- Pulsateurs de type-solaire :

Enfin parmi les étoiles proches de la séquence principale, on trouve les objets présentant des oscillations de type solaire : c'est-à-dire des modes de pression excités stochastiquement, de faible amplitude et de période de l'ordre de quelques minutes. Leurs caractéristiques sont détaillées au paragraphe § 4.1.4.

4.1.3 Étoiles évoluées ... sous la séquence principale

- EC14026 :

Il s'agit de sous-naines de type B (SdB), qui brûlent leur coeur d'hélium et qui possèdent une enveloppe riche en hydrogène et dont la masse n'est pas suffisante pour permettre d'atteindre la branche asymptotique. Elles présentent des pulsations de période 1.5-8 minutes (Kilkenny et al., 1997) et d'après les prédictions théoriques (Fontaine 1998), elles pourraient être animées par des modes de pression.

- Les naines blanches pulsantes :

Elles sont les restes des étoiles de masse initiale inférieure à $8 M_{\odot}$ et certaines pulsent pour des intervalles de température bien définis et présentent toutes dans ce cas des modes de gravité non-radiaux. Certaines d'entre elles ont leurs propriétés globales déterminées grâce à l'astérosismologie (cf. la revue de Metcalfe 2005 sur les intérieurs des naines blanches). On peut distinguer les 4

catégories suivantes :

- PNNV :
Planetary nebula nuclei variables, c'est-à-dire de pré-naine blanche au coeur d'une nébuleuse planétaire. C'est une étape courte entre la phase de pulses thermiques à la fin de l'AGB et le stade final de naines banches proprement dit. Leur période est très courte, 1000 à 2000 secondes.
- DO-V :
Pour les naines blanches de type O. Les cas les plus chauds sont représentés par *PG 1159* ou *GW Virginis* dont la température atteint 80000 à 160000 K ! On suppose que c'est un processus lié aux régions d'ionisation partielle du carbone et de l'oxygène (voir [Córscico and Althaus \(2006\)](#) pour une présentation des observations de *GW Virginis* et de modèles d'évolution associés).
- DB-V :
Étape suivante pendant le refroidissement de la naine blanche, la température baisse jusqu'à 25000 K. La zone convective dans la couche d'hélium entraîne les pulsations dont la fréquence augmente : 400 à 1200 secondes. Leur atmosphère est uniquement constituée d'hélium (voir [WeidnerKoester 2003](#) pour une comparaison entre les observations et les modèles de structure de DB-V).
- DA-V (*ZZ Ceti*) :
Les naines blanches de type A sont les plus froides : 11000 à 12000 K. La source de leurs pulsations, avec une période de 100 à 1200 secondes, se situe dans les couches convectives d'hydrogène. Les pulsations de leur prototype *ZZ Ceti* et l'estimation de ses propriétés sont détaillées dans [Pech and Vauclair \(2006\)](#).

4.1.4 Les étoiles de type solaire

Pour des raisons assez évidentes, je vais m'attacher à décrire plus en détail les pulsateurs de type solaire. En effet en ayant accès à un échantillon de ce type d'étoile, on peut avoir une vue sur de stades d'évolution par lesquels est déjà passé le Soleil et vers lesquels il se dirige. On peut donc mieux comprendre l'histoire du Soleil et de son environnement, et donc de notre système solaire. De plus les connaissances, aujourd'hui très précises, sur la structure et la dynamique solaire permet d'apporter des contraintes encore plus fortes sur les modèles et les observations des étoiles semblables.

Ce que l'on regroupe dans la catégorie des étoiles de type solaire, ce sont les étoiles sous-géantes de type F, G, voir K de la séquence principale. Elles sont donc suffisamment froides pour que des mouvements de convection s'établissent dans les couches superficielles. Et c'est cette convection turbulente qui excite et amortit les oscillations donnant un spectre très large (dans l'espace des fréquences) mais aussi de faible amplitude de modes de pression. Comme c'est le cas pour le Soleil. La figure 4.2 représente quelques exemples de ces pulsateurs sur le diagramme HR. De telles oscillations sont attendues dans les étoiles présentant cette convection de surface. [Christensen-Dalsgaard and Frandsen \(1983\)](#) ont fait les premières estimations des amplitudes attendues. Depuis, [Houdek et al. \(1999\)](#) ont également réalisé de telles prédictions avec des méthodes plus sophistiquées. Ce qui est fort utile étant donnée qu'une des principales difficultés rencontrées tient justement en la détection et la mesure de ces oscillations de faibles amplitudes (de l'ordre de 10^{-6} - 10^{-5} magnitude alors que pour les Céphéides classiques on atteint 2 magnitudes !).

Pour détecter des oscillations solaires, on utilise des caractéristiques et propriétés du spectre d'oscillations, déjà observées pour le Soleil et prédites pour d'autres étoiles (cf. [Bedding and Kjeldsen, 2006](#)). En effet le spectre de puissance se signale par une enveloppe en forme de cloche et par la présence d'une structure en forme de peigne des pics, espacés uniformément, comme on a pu le voir pour le Soleil. La détection de ce motif est l'un des outils pour déterminer la nature des oscillations observées et obtenir des informations sur les propriétés globales de l'étoile car on peut mesurer la grande séparation $\Delta\nu$. Le développement d'outils pour aider à l'identification des modes d'oscillations et à l'extraction de paramètres

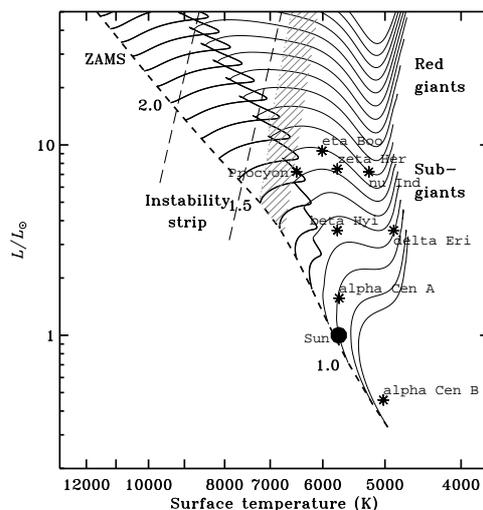


Fig. 4.2 – Diagramme HR sur lequel figurent les positions en luminosité et température d'étoiles pulsantes de type solaire (d'après [Bedding and Kjeldsen, 2003](#)).

stellaires font l'objet du chapitre suivant, respectivement les parties 5.3 et 5.2.2.

De nombreuses tentatives ont été effectuées avant de détecter sans ambiguïté la présence d'oscillations de type solaire. Le lecteur pourra se reporter aux revues de [Bedding and Kjeldsen \(2006\)](#) ou [Bouchy and Carrier \(2003\)](#) qui répertorient les différentes étoiles observées et les résultats obtenus. Les campagnes d'observations pour détecter ce type de pulsateurs, soit en photométrie soit par mesure de vitesse Doppler, ont amené à de nombreux débats. Ainsi durant les années 80 de nombreux travaux portèrent, notamment, sur Procyon et α Centauri A ([Gelly et al., 1986](#)) sans conclure sur une détection sans ambiguïté d'oscillations de type solaire. On peut considérer que la première détection d'une distribution de puissance prédite a été obtenue par [Brown et al. \(1991\)](#) pour Procyon par des observations Doppler. Cependant aucune fréquence n'a pu être déterminée ni d'ailleurs la grande différence. η Bootis a été la première où des pics ont pu être détectés, par [Kjeldsen et al. \(1995\)](#). Depuis de nombreux résultats ont été obtenus autant grâce à des instruments au sol que spatiaux (MOST). Justement l'amélioration des performances des instruments au sol, par mesure de vitesse Doppler, a fortement contribué à l'essor de l'astérosismologie à la fin des années 90 - début 2000 (CORALIE, FEROS, UCLES, UVES, EMILIE, SARG). Quelques exemples de pulsateurs de type solaire sont d'ailleurs illustrés sur la figure 4.3.

Un exemple de l'effervescence actuelle peut être illustré avec le cas de Procyon. En effet des observations répétées en vitesse ont été effectuées ([Martić et al., 1999, 2004](#); [Eggenberger et al., 2004](#)), bien que les amplitudes soient inférieures aux prédictions théoriques. De plus des mesures photométriques ont été réalisées par le satellite MOST (cf. 4.2). [Matthews et al. \(2004\)](#) ont annoncé ne pas avoir détecté d'oscillations dans Procyon ! Cette annonce a suscité un passionnant débat au sein de la communauté pour comprendre ces observations. Je reviendrai sur ce cas et notre contribution à la question dans § 5.4.

4.2 Les observations

4.2.1 Contraintes limites

Détecter et mesurer des oscillations stellaires avec une qualité suffisante pour sonder les intérieurs stellaires constitue encore un défi important. De nombreux efforts sont mis en oeuvre pour faciliter les observations sismiques et atteindre une précision adéquate. La sismologie stellaire doit en effet faire face

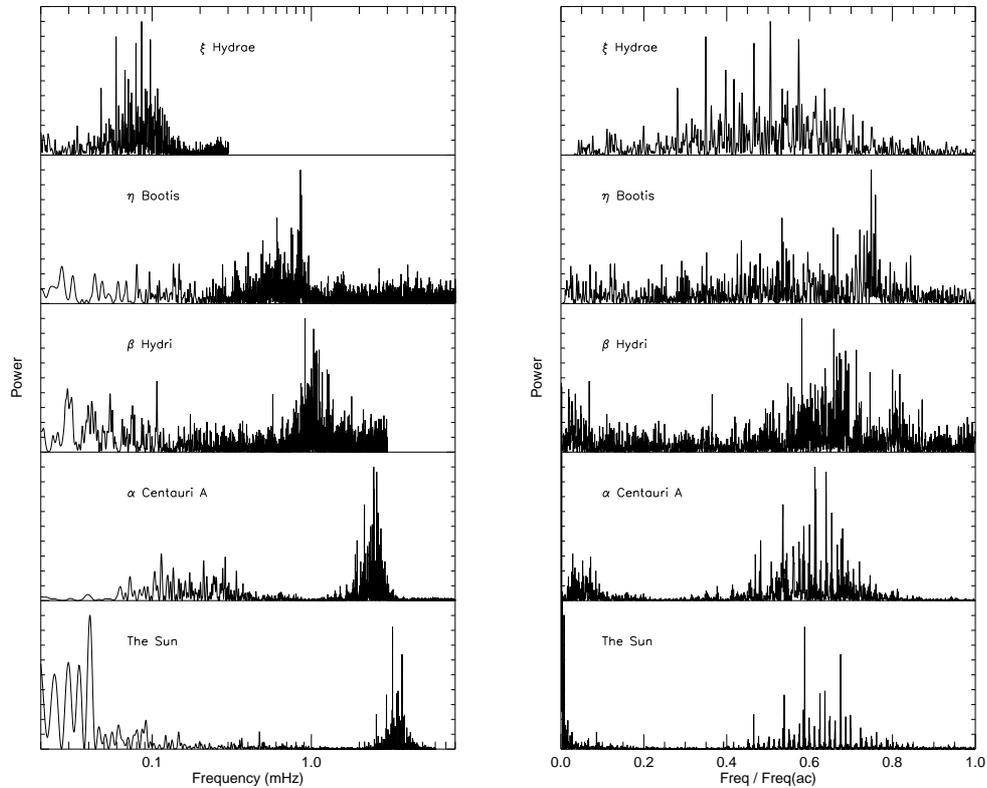


Fig. 4.3 – Exemples de spectres d’oscillation du Soleil et de 4 étoiles de type solaire (d’après [Bedding and Kjeldsen, 2003](#)). Les spectres de gauche sont représentés en fonction de fréquence sur une échelle logarithmique, ceux de droite l’abscisse est normalisée par la fréquence de coupure. Le spectre du Soleil est obtenu par GOLF, α Cen par des mesures Doppler de UCLES et UVES, β Hyi par des mesures Doppler de UCLES et CORALIE, η Boo par largeur équivalente avec NOT et ξ Hya en vitesse par CORALIE. Les échelles verticales ont été normalisées. Le maximum d’amplitude de ξ Hya est 60 fois celui du Soleil.

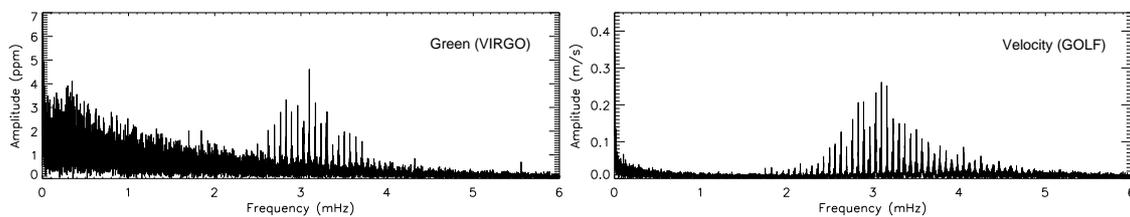


Fig. 4.4 – Spectres en amplitude de 20 jours d’observations du Soleil par mesures Doppler et photométriques, respectivement, par les instruments GOLF (en bas) et VIRGO (en haut). Le fond, dû au bruit de granulation, est plus important en photométrie qu’en vitesse.

à de nombreuses contraintes, à la fois imposées par les techniques actuelles et par la nature même des observations souhaitées.

Ainsi les étoiles, vues comme des sources ponctuelles, ne permettent d'effectuer uniquement des mesures intégrées sur la totalité de leur disque. Contrairement au Soleil, on ne peut pas les résoudre² : on n'a accès qu'aux modes globaux de bas degrés, c'est-à-dire $\ell \leq 3$. Ceci ne permettra pas d'obtenir la richesse du spectre solaire mais permettra d'obtenir plus qu'une simple information sur les propriétés globales des objets observés en apportant des contraintes sur leur structure et leur dynamique. Pour cela il faut pouvoir résoudre le spectre d'oscillation et ainsi estimer les fréquences des oscillations et déterminer des grandeurs caractéristiques comme les grande et petite différences. Surtout que les oscillations les plus intéressantes, celles de type solaire, sont de faible amplitude. De plus les modes ont des temps de vie longs (et finis) par rapport aux périodes des pulsations, ce qui est un critère supplémentaire.

Les progrès dans les techniques pour stabiliser les spectromètres ont permis dans les dernières années d'effectuer des observations au sol par mesure de vitesse Doppler d'étoiles de type solaire. Définir vitesse Doppler et photométrie. Bien que ces observations sont difficiles à interpréter à cause d'effets significatifs de la fenêtre d'observation sur le spectre mesuré, néanmoins il est clair que des détections ont pu être réalisées. Pour obtenir de spectres plus clairs, plus propres, des mesures avec un instrument adéquat doivent être effectuées de l'espace, pour s'affranchir notamment de l'atmosphère terrestre. De telles observations d'un satellite emploient de préférence des mesures photométriques plutôt que des mesures en vitesses, pour la simple raison que c'est une technique plus facile à réaliser et "spatialiser". De plus de l'espace il faut faire attention à la scintillation due à l'atmosphère terrestre qui peut contaminer les données.

Pour le Soleil, les oscillations ont été observées à la fois par des mesures de vitesses radiales et par photométrie. Ces 2 techniques sont applicables pour observer les étoiles, auxquelles peut être ajoutée la méthode des largeurs-équivalentes (Bedding et al., 1996). Du sol, les principales difficultés pour les observations sismiques viennent de l'effet de l'atmosphère et du temps d'observation limité à partir d'un seul site sur une nuit donnée. Si on se limite à un unique site pour une étoile, alors le spectre sera fortement contaminé par des effets de trous dans les observations. La petite séparation entre les fréquences attendue sera alors de l'ordre de $11.6 \mu\text{Hz}$, l'inverse d'une journée : c'est ce qu'on appelle l'aliasing jour/nuit. Ainsi à chaque pic sera associé de part et d'autre d'autres pics séparés de $11.6 \mu\text{Hz}$. Les lobes et le bruit de fond dans le spectre posent des problèmes dans la détection et l'identification des modes d'oscillations. Il est donc préférable de réaliser des campagnes multi-sites. Dans l'espace, on s'affranchit de l'atmosphère terrestre mais il faut faire attention à la scintillation. Celle-ci a moins d'influence sur les mesures en vitesse qu'en intensité mais les exigences techniques pour effectuer une mission d'astérosismologie en vitesse sont telles

Enfin une dernière source de difficultés provient de la présence de convection à la surface des étoiles de type solaire. Le temps de vie typique de la granulation n'est pas fondamentalement différent de celui des modes p. On ne peut donc pas négliger ce phénomène. Pour arriver à distinguer dans les spectres la composante convective et de celle acoustique, il est nécessaire d'intégrer suffisamment longtemps (et au moins plus longtemps que la durée de vie des modes).

4.2.2 Les instruments

– **WIRE** (depuis 1999)

Le satellite WIRE (Wide-field Infra Red Explorer ; Buzasi et al. 2000) a été lancé en 1999 mais l'instrument scientifique principale ne fût jamais opérationnel suite à un problème technique, au contraire des autres instruments embarqués. Ce qui a conduit à la reconversion du système de pointage pour réaliser des observations en photométrie d'étoiles variables et pulsantes. Cette reconver-

²des projets d'interférométrie stellaire sont pourtant à l'étude (Thévenin et al., 2006)

sion sismique a duré un an entre 1999 et 2000 et a permis l'étude d'une trentaine de pulsateurs stellaires, de type B à M, avec entre autres des β Céphéides, des δ Scuti ou des pulsateurs solaires dont Procyon (cf. [Cuypers et al. 2002](#) pour une revue des étoiles observées).

– **MOST** (2003 - ?)

C'est le premier (micro)satellite (la taille d'une grosse malette) conçu et dédié à la sismologie stellaire. Il a été mis en oeuvre par l'agence spatiale canadienne ([Matthews, 1998](#)). Il utilise un télescope de petit diamètre (15 cm) pour réaliser des mesures photométriques. Ces observations concernent plusieurs types d'étoiles. Ainsi des modes g ont pu être détectés dans des étoiles Be ([Saio et al., 2006](#)) ou encore l'estimation de la rotation différentielle de ϵ Eridani ([Croll et al., 2006](#)), un des faits marquants étant l'annonce par [Matthews et al. \(2004\)](#) de la non-détection de la signature de modes p dans Procyon (cf. § 5.4).

– **CoRoT** (2006 - 2009 ?)

Le télescope spatial COROT (Convection, Rotation et Transits planétaires, [Baglin et al. 2001](#)) est une mission conduite par le CNES, développée conjointement avec Alcatel, en partenariat avec plusieurs laboratoires (pilote par le LESIA) français (Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, Institut d'Astrophysique Spatiale), européens (Autriche, Belgique, Espagne, Allemagne, ESTEC/ESA) et brésiliens. Son lancement a été effectué depuis Baïkhonour et constitue un succès. Le satellite n'a pas encore connu sa première lumière, prévue mi-janvier 2007. Elle est dédiée à la fois à l'astérosismologie et à la recherche d'exoplanètes. Ces performances photométriques attendues couplées à des observations continues pendant 150 jours (avec un cycle utile de 80%) devraient permettre à COROT d'atteindre une précision de $0.1 \mu\text{Hz}$ sur la mesure des fréquences d'oscillations stellaires et de détecter des planètes quelques fois plus grosses que la Terre. Les opérations menées par CoRoT se basent sur 2 programmes. Le programme principal est basé sur une série d'au moins 5 observations de 150 jours des champs cibles : un champ *sismologie* contenant une ou deux étoiles cibles brillantes et un champ *exoplanètes* contenant jusqu'à 6000 étoiles de magnitude plus faible pour lesquels des transits sont recherchés. Tous les 6 mois, le satellite se retourne pour garder le Soleil dans le dos de son champ de vision. Ainsi entre deux séquences de 150 jours, il reste un mois mis à profit pour le programme d'exploration dont l'objectif est une exploration des oscillateurs du diagramme H-R avec pour chaque champ jusqu'à 10 étoiles faibles observées. Pendant les deux années et demi de la mission, près de 50 étoiles pour la sismologie et 60000 pour la recherche d'exoplanètes seront observées, constituant une première pour ces deux domaines. Mes travaux se situent d'ailleurs principalement dans le cadre du *Seismology Data Analysis Team*.

– **Kepler** (2008 - 2012/2014)

Il s'agit de la mission développée par la NASA pour son programme de découverte. Son objectif principal est la recherche de planètes de la taille de la Terre voir plus petites, et disposera d'un télescope d'un diamètre de 95 cm et pointera durant toute la durée (4 à 6 ans) du programme le même champ. 100000 étoiles seront ainsi accessibles et observées simultanément. Un certain nombre d'étoiles suffisamment brillantes bénéficieront d'observations de 1 à 3 mois avec un échantillonnage d'une minute pour mesurer des oscillations acoustiques ([Molenda-Zakowitz, 2006](#)).

– **SONG** (2009 - ?)

SONG (Stellar Oscillations Network Group ; [Grundahl et al. 2006](#)) est un projet de la communauté sismique avec pour objectif de développer un réseau sol de 8 petits télescopes pour mener à bien des missions d'astérosismologie et de recherche de planètes de faible masse. Le projet actuel pré-

voit d'effectuer des mesures de vitesse radiale, apportant une meilleure précision dans l'obtention du spectre et avec un bruit de fond plus bas qu'en photométrie. Grâce à SONG, on espère atteindre une précision inégalée actuellement pour la sismologie stellaire et l'observation d'exoplanètes.

– **Dôme C** (2010 ?)

Le Dôme C est un haut plateau situé en Antarctique, où se trouve déjà la base internationale Concordia. Ce lieu offre à la fois des conditions propices (quasi spatiales) pour les longues observations continues (3 mois de nuits complètes avec un cycle utile proche de 90%) et des conditions atmosphériques exceptionnelles (transparence et seeing). Un tel site propose ainsi une réelle complémentarité à des missions comme COROT, surtout avec l'absence de projets spatiaux concrets après 2010. Un des projets actuels est l'installation de Siamois (Sismomètre interférentiel à mesurer les oscillations des intérieurs stellaires ; [Mosser and Maillard 2005](#)) pour observer des étoiles brillantes sans interruption pendant 3 mois.

– **The life of stars and their planets** (2015 - 2025 ?)

Il s'agit d'un projet dans le cadre du *Cosmic vision* de l'ESA pour la période 2015-2025 ([Catala et al., 2005](#)) dont l'objectif est de contribuer à répondre aux questions concernant la formation et l'évolution des étoiles et de leurs systèmes planétaires. Son concept est proposé pour réaliser simultanément la recherche de planètes par transits autour d'étoiles proches et d'assurer le sondage des intérieurs stellaires, ainsi que l'étude de leur activité magnétique.

4.2.3 Quels outils de diagnostic pour l'astérosismologie ?

Méthodes asymptotiques

Comme j'ai pu le présenter au § 2.3, on peut utiliser les caractéristiques des spectres d'oscillations pour obtenir des contraintes sur les propriétés globales de l'étoile, e.g. masse, rayon ou âge. A ceux-ci peuvent être ajoutées de nouvelles grandeurs proposées par [Roxburgh and Vorontsov \(2003\)](#), pour les modes p, définies comme les rapports des petites aux grandes différences, e.g. $r_{n,\ell} = \delta\nu_{n,\ell}/\Delta\nu_{n,\ell}$. Ces nouvelles variables ont l'avantage d'être moins sensibles aux conditions dans les couches superficielles.

Sur le diagramme H-R classique, les étoiles sont distribuées en fonction de leur luminosité et de leur température de surface. Par analogie, on peut construire un diagramme H-R sismique en fonction des petites et grandes différences moyennes ([Christensen-Dalsgaard, 1988](#)). Avec l'évolution de l'étoile, la vitesse du son diminue dans le coeur, et le poids moléculaire moyen augmente du fait de la combustion de l'hydrogène central en hélium. A cela s'ajoute un accroissement des rayons physiques et acoustiques. Ce qui a pour conséquence de voir les petites et grandes différences diminuer. La figure 4.5 représente ce pendant astérosismique. Les lignes continues suivent l'évolution d'un modèle de masse donnée sur la séquence principale. Les lignes pointillés relient les différents modèles qui ont la même quantité d'hydrogène en leur coeur et donc qui se trouvent au même stade de leur évolution sur la séquence principale. Des estimations observationnelles de $\Delta\nu$ et $\delta\nu$ peuvent ainsi être utilisées pour contraindre la masses et l'âge d'étoile.

L'observation de modes mixtes peut s'avérer très utiles pour obtenir de l'information sur les différentes régions des intérieurs stellaires. On peut mentionner à ce sujet les travaux effectués sur une étoile de type solaire η Boo ([di Mauro et al., 2004](#)) ou une géante rouge ξ Hya ([Teixeira et al., 2003](#)) pour interpréter les observations de modes mixtes et contraindre leur structure et leur stade évolutif.

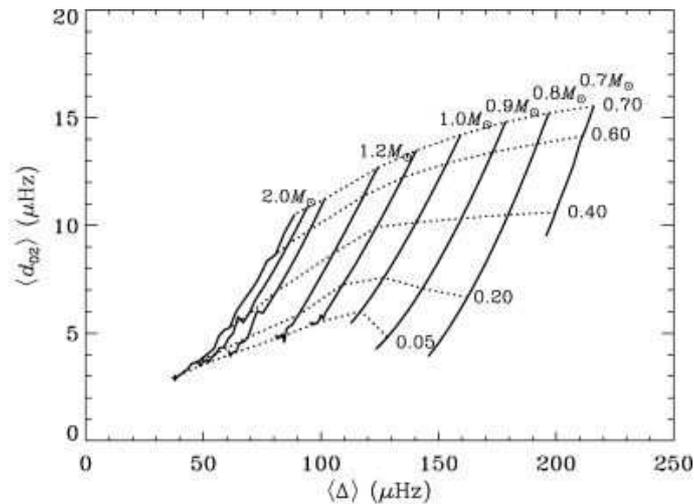


Fig. 4.5 – Diagrammes H-R sismiques (dans le plan $\langle \Delta \nu \rangle$ - $\langle \delta \nu \rangle$) : pour des modèles sur la séquence principale de masse et âge différents. Les lignes continues relient les modèles de même masse. Les lignes pointillées relient les modèles avec la même abondance centrale en hydrogène. D'après [Floranès et al. \(2005\)](#).

Inversions

Les inversions sismiques ont montré leur intérêt pour explorer les propriétés du Soleil et c'est naturellement que leur application au cas astérosismique est prévue. Des tentatives ont été effectuées pour adapter les techniques solaires à des observations stellaires artificielles ([Gough and Kosovichev, 1993](#); [Roxburgh and Vorontsov, 1998](#)). [Berthomieu et al. \(2001\)](#) ont réalisé des inversions astérosismiques d'étoiles de type solaire telles qu'elles seront observées par CoRoT montrant leur potentiel pour estimer la structure dans les régions les plus profondes. [Basu et al. \(2002\)](#) présentent une étude montrant l'importance des variables à utiliser pour effectuer des inversions. On pourra se reporter à la revue de [Basu \(2003\)](#) ou à [Thompson and Christensen-Dalsgaard \(2002\)](#) pour plus de détails.

Dans ce chapitre, je viens d'exposer les contraintes auxquelles la sismologie stellaire est soumise et je vais présenter dans le chapitre suivant des outils que nous avons spécialement adaptés, développés et validés pour aider et faciliter l'extraction d'information de données astérosismiques.

Chapitre 5

Apports aux missions astérosismiques (présentes et futures)

Las prisas no son buenas compañías

Sommaire

5.1	Comment extraire de l'information des spectres d'oscillations	86
5.1.1	Caractériser un spectre d'oscillation	86
5.1.2	Extraire de l'information	88
5.1.3	Les oscillations solaires pour interpréter les oscillations de type solaire	90
5.2	Rotation et inclinaison de l'axe d'une étoile	91
5.2.1	De l'importance d'extraire la rotation et l'angle d'inclinaison de l'axe	91
5.2.2	Effet de la rotation et de l'angle sur le spectre d'oscillations	94
5.2.3	Rotation, inclinaison et ajustement	97
5.2.4	Article R : H C R T	99
5.3	Peak tagging	106
5.3.1	A propos de l'identification des modes	106
5.3.2	De Fourier aux curvelettes	106
5.3.3	Curvelet et sismologie stellaire : C I	111
5.4	Le cas Procyon	120
5.4.1	Procyon avant et après MOST	120
5.4.2	Calculer le spectre de puissance	121
5.4.3	Analyse en curvelettes	123
5.4.4	Du signal ?	124
5.4.5	Exercice hare-and-hound # 4	125
5.4.6	Contributions à T C R T M	130

Les chapitres précédents ont permis d'exposer les succès du diagnostic sismique pour sonder le Soleil et aussi de montrer la grande variété de pulsateurs stellaires connus aujourd'hui et qui couvrent l'ensemble du diagramme HR. La détection et l'identification des modes d'oscillations dans ces objets constituent donc à la fois une étape nécessaire et un important défi pour pouvoir franchir un nouveau pas dans notre compréhension de la structure et de l'évolution stellaire. J'exposerai dans ce chapitre

des techniques, existantes et celles dont j'ai contribué au développement, en sismologie stellaire, afin d'apporter une aide à l'identification des modes et à l'extraction de l'information contenue dans les mesures astérosismiques d'étoiles de type solaire.

5.1 Comment extraire de l'information des spectres d'oscillations

5.1.1 Caractériser un spectre d'oscillation

Calculer la densité spectrale de puissance

Avant de pouvoir s'appliquer à extraire les paramètres des modes d'oscillations, il faut construire un périodogramme, un estimateur de la densité spectrale mesurée. Dans le cas de mesures astérosismiques, on peut utiliser un spectre d'amplitude ou un spectre de puissance. Nous utilisons ici et dans la suite du manuscrit comme représentation la densité spectrale de puissance pour étudier les séries temporelles des variations de luminosité ou de vitesse radiale. Pour ce faire, on dispose de plusieurs estimateurs pour déterminer un périodogramme dont :

- périodogramme *classique* : basé sur la transformée de Fourier des variations temporelles. C'est l'outil le plus simple et le plus utilisé pour analyser un phénomène physique.

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \exp(-i\omega t) dt \quad (5.1)$$

et la densité spectrale de puissance est alors définie par : $P(\omega) = |F(\omega)|^2$. Notamment lorsqu'on dispose d'une série temporelle échantillonnée régulièrement, on a recours à la FFT (Fast Fourier Transform), ce qui est le cas des données sismiques solaires qui bénéficient d'un taux d'échantillonnage régulier. Il comporte cependant quelques inconvénients. En effet si un pic a une fréquence non entière et non multiple de la résolution fréquentielle¹, la puissance de ce pic au lieu d'être concentrée sur un *bin* est étalée entre plusieurs *bins* adjacents. Le cas le plus défavorable peut ainsi entraîner jusqu'à baisse de $\approx 36\%$ de l'amplitude du pic. De plus les observations n'étant pas continûment infinies ou infiniment continues (comme déjà mentionné dans 3.2.1) cela revient à multiplier le signal temporel par une fenêtre carrée, c'est-à-dire convoluer la transformée de Fourier par un sinus cardinal. Chaque pic se voit alors de part et d'autre adjoint de lobes secondaires aspirant une partie de la puissance. Dans le cas d'observations au sol mono-site, la série temporelle est interrompue tous les jours, un alias jour/nuit est ainsi introduit, marqué par la présence de lobes secondaires situés à $\pm 11.57 \mu\text{Hz}^2$ autour du pic correspondant au mode propre. Cette pollution pose de gros problèmes pour l'identification des modes dans les observations astérosismiques effectuées depuis un site unique au sol.

- multi-fenêtrage ou multi-tapering : pour corriger une partie des problèmes liés au caractère borné des observations, on peut multiplier la série temporelle par un ensemble de fenêtres spécifiques et en procédant à un moyennage des périodogrammes obtenus, on a finalement un spectre où la puissance des pics est plus concentrée dans le lobe principal (Thomson, 1982; Percival and Walden, 1998; Komm et al., 1999, pour une application à des données sismiques solaires). Cette méthode permet de réduire la perte de puissance dans des lobes et est peu sensible au changement de phases aléatoires dans la série. Mais dans le périodogramme obtenu, les points ne sont plus statistiquement indépendants. Il apparaît alors une corrélation entre des points voisins ainsi qu'un élargissement des pics.

¹qui est l'inverse de la durée d'observation.

²c'est-à-dire l'inverse de 24 heures

- sur-échantillonnage ou zero-padding : cette technique est employée pour corriger l'étalement de la puissance d'un pic sur plus d'un bin. Son principe est d'ajouter une longue série de zéros à la fin d'une série temporelle avant d'en calculer le périodogramme classique de manière à en augmenter, artificiellement, la résolution fréquentielle. Pour une série de n points, on ajoute kn zéros pour obtenir un sur-échantillonnage de $k + 1$ fois le spectre original. Ainsi pour un périodogramme avec $k = 5$, la réduction des amplitudes n'est plus que de 3% (voir par exemple [Gabriel et al. 2002](#) pour une application aux données solaires de GOLF). L'inconvénient de cette technique est aussi d'introduire une corrélation entre des points voisins.

On trouvera une description des intérêts, inconvénients et avantages de chaque technique dans [Turck-Chièze et al. \(2004b\)](#) et [Couvidat \(2002\)](#), dans le cadre de la recherche des modes de gravité solaires. Par la suite les spectres de puissance discutés et utilisés auront été obtenus de manière classique par analyse de Fourier. Je reviendrai au paragraphe sur différentes techniques mises en oeuvre dans le cas de données non échantillonnées régulièrement ou comprenant des interruptions.

Le spectre de puissance des oscillations

Une fois le spectre d'oscillation obtenu, on peut s'attacher à déterminer au mieux les paramètres des modes. Ceux-ci n'ont pas une structure inconnue ou aléatoire, fort heureusement pour nous. En effet les modes acoustiques sont excités stochastiquement et amortis intrinséquement par la turbulence des couches superficielles de la zone convective ([Goldreich and Kumar, 1988](#); [Kumar, 1988](#)) et par analogie ces oscillations peuvent être modélisées avec un oscillateur harmonique amorti excité stochastiquement tel que :

$$\frac{d^2 Y}{dt^2} + 2\Gamma \frac{dY}{dt} + 2\omega_0^2 Y = F(t) \quad (5.2)$$

où $Y(t)$ est le déplacement de l'oscillateur, Γ est l'inverse du taux d'amortissement, ω_0 est la pulsation propre de l'oscillateur non amorti et $F(t)$ est la fonction source aléatoire. Cette équation est facile à résoudre en considérant sa transformée de Fourier :

$$-\omega^2 \tilde{Y}(\omega) - 2i\Gamma\omega \tilde{Y}(\omega) + \omega_0^2 \tilde{Y}(\omega) = \tilde{F}(\omega) \quad (5.3)$$

où $\tilde{Y}(\omega)$ et $\tilde{F}(\omega)$ sont respectivement les transformées de Fourier de $Y(t)$ et de $F(t)$. De cette équation, on peut sortir $\tilde{Y}(\omega)$:

$$\tilde{Y}(\omega) = \frac{\tilde{F}(\omega)}{(\omega_0^2 - \omega^2) - 2i\Gamma\omega} \quad (5.4)$$

Donc la densité spectrale de puissance est :

$$P(\omega) = |\tilde{Y}(\omega)|^2 = \frac{|\tilde{F}(\omega)|^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\Gamma^2\omega^2} \quad (5.5)$$

La puissance est maximale pour $\omega = \omega_0$. Près de cette valeur, c'est-à-dire pour ω telle que $|\omega - \omega_0| \ll \omega_0$, l'expression précédente peut se simplifier comme suit :

$$P(\omega) \simeq \frac{1}{4\omega_0^2} \frac{|\tilde{F}(\omega)|^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma^2} \quad (5.6)$$

Cette fonction $P(\omega)$ définit le profil *lorentzien* d'un mode caractérisé par une pulsation ω_0 , une amplitude $A = \tilde{F}(\omega)/4\pi\omega_0^2\Gamma^2$ et une largeur à demi-hauteur 2Γ . Un mode contient ainsi une puissance intégrée $P = \pi A\Gamma/2$. Le temps d'amortissement τ d'un mode est tel que $1/\tau = 2\Gamma$. La détermination de la largeur d'un pic est donc important pour estimer le temps de vie d'un mode.

De ce qui précède, on voit donc qu'on peut modéliser le spectre de puissance des modes p par une somme de profils lorentziens correspondant aux différents modes (n, ℓ, m) tel que :

$$S(\nu) = B(\nu) + \sum_n \sum_{\ell} L(\nu, \nu_{n\ell}, A_{n\ell}, \Gamma_{n\ell}) \quad (5.7)$$

avec

$$L(\nu, \nu_0, A, \Gamma) = \frac{A}{1 + \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Gamma/2}\right)^2} \quad (5.8)$$

Les modes sont excités par la convection turbulente à la surface solaire. Ces mouvements convectifs ont une signature dans le spectre de puissance, principalement à basse fréquence. La figure 5.1 représente le spectre de puissance du Soleil, tel qu'obtenu avec l'instrument GOLF/SoHO pendant une durée de 5 ans. Y figurent les différents bruits contribuant au *background* B , le fond continu du spectre : bruits instrumentaux, bruit de photon et bruits stellaires (convection, activité). Avec la qualité actuelle des données solaires, on est aussi capable de mesurer une asymétrie des modes (Nigam and Kosovichev, 1998) (qui dépend également du type de technique utilisée pour les observations : en vitesse ou en intensité). Dans le reste du manuscrit, on ne tiendra pas compte de l'asymétrie des modes car le rapport signal-à-bruit attendu pour les prochaines données astérosismiques ainsi que leur résolution fréquentielle ne seront pas suffisant pour la mesurer et donc la prendre en compte. L'éventualité de l'introduction de ce paramètre ultérieurement dans des modèles n'est pas à exclure et ne remet pas en cause les résultats des travaux présentés ici.

5.1.2 Extraire de l'information

Nous possédons maintenant un spectre de puissance *observé* et un *modèle* de spectre. On va donc pouvoir réaliser un ajustement du spectre observé pour extraire l'information contenue dans les observations sismiques et les paramètres des modes. Les modes acoustiques étant excités stochastiquement par la convection turbulente de surface, il est important de prendre en compte le bruit convectif associé pour effectuer le meilleur ajustement possible. Le spectre observé et mesuré S_{obs} est ainsi modélisé comme le produit d'un spectre théorique *parfait* déterminé comme décrit dans le paragraphe précédent et d'un bruit convectif modélisé par une distribution suivant une loi statistique du χ_2 à 2 degrés de liberté (Woodard, 1984). La procédure d'ajustement prenant en compte cette statistique, les premières méthodes utilisées (basées sur une distribution gaussienne et des estimations par la méthode des moindres carrés) ont été remplacées par une technique plus adéquate, l'estimateur du maximum de vraisemblance (Duvall and Harvey, 1986; Anderson et al., 1990), prenant en compte la statistique du signal.

Comme mentionné plus haut, le spectre observé contient un bruit de fond dû notamment au bruit de convection présent à la surface du Soleil ou d'une étoile de type solaire. Avant de réaliser l'ajustement du spectre, on corrige celui-ci de ce fond continu (on l'"aplatit"). Le fond continu est ajusté suivant un modèle tenant compte du spectre de la convection (granulation, mésogranulation, supergranulation). Dans le cas du Soleil, la convection est bien étudiée et on utilise le modèle de Harvey et al. (1993). Dans le cas d'oscillateurs de type solaire, Vázquez Ramió et al. (2004) ont montré la possibilité de mesurer ce fond convectif dans d'autres étoiles de la séquence principale (Régulo et al., 2005). Une fois cette opération effectuée, on s'attache à ajuster les paramètres \mathbf{a} du profil théorique $S(\mathbf{a}; \nu)$ sur le spectre mesuré $S_{obs}(\nu_i)$. Ce dernier constitue un échantillon $\{y_i\}_{i=1, \dots, n}$ où y_i est la valeur mesurée au point d'échantillonnage de fréquence ν_i . On sait que la mesure effectuée est bruitée et que ce bruit est multiplicatif et suit une loi du χ_2^2 :

$$y_i = S(\mathbf{a}; \nu_i) \cdot b_i \quad (5.9)$$

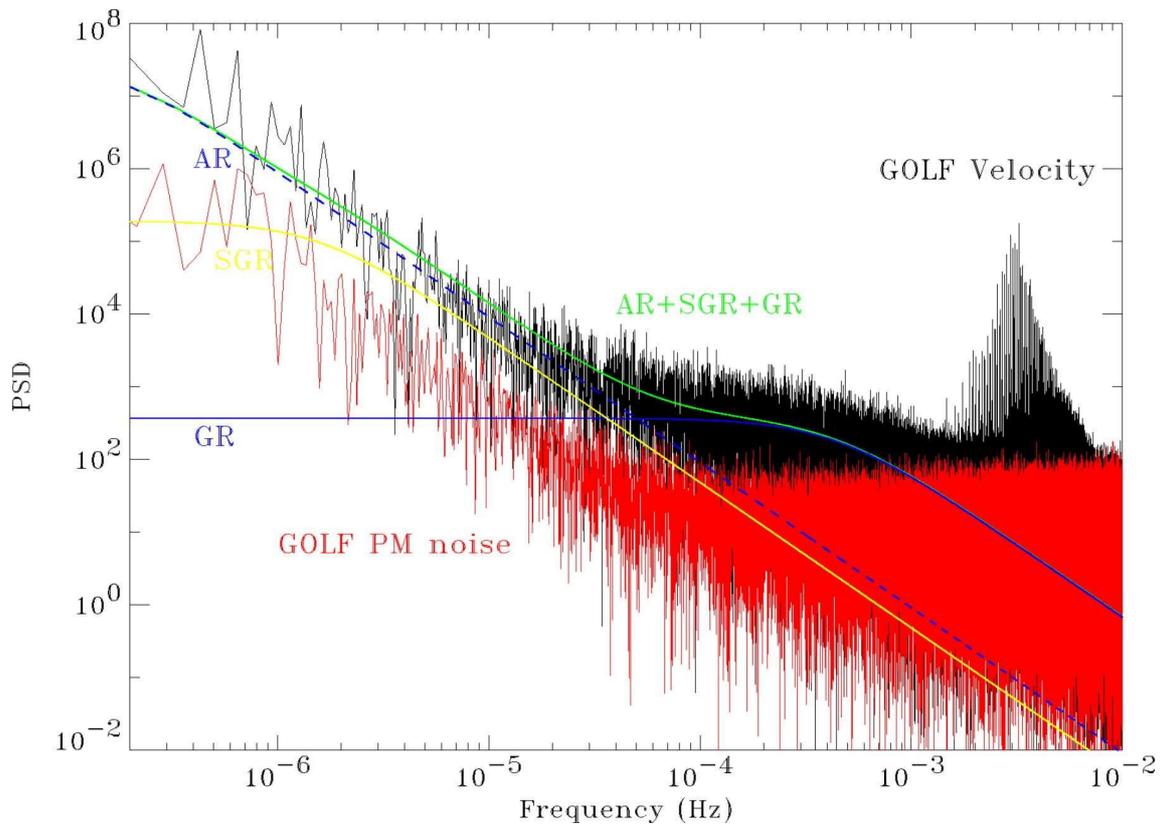


FIG. 5.1 – Densité spectrale de puissance des oscillations solaires observées avec l'instrument GOLF (en noir). Le spectre rouge représente le bruit des détecteurs de GOLF. Les lignes continues correspondent aux ajustements du modèle d'Harvey et al. (1993) des régions actives (ARs), de la granulation (GR), de la supergranulation (SGR), et la somme de ces 3 composantes (AR + SGR + GR). On distingue très nettement l'enveloppe caractéristique des modes p. (D'après Turck-Chièze et al., 2004b).

Le spectre y suit donc une loi de probabilité de densité g telle que : $g(y)dy = f(b)db$, ce qui conduit à :

$$g(y) = \frac{1}{S(\mathbf{a}; \nu)} \exp\left(-\frac{y}{S(\mathbf{a}; \nu)}\right) \quad (5.10)$$

La fonction de vraisemblance $\mathcal{L}(\mathbf{a}; y_i)$ s'écrit alors :

$$\mathcal{L}(\mathbf{a}; y_i) = \prod_{i=1}^n \left(\frac{1}{S(\mathbf{a}; \nu_i)} \exp\left(-\frac{y_i}{S(\mathbf{a}; \nu_i)}\right) \right) \quad (5.11)$$

ou

$$-\ln \mathcal{L}(\mathbf{a}; y_i) = \sum_{i=1}^n \left(-\ln S(\mathbf{a}; \nu_i) + \frac{y_i}{S(\mathbf{a}; \nu_i)} \right) \quad (5.12)$$

Trouver le maximum de la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}(\mathbf{a}; \nu)$ revient à trouver le minimum de cette dernière équation. L'erreur sur les paramètres ajustés est obtenue en calculant l'inverse de la matrice hessienne (Appourchaux et al., 1998a). Libbrecht (1992) avait déjà établi l'erreur sur la fréquence ajustée telle que : $\sigma_\nu = f(\beta) \sqrt{\Gamma/4\pi T}$ avec Γ la largeur du mode, T la durée d'observation, β l'inverse du rapport signal/bruit dans le spectre et $f(\beta)$ une fonction proche de 1 pour un rapport signal-à-bruit élevé. On voit ainsi l'importance d'avoir des données sismiques sur de longues durées et avec le moins de bruit possible.

On trouvera des discussions sur cette technique et ses propriétés dans [Appourchaux et al. \(1998a,b\)](#) et sur la modélisation du spectre de puissance des modes p solaires, notamment, dans [Fierry Fraillon et al. \(1998\)](#). L'extraction des paramètres de modes p pour des étoiles de type solaire ne bénéficie pas de la richesse du spectre solaire et elle est limitée aux modes de bas degrés ($\ell = 0, 1, 2, 3$). Les modes sont ajustés seuls ou par paire ($\ell, \ell + 2$) pour estimer la fréquence centrale des modes, leur amplitude et leur largeur, et des valeurs *a priori* sont nécessaires pour effectuer cette analyse. De plus i et $\delta\nu$ sont inconnus et nécessaires. Cet aspect de l'estimation des paramètres des modes sera discuté dans la partie 5.2 où ma contribution à la question sera présentée. Au lieu de réaliser des ajustements de manière locale comme décrit précédemment, d'autres techniques pour ajuster le spectre globalement ont été aussi développées par [RocaCortes1998](#) ou [Neiner and Appourchaux \(2004\)](#).

5.1.3 Les oscillations solaires pour interpréter les oscillations de type solaire

De nombreux outils ont été développés par les sismologues solaires, depuis une trentaine d'années, pour extraire du mieux possible l'information des mesures sismiques solaires. Il est donc tout naturel d'adapter - du moins d'essayer d'adapter - ces techniques pour l'analyse des oscillateurs de type solaire. En effet, tout comme l'astérosismologie actuellement, la sismologie solaire n'a pas bénéficié à ses débuts de réseaux au sol ou de mission spatiale, seulement d'observations mono-site (campagne bi-site pour Procyon a été prévue en janvier 2007). Différentes techniques ont ainsi été développées et mises en oeuvre :

- pour corriger les effets dus aux trous dans les séries temporelles : avec des périodogrammes obtenus par multi-fenêtrage (multitaper), afin de concentrer la puissance dans le lobe principal,
- pour diminuer le bruit dans les spectres solaires : par déconvolution homomorphique ([Baudin et al., 1993](#)), en combinant multitapering et ondelettes ([Komm et al., 1999](#)), en lissant le spectre par une analyse en ondelette ([Solanki et al., 2001](#)),
- pour étudier le comportement temporel des modes : avec des analyses temps-fréquences ([Baudin et al., 1994](#)) ou en ondelettes ([Toutain et al., 1997](#); [Régulo and Roca Cortés, 2001](#); [Andersen and Leifsen, 2004](#)),
- pour identifier les modes : en mettant à profit les propriétés asymptotiques des modes p ([Tassoul, 1980](#)), notamment via le diagramme échelle ([Grec et al., 1983](#)).

Au contraire de la sismologie solaire, l'étude des autres étoiles présentant des oscillations de type solaire est suffisamment récente pour ne pas bénéficier encore de moyens observationnels similaires pour fournir des données sismiques continues de longues durées, bien que MOST soit opérationnel depuis 2003³. En effet quasiment toutes les données disponibles de ce type d'étoile (par ex. Procyon, α Centauri ou η Bootis) ont été et sont obtenues à partir de sites uniques au sol⁴ (Coralie, Elodie, HARPS au VLT) avec les inconvénients inhérents à ce type d'observation. Pour faire face à l'introduction des alias diurnes et au faible rapport signal-à-bruit différents outils ont été adaptés ou développés, et utilisés conjointement tels que :

- l'algorithme CLEAN ([Roberts et al., 1987](#)) : pour nettoyer un spectre des artefacts dûs aux interruptions diurnes, en mettant notamment à profit l'estimation de grandeurs caractéristiques du spectre de puissance comme la grande différence ([Kjeldsen et al., 1995](#)),
- la méthode de Lomb-Scargle ([Lomb, 1976](#); [Scargle, 1982](#)) : pour calculer un périodogramme à partir de séries temporelles non échantillonnées régulièrement. Cette méthode est souvent associée à une analyse avec CLEAN (par exemple [Martić et al., 1999](#)),

³On reviendra sur ces observations plus loin.

⁴A l'exception de quelques campagnes multi-site dans le cadre de l'étude des δ Scuti notamment (e.g. réseau STEPHI, [Michel et al. 1992](#), et en attendant la prochaine campagne multi-site d'observation de Procyon début 2007).

- Pijpers (2006) a proposé récemment une nouvelle méthode pour analyser une série temporelle contenant des interruptions diurnes ou un échantillonnage non régulier. Elle permet entre autres d'étudier le comportement temporel des oscillations (important pour s'intéresser aux cycles d'activité) ou encore être adaptée pour faire des ajustements,
- un ajustement des arêtes, caractéristiques d'oscillations de type solaire dans le diagramme échelle, a été effectué par Bedding et al. (2004) et Kjeldsen et al. (2005) dans le cadre de l'analyse de α Cen A et B. Au préalable, les pics des modes d'oscillation ont été détectés et identifiés, respectivement, en pondérant la série en fonction de la fenêtre d'observation ou en utilisant une analyse par l'ajustement à des fonctions sinusoïdales ("sine wave fitting", par exemple Pallé 1986),
- une application de l'analyse temps-fréquence avec des ondelettes a été appliquée à des signaux astérosismiques (Roques et al., 1998),
- Moreira et al. (2005) dérivent une technique pour détecter des modes ayant une durée de vie longue (comme des modes mixtes ou de gravité) noyés dans un spectre de modes p.
- Régulo and Roca Cortés (2002) mettent aussi à profit les propriétés de périodicité des spectres d'oscillations de type solaire pour présenter une méthode de réduction du bruit et de mise en évidence des pics correspondant aux modes. Appliquée aux données MOST de Procyon.
- Roxburgh and Vorontsov (2006) ont récemment décrit une manière d'utiliser les propriétés de la fonction d'autocorrelation⁵ pour obtenir une estimation des petites et grandes différences, ce qui permet de contraindre des propriétés fondamentales des étoiles observées, comme leur rayon et leur masse, même sans bénéficier d'une identification et d'une mesure des paramètres des modes.

Comme nous venons de le voir, les efforts ne faiblissent pas pour fournir des outils adaptés pour une analyse efficace des données astérosismiques. Pour ce faire, il faut pouvoir mettre en application des méthodes optimales pour détecter et identifier les modes avant de procéder à une estimation de l'angle d'inclinaison et de la vitesse de rotation. Nous commençons par ce point dans le paragraphe suivant.

5.2 Rotation et inclinaison de l'axe d'une étoile

C'est en déterminant au mieux les paramètres des modes d'oscillations - fréquences, amplitudes, largeur des pics ... - que l'on pourra étudier la structure et la dynamique des étoiles. D'ailleurs celle-ci constitue l'un des objectifs de CoRoT, en proposant d'observer des étoiles dans des conditions permettant d'atteindre la précision nécessaire pour avoir accès à des informations sur la rotation et la convection au sein de l'étoile. Des travaux ont déjà porté sur la détermination des propriétés de la zone convective d'étoiles de type solaire comme sa profondeur (Monteiro et al., 2000; Ballot et al., 2004; Mazumdar and Antia, 2001) ou son abondance en hélium (Basu et al., 2004). Je m'intéresserai ici au problème de l'estimation de la vitesse de rotation d'une étoile à laquelle est directement associé l'angle d'inclinaison de son axe de rotation.

5.2.1 De l'importance d'extraire la rotation et l'angle d'inclinaison de l'axe

Pour un observateur terrestre, l'axe de rotation du Soleil est presque perpendiculaire à sa ligne de vue. Et on considère habituellement que cet axe est exactement perpendiculaire au plan de l'écliptique pour les observations héliosismiques. Or pour toutes les étoiles qu'on peut observer, cet angle est distribué aléatoirement sur la voûte céleste. Comme on le montra dans le paragraphe 5.2.2, la visibilité des modes d'oscillations stellaires dépend de l'inclinaison de l'axe de rotation de l'étoile i_* et de sa vitesse de rotation Ω_* . Cette répartition aléatoire des valeurs de i_* affecte les méthodes classiques pour mesurer

⁵Une technique alternative consiste à considérer la transformée de Fourier du spectre de puissance sismique. Je reviendrai sur ce point plus loin.

les paramètres des modes d'oscillation. Au contraire la sismologie stellaire offre la possibilité d'estimer i_* , qui est très mal contraint en général. De plus l'astérosismologie permet de mesurer la vitesse de rotation Ω_* et n'est pas qu'une mesure de la projection de cette vitesse sur l'axe de visée de l'observateur $v \cdot \sin i$ (v étant la vitesse équatoriale de la surface stellaire). Par cette capacité à fournir une estimation de i_* et de Ω_* , il est possible de contraindre aussi le rayon stellaire, autrement accessible par des mesures interférométriques (cf. [Thévenin et al. 2006](#) pour une revue de l'apport de l'interférométrie à l'astérosismologie). De plus la connaissance de i_* est aussi importante pour la détermination des paramètres des exoplanètes. En effet les techniques standards de détection de planètes donnent une estimation inférieure de leur masse M_p , telle que $M_p \sin i_p$ (i_p étant l'inclinaison de l'orbite planétaire par rapport à la ligne de visée). Comme on s'attend à ce que i_* et i_p soient similaires, la connaissance de i_* permet de contraindre directement M_p . L'intérêt de missions alliant sismologie et exoplanètes telles CoRoT, Kepler ou HARPS est évident.

L'astérosismologie offre une possibilité unique d'avoir accès à des paramètres aussi importants et fondamentaux que l'inclinaison de l'étoile, sa vitesse de rotation et même son éventuelle rotation différentielle. Avant d'exposer plus en détails comment déterminer ces grandeurs à partir des oscillations, je vais juste exposer rapidement le rôle de la rotation dans la vie des étoiles.

Rôle de la rotation dans l'évolution stellaire

La rotation joue un rôle important dans la vie des étoiles, de leur formation à leur mort, et constitue donc un aspect important à bien mesurer pour améliorer notre compréhension de l'évolution stellaire (cf. [Maeder and Eenens 2004](#) pour une revue générale sur la rotation stellaire et son influence). En effet de leur formation par la contraction d'un nuage interstellaire, ce qui deviendra une étoile acquiert une rotation rapide. Le taux de rotation de la proto-étoile s'établit également par l'interaction entre celle-ci et le disque l'entourant ou via l'influence d'un champ magnétique.

L'évolution de la rotation stellaire est aussi déterminée par l'interface entre les pertes de moment angulaire liées aux vents stellaires et la redistribution du moment angulaire dans l'intérieur stellaire. Pour des étoiles comme le Soleil, la perte de moment angulaire a lieu au travers d'un vent émanant de la zone convective. La force de ce vent est reliée à l'activité magnétique de l'étoile, produit - pour ce type d'étoile - par effet dynamo. Celui-ci dépend d'ailleurs fortement de la rotation stellaire. L'impact dynamique de la rotation sur la structure stellaire se fait sentir au travers de la force centrifuge modifiant ainsi l'équilibre hydrostatique. Dans la plupart des cas, cet effet est faible et négligeable, ce qui permet comme on a pu le voir de simplifier la modélisation des intérieurs stellaires. Pour des étoiles ayant des rotations très rapides, ce qui est particulièrement le cas pour les étoiles massives (plusieurs de centaines de km/s, pour rappel le Soleil tourne à ~ 2 km/s), la surface stellaire est déformée ([Kippenhahn et al., 1970](#); [Meynet and Maeder, 1997](#)) entraînant une modification à la fois de la perte de masse mais aussi de la dynamique interne et des mouvements de circulation. Ceux-ci influencent directement le transport des éléments chimiques via la modification des processus de mélange au sein de l'étoile. Ce mélange rotationnel induit est important à prendre en compte dans la modélisation de l'évolution stellaire (cf. [Mathis and Zahn 2004](#)). Il faut aussi y ajouter à ce mélange rotationnel ainsi induit une diffusion induite rotationnellement (cf. [Richard et al., 2004](#)) complétant la prise en compte de la diffusion turbulente à la tachocline ([Spiegel and Zahn, 1992](#); [Brun et al., 1999](#); [Piau and Turck-Chièze, 2002](#)) pour expliquer les abondances de surfaces.

Mesurer la rotation stellaire

Les données d'observation sur la rotation stellaire étaient, jusque récemment, limitées à la détermination de la rotation de la surface solaire en fonction de la latitude et aux mesures du taux de rotation, ou de

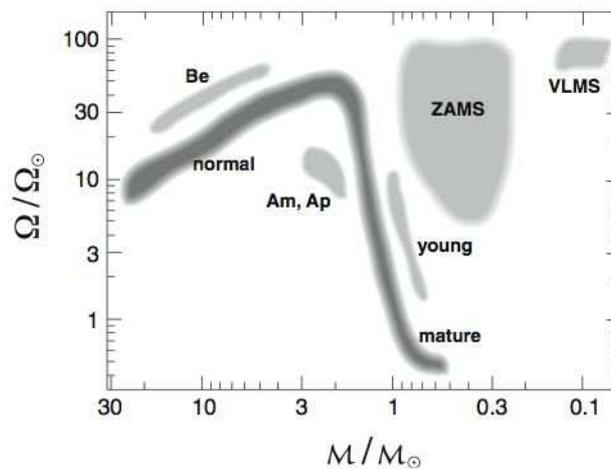


Fig. 5.2 – Vitesses de rotation stellaires en fonction de leur masse. Diagramme schématisant la rotation des étoiles de la séquence principale. Cette figure a été réalisée à partir des valeurs caractéristiques $v \cdot \sin i$ en fonction du type spectral, avec les masses et les rayons supposés pour ces types spectraux. En ordonnée est représentée la vitesse angulaire de surface normalisée à celle du Soleil. Les étoiles normales de la SP suivent une ligne noire large, bien que l'on connaisse peu d'étoiles avec une masse inférieure à $0.5M_{\star}$. Les étoiles Be tournent environ 2 fois plus vite que les étoiles de cette masse. La région VLMS correspond aux étoiles de très faible masse (d'après [Murdin](#) in Encyclopedia Astron. Astroph 2006).

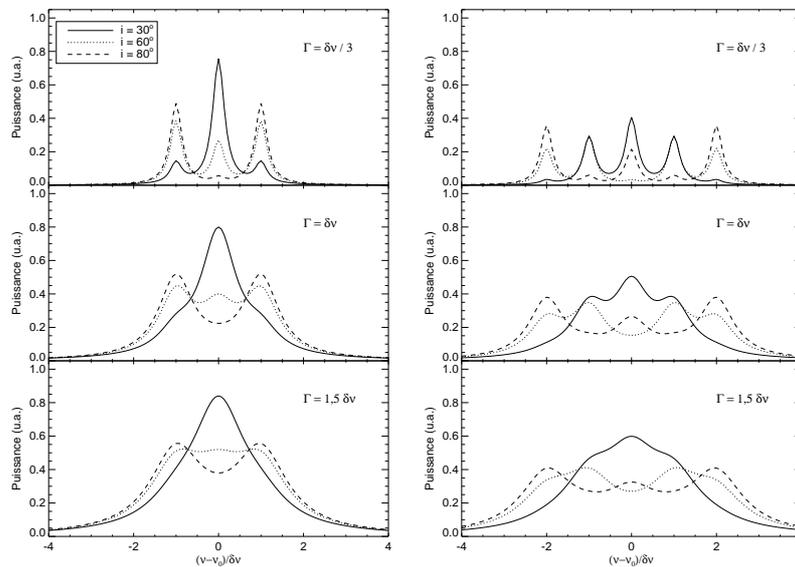
la projection des vitesses de rotation. Il existe plusieurs techniques pour mesurer la rotation des étoiles. Lorsqu'elle est suffisamment élevée elle entraîne un élargissement des raies spectrales. Ceci fournit une mesure de la composante projetée de la vitesse sur la ligne de visée v_{rot} , i.e., $v_{rot} \sin i_{\star}$. Si l'on dispose d'un échantillon uniforme suffisant d'étoiles, il est alors possible de corriger l'angle d'inclinaison, d'un point de vue statistique en supposant une valeur aléatoire de l'angle. En pratique, les observations actuelles permettent des mesures de $v_{rot} \sin i$ à des valeurs aussi faibles que 5 km/s. Une mesure directe de la rotation est possible quand sa surface présente des inhomogénéités, ce qui permet de repérer des variations périodiques. C'est le cas pour des étoiles présentant une activité magnétique en surface de type solaire. En effet leur surface est marquée par la présence de taches magnétiques. Si celles-ci sont suffisamment étendues, elles recouvrent une partie non négligeable de la surface de l'étoile, des observations par photométrie peuvent alors montrer leur signature par une modulation rotationnelle (cf. [Krishnamurthi et al. 1998](#) pour les étoiles de l'amas des Pléiades). D'autres aspects de l'activité stellaire peuvent être observés. Ainsi dans le vaste programme d'étude de l'activité stellaire mené au Mont Wilson ([Wilson, 1978](#)), on s'intéresse aux raies spectrales H et K du calcium. Elles correspondent à la mesure de l'activité chromosphérique contenant aussi une signature modulée par la rotation ([Donahue et al., 1996](#)). Enfin la possibilité de mesurer le splitting rotationnel dans les spectres d'oscillations stellaires permet une mesure de la rotation stellaire. Et ceci peut également permettre d'atteindre le profil de rotation interne (cf. [Lochard et al. 2005](#) pour les étoiles de type solaire ; [Winget et al. 1994](#) pour les naines blanches). Enfin on peut citer les mesures spectro-polarimétriques qui offrent la possibilité de reconstruire les structures magnétiques à la surface des étoiles par imagerie Zeeman-Doppler. On peut se reporter à la revue de [Donati \(2004\)](#) présentant comment ainsi accéder à la topologie du champ magnétique et la rotation différentielle de surface.

5.2.2 Effet de la rotation et de l'angle sur le spectre d'oscillations

Comme nous allons le montrer ici, l'angle d'inclinaison de l'axe de rotation d'une étoile et sa vitesse de rotation sont étroitement liés et il est donc très important de comprendre comment ces 2 paramètres se manifestent dans les spectres d'oscillations.

Rotation

Les fréquences propres d'oscillations sont caractérisées par un ordre radial n et un degré ℓ , dans le cas d'une étoile à symétrie sphérique. Les fréquences sont donc notées $\nu_{n,\ell}$. Or la symétrie sphérique initialement supposée est brisée par la rotation ou le champ magnétique notamment, levant ainsi la dégénérescence en m , l'ordre azimutal, des modes propres. Chaque mode ne sera plus représenté dans les spectres par un unique pic mais par un multiplet, dont la structure dépend de l'angle et de la vitesse de rotation. La distance entre les différentes composantes d'un multiplet est ce qu'on appelle un *splitting*. Il existe un *splitting rotationnel* se traduisant par des multiplet de $(2\ell + 1)$ composantes et un *splitting magnétique* amenant $(2\ell + 1)^2$ composantes. Dans le type d'étoiles auquel on s'intéresse ici, le splitting magnétique est négligeable (Gough and Thompson, 1990). La mesure du profil solaire a montré que l'extraction du splitting rotationnel est moins évidente avec des modes de bas degrés, présentant moins de composantes dans les multiplets et une grande sensibilité à l'excitation stochastique. C'est une difficulté à laquelle il faut faire face dans le cadre des observations astérosismiques où seuls les modes de bas degrés ($\ell \leq 3$) seront au mieux accessibles. A cela il faut ajouter l'inconnue que constitue l'angle d'inclinaison qui détermine la structure des multiplets.



F . 5.3 – Cette figure illustre l'influence de l'angle d'inclinaison i et du splitting rotationnel $\delta\nu$ sur la structure d'un mode, et plus particulièrement les amplitudes relatives au sein d'un multiplet. Y sont représentés un mode $\ell = 1$ (gauche) et $\ell = 2$ (droite) dont la structure en multiplet apparaît. La puissance visible est répartie entre les $(2\ell + 1)$ composantes selon i . On note la difficulté de pouvoir séparer l'effet de l'angle de celui du splitting. ν_0 est la fréquence centrale d'un mode, Γ en est la largeur et $\delta\nu$ le splitting (d'après Ballot et al., 2006).

La fréquence d'un mode (n, ℓ, m) peut alors s'écrire telle que (dans le cas d'une rotation uniforme) :

$$\nu_{n\ell m} = \omega_{n\ell} + m \frac{\Omega}{2\pi} (1 - C_{n\ell}) \quad (5.13)$$

où $C_{n\ell}$ est la constante de [Ledoux \(1951\)](#) ou de Coriolis. Le terme $m\Omega/2\pi$ représente l'effet de l'advection de l'onde par la rotation et le terme $-mC_{n\ell}\Omega/2\pi$ la correction due à la force de Coriolis, Ω étant la vitesse moyennée sur la surface. Pour les modes d'ordre radial élevé, cette constante est telle que $C_{n\ell} \approx 1/(\ell(\ell+1))$ pour les modes de gravité et $C_{n\ell} \approx 0$ pour les modes de pression. L'équation précédente peut donc se simplifier :

$$\nu_{n\ell m} \approx \omega_{n\ell} + m \frac{\Omega}{2\pi} \quad (5.14)$$

Le splitting rotationnel $\delta\nu_{n\ell m}$ est alors représenté par le terme $m\Omega/2\pi$. La figure 5.3 présente la structure des modes $\ell = 1$ et 2 pour différents taux de rotation et différents angles. Elle illustre très clairement la sensibilité des multiplets à la rotation, et le fait que leur structure est déterminée par l'angle d'observation (on revient sur cet aspect dans le paragraphe suivant). La seule mesure du splitting donne ainsi une estimation directe de la rotation moyenne de l'étoile ! Pour extraire de la mesure du splitting le profil de rotation, on utilise une autre formulation du splitting :

$$\nu_{n\ell m} = \nu_{n\ell 0} + 2\pi m \int_0^{R_\odot} \int_0^\pi K_{n\ell m}(r, \theta) \Omega(r, \theta) r dr d\theta \quad (5.15)$$

où les noyaux (*kernels*) $K_{n\ell m}$ sont déterminés à partir de la structure de l'étoile et des propriétés des fonctions propres ([Schou et al., 1994](#)). Il est important de noter que les noyaux sont seulement sensibles à la composante symétrique de $\Omega(r, \theta)$, et l'analyse du splitting des modes globaux ne fournit aucune information sur la composante antisymétrique.

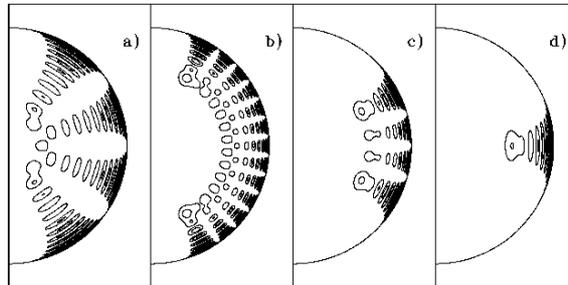


Fig. 5.4 – Contour des noyaux déterminant la sensibilité des différents modes à la rotation interne, ici du Soleil. Tous les modes ont des fréquences proches de 2mHz. Leur degré ℓ et leur ordre azimutal m sont, de gauche à droite, $(\ell, m) = (5, 2), (20, 8), (20, 17)$, and $(20, 20)$ (d'après [Christensen-Dalsgaard, 2006](#)).

Des techniques d'inversion de la rotation interne sont présentées, par exemple dans [Schou et al. \(1998\)](#). La détermination de $\Omega(r_0, \theta_0)$ en un point (r_0, θ_0) est obtenue par une combinaison linéaire des données qui peuvent être par exemple mise sous la forme $m^{-1}\delta\omega_{n\ell m}$:

$$\Omega(r_0, \theta_0) = \sum_{n\ell m} c_{n\ell m}(r_0, \theta_0) m^{-1} \delta\omega_{n\ell m} = \int_0^{R_\odot} \int_0^\pi \mathcal{K}(r_0, \theta_0, r, \theta) \Omega(r, \theta) r dr d\theta \quad (5.16)$$

en utilisant l'équation 5.15. Cette équation définit la vitesse angulaire déduite comme une moyenne qui est idéalement localisée près de (r_0, θ_0) . Le degré de la localisation est déterminé par l'étendue du noyau moyen défini par :

$$\mathcal{K}(r_0, \theta_0, r, \theta) = \sum_{n\ell m} c_{n\ell m}(r_0, \theta_0) K_{n\ell m}(r, \theta) \quad (5.17)$$

La manière dont sont obtenus les coefficients d'inversion $c_{n\ell m}(r_0, \theta_0)$ dépend des propriétés de la méthode d'inversion mise en oeuvre.

Angle

La figure 5.5 montre l'évolution du spectre en fonction de l'angle d'inclinaison i pour des modes $\ell = 1$ et 2 , c'est-à-dire ayant respectivement 3 et 5 composantes visibles, au mieux. Il apparaît très clairement (comme on avait pu le voir déjà sur la figure 5.3) que la structure des multiplets est déterminée par l'angle i . Et ce uniquement pour des raisons géométriques. En effet, contrairement au cas solaire où des observations à haute résolution spatiale peuvent être menées, l'astérosismologie ne bénéficie - pour l'instant ? - que de mesures, en luminosité ou en vitesse, intégrées sur le disque stellaire.

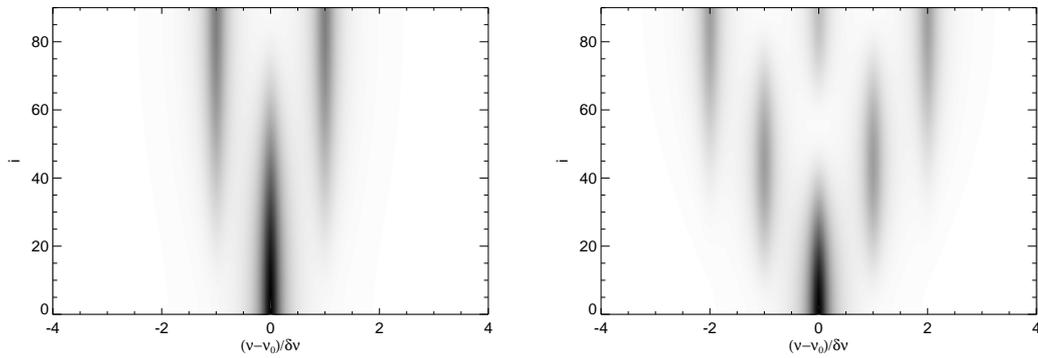


FIG. 5.5 – Cette figure illustre d'une autre façon l'influence de l'angle d'inclinaison i sur la visibilité des composantes d'un multiplet. À gauche, il s'agit d'un mode $\ell = 1$; à droite, un mode $\ell = 2$. Chaque ligne horizontale représente le spectre d'un mode ($\ell = 1$ ou 2) pour une valeur différente de l'angle i . La répartition de la puissance entre les différentes composantes est bien visible. Dans le cas représenté ici, on a $\Gamma = \delta v/3$ (d'après Ballot et al., 2006).

En s'intéressant à la contribution relative des modes dans des observations intégrées sur un disque stellaire (cf. par exemple Gizon and Solanki (2003) et ses références pour une description des calculs), on peut déterminer la visibilité V_ℓ de chaque mode. Cette visibilité décroît vite et fortement avec l'augmentation du degré ℓ . Ainsi pour $\ell = 1, \dots, 5$ on a $(V_\ell/V_0)^2 = 1.5, 0.53, 0.027, 0.0039, 0.00067$. On comprend mieux pourquoi on s'attend à observer seulement les modes de degrés $\ell = 0, 1, 2$ et probablement quelques $\ell = 3$.

En supposant que l'énergie d'un mode soit répartie identiquement entre les composantes d'un multiplet, les amplitudes relatives de ces composantes peuvent s'écrire en fonction de la visibilité des modes :

$$A_{n\ell m} = a_{\ell m}(i)\alpha_{n\ell}V_\ell^2 = a_{\ell m}(i)A_{n\ell}. \quad (5.18)$$

où le facteur $a_{\ell m}(i)$ est le rapport d'amplitude dans le multiplet. Ce terme est purement géométrique et dépend de i . En effet il est défini par :

$$a_{\ell m}(i) = \frac{(\ell - |m|)!}{(\ell + |m|)!} \left[P_\ell^{|m|}(\cos i) \right]^2 \quad (5.19)$$

Cette formulation reste valable aussi bien pour des observations en luminosité qu'en vitesse. L'amplitude relative d'un mode dans un multiplet dépend aussi de leur ordre azimutal m . Enfin le facteur $\alpha_{n\ell} \approx \alpha(v_{n\ell})$ dépend surtout de la fréquence et du mécanisme d'excitation. Cette approche est valable dans le cas de rotation peu élevée pouvant être traitée comme une perturbation de l'équilibre.

On vient de voir toute la sensibilité à laquelle est sujette la structure du spectre d'oscillation, et l'importance de connaître au mieux l'angle i et le splitting $\delta\nu$. En effet pour extraire une information sur les paramètres des modes, ces quantités sont utilisées pour effectuer l'ajustement du spectre théorique au spectre observé. Un mode (n, ℓ) est modélisé par des multiplets paramétrés par la fréquence centrale ν_0 , l'amplitude $A_{n\ell}$, la largeur $\Gamma_{n\ell}$ - ces 3 grandeurs sont communes à chaque multiplet - le splitting $\delta\nu$ et l'angle i . Ceci fait l'objet du paragraphe suivant.

5.2.3 Rotation, inclinaison et ajustement

Le problème de l'extraction simultanée du splitting rotationnel $\delta\nu$ et de l'angle i a récemment été traité par [Gizon and Solanki \(2003\)](#). Dans le cas d'étoiles de type solaire, tournant suffisamment vite (jusqu'à $10 \Omega_{\odot}$) pour que les modes soient identifiables et leurs composantes suffisamment séparées, ils ont montré qu'il était possible d'extraire - en même temps - ces 2 grandeurs à partir de modes de bas degrés.

Nous nous intéressons ici au cas d'étoiles de type solaire pour lesquelles l'identification n'est pas aisée, c'est-à-dire les cas où $\delta\nu \lesssim \Gamma$ (Γ étant la largeur d'un mode). Nous nous plaçons dans le cadre du Soleil vu comme une cible sismique de CoRoT pendant un *long run*⁶ avec un angle d'inclinaison i inconnu. Pour ce faire nous simulons des soleils en utilisant les caractéristiques obtenues à partir de des mesures en vitesse de l'instrument GOLF mais corrigeant les amplitudes pour correspondre à des observations photométriques. On suit la procédure proposée par [Fierry Fraillon et al. \(1998\)](#) pour créer ces spectres d'oscillations. Enfin on considère 2 vitesses de rotation (1 et $2 \Omega_{\odot}$ ⁷) et 3 angles d'inclinaison $i = 30^\circ, 60^\circ$ et 80° .

En considérant l'identification des modes effectuée et de bons *a priori* sur les paramètres des modes (fréquence, largeur, amplitude, splitting) estimés, nous pouvons nous intéresser à l'extraction de ceux-ci par un ajustement des spectres observés. Classiquement les paramètres ajustés en héliosismologie⁸ sont l'amplitude $A_{n\ell}$, la fréquence centrale $\nu_{n\ell}$, la largeur $\Gamma_{n\ell}$, le splitting $\delta\nu_{n\ell m}$ et le fond B . L'angle i constitue donc un nouveau paramètre dont il faut étudier l'impact sur l'estimation de $\delta\nu$. En extrayant simultanément le splitting $\delta\nu$ et l'angle i lors de l'ajustement des spectres.

Mise en évidence d'une corrélation $(\tilde{i}, \tilde{\delta\nu})$

Dans le cadre de ce travail, je me suis particulièrement attaché à l'étude sur l'estimation de i et $\delta\nu$. Des simulations Monte Carlo sont réalisées pour évaluer l'estimation de ce couple de paramètres. Un spectre théorique parfait est créé, comme décrit précédemment, pour une valeur du couple $(i, \delta\nu)$. N observations sont simulées en changeant le bruit des spectres pseudo-observés auxquels on applique une procédure d'ajustement. Nous nous intéressons à la fonction de corrélation et de vraisemblance entre les spectres parfait et pseudo-observés.

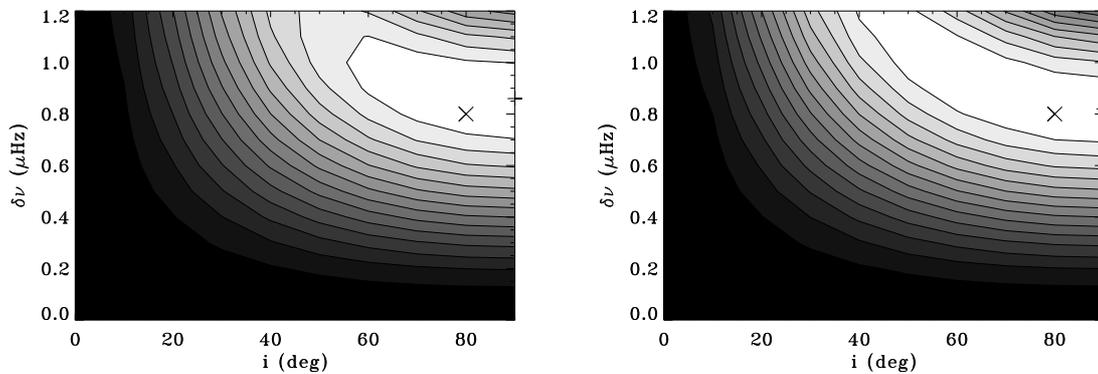
Des simulations Monte Carlo ont été réalisées pour différentes valeurs de i et $\delta\nu$. Il n'y a pas de solution unique et les estimations sont sensibles aux *a priori* utilisés pour les paramètres initiaux. Ainsi pour une réalisation donnée, et un mode fixé, l'ajustement peut converger vers des couples $(i, \delta\nu)$ différents des valeurs initialement utilisées pour simuler les spectres. L'effet le plus important et le plus visible est l'existence d'une nette corrélation entre ces 2 paramètres. Celle-ci est illustrée sur les figures 5.6 et 5.7. On voit clairement que les résultats s'organisent le long d'une courbe. Or elle suit la loi : $\delta\tilde{\nu} \cdot \sin \tilde{i} \approx \text{constante} = \delta\nu_{\star} \cdot \sin i_{\star}$. On peut interpréter ce phénomène comme le fait qu'un changement des rapports d'amplitude modifie l'angle i et par conséquent induit un biais sur le splitting. Il

⁶c'est-à-dire une campagne de 150 jours continues, soit une résolution fréquentielle de $\sim 0.077 \mu\text{Hz}$

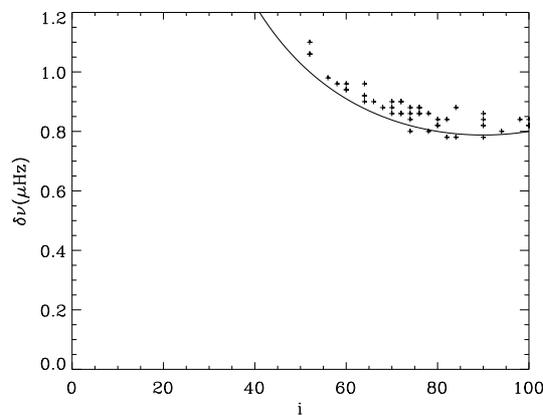
⁷ $\Omega_{\odot}/2\pi \approx 0.4 \mu\text{Hz}$

⁸On rappelle que l'asymétrie des modes est négligeable ici.

faudrait pouvoir bénéficier de mesures suffisamment précises pour avoir une bonne estimation de i avant de procéder à une analyse plus fine sans introduire de biais dans la détermination de ces paramètres.



F . 5.6 – Fonctions de corrélation (gauche) et de vraisemblance (droite) dans le plan $(i, \delta\nu)$. L'étoile considérée est un soleil vu par CoRoT avec $(i_\star = 80^\circ; \Omega_\star = 2\Omega_\odot)$. Les régions blanches correspondent aux valeurs les plus élevées de ces fonctions. Le signe (\times) représente la valeur initiale et le (*plus*) le maximum de la fonction.



F . 5.7 – Fonction de vraisemblance dans le plan $(i, \delta\nu)$. Les (+) correspondent à la détermination de ces paramètres pour plusieurs réalisations du spectre d'une étoile ayant les paramètres $i_\star = 80^\circ$ et $\Omega_\star = 2\Omega_\odot$. La ligne continue est telle que $\delta\nu_\star \sin i_\star = \text{constante}$.

Cette constatation a amené à mettre en place des ajustements utilisant une nouvelle paire de paramètres indépendants : $(i, \delta\nu^\star)$ avec $\delta\nu^\star = \delta\nu \sin i$. Il a été montré, dans Ballot, GarcíaLambert (2006), que cette nouvelle variable $\delta\nu^\star$ est meilleure que $\delta\nu$ pour étudier les ajustements dans ce contexte. Ces résultats ont contribué à cet article dans lequel de nouvelles stratégies d'ajustement des spectres de soleils avec une rotation $\Omega \lesssim 2\Omega_\odot$ et une inclinaison inconnue. Il a été mis en évidence la possibilité d'extraire l'angle d'inclinaison et le splitting pour une vitesse de $2\Omega_\odot$ mais que pour une rotation solaire l'angle i n'est pas correctement déterminé.

5.2.4 Article R

: H C R T

*Rotation speed and stellar axis inclination from p modes :
How CoRoT would see other suns*

J. Ballot, R. A. García, P. Lambert

Soumis le 18 novembre 2004. Accepté le 24 mars 2006.

Publié dans *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Volume 369, Numéro 3, p.1281-1286

Dans le contexte des futures missions spatiales dédiées à l'astérosismologie, nous avons étudié le problème de l'extraction de la vitesse de rotation et de l'inclinaison de l'axe de rotation d'étoiles de type solaire à partir des données telles qu'on s'attend à les avoir. Nous nous sommes attachés aux rotateurs lents (au plus deux fois la vitesse de rotation solaire), premièrement parce qu'ils représentent le cas le plus difficile et deuxièmement parce que plusieurs cibles principales de CoRoT présentent des vitesses de rotation lentes. Notre étude de la fonction de vraisemblance a montré l'existence d'une corrélation entre les estimations de l'inclinaison de l'axe de rotation i et le splitting rotationnel $\delta\nu$ de l'étoile. En utilisant les paramètres i et $\delta\nu^* = \delta\nu \sin i$, nous proposons et discutons de nouvelles stratégies d'ajustement. Des simulations Monte Carlo ont montré que nous pouvions extraire un splitting moyen et un angle d'inclinaison jusqu'à des valeurs de rotation solaire. Cependant, pour une rotation solaire, nous ne sommes pas capables d'extraire correctement l'angle i bien que nous sommes encore capables de mesurer correctement $\delta\nu^*$ avec une erreur inférieure à 40 nHz.

Ma contribution à ces travaux a concerné l'étude et la mise en évidence de la forte corrélation qui existe entre les paramètres i et $\delta\nu$ grâce à des simulations Monte Carlo, des ajustements de spectres sismiques et l'étude de la corrélation et de la vraisemblance de spectres pseudo-observés.

Rotation speed and stellar axis inclination from p modes: How CoRoT would see other suns

J. Ballot^{1*}, R. A. García^{2,1} and P. Lambert^{2,1}

¹*AIM – Unité mixte de recherche CEA - CNRS - Université Paris VII – UMR n° 7158, CEA/Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette CEDEX, France*

²*DSM/DAPNIA/Service d’Astrophysique, CEA/Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette CEDEX, France*

Accepted xxxx Xxxx xx. Received 2005 November 18

ABSTRACT

In the context of future space-based asteroseismic missions, we have studied the problem of extracting the rotation speed and the rotation-axis inclination of solar-like stars from the expected data. We have focused on slow rotators (at most twice solar rotation speed), firstly because they constitute the most difficult case and secondly because some of the CoRoT main targets are expected to have slow rotation rates. Our study of the likelihood function has shown a correlation between the inclination of the rotation axis i and the rotational splitting $\delta\nu$ of the star. By using the parameters, i and $\delta\nu^* = \delta\nu \sin i$, we propose and discuss new fitting strategies. Monte Carlo simulations have shown that we can extract a mean splitting and the rotation-axis inclination down to solar rotation rates. However, at the solar rotation rate we are not able to correctly recover the angle i although we are still able to measure a correct $\delta\nu^*$ with a dispersion less than 40 nHz.

Key words: Rotation – Stars: oscillations – Sun: helioseismology – Methods: data analysis – Instrument: CoRoT

1 INTRODUCTION

Understanding dynamical phenomena inside stars is one of the most important current challenges for stellar physics. During the last decades, helioseismology has allowed astrophysicists to constrain the internal structure and dynamics of the Sun. In the same way, asteroseismology will aim to improve our knowledge of stellar dynamics, especially convection and rotation. With future asteroseismic missions like CoRoT (Convection Rotation and planetary Transits, Baglin 2003), it will be possible for example to determine the extent of the convective region in stars and to extract information on rotation. Since 2003 the first Canadian satellite dedicated to asteroseismology, MOST (Microvariability and Oscillations of STars, Walker et al. 2003), has been operational, beginning the space age for asteroseismology.

Asteroseismology has already provided information on the internal rotation of stars (e.g. Aerts et al. 2003, for results on a β Cepheid). However, the most accurate seismic information has been obtained for the Sun. Helioseismology has provided very accurate profiles of the internal rotation (see Thompson et al. 2003, and the references therein) as deep as $0.2 R_{\odot}$ (Couvidat et al. 2003; García et al. 2004a),

thanks to the Solar Heliospheric Observatory and to ground-based networks. Because of the rotation of stars, modes are not single peaks but multiplets. The splitting of the multiplet components gives information on the rotation speed in the acoustic cavity covered by the mode. Nowadays and in the near future, the asteroseismic observations will be limited to low-degree modes because of the absence of spatial resolution on the stellar surface. Thus, new inversion techniques have been developed and checked to derive, for example, the radial rotation profile (e.g. Goupil et al. 1996; Lochard, Samadi & Goupil 2004) or to infer the latitudinal differential rotation (Gizon & Solanki 2004).

Rotational splittings could be derived from the oscillation spectrum along with the other mode parameters. However, as we have learned from the solar case, the rotational splitting is harder to extract for low-degree modes because of the limited number of components in a multiplet. Moreover, another difficulty appears in the stellar case: the angle of inclination (i) of the rotation axis, which determines the multiplet pattern, is generally unknown.

Gizon & Solanki (2003) (hereafter GS03) have recently studied the simultaneous extraction of the splitting and the angle i from low-degree oscillation modes. We propose here to follow up their analysis by studying the potential of multi-mode fitting for more critical situations and by proposing automatable procedures. Our main objective is to determine the precision and limits in the determination of the rotation

* *Present address:* Max-Planck-Institut für Astrophysik, Karl-Schwarzschild-Str. 1, 85741 Garching, Germany; E-mail: jballot@mpa-garching.mpg.de

2 *J. Ballot, R. A. García and P. Lambert*

of solar-like stars from a mission like CoRoT. To do so, we have simulated CoRoT-type observations (150-day long) of a Sun spinning at different speeds with different axis orientations. We have considered rather realistic signal-to-noise ratios (S/N) and we have focused on the particular situation of slow rotators (less than twice solar rotation).

Our preliminary results have been outlined in Ballot et al. (2004). The present paper fully develops this work. The layout of the rest of the paper is as follows. In Sect. 2 we describe the main properties of modes for a star under rotational effects. In Sect. 3 we describe the techniques used to extract splittings and angle i from several modes together. In Sect. 4 we present the results of our method applied to several example cases. Finally, we discuss the fitting methods before concluding in the last section.

2 OSCILLATION SPECTRUM OF A SPINNING STAR

2.1 Mode properties

Acoustic (p) modes in solar-like stars are excited by turbulent convective motions. Oscillations are damped but permanently re-excited (Goldreich, Murray & Kumar 1994). The oscillation power spectrum of such modes can be modelled as a noisy Lorentzian profile. For a power spectrum classically computed with the Fourier transform of a regularly-sampled time series, this noise is a multiplicative exponential. A mode (n, ℓ, m) – see below – is also characterized by its frequency, its amplitude and its FWHM.

In solar-like stars, the width Γ of a p-mode depends only on its frequency ν . For the Sun, the function $\Gamma(\nu)$ shows a S-shape. There is a plateau in the range 2300–3200 μHz around a value of 1 μHz . At low frequency widths decrease rapidly and increase at high frequency (e.g. García et al. 2004b).

In the absence of rotation the frequency of a mode depends only on its radial order n and its degree ℓ : we denote it $\nu_{n\ell}$. Modes are $(2\ell + 1)$ -times degenerate among the azimuthal order m . This degeneracy is removed by breaking the spherical symmetry, especially by rotation. The frequency of mode (n, ℓ, m) is expressed as $\nu_{n\ell m} = \nu_{n\ell} + \delta\nu_{n\ell m}$. The asymptotic first-order approximation, developed for a star spinning as a solid body with an angular velocity Ω , gives $\delta\nu_{n\ell m} = -m\delta\nu$ with $\delta\nu = \Omega/2\pi$ (Ledoux 1951). We call $\delta\nu$ *rotational splitting* (or simply *splitting*).

For geometrical reasons, only low-degree modes have a sufficient amplitude to be visible in an oscillation spectrum due to the integration of the luminosity – or the radial velocity – on the full stellar disk. Mode amplitudes also depend on their azimuthal order m . Calculations are rather straightforward and can be found for example in GS03. Assuming the equipartition of energy between the different components of a multiplet (n, ℓ) , their amplitudes can be expressed as

$$A_{n\ell m} = a_{\ell m}(i)V_{\ell}^2\alpha_{n\ell} = a_{\ell m}(i)A_{n\ell}. \quad (1)$$

In this expression, the factor V_{ℓ} is the mode visibility. It depends on the limb-darkening function, i.e. on the atmospheric properties. The visibility V_{ℓ} decreases strongly when ℓ increases: for $\ell = 1, \dots, 5$, we have calculated $(V_{\ell}/V_0)^2 = 1.5, 0.53, 0.027, 0.0039, 0.00067$, assuming an Eddington law for the limb-darkening function. For this reason, we expect to measure only modes $\ell = 0, 1, 2$ and probably a few $\ell = 3$.

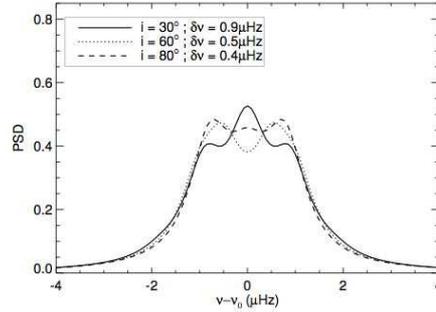


Figure 1. An $\ell = 2$ mode for three different speeds and angles.

The factor $a_{\ell m}(i)$ is the amplitude ratio of modes inside a multiplet. It is a purely geometrical term, depending on i , the angle between the line of sight and the rotation axis. This is true under only one condition, that the contribution of each stellar-surface element to the total flux depends only on its distance to the disk centre. Even if it is not exactly true for velocity-fluctuation observations due to the rotation of the star (e.g. Henney 1999), this assumption stays very good for luminosity observations. The final factor of the mode amplitude $\alpha_{n\ell} \approx \alpha(\nu_{n\ell})$ depends mainly on the frequency and excitation mechanisms. We note $A_{n\ell} = V_{\ell}^2\alpha_{n\ell}$. This approach is valid for low rotation rates, when rotation can be interpreted as perturbation.

Thus, a mode (n, ℓ) is modelled by a multiplet parametrized by five parameters (only the first three for an $\ell = 0$ mode): the central frequency $\nu_{n\ell,0}$, the amplitude $A_{n\ell}$, the width $\Gamma_{n\ell}$ common to all the components, the splitting $\delta\nu$ and the angle i .

2.2 Classification depending on $\delta\nu$

We have defined three different scenarios according to the splitting $\delta\nu$:

- (1) $\delta\nu \gg \delta_{02}\nu$,
- (2) $\Gamma < \delta\nu \lesssim \delta_{02}\nu$,
- (3) $\delta\nu \lesssim \Gamma$;

where $\delta_{02}\nu$ denotes the small separation $\nu_{n+1,\ell=0} - \nu_{n,\ell=2}$ (around 10 μHz for the Sun in the range 2000–3000 μHz). In the first case, the components of different modes are mixed and it could be difficult to label each peak in a spectrum with the correct values of ℓ , m and relative n . However, when this identification is done, all of the splittings $\delta\nu_{n\ell m}$ are accurately defined. In the second situation, mode identification does not pose any problem in general for good S/N and, as the components of a multiplet are well separated, splittings are easily measured. In the third and last case, the multiplet components are blended. The effect on the amplitude ratio of a multiplet due to a given inclination axis is not always distinguishable from those of the splitting as illustrated by Fig. 1. For three different configurations chosen as an example, the mode profiles are nearly the same; only fine differences appear in the structure of profile tops. When an

Rotation speed and stellar axis inclination from p modes 3

exponential multiplicative noise is taken into account, these differences are very difficult to catch. We have studied this more challenging situation, corresponding to $\delta\nu \lesssim 1 \mu\text{Hz}$ (for suns), i.e. $\Omega \lesssim 2\Omega_{\odot}$ ($\Omega_{\odot}/2\pi \approx 0.4 \mu\text{Hz}$).

3 EXTRACTING THE MODE PARAMETERS

3.1 Fitting modes: maximum likelihood

Splittings and inclination angle should be deduced from the oscillation spectra at the same time as all the other mode parameters. For that, we use techniques developed and applied in full-disk-integrated helioseismology. Oscillation spectra are fitted with a maximum likelihood method as described by Appourchaux, Gizon & Rabello-Soares (1998). The power spectrum of a solar-like star is modelled as the sum of modes, modelled by multiplets, and a background noise, mainly due to convective motions (granulation, supergranulation), and instrumental noises. The first step of the analysis is to remove the background, previously fitted following the model of Harvey (1985), to obtain a “flat” background. Then the modes are classically fitted alone or by pairs $(\ell, \ell + 2)$ according to the value of the small separation and the mode amplitudes. The residual background is considered as a constant inside the fitting window.

As i is a new parameter compared to the classic helioseismic analysis, we have explored its impact, especially on the splitting determination.

3.2 Guessing and assumptions

The fitting method needs guesses for the parameters to fit. This estimation is a starting point of the parameter-space exploration by the algorithm maximising the likelihood. We denote by \tilde{x} the estimate of the parameter x . A crude estimation of the mode central frequency can be obtained, by looking for its centroid. The amplitudes and widths can be first determined on $\ell = 0$ modes, which are insensitive to rotation. As amplitudes $\alpha_{n\ell}$ and widths $\Gamma_{n\ell}$ depend mainly on frequency, initial values for the modes $\ell \geq 1$ can be interpolated from those of $\ell = 0$ as follows:

$$\tilde{A}_{n-1,2} = \frac{V_2^2}{V_0^2} \tilde{A}_{n,0}, \quad \tilde{A}_{n-1,1} = \frac{V_1^2}{V_0^2} \frac{\tilde{A}_{n-1,0} + \tilde{A}_{n,0}}{2}, \quad (2)$$

$$\tilde{\Gamma}_{n-1,2} = \tilde{\Gamma}_{n,0}, \quad \tilde{\Gamma}_{n-1,1} = \frac{\tilde{\Gamma}_{n-1,0} + \tilde{\Gamma}_{n,0}}{2}. \quad (3)$$

Determining the estimates for \tilde{i} and $\tilde{\delta\nu}$ is not easy when multiplet components are not well separated. A first possibility is to fit each mode as a single Lorentzian. The comparison between the widths of two neighbouring modes $\ell = 2$ and $\ell = 0$ allows us to detect the presence of rotation (when $i > 0$), but a quantitative interpretation of this broadening is difficult because of the cumulative effects of i and $\delta\nu$.

The sensitivity of the fitting to \tilde{i} and $\tilde{\delta\nu}$ has been tested along with the impact of the noise on i and $\delta\nu$ determination. Modes of interest have been fitted as follows:

- Pairs $\ell = 0$ & 2 are fitted with eight parameters $(A_0, A_2, \nu_0, \nu_2, \Gamma, b, \delta\nu, i)$: their amplitudes, their frequencies, a common width, the background level, the splitting and the inclination angle. Assuming $\Gamma_{n-1,2} = \Gamma_{n,0}$ is a good

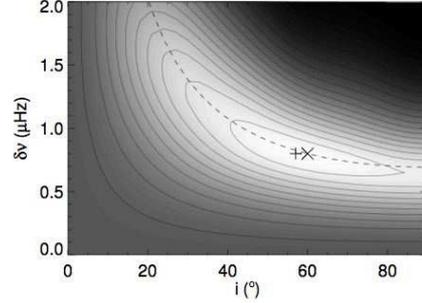


Figure 2. Likelihood function for one simulated spectrum in the plane $(i, \delta\nu)$ of the parameter space. All the other parameters are fixed to their simulated value. The power spectrum is taken in the range 2200–3000 μHz . The white colour corresponds to the highest likelihoods and the black to the lowest. The \times is the simulated value $(i_0, \delta\nu_0)$ and the $+$ is the maximum of the likelihood. The dashed line follows $\delta\nu \sin i = \delta\nu_0 \sin i_0$.

approximation as shown by the solar case (Chaplin et al. 2006). Thus, the parameter space is reduced as well as the computing time and the risk of non convergence.

- Modes $\ell = 1$ are fitted with six parameters $(A_1, \nu_1, \Gamma_1, b, \delta\nu, i)$. As the expected amplitudes of the $\ell = 3$ modes are very small we do not fit them, although they are present in simulated spectra. Previous results have shown that such a simplification could introduce biases – especially to frequencies and splittings – if neglected modes are not sufficiently small and/or are too close to the fitted ones. We have been careful and we have verified that no significant bias has been introduced in our case.

Different random values for \tilde{i} and $\tilde{\delta\nu}$ have been tested on several Monte Carlo realizations of the spectrum (see method in Sect. 4.1). We have seen first that the solution is not unique and a certain dependence upon the first guess parameters is observed. For a given mode in a given realization, the fitting procedure can converge to some different couples $(i, \delta\nu)$ according to the initial values \tilde{i} and $\tilde{\delta\nu}$. However the main effect is due to the noise which has a strong impact on the estimation of $(i, \delta\nu)$ and disperses the results. Nevertheless, we observe a clear correlation in the determination of both parameters. Results are organized along the curve: $\delta\nu \sin i \approx \text{constant} = \delta\nu_0 \sin i_0$. We denote with an index 0 $(\delta\nu_0, \sin i_0)$ the real (input) values of the parameters in the simulation. This can be explained by a study of the likelihood function for a simulated spectrum. Figure 2 shows such function in a plane $(i, \delta\nu)$ in the parameter space, with all other parameters fixed to their true value. We observe in such a plane a ridge following the curve $\delta\nu \sin i = \delta\nu_0 \sin i_0$. Thus i and $\delta\nu$ are correlated. A new pair of independent parameters can be built:

$$(i, \delta\nu^*) \quad \text{with} \quad \boxed{\delta\nu^* = \delta\nu \sin i}. \quad (4)$$

Hereafter we use preferentially this new variable $\delta\nu^*$ which is better suited than $\delta\nu$ for studying fitting issues and discussing results.

4 *J. Ballot, R. A. García and P. Lambert*

3.3 Proposed strategy: multi-mode fitting

With a classical fitting strategy, the determination of i seems very sensitive and tricky. We propose here another strategy aiming to improve the accuracy of the obtained value of i . We have fitted simultaneously several modes, as we can consider – to a first order approximation – that they have the same value of i and $\delta\nu^*$.

(1) **Choosing initial guesses.** For \tilde{A} , $\tilde{\Gamma}$ and $\tilde{\nu}$, see Sect. 3.2. We firstly fit pairs $\ell = 0$ & 2 and single modes $\ell = 1$, using several (typically 20) different random values of \tilde{i} and $\tilde{\delta\nu}^*$. We use the average of all the obtained results as a better guess for these parameters.

(2) **Fitting simultaneously the modes ($\ell = 2, n - 1$), ($\ell = 0, n$) and ($\ell = 1, n$).** We used eleven parameters ($A_2, A_0, A_1, \nu_2, \nu_0, \nu_1, \Gamma_{0/2}, \Gamma_1, b, \delta\nu, i$). We obtained also a series of values for $(i, \delta\nu^*)$. The mean values are noted $(i_m$ and $\delta\nu_m^*)$ (m for *mean value*). We obtain in this way a first measurement of i and Ω .

(3) **Global fitting on a large range of the spectrum.** Fitting several modes simultaneously, keeping free all the parameters, would be far too costly in terms of computing time, and far too delicate in terms of convergence. Thus, we have decided to fix all the parameters but $(i, \delta\nu^*)$ to their values deduced from the previous step. We choose as guesses $\tilde{i} = i_m$ and $\tilde{\delta\nu}^* = \delta\nu_m^*$. Fitted results are denoted $(i_g, \delta\nu_g^*)$ (g as *global*).

4 MONTE CARLO SIMULATIONS

4.1 Defining the simulations

The mode characteristics are derived from the observations of the Sun made by the GOLF instrument (Global Oscillations at Low Frequency, Gabriel et al. 1995). However the amplitudes have been adapted to simulate luminosity observations instead of Doppler velocity measurements. We have treated the Sun as it was a main CoRoT target of magnitude 6 observed during 150 days. For such a star, in the frequency range of interest (2200–3000 μHz), stellar noise have to dominate instrumental and photon noise (see discussion in Michel et al. 2005). Thus, S/N (as defined by Libbrecht 1992) of the highest component of a multiplet varies from 15 to 150 for the $\ell = 1$ modes, from 4 to 45 for $\ell = 2$, and from 0.7 to 7 for $\ell = 3$ (in configurations at 80°). The widths do not vary much (from 0.8 to 1.1 μHz). 150-day (resolution ≈ 77 nHz) power spectra are created including $\ell \leq 3$ with a splitting $\delta\nu_0$ and an angle i_0 that we want to simulate. In the chosen frequency range, there are six modes for each degree. This choice of interval results from a compromise: we have rejected modes with too low S/N (i.e. at low frequency) and peaks too broad, useless for our analysis (at higher frequencies). This will give us a lower limit of what we could obtain in the real case, with the hope that CoRoT will reach such modes. To introduce the noise of each realization we follow Fiery Fraillon et al. (1998) by using a random exponential distribution which simulates the stochastic excitation.

To test the analysis method a Monte Carlo simulation is done, i.e., we repeat N times the method on the same theoretical spectrum changing only the realization of noise. As the computing time required in each realization is quite high

and we want to do many different cases, we have decided to limit the number of realizations N to 100. The statistical significance of the results is small but it is enough to check the general trends of the solution. In order to verify our results we have increased N to 1000 in some cases, e.g. $i_0 = 60^\circ$, $\delta\nu_0 = 0.8 \mu\text{Hz}$. The conclusions remain roughly the same. We have simulated six different configurations: two rotation rates $\Omega = 1$ and $2\Omega_\odot$, i.e. $\delta\nu_0 = 0.4$ and $0.8 \mu\text{Hz}$, with three inclination angles $i_0 = 30, 60$ and 80° .

4.2 Star spinning twice as faster as the Sun

This class of stars is the most favourable among those considered. Results obtained with our strategy are satisfactory. A clear improvement is found, relative to classical fitting. The histograms of Fig. 3-a show the distributions of deduced parameters for each considered inclination angle. Both parameter couples $(i_m, \delta\nu_m^*)$ and $(i_g, \delta\nu_g^*)$ are plotted for every studied stellar orientation. We make three main comments:

- in the three configurations, determinations of $\delta\nu^*$ are non-biased and little spread: the dispersion is around 30nHz. Results given by averaging $(\delta\nu_m^*)$ and by global fitting $(\delta\nu_g^*)$ are very similar. Global fitting does not lead to a noticeable change in this parameter in this situation.
- On the other hand, the global fit (i.e. i_g) brings, for i , a major improvement at low angle ($i = 30^\circ$) according to averaged results i_m . Although there continue to be several highly spurious results ($i_g \gtrsim 70^\circ$), a large number of realizations lie around 30° .
- There is a slight bias on the i determination for the extreme values, but it remains smaller than the error bar.

4.3 Star spinning as the Sun

Fitting results for the configuration with $\delta\nu = 0.4 \mu\text{Hz}$ are shown in Fig. 3-b. The study of the distributions of i_m , $\delta\nu_m^*$, i_g and $\delta\nu_g^*$ leads to two different conclusions for $\delta\nu^*$ and i .

- The $\delta\nu^*$ distributions are quite narrow with dispersions similar to the previous configurations (around 30–40 nHz). However a significant bias appears in the three cases, whereas it is negligible in the simulations at $2\Omega_\odot$.
- The angle i is not correctly extracted. The distributions are rather chaotic. However we have remarked that around a fifth of the realizations have given an angle of 90° . For the global fits of these low-splitting cases, this value behaves like an attractor during the likelihood-maximising process.

We wanted to know if it is possible to extract the angle i from the selected modes in a configuration $\Omega = \Omega_\odot$. To do so we have considered an idealized situation: we have performed “ideal” global fits. In such fits all the parameters – except i and $\delta\nu^*$ – are fixed to their exact values and not to the values deduced from a previous fitting step (cf. step #3 in the strategy § 3.3). Moreover the exact values i_0 and $\delta\nu_0^*$ are chosen as guesses \tilde{i} and $\tilde{\delta\nu}^*$. Thus all is optimized for fitting: only noise can influence the results. Results of this fitting method are plotted in Fig. 3-b with dashed lines. Thus we can conclude that:

- the bias on $\delta\nu^*$ disappears. It indicates that this bias was due to errors in the values to which the parameters were

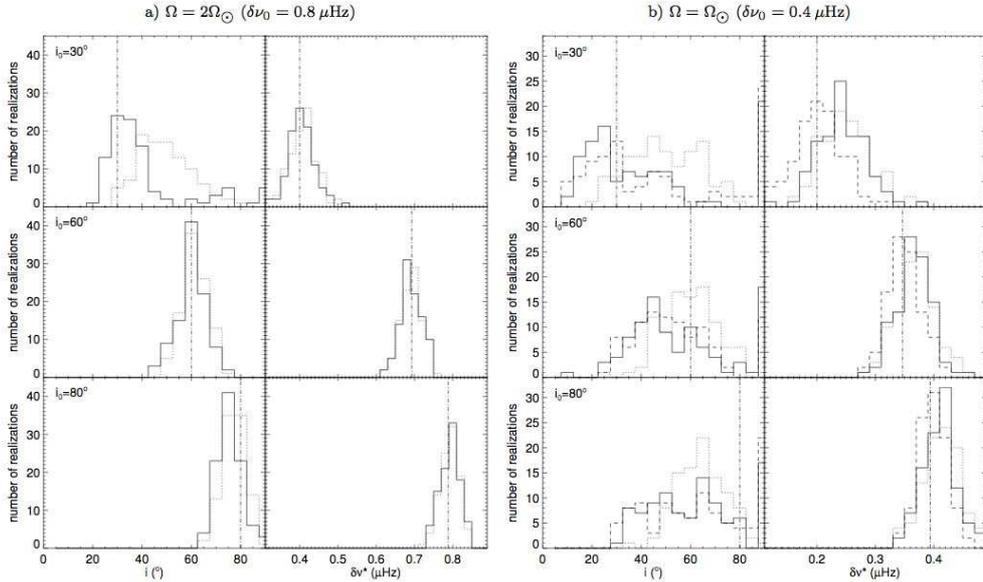
Rotation speed and stellar axis inclination from p modes 5

Figure 3. a) Distribution of fitting results in the three configurations $\Omega = 2\Omega_{\odot}$. On the left the angle i ; on the right $\delta\nu^*$. Histograms plotted with solid lines show the results of global fits (i_g and $\delta\nu_g^*$); Histograms with dotted lines show the averaged results i_m and $\delta\nu_m^*$. The dot-dash vertical line indicates the input value. b) Same as a) but for $\Omega = \Omega_{\odot}$. We have added distribution of the “idealized” global fits (cf. text) plotted with dashed lines.

fixed. However, the dispersion stays the same: it is mainly generated by the noise.

- the determination of i is not changed. Noise dominates above the signature of the angle and that seems inevitable in such data.

5 DISCUSSION

5.1 On the $i/\delta\nu$ -correlation and the law $a_{\ell m}(i)$

In the framework of global helioseismology, Chaplin et al. (2001) have observed that changing amplitude ratios fixed inside the multiplets $\ell = 1, 2$ and 3 during the fit of solar spectra introduces a systematic bias on extracted splitting. We can understand the reason by studying the likelihood function shown in Fig. 2. Changing the amplitude ratio is similar to changing the angle i , thus it introduces a bias on splitting determination due to the correlation we have found. Our results generalise this observation. They show perfectly that we should be cautious of bias introduced when parameters are fixed, because of the correlation existing between the different parameters (see also Frerry Frailon et al. 1998).

This analysis shows that it could be interesting to derive the angle i by other ways, like directly studying the light curve of stars and trying to follow up modulations due to activity spots (e.g. Rucinski et al. 2004). If such an additional constraint is available, the situation would become similar to the solar case and the amplitude ratios $a_{\ell m}$ could be fixed *a priori* and individual splittings fitted. However

the measurement of i must be sufficiently accurate (probably $\sim 5-8^\circ$) otherwise the splitting determination will likely be biased.

The results presented in this paper depend on the law we have used to link $a_{\ell m}$ to i . For fitting, this law must be defined *a priori*. As shown once again by solar experience (Chaplin et al. 2004), when multiplet components are blended and not separated – which is the case here – fits are very sensitive to the chosen law $a_{\ell m}(i)$. Luckily, for intensity observations, these ratios depend mainly on well-controlled geometrical considerations (cf. Sect. 2.1).

5.2 Limitation and improvements

The situation can be improved if low-frequency modes are measured. For these modes the splitting can directly be measured because of their finer widths. Then fixing the retrieved splitting can yield to a good estimation of i at higher frequencies where the multiplets are better defined and the influence of the stochastic excitation less important.

In our simulations, we have assumed that the angle and the splitting are the same for all modes. While it is true that i is the same for every mode, $\delta\nu$ can vary for real stars, especially because of the differential rotation that could exist along the radius. However, for the Sun this variation is weak for low-degree modes in the studied frequency range. We could also attempt to extract not a mean splitting but a mean splitting for each degree, as was done for a first stage for the Sun (cf. Lazrek et al. 1996).

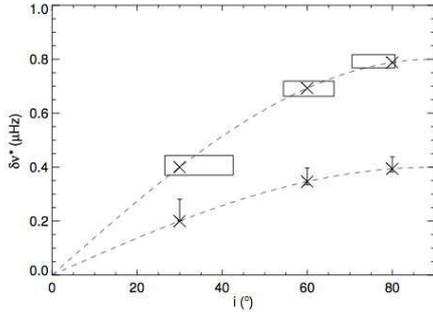
6 *J. Ballot, R. A. García and P. Lambert*

Figure 4. Synthetic representation of biases and error bars for i and $\delta\nu^*$ deduced from the simulations, in all the studied configurations. The crosses (\times) mark the expected values $(i_0, \delta\nu_0^*)$. For $\Omega = 2\Omega_\odot$ cases, the boxes indicate the mean results and their dispersions. For $\Omega = 1\Omega_\odot$ cases, only error bars on $\delta\nu^*$ are plotted because of the absence of good determinations of i . The two dashed lines are isorotations $\delta\nu = \delta\nu_0 = 0.4$ and $0.8\ \mu\text{Hz}$.

If $\ell = 3$ modes have sufficiently high amplitudes in real observations to be correctly fitted, the results shown here would be improved. If they could be observed but with low S/N, we could try to use a so-called n -collapsogram (cf. Ballot et al. 2004) to extract a mean splitting. This technique can be summarized as follows: averaging the spectra of several $\ell = 3$ modes with different orders n , after removing the $\ell = 1$ neighbours, to enhance the S/N and define the multiplet better; and fitting the resulting spectrum. It needs a good determination of the central frequency for every mode, and small variations of $\delta\nu$ and the width (which is the case in the “plateau” frequency range).

We can hope to derive even better results by denoising asteroseismic spectra. Filtering the spectrum and enhancing S/N could improve the contrast of multiplets, easing their analysis. Lambert et al. (2006) are proposing methods based on curvelet transforms permitting such denoising.

This analysis performed on the Sun can be extended to sufficiently bright CoRoT targets with similar mass and evolutionary state. S/N will depend on the convective-noise level which will be observed in other stars. Some discussions on this topic have taken place after the observations of Procyon by MOST (Matthews et al. 2004; Bedding et al. 2005).

6 CONCLUSION

One of the challenges of present and future asteroseismic space missions is to extract stellar rotation rates and, wherever possible, the internal rotation profile. To do that, mode splittings $\delta\nu$ have to be measured. We have studied the impact of the extra parameter i , appearing in asteroseismology, on the fitting. We have shown a correlation between $\delta\nu$ and i , and defined a new parameter $\delta\nu^* = \delta\nu \sin i$. Strategies of multi-mode fitting have been developed, tested and validated with Monte Carlo simulations. Figure 4 sums up the results. At $\Omega = 2\Omega_\odot$ we can retrieve both parameters in most of the cases, but at $\Omega = \Omega_\odot$ we have not been able

to correctly recover the angle i . This result emphasizes the interest of having an independent measurement of the angle, but it has to be accurate enough to prevent the inclusion of a bias in the splitting determination.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors want to thank S. Turck-Chièze and C. Catala for their useful remarks.

REFERENCES

- Aerts C., Thoul A., Daszyńska J., Scuflaire R., Waelkens C., Dupret M. A., Niemczura E., Noels A., 2003, *Sci.*, 300, 1926
- Appourchaux T., Gizon L., Rabello-Soares M.-C., 1998, *A&AS*, 132, 107
- Baglin A., 2003, *Advances in Space Research*, 31, 345
- Ballot J., García R. A., Lambert P., Teste A., 2004, in Danesy D., ed., *ESA SP-559, SOHO14/GONG2004 Workshop*, New Haven, p. 309
- Bedding T. R. et al., 2005, *A&A*, 432, L43
- Chaplin W. J. et al., 2004, in Danesy D., ed., *ESA SP-559, SOHO14/GONG2004 Workshop*, New Haven, p. 356
- Chaplin W. J., Elsworth Y., Isaak G. R., Marchenkov K. I., Miller B. A., New R., 2001, *MNRAS*, 327, 1127
- Chaplin W. J. et al., 2006, *MNRAS*, accepted
- Couvidat S., García R. A., Turck-Chièze S., Corbard T., Henney C. J., Jiménez-Reyes S., 2003, *ApJ*, 597, L77
- Fierry Fraillon D., Gelly B., Schmider F. X., Hill F., Fossat E., Pantel A., 1998, *A&A*, 333, 362
- Gabriel A. H. et al., 1995, *Sol. Phys.*, 162, 61
- García R. A. et al., 2004a, *Sol. Phys.*, 220, 269
- García R. A., Jiménez-Reyes S. J., Turck-Chièze S., Ballot J., Henney C. J., 2004b, in Danesy D., ed., *ESA SP-559, SOHO14/GONG2004 Workshop*, New Haven, p. 436
- Gizon L., Solanki S. K., 2003, *ApJ*, 589, 1009
- Gizon L., Solanki S. K., 2004, *Sol. Phys.*, 220, 169
- Goldreich P., Murray N., Kumar P., 1994, *ApJ*, 424, 466
- Goupil M.-J., Dziembowski W. A., Goode P. R., Michel E., 1996, *A&A*, 305, 487
- Harvey J., 1985, in Rolfe E., Battrick B., eds, *ESA SP-235, Future Missions in Solar, Heliospheric & Space Plasma Physics Workshop*, Garmisch-Partenkirchen, p. 199
- Henney C. J., 1999, PhD thesis, Univ. California
- Lambert P., Pires S., Ballot J., García R. A., Starck J.-L., Turck-Chièze S., 2006, *A&A*, accepted
- Lazrek M. et al., 1996, *Sol. Phys.*, 166, 1
- Ledoux P., 1951, *ApJ*, 114, 373
- Libbrecht K. G., 1992, *ApJ*, 387, 712
- Lochard J., Samadi R., Goupil M., 2004, *Sol. Phys.*, 220, 199
- Matthews J. M., Kusching R., Guenther D. B., Walker G. A. H., Moffat A. F. J., Rucinski S. M., Sasselov D., Weiss W. W., 2004, *Nat.*, 430, 51
- Michel E. et al., 2005, *Mem.S.A.It.*, 75, 282
- Rucinski S. M. et al., 2004, *PASP*, 116, 1093
- Thompson M. J., Christensen-Dalsgaard J., Miesch M. S., Toomre J., 2003, *ARA&A*, 41, 599
- Walker G. et al., 2003, *PASP*, 115, 1023

5.3 *Peak tagging* ou étiquetage des pics

5.3.1 A propos de l'identification des modes

Dans les travaux exposés précédemment, on a supposé que l'identification des modes d'oscillations dans les spectres observés était effectuée. Or cette étape d'identification est essentielle pour obtenir une information sur les propriétés de l'étoile. En effet pour extraire au mieux les paramètres des modes, il est nécessaire de connaître le modèle à utiliser pour analyser le spectre et procéder à un ajustement efficace. Ce qui dépend fortement du degré du mode à ajuster.

Dans le cadre des oscillations de type solaire, on met à profit leurs propriétés de périodicité (dans le cadre asymptotique), en estimant notamment la grande différence $\Delta\nu_0$. Par exemple calculer la fonction d'autocorrélation du spectre de puissance ou sa transformée de Fourier sont 2 moyens couramment utilisés pour déterminer la demi-grande différence et identifier les périodicités des couples $\ell = 0 - 2$ et $\ell = 1 - 3$ (quand les modes $\ell = 3$ sont visibles, ce qui est plus délicat en photométrie). Cette propriété a été utilisée au début pour le Soleil avec le diagramme-échelle (Grec et al., 1983). Celui-ci est une représentation en 2D du spectre d'oscillations. Il est construit en mettant à profit cette périodicité pour découper le spectre en bande de longueur $\Delta\nu$ puis superposées les unes sur les autres. Sur l'image obtenue, les modes d'oscillations forment des arêtes courbées quasi parallèle correspondant aux couples $\ell = 1 - 3$ et $\ell = 0 - 2$.

Ces différentes techniques ont pu notamment être mises en oeuvre dans le cadre des exercices "Hare-and-hound" du groupe de préparation aux observations sismiques de CoRoT (sur lesquels je reviendrai plus tard). Pour le travail que j'ai effectué, nous proposons d'utiliser le diagramme échelle dans le cas d'observations astérosismiques et d'y appliquer une nouvelle technique, la transformée en curvelet. Celle-ci a été récemment développée pour traiter plus efficacement des images contenant des structures fortement anisotropiques comme les courbes. Nous souhaitons ainsi améliorer le contraste entre les arêtes (les modes) présentant une courbure et le fond et par conséquent la lisibilité des modes facilitant ainsi leur détection, leur identification et donc leur "étiquetage" ou "tagging". Mais avant de décrire les résultats obtenus, revenons rapidement sur leur origine.

5.3.2 De Fourier aux curvelettes

Avant de poursuivre et de présenter en détail l'application de ces nouvelles transformées en astérosismologie, je vais juste rapidement revenir sur leur origine et les motivations qui ont guidé leur développement.

L'analyse de Fourier

L'observation d'un phénomène physique se traduit en général par une mesure temporelle d'une quantité caractéristique du phénomène étudié. La représentation temporelle n'est pas forcément la mieux adaptée pour analyser au mieux le signal obtenu. Une technique couramment utilisée pour étudier un signal et son évolution est la transformée de Fourier (1807). Celle-ci permet de représenter un signal non plus dans le domaine temporel mais dans le domaine fréquentiel mettant ainsi en évidence les caractéristiques périodiques de celui-ci, qu'il soit ou non périodique. On décompose le signal en une superposition de sinus et de cosinus de toutes les fréquences possibles. L'amplitude permet de donner un poids différent à chaque sinusoïde de fréquence ν . On obtient ainsi le spectre des fréquences du signal. La transformée d'un signal $f(t)$ s'écrit :

$$\tilde{f}(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \exp(-i2\pi\nu t) dt \quad (5.20)$$

L'analyse de Fourier fournit une représentation du signal simple et pratique. Cependant elle n'est pas adaptée à tous les signaux. En effet dans le cas de signaux stationnaires ⁹, cette analyse est particulièrement bien adaptée, notamment en permettant l'utilisation d'outils adaptés comme la FFT. Par contre elle ne l'est pas pour tous les autres signaux que l'on qualifie de transitoires. En effet ceux-ci présentent des singularités localisées temporellement qu'une analyse de Fourier ne peut révéler. Elle fournit une information globale et non locale. Une analyse temps-fréquence a donc été développée pour tenter de localiser les différentes périodicités.

La transformée de Fourier à fenêtre glissante

Le principe d'incertitude, bien connu en mécanique quantique, nous dit que l'on ne peut localiser aussi précisément que l'on veut en temps et en fréquence un signal. Cela se traduit par l'inégalité : $\Delta_t \Delta_\omega \geq 1/2$, où Δ_t et Δ_ω représentent respectivement les résolutions temporelle et fréquentielle. Gabor dans les années 1940 découvre la première forme de représentation temps-fréquence et montre l'importance d'analyser le signal localement en temps et en fréquence. Sa technique consiste à découper le signal en différentes plages de longueur fixée et d'analyser chacune d'elles séparément par une classique analyse de Fourier. C'est ce qu'on appelle la transformée de Fourier fenêtrée.

$$STFT(t, \nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\tau)g(\tau - t) \exp(-i2\pi\nu\tau) d\tau \quad (5.21)$$

Elle permet d'apporter une meilleure description des caractéristiques locales du signal. En effet pour τ fixé, il s'agit de convoluer le signal par la fenêtre centrée en τ , on obtient l'analyse fréquentielle locale du signal au voisinage de τ . Comme la fenêtre et sa transformée ont une largeur fixe, les résolutions en fréquence Δ_f et en temps Δ_t sont fixes. Plus les caractéristiques du signal varient vite, plus la taille de la fenêtre doit être courte. La résolution fréquentielle dépend de la taille de la fenêtre. Le choix de sa durée est donc un compromis entre résolution en fréquence et en temps, d'après le principe d'incertitude. Ceci constitue l'inconvénient majeur de ce procédé puisqu'il n'est pas possible d'analyser simultanément des phénomènes dont les échelles de temps sont différentes.

Les ondelettes

La transformée en ondelette constitue le développement suivant pour obtenir une description à la fois temporelle et fréquentielle d'un signal. Elle consiste à créer, à partir d'une fonction "mère" ψ , qui a une allure de *petite onde*, une famille d'ondelettes $\psi_{a,b}(t)$ utilisée pour analyser le signal : $a > 0$ et b sont des paramètres réels qui permettent de dilater (compresser ou dilater) (paramètre a) et translater (paramètre b) la fonction ψ . Ainsi l'ensemble du plan temps-fréquence ou l'ensemble des échelles dans le signal est couvert.

$$\psi_{a,b} = \frac{1}{\sqrt{a}} \psi\left(\frac{t-b}{a}\right) \quad (5.22)$$

Lorsqu'on analyse un signal $f(t)$ avec ces ondelettes, on le transforme en une fonction de 2 variables (le temps et l'échelle d'analyse du signal), les coefficients d'ondelettes (sur une base orthonormée) s'écrivent :

$$Wf(a, b) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \frac{1}{\sqrt{a}} \psi^*\left(\frac{t-b}{a}\right) dt \quad (5.23)$$

On peut voir les ondelettes comme un microscope. Les compresser accroît le grossissement pour révéler les détails les plus fins (les hautes fréquences ou les petites échelles) tout en pouvant balayer le signal

⁹dont les propriétés statistiques n'évoluent pas avec le temps, comme un bruit blanc ou un signal périodique.

avec ce microscope. Elles s'adaptent au signal pour regarder ses composantes transitoires – de hautes fréquences – avec une fenêtre étroite ou celles de longues durées – de basses fréquences – avec une fenêtre large. La transformée en ondelettes fournit un cadre de travail adapté pour décomposer une image en ces composantes élémentaires aux différentes échelles, en réduisant la quantité de coefficients nécessaires à sa représentation. La transformée en ondelettes continue en 2D (sur une base orthonormée) s'écrit :

$$W(a, b_i, b_j) = \frac{1}{\sqrt{a}} \iint f(x, y) \psi^* \left(\frac{x - b_i}{a}, \frac{y - b_j}{a} \right) dx dy, \quad (5.24)$$

où $W(a, b)$ sont les coefficients d'ondelettes de la fonction $f(x, y)$, $\psi(x)^*$ est le conjugué de l'ondelette mère, $a > 0$ le paramètre d'échelle et b celui de position. La transformée continue est la somme sur l'ensemble des positions du signal $f(x, y)$, multiplié par l'ondelette mère dilatée et translatée $\psi((x - b_i)/a, (y - b_j)/a)$. Il existe plusieurs familles de fonction d'ondelettes. Mais toutes ne traitent pas l'ensemble des phénomènes intéressants : isotropie ou faible anisotropie quelles que soient les échelles et la position. Un des inconvénients de la transformée 2D tient dans le fait qu'elle ne permet pas de réaliser une analyse efficace d'images présentant de fortes anisotropies. Par exemple, pour décrire des arêtes en 2D, elle utilise un grand nombre de coefficients, échelle par échelle, rendant l'analyse difficile.

Pour résoudre ce problème, de nouvelles transformées ont été développées et introduites en traitement du signal et d'image : les ridgelettes et les curvelettes (Candès 1999). On veut représenter l'information avec un minimum de coefficients ainsi toute l'énergie est contenue dans ces coefficients contrairement aux transformées classiques qui représentent un signal à l'aide de beaucoup de coefficients étalant ainsi l'information sur tous les coefficients. Pour faire un filtrage on cherche la transformée qui représente le signal avec le plus de parcimonie : le minimum de coefficients mais les plus élevés pour bien différencier avec le bruit et faciliter le filtrage.

L'analyse multi-résolution permet d'examiner un signal à une résolution grossière grâce à des ondelettes larges, et d'un petit nombre de coefficients, pour tracer une première approximation. Ensuite une analyse à une résolution plus fine, avec un grand nombre de petites ondelettes, permettant de scruter les détails du signal. Les ondelettes s'adaptent automatiquement aux différentes composantes du signal : elles utilisent une fenêtre étroite pour regarder les composantes transitoires de haute fréquence, et une fenêtre large pour regarder les composantes de longue durée, à basses fréquences. Appliquée à une image, la transformée en ondelette permet donc de distinguer les différentes structures, apparaissant aux différentes échelles.

Leurs qualités, les ondelettes sont couramment et fortement utilisées dans le traitement de signaux ou d'images (reconnaissance de formes, compression ...). Bien qu'elles soient efficaces dans la détection de structures isotropes à différentes échelles dans une image, elles ne constituent pas un outil optimal pour analyser et représenter des objets fortement anisotropiques (lignes, contours ...). Et c'est cette insuffisance qui a motivé le développement de nouveaux outils pour représenter au mieux des structures courbées, des contours, parmi lesquels la transformée en curvelettes.

Les curvelettes

Les curvelettes ont été proposées par [Candès and Donoho \(1999\)](#) et constituent une nouvelle famille de transformée conçues pour représenter de façon parcimonieuse des contours. La figure 5.8 montrent que les ondelettes prendraient beaucoup de coefficients pour représenter précisément le contour alors que les curvelettes représentent ce contour avec moins de coefficients pour la même précision.

En effet ce qui rend les curvelettes si intéressantes c'est qu'elles fournissent un cadre mathématique idéalement adaptée pour représenter des objets présentant des motifs courbes. La transformée en curvelettes est organisée de manière à être efficace dans son traitement des contours avec quelques coefficients pour les représenter.

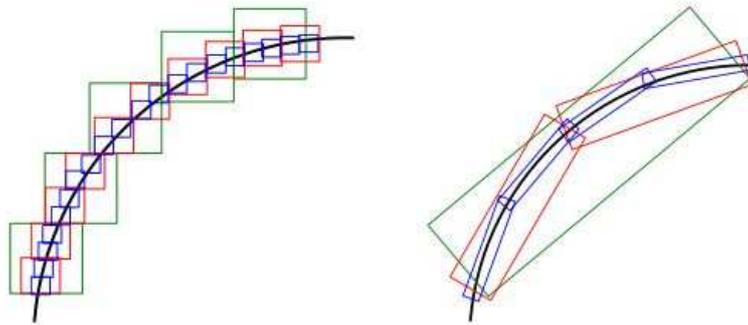


Fig. 5.8 – Représentation par ondelettes (à gauche) et par curvelettes (à droite) d’une courbe. De nombreux coefficients sont nécessaires pour représenter la courbe avec les ondelettes alors que quelques uns suffisent avec les curvelettes grâce à leur forte anisotropie.

Comment construire la transformée en curvelettes :

La transformée en ridgelette a été développée pour traiter des images contenant des arêtes (Candès, 1998). Elle fournit une représentation des bords droits. Une fonction donnée $f(x_1, x_2)$ peut être représentée comme la superposition d’éléments de la forme $a^{-1/2}\psi((x_1 \cos \theta + x_2 \sin \theta - b)/a)$, où ψ est une ondelette, $a > 0$ un paramètre d’échelle, b un paramètre de position, et θ un paramètre d’orientation. Les ridgelettes sont constantes le long des lignes où $x_1 \cos \theta + x_2 \sin \theta = \text{const}$ et ont une structure d’ondelette dans la direction perpendiculaire. Ainsi contrairement à la transformée en ondelette classique, les ridgelettes présentent 2 propriétés supplémentaires : une longueur égale à celle de l’image et une orientation, permettant d’analyser une image à différentes échelles et dans différentes directions. Des lignes de la taille de l’image sont contenues dans une image, elles peuvent être mise en évidence. La figure 5.9 montrent des exemples d’ondelettes et de ridgelettes.

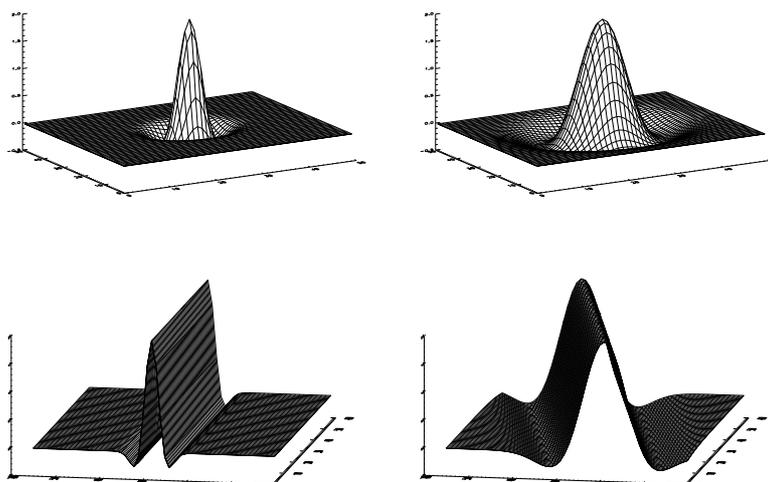
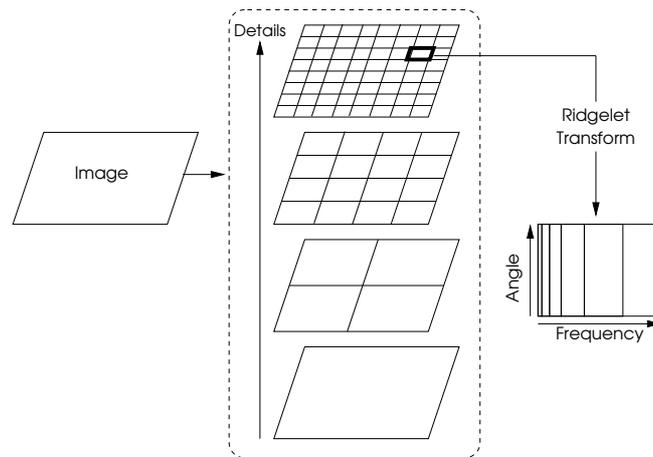


Fig. 5.9 – Exemples d’ondelettes 2D (haut) et de ridgelettes (bas). L’ondelette supérieure à droite a un paramètre d’échelle plus grand que celle présentée à gauche. Les deux ridgelettes présentent des orientations différentes.



F . 5.10 – Schéma illustrant la transformée en curvelette appliquée à une image. L’image est décomposée en plan d’échelle différente suivi d’un découpage spatial en blocs de ceux-ci, auxquels est appliquée la transformée en ridgelette. Les détails les plus fins correspondent aux plus hautes fréquences.

Les ridgelettes peuvent être adaptées pour représenter des objets avec des contours courbes, en utilisant une localisation multi-échelle appropriée. En effet à une échelle suffisamment petite, une courbe peut être vue comme une droite.

1. Décomposition de l’image : en utilisant une transformée en ondelette 2D, l’image est décomposée en plusieurs plans correspondant à différentes échelles.
2. Découpage : chaque plan est découpé en carrés (ou blocs), dont la taille est reliée à l’échelle. Plus l’échelle est petite, plus les carrés sont petits.
3. Transformée en ridgelette : appliquée à chaque bloc.

L’implémentation de la transformée en curvelettes offre une reconstruction exacte pour un faible coût de calcul. Tout comme les ridgelettes, les curvelettes apparaissent à toutes les échelles, positions et orientations. De plus, contrairement aux ridgelettes qui ont une taille fixée (celle de l’image analysée) et une largeur variable, les curvelettes possèdent une longueur variable (celle d’un bloc), et par conséquent une anisotropie variable, s’adaptant à la courbure analysée. Plus l’échelle est petite, plus l’analyse est sensible à la courbure. Ce qui permet une représentation très efficace, avec peu de coefficients.

Les propriétés des curvelettes expliquant leur efficacité dans le traitement des structures anisotropiques sont :

- multi-échelle,
- multi-directionnelle,
- anisotropiques,
- sélectives directionnellement selon différentes orientations
- locales

Cette nouvelle transformée a déjà été appliquée pour l’amélioration de contraste d’images astronomiques (cf. [Starck et al. 2002](#) pour une étude détaillée de cette application en astronomie) ou encore en sismologie ([Monsen and Odegard, 2002](#)). Nous proposons ici de l’appliquer à la sismologie stellaire pour aider à la détection et l’identification des modes d’oscillations dans les étoiles de type solaire, en mettant en place un filtrage du diagramme échelle des oscillations de type solaire. L’implémentation utilisée dans notre cas est celle effectuée par J.L. Starck dans le package MRE.

5.3.3 Curvelet et sismologie stellaire : C

I

Curvelet analysis of asteroseismic data

I : Method description and application to simulated sun-like stars

P. Lambert, S. Pires, J. Ballot, R. A. García, J.-L. Starck & S. Turck-Chièze

Soumis le 18 novembre 2005. Accepté le 10 avril 2006.

Publié dans *Astronomy & Astrophysics*, Volume 454, Numéro 3, August II 2006, p.1021-1027

Comme on a pu le voir dans les chapitres précédents, la détection et l'identification des modes d'oscillations (selon leur degré, leur ordre azimutal et les ordres radiaux successifs) représentent un grand challenge pour les missions spatiales actuelles et futures d'astérosimologie. Le "peak tagging" constitue à ce titre une étape importante dans l'analyse de ces données pour fournir des estimations des paramètres des modes d'oscillations stellaires, comme la fréquence, le taux de rotation, et permettre des études approfondies des structures stellaires.

Notre but est d'améliorer le rapport S/N dans les diagrammes-échelles (où les modes s'organisent sous forme d'arêtes continues et courbes), obtenus de spectres astérosismiques, en les filtrant. Nous appliquons la transformée en curvelet – développée pour analyser efficacement des motifs courbes – à des diagrammes échelles. Ceux-ci sont construits à partir de spectres d'oscillations sismiques, représentatives d'observations MOST ou CoRoT (de durées ≈ 30 et ≈ 150 jours). Pour tester et valider la méthode, nous utilisons des simulations Monte Carlo de plusieurs étoiles de type solaire avec différents taux de rotation, d'angle d'inclinaison et de S/N .

Les diagrammes filtrés présentent une amélioration du contraste entre les crêtes et le fond, permettant une meilleure identification des modes et une meilleure extraction de paramètres stellaires. Des simulations Monte Carlo ont montré que les régions où les modes sont détectés est élargie à basses et hautes fréquences, comparé aux spectres bruts. De plus, l'extraction du splitting moyen à partir de modes à basses fréquences peut être faite plus facilement en utilisant les spectres filtrés plutôt que les spectres bruts.

Ma contribution a consisté en l'introduction de l'utilisation d'une nouvelle technique de traitement d'image pour la première fois en sismologie stellaire : la transformée en curvelettes. Comme expliqué ci-dessus, l'objectif est de pouvoir traiter le diagramme échelle pour améliorer (la détection et) l'identification des modes. Ainsi après avoir pris en main ce nouvel outil, j'ai pu développer une démarche, une procédure pour appliquer celui-ci dans notre situation et valider son utilisation. Cette technique n'a pas été la seule utilisée pour filtrer le diagramme-échelle. J'ai effectué auparavant des tentatives et tests, qui se sont révélées infructueuses, non convaincants ou non satisfaisants, en utilisant les transformées en ondelettes ou en ridgelet.

De nombreux essais et tests ont été menés à la fois sur des spectres de soleils simulés pour différentes rotation et inclinaison mais aussi pour différents rapports S/N et durées d'observation (30 jours, 150 jours), ainsi que sur des simulations d'étoiles dans le cadre d'exercices hare-and-hound (H&H), pour la préparation à CoRoT.

Pour aller au-delà de l'approche qualitative, c'est-à-dire uniquement s'intéresser à l'amélioration *de visu* des diagrammes-échelles et des spectres de puissance, les résultats prometteurs obtenus m'ont encouragé à effectuer une étude quantitative pour valider cette méthode et de mieux en évaluer l'efficacité, la robustesse, les avantages et les inconvénients. Pour ce faire, des simulations Monte Carlo ont

été entreprises afin de vérifier l'apport systématique du filtrage (cf. figure 4 de l'article ci-après). Les réalisations ainsi obtenues ont ensuite été utilisés pour réaliser des ajustements des spectres de puissance (pour différents S/N) avant et après filtrage pour mesurer l'apport du traitement (cf. figure 6 de l'article et la discussion sur l'écart entre les paramètres ajustés à partir de spectres bruts ou filtrés).

L'ensemble de ces travaux a permis de développer une chaîne de traitement, permettant de générer un spectre d'oscillation théorique, de le bruiteur (avec un bruit blanc correspondant au bruit convectif, pour différents S/N et durées d'observation), de construire un diagramme-échelle, de filtrer celui-ci et d'effectuer un ajustement (MLE) sur le spectre d'oscillations filtrés. De plus l'expérience ainsi acquise par la manipulation et l'étude du filtrage par curvelet des diagrammes a permis de "définir un protocole" pour réaliser le filtrage, notamment pour limiter l'influence de l'erreur de l'estimation de la grande différence et la présence d'artefacts sans dégrader le signal. Celui-ci a pu être mis à contribution pour l'analyse effectuée sur les H&H et les données MOST de Procyon, comme cela est expliqué dans les paragraphes suivants l'article.

Parmi les conclusions de ce travail, il a pu être montré que ce filtrage permet :

- une amélioration significative du contraste et du S/N, surtout dans le cas de spectres bruts avec un faible S/N ;
- une extension de l'intervalle sur lequel l'ajustement du spectre est réalisé, à basses et à hautes fréquences ;
- la non-détérioration du signal ;
- une amélioration de la précision des fréquences ajustées à partir du spectre filtré par rapport à l'utilisation du spectre brut ;
- la présence d'artefacts apparaissant à des fréquences ν_k telles que $\nu_k = \nu_0 + k\Delta\nu$;
- dont on peut s'affranchir en effectuant un léger balayage autour de la valeur de la grande différence $\tilde{\Delta\nu}$ utilisée (\pm quelques bin de resolution) : on élimine les pics artificiels (leur position est très sensibles à $\tilde{\Delta\nu}$)
- la moyenne de plusieurs spectres filtrés obtenus à partir de diagrammes-échelles construits pour quelques valeurs très proches de $\tilde{\Delta\nu}$ permet de s'affranchir des artefacts et de réduire aussi l'influence due à l'estimation de $\tilde{\Delta\nu}$.

Les résultats de ces développements ont fait l'objet de présentations régulières au sein de la communauté, lors de différentes CoRoT week notamment.

A&A 454, 1021–1027 (2006)
 DOI: 10.1051/0004-6361:20054541
 © ESO 2006

**Astronomy
&
Astrophysics**

Curvelet analysis of asteroseismic data

I. Method description and application to simulated sun-like stars

P. Lambert^{1,2}, S. Pires^{3,1}, J. Ballot^{2,4}, R. A. García^{1,2}, J.-L. Starck^{3,1}, and S. Turck-Chièze^{1,2}

¹ DSM/DAPNIA/Service d'Astrophysique, CEA/Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France
 e-mail: lambertp@cea.fr

² AIM – Unité Mixte de Recherche CEA, CNRS, Université Paris VII – UMR 7158, CEA/Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

³ DSM/DAPNIA/Service d'Électronique des Détecteurs et d'Informatique, CEA/Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

⁴ Max-Planck-Institut für Astrophysik, Karl-Schwarzschild-Str. 1, Postfach 1317, 85741 Garching, Germany

Received 18 November 2005 / Accepted 10 April 2006

ABSTRACT

Context. The detection and identification of oscillation modes (in terms of their ℓ , m , and successive n) is a great challenge for present and future asteroseismic space missions. “Peak tagging” is an important step in the analysis of these data to provide estimations of stellar oscillation mode parameters, i.e., frequencies, rotation rates, and further studies on the stellar structure.

Aims. Our goal is to increase the signal-to-noise ratio of the asteroseismic spectra computed from the time series that are representative of MOST and CoRoT observations (30- and 150-day observations).

Methods. We apply the curvelet transform – a recent image processing technique that looks for curved patterns – to echelle diagrams built using asteroseismic power spectra. In the resulting diagram, the eigenfrequencies appear as smooth continuous ridges. To test the method, we use Monte-Carlo simulations of several sun-like stars with different combinations of rotation rates, rotation-axis inclination, and signal-to-noise ratios.

Results. The filtered diagrams enhance the contrast between the ridges of the modes and the background, allowing a better tagging of the modes and a better extraction of some stellar parameters. Monte-Carlo simulations have also shown that the region where modes can be detected is enlarged at lower and higher frequencies compared to the raw spectra. In addition, the extraction of the mean rotational splitting from modes at low frequency can be done more easily using the filtered spectra rather than the raw spectra.

Key words. stars: oscillations – methods: data analysis – techniques: image processing

1. Introduction

Helioseismology – the study of solar oscillations – is a powerful probe of the structure and dynamics of the Sun that has provided great improvements in our understanding of stellar evolution and structure (Turck-Chièze et al. 1993; Christensen-Dalsgaard 2002, and references therein). Those successes push the community to apply seismic techniques to other stars, opening the doors to asteroseismology, the study of stellar oscillations. These oscillations have already been observed from the ground and space. The ground-based observations are limited by the day-night cycle, which introduces aliases in the observations, but they allow us to use Doppler velocity measurements. They have provided data with sufficient quality to detect solar-like oscillations (see Bouchy & Carrier 2003; Bedding & Kjeldsen 2003, and references therein). To reduce the aliases, multi-site campaigns have been carried out, but they are too short to have good frequency resolutions. Space photometry missions and ground-based velocity networks must be used to provide observations of stellar oscillations without these limitations. With the current MOST¹ and WIRE² satellites, and the future COROT³ mission, asteroseismology is blooming. However, in the case of solar-like oscillations, we still have to deal with very small signal-to-noise

ratio (hereafter S/N) observations as a consequence of the weakness of the luminosity variations. Moreover, stars cannot yet be spatially resolved. Instead, only global oscillation modes can be observed. In addition, we cannot have access to the rotation rates and the rotation-axis inclination separately. Without knowing these two key stellar properties, the tagging of the modes in terms of their properties (ℓ , m) and successive n may be extremely difficult. In fact, the main problem to overcome will not be fitting the peaks (“peak-bagging”), but providing a good description of the model to be fitted, after having put the correct labels on the modes (“peak tagging”). Using the echelle diagram, where the modes follow ridges depending on the stellar properties, is one method that has been proposed to provide such description. To improve the S/N ratio, Bedding et al. (2004) suggested filtering this diagram by a vertical smoothing. However the smoothing works well only when the ridges are quasi-vertical, which requires a very good a priori knowledge of the large difference and is restricted to the asymptotic part of the spectrum. We propose, here, to follow a similar approach, but using new mathematical denoising techniques better suited to the study of curved ridges.

At the end of the last decade, the application of mathematical transforms based on wavelets to analyze astronomical images was widely developed. The first wavelet algorithms were well-adapted for treating images with isotropic elements. However, this description presented a limitation in the context

¹ Microvariability and Oscillations of Stars (Matthews 1998).

² Wide-field Infrared Explorer (Buzasi et al. 2000).

³ Convection Rotation and planetary Transits (Baglin et al. 2001).

of astrophysics, where objects such as filaments or spiral structures exhibit a highly anisotropic character (in shape and scale). New transforms, the ridgelet (Candès 1998) and curvelet transforms (Candès & Donoho 1999; Starck et al. 2002), were then developed to deal efficiently with such objects. Astrophysical applications (image denoising) of this technique have been presented in Starck et al. (2003, 2004) to analyze images of gravitational arcs, the rings of Saturn, or the CMB (Cosmic Microwave Background) map.

In this paper, we suggest using the curvelet transform to analyze asteroseismic observations (more precisely the stellar echelle diagrams), to improve the “peak tagging” of the oscillation modes and even the resultant “peak bagging”. To illustrate the application of this denoising technique in the asteroseismic case, we performed Monte-Carlo simulations of ideal asteroseismic data contaminated by different levels of stochastic noise. We begin Sect. 2 with a short summary of the properties of stellar oscillation modes in the solar-like case and the construction of the echelle diagram. In Sect. 3, we introduce multiscale transforms, in particular the ridgelet and the curvelet transforms. In Sect. 4, the simulated data of a star with an oscillation spectrum similar to the Sun, but with different rotation axis inclinations and rotation rates, are presented. In Sect. 5, we discuss the results obtained in the simulations.

2. Properties of solar-like oscillations

Only low-degree stellar oscillation modes can be detected and observed with the present generation of instruments. The asymptotic theory of oscillation modes ($n \gg \ell$) is then adequate and can be used to study them. First order (Tassoul 1980) and second order developments (Vorontsov 1991; Lopes & Turck-Chièze 1994; Roxburgh & Vorontsov 2000a,b) have been made to describe solar and stellar oscillations. In the case of solar-like stars, where p -modes predominate, the frequencies can be developed as:

$$\nu_{n,\ell} \approx \Delta\nu_0 \left(n + \frac{\ell}{2} + \frac{1}{4} + \alpha(\nu) \right) + \frac{\Delta\nu_0}{4\pi^2\nu_{n,\ell}} \left((\ell + 1/2)^2 A + \psi \right), \quad (1)$$

in this expression, ℓ and n are, respectively, the degree and the radial order of the modes and

$$\tau_c = \int_{r_{in}}^{r_{out}} \frac{dr}{c_s}$$

$$\Delta\nu_0 = \frac{1}{2\tau_c}$$

$$A = \frac{1}{4\pi^2\nu_{n,\ell}} \left(\frac{c_s(R_*)}{R_*} - \int_{r_{in}}^{r_{out}} \frac{dc_s}{dr} \frac{dr}{r} \right),$$

where c_s is the internal stellar sound speed, α is a phase-shift term, and ψ is a function that allows us to take the gravitational potential in the central region into account (Lopes & Turck-Chièze 1994). From the asymptotic approach, we can extract general properties of modes and better understand the physics hidden in the frequencies' behavior. The large frequency spacing, defined as $\Delta\nu_{n,\ell} = \nu_{n+1,\ell} - \nu_{n,\ell}$, tends asymptotically to $\Delta\nu_0$, related to the mass and radius of the star; the small frequency spacing, $\delta_{\ell,\ell+2}\nu = \nu_{n,\ell} - \nu_{n-1,\ell+2}$, can be approximated to first order by $(4\ell + 6)\Delta\nu_0 / (4\pi^2\nu_{n,\ell}) \int_0^{R_*} \frac{dc_s}{dr} \frac{dr}{r}$. This variable is related to the derivative of the sound speed and enhances the effect coming from the central regions, providing constraints on the age of the star. Finally, the second difference is defined as $\delta_2\nu = \nu_{n+1,\ell} - 2\nu_{n,\ell} + \nu_{n-1,\ell}$. Its variations provide information

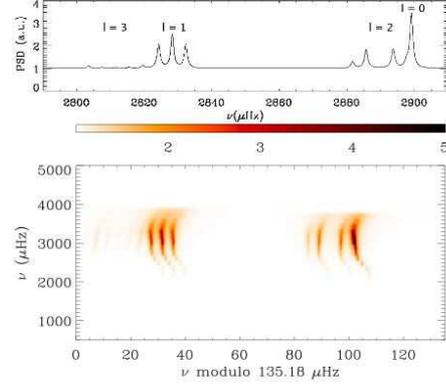


Fig. 1. Portion of the theoretical spectrum (*top*) and echelle diagram (*bottom*) for a sun spinning ten times faster than the Sun and seen from an angle of 50° . This is the ideal power spectrum used in the simulations described in Sect. 5.

about the extent of the convective zone (Monteiro et al. 2000; Ballot et al. 2004b) or the helium abundance in the stellar envelope (Basu et al. 2004).

Under the rotation effects, the azimuthal order m ($-\ell \leq m \leq \ell$) is needed to characterize the oscillation spectrum. If the angular velocity Ω is uniform (Ledoux 1951), the mode frequencies are asymptotically approximated by:

$$\nu_{n,\ell,m} \approx \nu_{n,\ell} + m\Omega/2\pi = \nu_{n,\ell} + m\delta\nu, \quad (2)$$

where $\delta\nu$ is the rotational splitting. Equation (2) shows that modes are $(2\ell + 1)$ -times degenerated in the azimuthal order: a single peak in the spectrum becomes a multiplet. Its corresponding structure depends on the rotation rate, the inclination axis of the star, and its stochastic excitation. The solar-like mode lifetimes (a few days) are expected to be much shorter than the length of the future space observations (a few months). In consequence, the relative amplitude ratios inside a multiplet will only depend, on average, on the inclination angle and the spacing between these different m -components (Gizon & Solanki 2003). Thus, if the different m -components of a multiplet can be identified and tagged with the correct (ℓ, m) , they can provide a good estimation of both the rotation-axis inclination i and the rotational splitting $\delta\nu$, allowing for a better mode parameter extraction through the fitting of the spectra. The effect of the stochastic excitation on an isolated mode could be minimized by computing the average of these parameters on several modes (see, for example, the n -collapsogramme; Ballot et al. 2004a).

Equation (1) shows that the even ($\ell = 0, 2$) and odd ($\ell = 1, 3$) modes have almost the same frequency, only separated by the small spacing $\delta_{\ell,\ell+2}\nu$. In addition, they are separated regularly in frequency by the large spacing $\Delta\nu_{n,\ell}$. This property allows us to build the so-called echelle diagram (Grec et al. 1983), which is currently used to identify modes for solar-like oscillations. It is a 2D representation of the 1D power spectrum that has been folded onto itself in units of the large spacing. In such a representation the modes appear as almost locally vertical ridges (see Fig. 1). The echelle diagram is a powerful tool for “peak tagging”, since assigning the correct (ℓ, m) values to the peaks is easier when the multiplet structure is well-identified in this diagram. The successive n values are obtained from each individual horizontal line.

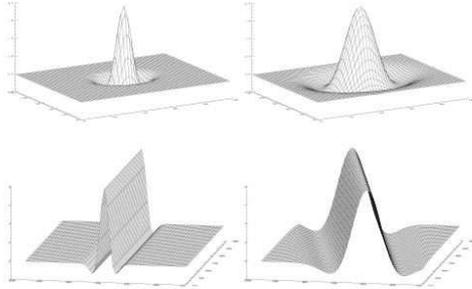


Fig. 2. Examples of 2D wavelets (*top panels*) and ridgelets (*bottom panels*). The top right wavelet has a greater scale parameter than that on the left. The bottom right ridgelet has different orientation and width than the left one.

3. Multiscale transforms

3.1. The wavelet transform

The wavelet transform provides a framework for decomposing images into their elementary constituents across scales, by reducing the number of significant coefficients necessary to represent an image. The continuous wavelet transform of a 2D signal is defined as:

$$W(a, b_i, b_j) = \frac{1}{\sqrt{a}} \iint f(x, y) \psi^* \left(\frac{x - b_i}{a}, \frac{y - b_j}{a} \right) dx dy, \quad (3)$$

where $W(a, b)$ are the wavelet coefficients of the function $f(x, y)$, $\psi(x)$ is the conjugate of the analyzing wavelet, $a > 0$ is the scale parameter, and b is the position parameter. The continuous wavelet transform is the sum over all the positions of the signal $f(x, y)$, multiplied by the scaled and shifted versions of the wavelet $\psi((x - b_i)/a, (y - b_j)/a)$ (cf. Fig. 2, top panels). This process produces wavelet coefficients that are a function of scale and position.

However, the classical wavelet transform only addresses a portion of the whole range of interesting phenomena: isotropic features at all scales and locations. One of the drawbacks of the two-dimensional wavelet transform is that it does not achieve an efficient analysis of images that present high anisotropy. For instance, the wavelet transform does not efficiently approximate 2D edges, since a large number of large wavelet coefficients, scale after scale, are required, making its analysis difficult. To solve this problem, two new mathematical transforms, namely the ridgelet transform and the curvelet transform, were introduced.

3.2. The ridgelet transform

The ridgelet transform was developed to process images including ridges elements (Candès 1998). It provides a representation of perfectly straight edges. A given function $f(x_1, x_2)$ can be represented as the superposition of elements of the form $a^{-1/2} \psi((x_1 \cos \theta + x_2 \sin \theta - b)/a)$, where ψ is a wavelet, $a > 0$ a scale parameter, b a location parameter, and θ an orientation parameter. The ridgelet is constant along the lines where $x_1 \cos \theta + x_2 \sin \theta = \text{const.}$, and transverse to these ridges it is a wavelet. Thus, contrary to a unique wavelet transform, the ridgelet has two supplementary characteristics: a length, equal to that of the image, and an orientation, allowing the analysis of

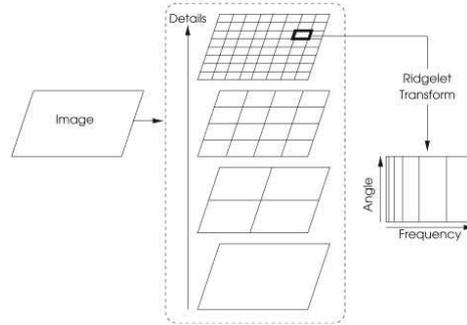


Fig. 3. Sketch illustrating the curvelet transform applied to an image. The image is decomposed into subbands followed by a spatial partitioning of each subband. The ridgelet transform is applied to each block. The finest details correspond to the highest frequencies.

an image in every direction and thus exhibiting the edge structure. Figure 2 (bottom panels) shows two examples of ridgelets. The problem is that in nature, edges are typically curved rather than straight, so ridgelets alone cannot yield accurate representations.

3.3. The curvelet transform

3.3.1. Description

Ridgelets can be adapted to represent objects with curved edges, using an appropriate multiscale localization: at a sufficiently fine scale, a curved edge can be considered to be almost straight. Candès & Donoho (1999) developed the curvelet transform using ridgelets in this localized manner. Figure 3 shows the different steps of the curvelet analysis of an image:

1. Image decomposition: using a 2D isotropic wavelet transform, the image is decomposed to obtain a set of wavelet bands. Each band corresponds to a different scale.
2. Smooth partitioning: each subband is partitioned into squares (blocks), whose size is appropriate to each scale. The finer the scale is, the smaller the blocks are.
3. Ridgelet analysis: it is applied to each square.

The implementation of the curvelet transform offers an exact reconstruction and a low computational complexity. Like ridgelets, curvelets occur at all scales, locations, and orientations. Moreover, contrary to ridgelets, which have a given length (the image size) and a variable width, the curvelets also have a variable length (the block size) and, consequently, a variable anisotropy. The finer the scale is, the more sensitive to the curvature the analysis is. As a consequence, curved singularities can be well-approximated with very few coefficients.

3.3.2. Denoising images: filtering curvelet coefficients

To remove noise, a simple thresholding of the curvelet coefficients has been applied to select only significant coefficients. One possible thresholding of a noisy image consists of setting all non-significant curvelet coefficients $\tilde{c}_{i,j,l}$, i , j , and l respectively, the indexes of the line, row, and scale to 0. This is called hard-thresholding:

$$\tilde{c}_{i,j,l} = \begin{cases} 1 & \text{if } c_{i,j,l} \text{ is significant} \\ 0 & \text{if } c_{i,j,l} \text{ is not significant.} \end{cases} \quad (4)$$

1024

P. Lambert et al.: Curvelet analysis of asteroseismic data. I.

Commonly, $c_{i,jl}$ is significant if the probability that the curvelet coefficient is due to noise is small, i.e., if the curvelet coefficient is greater than a given threshold. A basic problem remains: the choice of the threshold. Usually, this threshold is equal to $k\sigma_j$, where σ_j is the noise standard deviation at the scale j and k is a constant, equal to 5 in our filterings.

Simple thresholding of the curvelet coefficients is very competitive (Starck et al. 2002) with “state of the art” techniques based on wavelets, including thresholding of decimated or undecimated wavelet transforms.

4. Simulation of data

To characterize the curvelet denoising technique applied to the asteroseismic data, we have simulated typical solar-like observations while varying different parameters: S/N ratios, observational lengths, rotation-axis inclinations, rotation rates, etc. With this approach, we know the input parameters in advance, and we can evaluate the quality of the results given by the curvelet analysis and its limits.

In the simulations shown in this paper, we use the oscillation spectrum of a star similar to the Sun, but seen under different conditions. We consider different rotation-axis inclinations ($i = 50^\circ$ and 90°) and rotation rates ($\Omega = \Omega_\odot, 5 \Omega_\odot,$ and $10 \Omega_\odot$). An ideal power spectrum was constructed first. Only the modes $\ell \leq 3$, $n = 12-25$ were simulated. The mode parameters – frequencies (ν), amplitudes (A), and widths (Γ) – were obtained from the analysis of GOLF (Global Oscillations at Low Frequency) data (García et al. 2004). The amplitudes were corrected to take into account the difference between intensity and velocity observations. Modes were simulated with symmetrical Lorentzian profiles as the asymmetry is expected to be at the level of the noise. Following the method described in Fierry Fraillon et al. (1998), a multiplicative noise, a χ^2 with 2 d.o.f. statistics, has been introduced to reproduce the stochastic excitation of such modes (see also Anderson et al. 1990). The S/N ratio of the “resultant” raw power spectrum was defined as the maximum of the bell-shaped p -mode power (i.e., the highest simulated p -mode) divided by the noise dispersion. The simulated background is flat, assuming that it has been previously fitted and removed, as it is usually done for the Sun (Harvey 1985).

Several Monte-Carlo simulations have been performed for each ideal spectrum. Realistic S/N , with values ranging from 5 to 15, have been used to cover a wide range of situations that is compatible with what is expected (see Baglin et al. 2001). In each realization of the Monte-Carlo simulation, the same level of noise has been randomly added to the corresponding ideal spectra. Therefore, all the realizations, in a given Monte-Carlo simulation, have the same S/N ratio. The simulated spectra have been computed for two resolutions, ≈ 0.38 and $\approx 0.077 \mu\text{Hz}$, corresponding respectively to 30-day and 150-day observations. The first are representative of the MOST observations and the short CoRoT runs, while the latter are of the same length as the long CoRoT runs.

Simulations of other stars, including some potential main CoRoT targets, with different masses, ages, and, in consequence, internal structures, have been made. The results have already been presented and discussed during the CoRoT workshops #8 and #9 obtaining the same qualitative results. For the sake of clarity, they are not shown here.

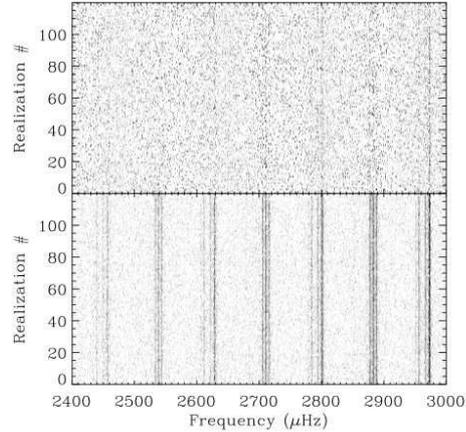


Fig. 4. Effect of the curvelet denoising on the mode visibility for $S/N = 5$. Each picture shows 120 realizations out of the 500 done in our Monte-Carlo simulation. Each horizontal line corresponds to a single realization. The top panel is the raw spectra, and the bottom is the curvelet filtered one.

5. Discussion

Once the spectra have been computed, the echelle diagrams can be built with a fixed folding frequency. This frequency corresponds to the mean large frequency spacing $\Delta\nu_0$, identified either by the computation of the FFT, the autocorrelation of the spectra, or any other technique (see for example Régulo & Roca Cortés 2002). The denoising based on the curvelet transform is then applied to these echelle diagrams. It is important to note that artifacts may appear in the filtered spectra at frequencies $\nu^* = \nu_0 + k\Delta\nu_0$, with an integer k , when random small structures appear in the echelle diagrams. However, their appearance and position strongly depend on the folding frequency and are very sensitive to its value. Therefore, they can be easily identified. The artifacts can be reduced (in contrast to the regions containing the signal) by building echelle diagrams with slightly different folding frequencies and averaging the resultant filtered spectra.

To present the results of data analysis using the curvelet denoising method, we have selected the case of a sun-like star seen with an inclination angle $i = 50^\circ$ and with a rotation $\Omega = 10 \Omega_\odot$. A portion of the ideal spectra constructed for this star can be seen in Fig. 1 (top panel). Monte-Carlo simulations were then performed, giving rise to different sets (each one with 500 realizations) of raw spectra with different S/N ratios. The echelle diagrams were constructed using a folding frequency of $135.18 \mu\text{Hz}$, obtained by computing the FFT of the raw spectrum.

5.1. Peak tagging

In the cases with a high S/N (typically 15), the mode structure is clearly visible in each raw spectrum, as well as on the echelle diagram. The different ridges can be easily identified and tagged. Although the filtering gives enhanced denoised diagrams and unfolded spectra, it does not contribute significantly to the mode identification.

In the lower S/N cases, however, the situation is different. Figure 4 shows some of the results of the Monte-Carlo

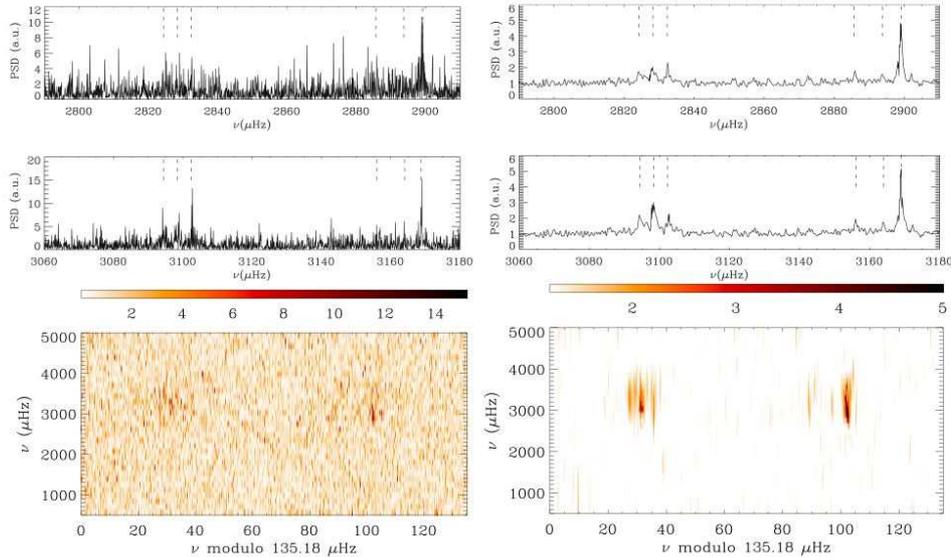


Fig. 5. Raw (left) and filtered (right) power spectra (top and middle panels) and echelle diagrams (bottom panels) for a $S/N = 5$ realization. The short dashed lines in the power spectra represent the position of the theoretical frequencies. From left to right, the three first equidistant lines indicate the components $m = -1, 0$, and 1 of $\ell = 1$ modes, the next two indicate the strongest components of $\ell = 2$ ($m = -1$ and 1), and the last indicates $\ell = 0$. In this case, only two components of the $\ell = 1$ and the $\ell = 0$ modes are slightly visible in the raw diagram. On the curvelet filtered one, the three $\ell = 1$ components appear as well as the $\ell = 0$ and the components $m = \pm 1$ of the $\ell = 2$ modes.

simulation for $S/N = 5$. The upper panel corresponds to 120 realizations among the 500 computed for the raw spectra in the frequency range 2450–2920 μHz . Each horizontal line corresponds to a single realization. Some patterns can hardly be seen. The lower panel represents the same spectra after applying the curvelet filtering. A series of vertical ridges clearly appears. From left to right on the panels, they can be identified as the ($\ell = 2$; $m = \pm 1$), the $\ell = 0$ (blended with the $\ell = 2$; $m = +2$), and the ($\ell = 1$; $m = -1, 0, +1$). The improvement of the contrast is important in all the realizations and allows us to distinguish the different components of a mode, making the identification and the tagging easier.

The identification is harder when looking at each individual spectrum and requires the use of the echelle diagram. Figure 5 shows an example of raw (left) and filtered (right) 150-day observation power spectra (top and middle panels), and the corresponding echelle diagrams (bottom panels) for a $S/N = 5$ realization. Input frequencies are indicated by the short dashed lines above the spectra. The mode peaks can hardly be distinguished in the raw spectrum and can easily be confused with noise. For the range 2780–2920 μHz , only a strong peak at 2900 μHz can be considered not to be noise. In the region 3060–3180 μHz , the peaks are visible, and we can attempt to identify the $\ell = 1$ and $\ell = 0$ modes, although they are still unclear. On the contrary, on the corresponding parts of the filtered spectrum, the structures of the $\ell = 1$ mode with three components, the $\ell = 0$ mode, and even the strongest components of the $\ell = 2$ mode are visible. The raw echelle diagram gives no extra information because of the very weak ridges and low contrast with the background. The weakest components can hardly be detected, and no tagging can be done. The curvelet filtering provides a contrast enhancement of the ridges on the echelle diagram. Thus, three almost equidistant

strong ridges appear on the left of the diagram and one strong ridge with two weaker ones on the right. The corresponding patterns can be seen on the filtered spectrum corresponding well to the theoretical frequencies. Since the modes $\ell = 3$ are not visible, and in agreement with the amplitude of the strongest peak on the left, we can suggest that the three strongest peaks correspond to a $\ell = 1$ multiplet and the other ones to the $\ell = 2$ and $\ell = 0$ modes.

Consequently, when the tagging is done, it is also easier to have a first estimation of both the mean rotational splitting and the rotation-axis inclination, since the visibility of the multiplet is increased. From the spacing between the components of the mode $\ell = 1$, a first estimation of the mean rotational splitting of the star, as well as an estimation of the inclination angle, according to their relative amplitude ratios, can be done. We have selected the extraction of one parameter: the mean rotational splitting of the $\ell = 1$ mode at low frequency (2540–2550 μHz), to quantify the improvement of the curvelet filtering. This region is particularly interesting because the line width is still small, and the modes, when they are visible, can be easily identified. Thus, in a sample of 100 realizations of the Monte-Carlo simulation, we obtained a better estimation of this parameter in the filtered spectra in 90 of them. In fact, it was very exceptional to obtain a good result in the raw spectra. With the filtered spectra, a mean rotational splitting of $\langle \delta\nu \rangle = 4.05 \pm 0.30 \mu\text{Hz}$ was found, which is very close to the actual splitting included in the ideal spectra $\langle \delta\nu \rangle = 4.0 \mu\text{Hz}$. In addition, specific methods can be applied to improve the extraction of these parameters by using different strategies of spectra fitting, such as the ones developed by Gizon & Solanki (2003) or Ballot et al. (2006). In the case of the 30-day observation, the curvelet filtered echelle diagram is still very noisy, and it does not help in recognizing the ridges.

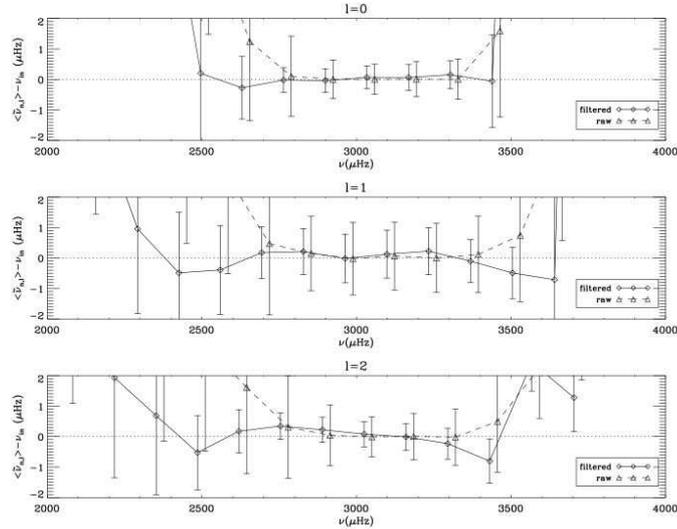


Fig. 6. Differences between the mean fitted frequencies $\langle \tilde{\nu}_{n,\ell} \rangle$ and the input frequencies ν_{in} , for $\ell = 0, 1$, and 2 , for the raw (dashed line with triangles) and filtered (full line with diamonds) spectra ($S/N = 5$, 150-day observation). The error bars correspond to the dispersion $\sigma^*(\tilde{\nu}_{n,\ell})$ of the frequency distribution. For clarity, the values for the raw case are shifted by $20 \mu\text{Hz}$ towards the right.

However, the corresponding denoised power spectrum is much better, despite the lower resolution (5 times less than in the long runs), even for small S/N ratios (~ 5). The modes $\ell = 0, 2$ and $\ell = 1$ can be distinguished, at the maximum power, while it is not easy to do so in the raw spectra. Therefore, we consider that a 30-day run is the minimum length needed to have reliable results with the curvelet denoising technique.

García et al. (2006) analyzed the first available MOST public Procyon A data (32-day observation) using the curvelet technique. Previous analysis by Matthews et al. (2004) did not reveal the presence of any p -mode structure in this star. Therefore, due to its tiny S/N ratio, the results of the curvelet denoising should be taken with care. Nevertheless, an excess of power seems to appear in the region where it is expected, and taking the 15 most prominent peaks in this region, many are in agreement, inside the error bars, with previous tagged modes using ground-based velocity observations.

5.2. Extraction of p -mode parameters

Once the mode identification and tagging are done, the extraction of the mode parameters can be performed. To illustrate how this extraction can be improved by using the denoised spectrum, we have extracted the central frequency of the modes in both the raw and the filtered spectra. To determine this parameter, modes have been fitted by Lorentzian profiles using a maximum-likelihood estimator in the classical way: adjacent pairs of even ($\ell = 0$ and $\ell = 2$) modes are fitted together, while $\ell = 1$ is fitted alone, due to the small amplitudes of $\ell = 3$ modes. For each multiplet, the fitted parameters are the central frequency $\tilde{\nu}_{n,\ell}$, the amplitude $\tilde{A}_{n,\ell}$, the linewidth $\tilde{\Gamma}_{n,\ell}$, and the background b . The amplitude ratios inside the multiplets and the rotational splittings have been fixed thanks to the preliminary estimation done in the previous section (cf. Sect. 5.1). The fitting procedure

provides an associated error $\sigma(\tilde{X})$, computed by Hessian-matrix inversion, for each adjusted parameter \tilde{X} .

The raw spectra follow a χ^2 with 2 d.o.f. statistics, whereas the filtered spectra have a χ^2 with a higher d.o.f. statistics (close to a Gaussian distribution, depending on the number of filtered coefficients). According to Appourchaux (2003), it is possible to fit spectra following a χ^2 with more than 2 d.o.f. statistics with a classical procedure developed for a χ^2 with 2 d.o.f. statistics: parameters are correctly fitted, but computed errors have to be adapted a posteriori. However in our case, due to filtering, points of filtered spectra are correlated (we have estimated that one point is correlated with ~ 10 neighboring points). This correlation should have to be considered, but we have neglected its effect on the fitting procedure in the present study. This assumption is validated by the Monte-Carlo simulations. Such a global filtering also induces correlations between the different lines of the echelle diagram. Thus, the errors on parameters of different modes (typically (n, ℓ) and $(n + 1, \ell)$) can be correlated. These correlations will have to be taken into account, especially during the comparison of frequencies extracted in this way from stellar models.

From the 500 realizations of the Monte-Carlo simulation, we derived the mean value of the extracted frequencies $\langle \tilde{\nu}_{n,\ell} \rangle$, their mean computed errors $\langle \sigma(\tilde{\nu}_{n,\ell}) \rangle$, and the dispersion of the frequency distribution $\sigma^*(\tilde{\nu}_{n,\ell})$ (the real error), for each mode and for both the raw and the filtered spectra. We have verified that $\sigma^*(\tilde{\nu}_{n,\ell}) \approx \langle \sigma(\tilde{\nu}_{n,\ell}) \rangle$ for fits performed on the raw spectra, and we have $\sigma^*(\tilde{\nu}_{n,\ell}) < \langle \sigma(\tilde{\nu}_{n,\ell}) \rangle$ for fits performed on the filtered ones. As expected, the error bars on the fitted frequencies, computed by Hessian-matrix inversion, are overestimated.

Figure 6 shows the difference between the mean fitted frequencies $\langle \tilde{\nu}_{n,\ell} \rangle$ and the theoretical frequencies ν_{in} of the simulated star discussed in the previous section ($S/N = 5$). The error bars correspond to the dispersion $\sigma^*(\tilde{\nu}_{n,\ell})$. For each ℓ , the error bars of the filtered spectra are smaller than those of the raw

spectra. In addition, the range where modes can be detected, tagged, and fitted is extended. While the difference $\langle \tilde{\nu}_{n,\ell} \rangle - \nu_{\text{in}}$ is only flat in the central region of the raw power spectrum (e.g., for $\ell = 0$, in the range $n = 18\text{--}22$), it extends at higher and lower frequencies (e.g., for $\ell = 0$, the range is extended to $n = 16\text{--}23$) in the filtered one.

6. Conclusions

The application of a noise reduction technique based on the curvelet transform to echelle diagrams improves the identification – “peak tagging” – of stellar acoustic modes. In observations with a S/N ratio as small as 5, we are still able to recover the mode pattern and extract reliable asteroseismic information in both small and long runs (30-day and 150-day observations, respectively). Below this S/N and with shorter observations, the method efficiency is reduced drastically. The rotational splittings and the rotation-axis inclination can be better estimated using the filtered spectrum. In particular, Monte-Carlo simulations showed that a better extraction of the mean rotational splitting from modes at low frequency can be done in 90 out of 100 realizations using the filtered spectra. The uncertainty on the extracted rotational splitting of a typical sun-like star seen with an inclination angle $i = 50^\circ$ and with a rotation $\Omega = 10 \Omega_\odot$ is very small, $\sim 0.30 \mu\text{Hz}$. These parameters can then be used to create a set of guesses or a priori values to perform individual fits of the spectra. We have also shown that the range of the frequency extraction can be extended at higher and lower frequencies using the filtered spectra. Finally, simulations of the short run observations have demonstrated that this method can also be applied to lower resolution spectra with good results.

Acknowledgements. P. Lambert thanks Dr. D. Neuman for useful discussions.

References

- Anderson, E. R., Duvall, T. L., & Jefferies, S. M. 1990, *ApJ*, 364, 699
 Appourchaux, T. 2003, *A&A*, 412, 903

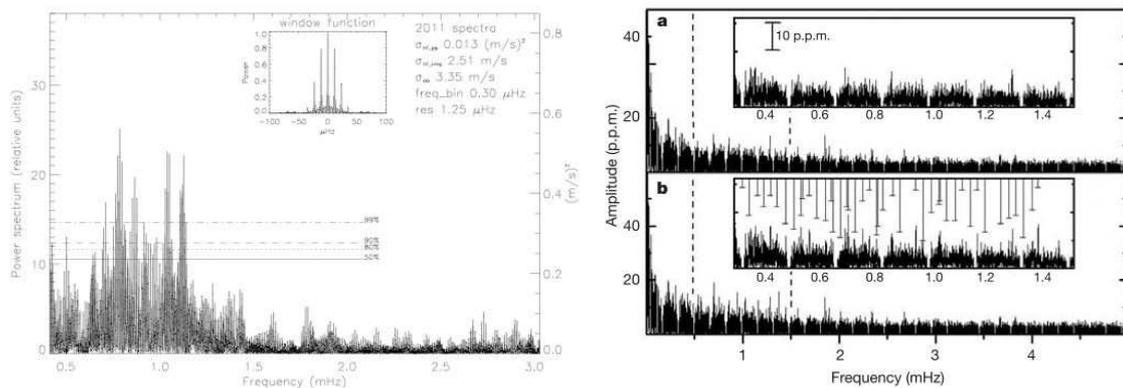
- Baglin, A., Auvergne, M., Catala, C., Michel, E., & COROT Team. 2001, in SOHO 10/GONG 2000 Workshop: Helio- and Asteroseismology at the Dawn of the Millennium, ESA SP-464, 395
 Ballot, J., García, R. A., Lambert, P., & Teste, A. 2004a, in SOHO 14 Helio- and Asteroseismology: Towards a Golden Future, ESA SP-559 309
 Ballot, J., Turck-Chièze, S., & García, R. A. 2004b, *A&A*, 423, 1051
 Ballot, J., García, R. A., & Lambert, P. 2006, *MNRAS*, 369, 1281
 Basu, S., Mazumdar, A., Antia, H. M., & Demarque, P. 2004, *MNRAS*, 350, 277
 Bedding, T. R. & Kjeldsen, H. 2003, *Publ. Astron. Soc. Austr.*, 20, 203
 Bedding, T. R., Kjeldsen, H., Butler, R. P., et al. 2004, *ApJ*, 614, 380
 Bouchy, F. & Carrier, F. 2003, *Ap&SS*, 284, 21
 Buzasi, D., Catanzarite, J., Laher, R., et al. 2000, *ApJ*, 532, L133
 Candès, E. J. 1998, Ph.D. Thesis, Stanford University
 Candès, E. J. & Donoho, D. L. 1999, in *Curves and Surfaces: Saint-Malo 1999*, ed. A. Cohen, C. Rabut, & L. Schumaker, (Nashville, TN: Vanderbilt University Press)
 Christensen-Dalsgaard, J. 2002, *Rev. Mod. Phys.*, 74, 1073
 Fierry Fraillon, D., Gelly, B., Schmider, F. X., et al. 1998, *A&A*, 333, 362
 García, R. A., Jiménez-Reyes, S. J., Turck-Chièze, S., Ballot, J., & Henney, C. J. 2004, in SOHO 14 Helio- and Asteroseismology: Towards a Golden Future, ESA SP-559 436
 García, R. A., Lambert, P., Ballot, J., et al. 2006, submitted
 Gizon, L., & Solanki, S. K. 2003, *ApJ*, 589, 1009
 Grec, G., Fossat, E., & Pomerantz, M. A. 1983, *Sol. Phys.*, 82, 55
 Harvey, J. 1985, in *Future Missions in Solar, Heliospheric and Space Plasma Physics*, 199
 Ledoux, P. 1951, *ApJ*, 114, 373
 Lopes, I., & Turck-Chièze, S. 1994, *A&A*, 290, 845
 Matthews, J. M. 1998, in *Structure and Dynamics of the Interior of the Sun and Sun-like Stars SOHO 6/GONG 98 Workshop Abstract*, June 1–4, 1998, Boston, Massachusetts, 395
 Matthews, J. M., Kusching, R., Guenther, D. B., et al. 2004, *Nature*, 430, 51
 Monteiro, M. J. P. F. G., Christensen-Dalsgaard, J., & Thompson, M. J. 2000, *MNRAS*, 316, 165
 Régulo, C., & Roca Cortés, T. 2002, *A&A*, 396, 745
 Roxburgh, I. W., & Vorontsov, S. V. 2000a, *MNRAS*, 317, 141
 Roxburgh, I. W., & Vorontsov, S. V. 2000b, *MNRAS*, 317, 151
 Starck, J. L., Candès, E. J., & Donoho, D. L. 2002, *IEEE Trans. Image Proc.*, 11, 670
 Starck, J. L., Aghanim, N., & Forni, O. 2004, *A&A*, 416, 9
 Starck, J. L., Donoho, D. L., & Candès, E. J. 2003, *A&A*, 398, 785
 Tassoul, M. 1980, *ApJS*, 43, 469
 Turck-Chièze, S., Däppen, W., Fossat, E., et al. 1993, *Phys. Rep.*, 230, 57
 Vorontsov, S. V. 1991, *SVA*, 35, 400

5.4 Le cas de Procyon (vue par MOST)

5.4.1 Procyon avant et après MOST

Procyon A (connue aussi sous les doux noms de α CMi A, HR2943, HD61421) est une étoile dont la luminosité ($m_V = 0.363$) et la proximité suscitent depuis de nombreuses années l'intérêt de la communauté astérosismique. C'est une étoile sous-géante (F5 IV) formant avec une naine blanche (Procyon B) une système binaire visuel. La combinaison des modèles stellaires (par exemple [Chaboyer et al., 1999](#); [Nghiem et al., 2006a](#)) et de données observationnelles (*Hipparcos*) a permis contraindre son stade évolutif. Ainsi Procyon serait dans une phase de combustion de l'hydrogène de son coeur ou en couche, et serait constituée d'un coeur convectif, d'une zone radiative et enfin d'une fine enveloppe convective (estimée à $10^{-5}M_\odot$ pour une étoile $1.5M_\odot$).

Les premières observations sismiques (au sol et par mesure en vitesse) de Procyon par [Gelly et al. \(1986\)](#) n'avaient pas permis détecter sûrement l'existence de modes globaux de pression. De nombreuses campagnes d'observations, toujours au sol et par mesures en vitesse d'un site unique, leur succédèrent. Sans être exhaustif on peut citer [Brown et al. \(1991\)](#), [Mosser et al. \(1998\)](#), [Martić et al. \(1999\)](#), [Martić et al. \(2004\)](#), [Eggenberger et al. \(2004\)](#), [Bouchy et al. \(2005\)](#) ou [Claudi et al. \(2005\)](#), mettant tous en évidence la présence d'oscillations de type solaire.



F . 5.11 – Procyon. Gauche : spectre de puissance d'après [Martić et al. \(1999\)](#) obtenu par mesures Doppler pendant 8 nuits. L'encadré représente la fenêtre des observations. Droite : spectre en amplitude d'après [Mathews et al. \(2004\)](#).

En 2003, fût lancée la mission MOST (première mission photométrique astérosismique spatiale) et en 2004 fût annoncée la non-observation de la signature de modes acoustiques dans le spectre d'amplitude mesuré ([Mathews et al., 2004](#)) (alors que les observations au sol en vitesse indiquent toutes un excès de puissance autour de 1 mHz). Plusieurs explications furent proposées pour expliquer cette non-détection, comme revoir les modèles d'excitation stochastique des modes p (des modes ayant un temps de vie très court ou de très faible amplitude) ou interpréter les détections précédentes comme des artefacts. Cette annonce a entraîné une discussion animée dans la communauté. Ainsi [Bedding et al. \(2005\)](#) ont montré la "consistance" des données MOST avec les mesures en vitesse au sol. Leur analyse a ainsi mis en évidence que l'amplitude plus faible que prévue du spectre de Procyon pouvait être due au bruit de la granulation ou aux variations de la lumière diffusée par la Terre, sans exclure une origine non-stellaire.

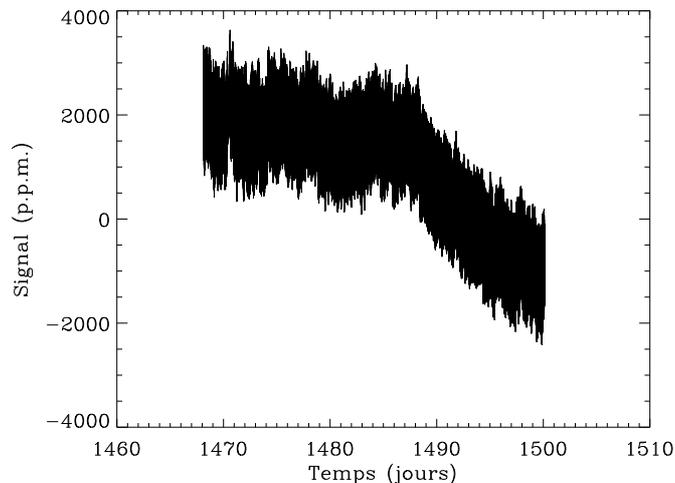
Au sol plusieurs mesures indépendantes en vitesse renforcent l'existence d'oscillations dans Procyon, contrairement aux observations spatiales. Jusqu'aux travaux de [Bruntt et al. \(2005\)](#). Bénéficiant d'observations photométriques effectuées par le pointeur du satellite WIRE de Procyon, ceux-ci ont mis en évidence dans son spectre de puissance un excès de puissance autour de 1 mHz, tel que prévu par

les modèles et observé au sol. A cela une composante à basse fréquence a été interprétée comme due à la granulation. Enfin [Robinson et al. \(2005\)](#) ont effectué des simulations hydrodynamiques/radiatives en 3D de la convection des couches superficielles de Procyon et les ont comparées à celles du Soleil. Les résultats montrent que si les modes p sont bien excités, leur temps de vie sera court et de plus faibles amplitudes en luminosité qu'en vitesse.

On voit donc que les indices et preuves que Procyon possèdent des oscillations de type solaire ne manquent pas. Les prochaines générations d'instruments devraient d'ailleurs permettre de clairement observer la structure "en peigne" caractéristique d'oscillations de type solaire. Il reste à voir si la signature de la présence de modes p dans Procyon peut-être détectée dans les données MOST. C'est ce que nous allons aborder maintenant. Nous appliquons la méthode décrite précédemment aux données MOST.

5.4.2 Calculer le spectre de puissance

Avant de pratiquer une analyse via un filtrage en curvelettes, il nous faut calculer le spectre de puissance. Nous avons utilisé les données obtenues par MOST¹⁰ entre le 8 janvier et le 9 février 2004, soit 32 jours d'observations continues avec un cycle utile de 99%. Celles-ci n'ont pas un échantillonnage régulier sur toute leur durée. Les vingt premiers jours ont un échantillonnage moyen de 15 s et les douze derniers 7.5 s, ceux-ci ont été ré-échantillonnés pour obtenir la même régularité sur la totalité de la série. La figure 5.12 montre la courbe de lumière. Elle comporte un "trend" à basse fréquence que nous corrigeons.



F . 5.12 – Courbe de lumière de Procyon mesurée par MOST.

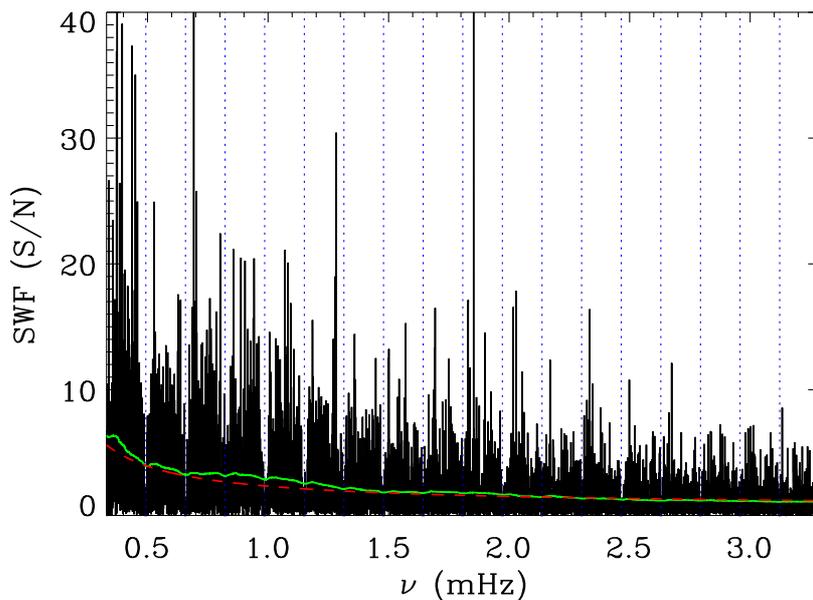
Pour ce faire, nous nous intéressons à la différence entre les points consécutifs de la courbe de lumière l_i et on construit une nouvelle courbe telle que : $f_i = l_{i+1} - l_i$. Cela revient à appliquer à la courbe brute un filtrage des basses fréquences. Les propriétés des oscillations ne sont pas changées par ce traitement. La fonction de transfert du filtre est $2 \sin(\pi \nu dt)$, où dt est le taux d'échantillonnage moyen. En effet si $F(f)$ est la transformée de Fourier d'une fonction f , et si l'on considère le filtre différence δ tel que : $\delta f = f(t + \delta t) - f(t)$, alors on peut écrire que :

$$F(\delta f) = F[f(t + \delta t) - f(t)] = [\exp(i\omega\delta t) - 1] F(f) = 2 \sin(\omega\delta t/2) \exp\left(\frac{\omega\delta t + \pi}{2}\right) F(f) \quad (5.25)$$

¹⁰MOST Public Data Archive <http://www.astro.ubc.ca/MOST/data/data.html>

Soit $DSP(f) = T[DSP(\delta f)]$ avec T la fonction de transfert du filtre δ . On peut donc écrire que : $T(\omega) = [2 \sin(\omega \delta t / 2)]^{-2}$.

A partir de cette nouvelle série temporelle, deux techniques différentes sont appliquées pour calculer le spectre de puissance : une FFT standard appliquée à la courbe re-échantillonnée uniformément à 15 s (en interpolant la série brute) ; et une *sine wave fitting* (ajustement aux moindres-carrés de sinusoïdes) (SWF). On obtient avec ces 2 outils des spectres de puissance qualitativement semblables. Dans la suite de ce paragraphe, nous considérons uniquement le spectre obtenu par SWF.



F . 5.13 – Spectre de puissance des données corrigées. Les lignes pointillées verticales indiquent la position des harmoniques orbitaux (la puissance à $\pm 1 \mu\text{Hz}$ a été enlevée). La ligne continue verte est représentée le spectre lissé. La ligne en tirets rouge représente le fond. Un excès de puissance apparaît autour de 1 mHz.

Celui-ci est représenté sur la figure 5.13 en unités de S/N , normalisé par l'écart-type du bruit calculé dans la gamme 4 - 5 mHz. Cette région du spectre est relativement plate et on ne s'attend pas à y trouver une signature de la granulation ou de la puissance des modes p . De plus, les données sont polluées par la diffusion de la lumière solaire par la Terre qui présente ainsi une modulation avec la période orbitale du satellite (101.413 minutes soit une fréquence orbitale de 0.16 mHz), comme indiquée dans [Matthews et al. \(2004\)](#). Pour traiter cet effet, nous avons enlevé la puissance du spectre dans des bandes $2 \mu\text{Hz}$ large centré sur la fréquence orbitale et ses harmoniques (représentées par des lignes verticales pointillées dans la figure 5.13). La ligne continue verte représente le spectre après un lissage avec une fenêtre de $270 \mu\text{Hz}$ de large. La ligne en tirets rouge correspond à un simple ajustement par un polynôme de degré 2 (effectué en échelle logarithmique) du fond dû aux bruits (instrumental et convectif).

Cette analyse des données brutes de MOST fait apparaître nettement un excès de puissance dans un intervalle du spectre centré sur 1 mHz, s'étendant entre 0.6 et 1.4 mHz. Comme identifié dans les nombreuses observations au sol et par WIRE.

On propose maintenant d'appliquer à ces données l'analyse en curvelettes exposée dans 5.3. On a montré qu'elle fournit un traitement efficace pour des spectres avec un signal-à-bruit faible ($S/N = 5$) et pour des observations courtes (30 jours). Nous allons nous attacher à voir si la visibilité des pics, et la

détection de modes, peuvent être améliorées dans une telle situation où $S/N \approx 1$.

5.4.3 Analyse en curvelettes

Pour réaliser un filtrage via la transformée en curvelettes, il faut construire un diagramme échelle avant de procéder au traitement. Nous appliquons le même traitement et la même démarche que celle développée plus haut (cf. 5.3). Avant, une fréquence de repliement doit être estimée. On peut estimer la demi-grande différence $\Delta\nu_0$ en calculant l'autocorrélation ou la FFT du spectre brut (dans la région entre 0.2 et 1.4 mHz). La figure 5.14 illustre ceci. On trouve que le pic le plus important correspond à $\tilde{\Delta\nu}_0 \approx 54.8 \mu\text{Hz}$. Cette périodicité est en accord avec les résultats des observations au sol : [Martić et al. \(2004\)](#), [Eggenberger et al. \(2004\)](#) et [Régulo and Roca Cortés \(2005\)](#) ont respectivement trouvé $53.6 \mu\text{Hz}$, $54.5 \mu\text{Hz}$ et $55.5 \mu\text{Hz}$, et des prédictions théoriques (par exemple [Barban et al., 1999](#)). Malheureusement, il faut tenir compte du fait que cette périodicité est très proche du tiers de la fréquence orbitale. Pour réduire la confusion que cela peut entraîner, on construit plusieurs diagrammes-échelle pour des valeurs voisines de $\tilde{\Delta\nu}_0$ (comme on a pu déjà le voir plus haut).

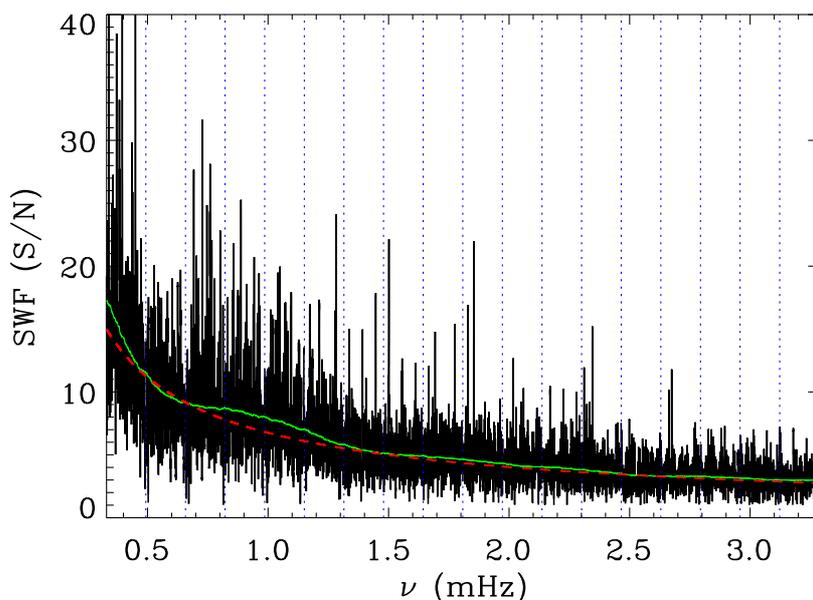


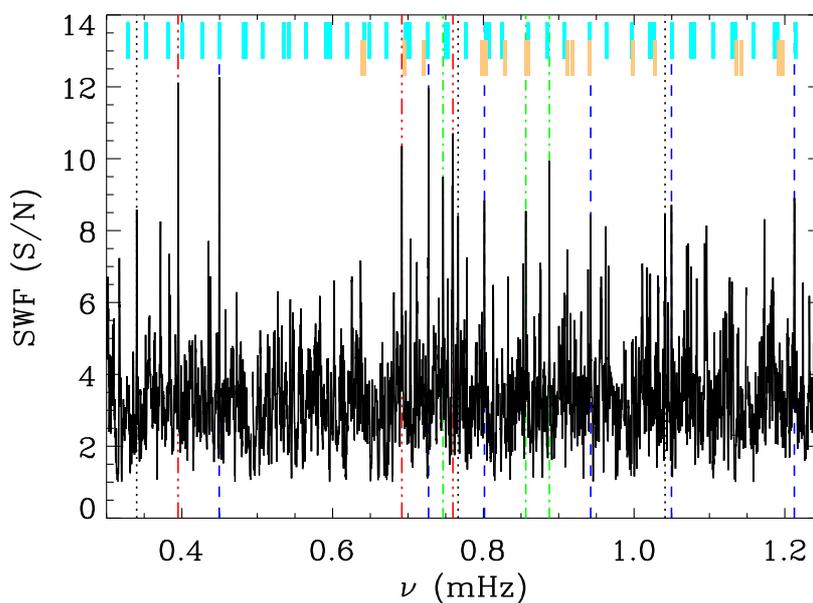
FIG. 5.14 – Spectre de puissance moyenné comme expliqué dans 5.4.3 (les harmoniques orbitaux ont été retirés). La ligne continue verte correspond au spectre lissé. La ligne pointillée rouge correspond au fond.

On considère ainsi le spectre obtenu (figure 5.14) à partir de la moyenne de 5 spectres filtrés obtenus à partir de diagrammes-échelle construits pour $\Delta\nu = 54.076$ à $55.52 \mu\text{Hz}$, avec un pas de 1 bin ¹¹. L'excès de puissance, entre ~ 0.6 à ~ 1.3 mHz, est toujours présent et le filtrage en a amélioré le contraste dans le spectre. La ligne en tirets rouge représente un ajustement au fond continu, comme précédemment, et la ligne continue verte le spectre lissé. Au-dessus de 1.282 mHz, on observe une série de 8 pics dus à un artefact de la fréquence de repliement et amplifié par le filtrage. Ceci est expliqué par la présence, dans le spectre brut, d'une série de pics assimilée à une arête lors de l'analyse et ainsi amplifiée. Cette bosse est similaire à celle observée dans les observations sol en vitesse (comme illustrée dans [Bedding & Kjeldsen \(2004\)](#) à la figure 2), et renforce donc l'existence d'oscillations.

¹¹On rappelle que la résolution fréquentielle de ces observations est telle que $1 \text{ bin} = (32 \text{ jours})^{-1} \approx 0.36 \mu\text{Hz}$

5.4.4 Du signal ?

Regardons de plus près la région où se situe l'excès de puissance (figure 5.15), faisons un zoom entre 0.3 et 1.25 mHz et voyons si des pics peuvent être considérés comme le signal d'oscillations. Classiquement nous commençons par aplanir le spectre, pour éviter la contribution de fond, en le divisant par le lissé. Nous avons ensuite normalisé par le sigma du bruit à haute fréquence. On peut alors utiliser ce spectre (figure 5.15 pour le comparer aux résultats des observations menées au sol par mesures de vitesse de Doppler. Sur cette figure, les barres bleues supérieures représentent les fréquences des modes p proposées par (Martić et al., 2004) et les barres oranges celles de (Eggenberger et al., 2004). La largeur de chaque barre correspond à l'erreur observationnelle sur les fréquences ($\sigma = 2 \mu\text{Hz}$).



F . 5.15 – Zoom sur la région du spectre de puissance où se trouve l'excès de puissance. Les barres bleues correspondent aux fréquences de modes p proposées par Martić et al. (2004), les oranges celles de Eggenberger et al. (2004). Les lignes verticales sont les positions des 15 pics que nous avons rangés ; leur couleur indique l'écart avec les fréquences de Martić et al. (2004) : 1-, 2- or 3- σ respectivement bleue (tirets), verte (points-tirets) et rouge (triple-points et tirets).

Un des avantages importants d'une mission spatiale comme MOST tient dans l'absence de *sidelobes* engendrés par l'alternance jour/nuit, qui contamine fortement les observations mono-site au sol. Il n'y a donc pas à effectuer d'analyse pour identifier quels pics sont ou non un artefact de ce type. Nous avons effectué un *ranking* sur cette région en prenant les 15 pics les plus importants classés selon leur puissance (voir la table 5.1). Le pic le plus petit (le 15ème) a un S/N de 8.4. On indique l'écart entre les pics ainsi sélectionnés et ceux proposés par Martić et al. (2004), en indiquant aussi la barre d'erreur. La comparaison des fréquences des 15 sommets classés avec les modes p identifiés par Martić et al. (2004) nous obtenons que 6, 9 et 12 pics sont respectivement à une distance de 1-, 2-et 3- σ des fréquences centrales données dans la table 2 de Martić et al. (2004). La comparaison avec Eggenberger et al. (2004) est moins significative à cause du plus petit nombre de modes p identifiés dans cette région. Ainsi un total de 4 pics est aussi compatible (à l'intérieur 3- σ) avec Eggenberger et al. (2004).

Ces pics sont-ils significatifs ? Pour y répondre, nous évaluons la probabilité que ces résultats soient

T . 5.1 – Les 15 plus importants pics dans l'intervalle 0.3-1.25 mHz.

Rang	Fréquence (μHz)	$\nu - \nu_{\text{Mar04}}$ (σ)
1	449.5	1
2	394.9	3
3	727.2	1
4	759.6	3
5	691.8	3
6	887.6	2
7	746.5	2
8	1212.6	1
9	801.4	1
10	1049.7	1
11	340.0	> 4
12	856.3	2
13	1041.2	> 4
14	942.4	1
15	766.5	> 4

simplement dûs à un bruit pur. Nous avons réalisé une simulation Monte-Carlo des observations de MOST. Pour chaque réalisation nous avons simulé un spectre de puissance en multipliant le fond continu ajusté (la ligne pointillée rouge sur la figure 5.14) par une distribution suivant une loi du χ^2 à 2 degrés de liberté (en suivant [Fierry Fraillon et al. 1998](#)). Pour introduire l'effet de l'orbite, nous avons multiplié par 4 la puissance du bin pour chaque harmonique orbital. Nous avons pu ensuite calculé la série temporelle par une transformée de Fourier inverse. Enfin, le même filtrage en curvelettes a été appliqué pour obtenir un spectre filtré (une FFT standard a été utilisée). 10000 réalisations ont été réalisées. Les probabilités d'avoir au moins 6, 9 et 12 pics en accord avec [Martić et al. \(2004\)](#) avec respectivement un écart de 1-, 2-et 3- σ sont 7.6, 12.4 et 13.3%.

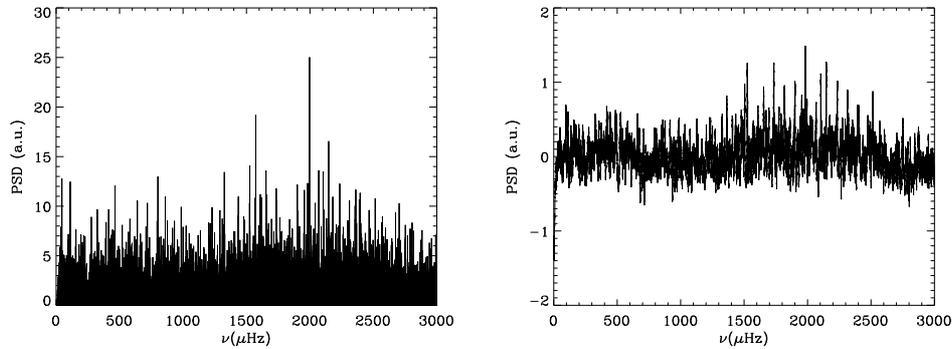
Conclusion

Notre analyse montre qu'un excès de puissance est bien visible dans les données brutes de MOST dans la plage de fréquences attendue et déjà observé indépendamment par différentes techniques. De plus après une analyse en curvelettes, la visibilité de cet excès est accrue et un certain nombre de pics ont pu être sélectionnés pouvant être interprétés (avec une probabilité plus ou moins élevée) comme des modes d'oscillation. D'autres observations restent néanmoins nécessaires pour atteindre une qualité permettant de résoudre les pics distinctement. Ces résultats font l'objet d'un article soumis à *AstronomyAstrophysics*. À ce sujet une large campagne multi-sites (SOPHIE, HARPS, CORALIE ...) d'observation de Procyon est planifiée pour janvier 2007, ce qui devrait permettre d'apporter des nouvelles contraintes et informations.

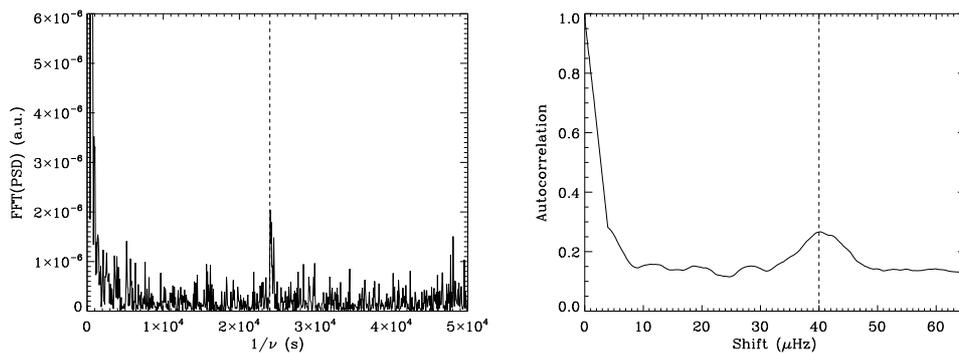
5.4.5 Exercice hare-and-hound # 4

L'annonce de l'absence de détection de la signature de modes acoustiques dans Procyon, telle que vue par MOST, a motivé, dans le cadre du groupe de préparation aux observations sismiques de CoRoT, un exercice hare-and-hound spécialement dédié au cas d'observations avec un rapport signal-à-bruit très faible ($S/N \sim 1 - 2$). L'objectif est de voir l'information qu'il est possible d'extraire dans une limite de détection extrême. On pourra trouver un rapport de ces travaux dans le compte-rendu de Appourchaux et

al. à paraître dans le recueil dédié à la mission CoRoT. Une série temporelle a été simulée, représentant une étoile de $1.2 M_{\odot}$ observée 150 jours, et a été fortement dégradée de manière à ce que les modes soient à la limite d'une possible détection visuelle.



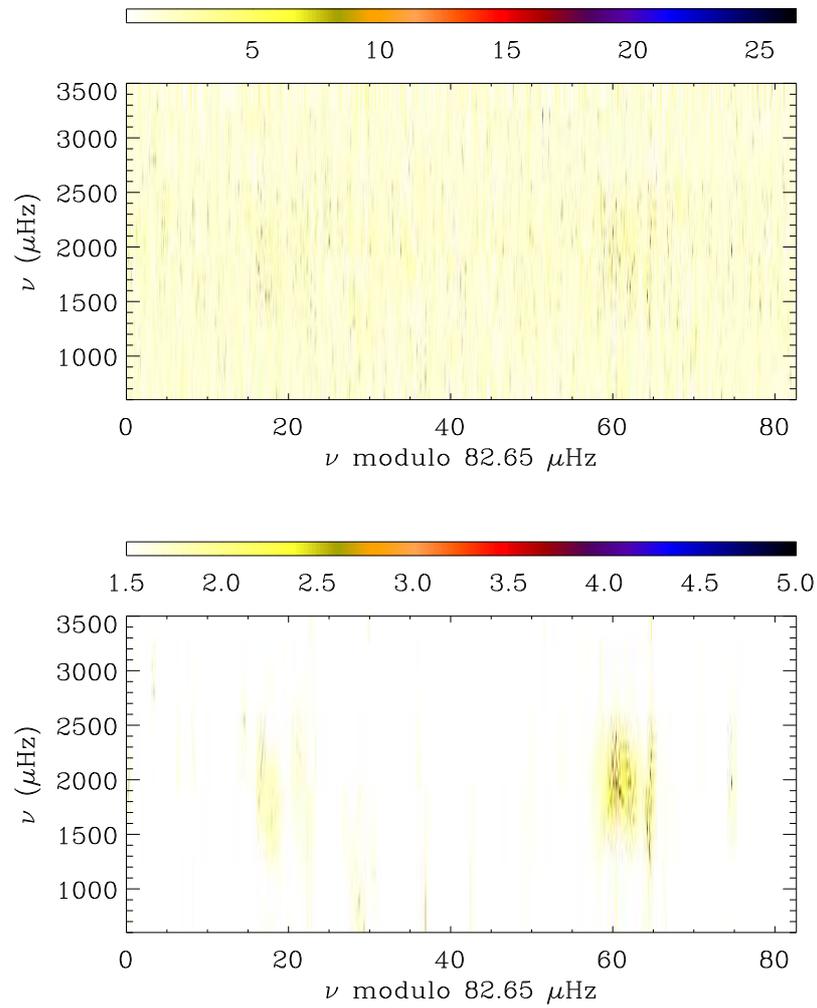
F . 5.16 – Spectres de puissance brut (gauche) et brut lissé (droite).



F . 5.17 – FFT du spectre de puissance brut (gauche) et autocorrélation du spectre brut lissé (droite). Les lignes pointillées verticales repèrent la position correspondant à la demi-grande différence.

Nous avons appliqué le filtrage par curvelettes à ce cas extrême. On peut dans un premier temps effectué un lissage du spectre brut initial. Ceci permet de mettre en évidence une structure périodique qui émerge entre 1500 et 2500 μHz , comme le montre la figure 5.16. Pour construire le digramme échelle, il faut une estimation de la grande différence $\Delta\nu_0$ pour avoir un intervalle de repliement du spectre. Cette estimation est obtenue en calculant la FFT ou l'autocorrélation du spectre brut. Ici nous avons utilisé les 2 techniques pour estimer au mieux cette valeur de $\Delta\nu_0$. La figure 5.17 illustre ces 2 moyens. Dans les 2 cas, le pic le plus important correspond à $\Delta\nu_0/2$ et on obtient une estimation très proche dans les 2 cas : $\Delta\tilde{\nu}_0/2 \simeq 41. \mu\text{Hz}$ soit $\Delta\tilde{\nu}_0 \simeq 82.65 \mu\text{Hz}$. Le diagramme échelle peut donc être construit avant de lui appliquer un filtrage via la transformée en curvelette. La figure 5.18 montre les diagrammes-échelle brut et filtré construits pour $\Delta\nu_0 = 82.65 \mu\text{Hz}$.

Pour prendre en compte l'incertitude sur l'estimation de la grande différence dans la construction des diagrammes, on calcule plusieurs diagrammes échelle avec des valeurs légèrement différentes de $\Delta\tilde{\nu}_0$, tel que $\Delta\nu = \Delta\tilde{\nu}_0 \pm 1,2$ bins, la résolution du spectre étant de $1/150$ jours soit 1 bin = $0,077 \mu\text{Hz}$. On peut alors obtenir un spectre moyenné à partir de ces différentes réalisations. Ceci est illustré par la figure 5.19. On note une claire amélioration dans la visibilité du spectre malgré le très faible rapport signal-à-bruit. La structure "en peigne" attendue est mise en évidence dans le spectre filtré, alors qu'elle



F . 5.18 – Diagrammes échelle brut (haut) et filtré (bas) pour $\Delta\nu = 82.65 \mu\text{Hz}$.

n'apparaît pas dans le spectre brut.

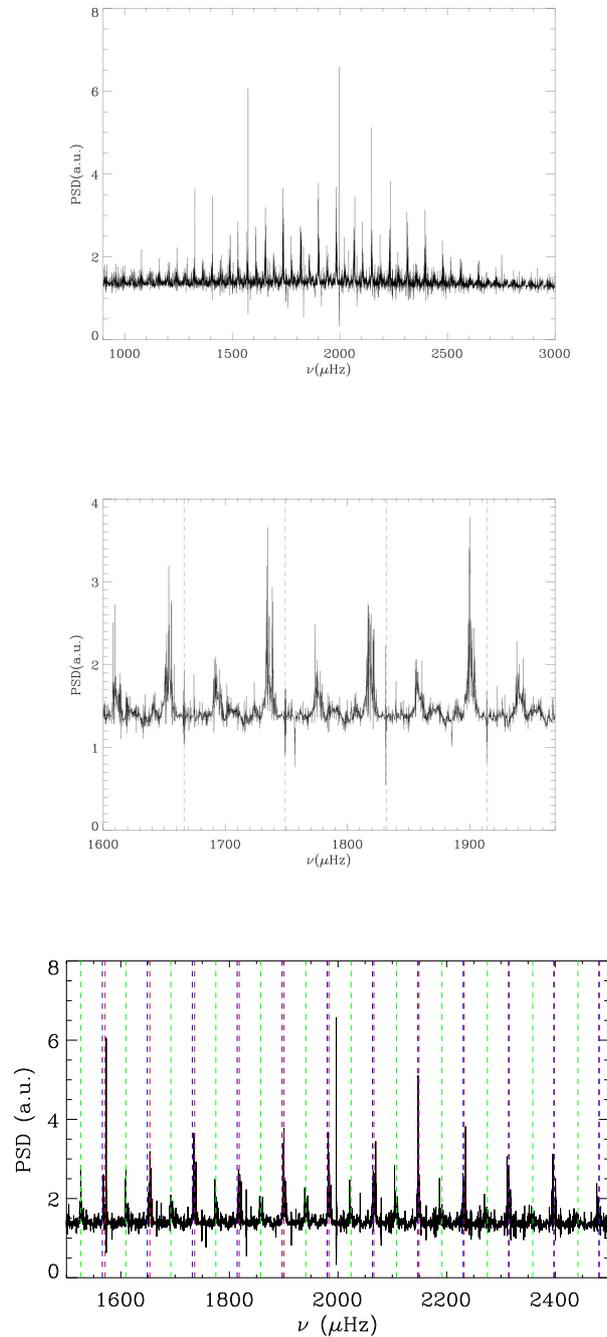
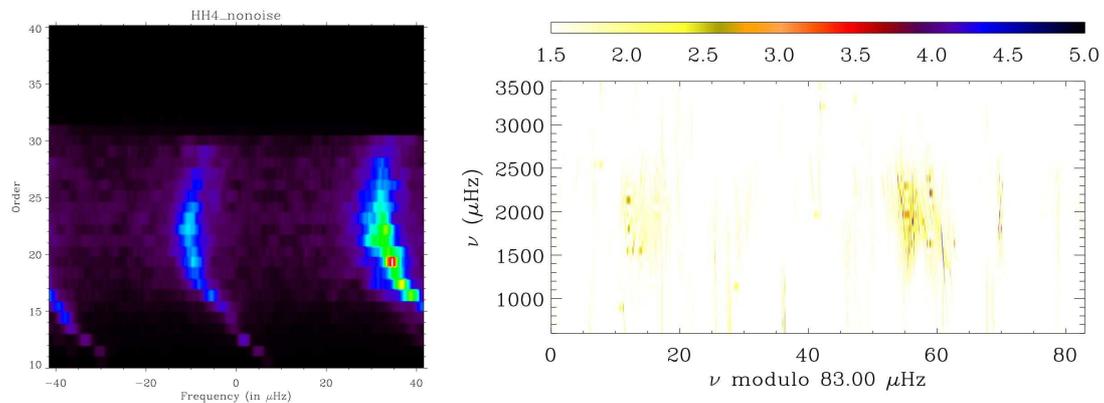


Fig. 5.19 – H&H4 : spectre de puissance filtré moyenné (à partir de 5 spectres filtrés pour $\Delta\nu = \Delta\tilde{\nu}_0 \pm 1, 2$ bins) et zoom sur la région du maximum de puissance. La structure du spectre apparaît nettement s'inscrivant dans une enveloppe en cloche comme on l'attend (et comme on l'a observé) pour des oscillations de type solaire. Sur la figure du bas sont superposées les lignes correspondant aux positions théoriques utilisées pour générer le spectre brut d'oscillations (rouge $\ell=0$, vert $\ell=1$ et bleu $\ell=2$).

Pour cet exercice, deux autres procédures ont été appliquées par Th. Appourchaux : une pour estimer la grande différence (donnant la même estimation que nous) et une pour détecter et quantifier la probabilité qu'une détection soit significative (Appourchaux, 2004). Cette dernière indique ainsi que 6 pics dans l'intervalle $1700 - 2500 \mu\text{Hz}$ dépassent le seuil de détection.

On peut voir sur la figure 5.20 le diagramme-échelle du spectre original non-bruité (construit pour un intervalle $\Delta\nu = 83 \mu\text{Hz}$) et celui obtenu après filtrage. On peut déjà noter que notre estimation de $\Delta\nu$ est bonne, ce qui est confirmé par les valeurs des fréquences théoriques. De plus on observe des structures caractéristiques des oscillations de type solaire aux mêmes endroits.

Cet exercice a montré que nous pourrions détecter des modes p dans des spectres d'oscillations stellaires ayant un rapport signal-à-bruit aussi faible que $\sim 1-2$. Plusieurs techniques sont à notre disposition pour une détection indépendante (sol, espace, photométrie, mesures en vitesse) utilisant principalement notre connaissance *a priori* basée sur la structure répétitive des fréquences des oscillations de type solaire. Ces conclusions confortent les résultats décrits avec notre méthode basée sur la transformée en curvelette.



F . 5.20 – H&H4 : diagrammes-échelle du spectre original sans bruit et après filtrage, pour $\Delta\nu = 83.\mu\text{Hz}$.

5.4.6 Contributions à T C R T M

Les travaux précédents ont notamment été présentés et discutés lors de différentes *CoRoT Week* et font l'objet de contributions dans 3 articles à paraître dans *the CoRoT Book*, publié par l'Agence Spatiale Européenne et édité par Fridlund, Baglin, Conroy & Lochard (ESA-SP1306). Ces 3 articles présentent respectivement les différents outils et techniques d'analyse pouvant être mis en oeuvre dans le cadre des observations sismiques de CoRoT, et les résultats obtenus lors des différents exercices "Hare-and-hound" effectués dans le cadre du groupe de travail à la préparation à ces observations sismiques.

- *The seismology programme of CoRoT*

E. Michel, A. Baglin, M. Auvergne, C. Catala, C. Aerts, G. Alecian, P. Amado, T. Appourchaux, M. Ausloos, J. Ballot, C. Barban, F. Baudin, G. Berthomieu, P. Boumier, T. Bohm, M. Briquet, S. Charpinet, M.S. Cunha, P. De Cat, M.A. Dupret, J. Fabregat, M. Floquet, Y. Fremat, R. Garrido, R.A. García, M.-J. Goupil, G. Handler, A.-M. Hubert, E. Janot-Pacheco, P. Lambert, Y. Lebreton, F. Lignieres, J. Lochard, S. Martin-Ruiz, P. Mathias, A. Mazumdar, P. Mittermayer, J. Montalban, M.J.P.F.G. Monteiro, P. Morel, B. Mosser, A. Moya, C. Neiner, P.A.P. Nghiem, A. Noels, J. Oehlinger, E. Poretti, J. Provost, J. Renan de Medeiros, J. de Ridder, M. Rieutord, T. Roca-Cortes, I. Roxburgh, R. Samadi, R. Scuflaire, J.C. Suarez, S. Theado, A. Thoul, T. Toutain, S. Turck-Chièze, K. Uytterhoeven, G. Vauclair, S. Vauclair, W.W. Weiss & K. Zwintz

Nous introduisons les principales lignes et spécificités du programme de sismologie de CoRoT. Le développement et la consolidation de ce programme a été faite dans le cadre du Groupe de Travail en Sismologie de CoRoT (SWG). Avec quelques exemples illustratifs, nous montrons comment les données de CoRoT nous aiderons à traiter des problèmes variés liés aux actuelles questions sur la structure et l'évolution stellaire.

- *Data analysis tools for the seismology programme*

T. Appourchaux, G. Berthomieu, E. Michel, C. Aerts, J. Ballot, C. Barban, F. Baudin, P. Boumier, J. De Ridder, M. Floquet, R. A. García, R. Garrido, M.-J. Goupil, P. Lambert, J. Lochard, C. Neiner, E. Poretti, J. Provost, I. Roxburgh, R. Samadi & T. Toutain

Les outils développés par les héliosismologues et par les astronomes étudiant les pulsateurs classiques ont été utilisés lors des exercices "hare-and-hound" pour obtenir plusieurs moyens de déterminer les paramètres des modes d'oscillations tels que la fréquence ou l'amplitude. Ces outils sont utilisés pour définir ce qu'on appelle des recettes qui permettent d'obtenir les paramètres des modes à partir des courbes de lumière aussi bien de pulsateurs de type solaire que classiques. Ces recettes sont utilisées pour estimer les paramètres des modes comme ceux attendus par les observations de CoRoT. Ils seront utilisés comme référence ou point de départ pour d'autres stratégies d'ajustement. Nous aborderons aussi la question de la détection des modes. Des outils complémentaires comme l'analyse temps-fréquence seront présentés.

- *Evaluation of the scientific performances for the seismology programme*

T. Appourchaux, G. Berthomieu, E. Michel, J. Ballot, C. Barban, F. Baudin, P. Boumier, J. De Ridder, M. Floquet, R. A. García, R. Garrido, M.-J. Goupil, P. Lambert, J. Lochard, A. Mazumdar, C. Neiner, E. Poretti, J. Provost, I. Roxburgh, R. Samadi & T. Toutain

Le groupe d'analyse de données sismiques (Data Analysis Team) de CoRoT a réalisé plusieurs exercices "Hare-and-hound" (de jeu du chat et de la souris). Ces exercices ont pour but de mettre le groupe dans une situation d'analyse de données similaire à celle attendue lors de l'exploitation des données CoRoT. En tout, le groupe a effectué 5 différents exercices de simulation d'étoiles de type solaire (HH#1, HH#2, HH#3), de pulsateurs classiques (HH#5), validant la calibration sismique de modèles stellaires (HH#2, HH#3) et estimant la limite de détection (HH#4). Ce papier essaie de servir aussi bien de résumé que d'ouverture à d'autres publications du DAT.

Quatrième partie

Activité magnétique : du Soleil aux étoiles

Chapitre 6

Du Soleil aux étoiles : explorer les champs magnétiques

Sommaire

6.1 Le Soleil : activité et influence	135
6.1.1 Manifestations et variabilité	135
6.1.2 Quelle influence sur la Terre ?	140
6.2 Comprendre le cycle solaire	141
6.3 Connection solaire - stellaire	142
6.4 Contribution O	E
.....	144
6.5 Modélisation du champ magnétique	158
6.5.1 Pourquoi ?	158
6.5.2 Comment ?	160

Ce dernier chapitre a pour but de présenter la problématique liée à l'activité du Soleil et des étoiles : comment cela se manifeste ? quelles en sont les origines ? (et surtout) quelle influence sur la Terre ?

6.1 Le Soleil : activité et influence

6.1.1 Manifestations et variabilité

Les taches solaires

Elles sont les manifestations les plus visibles de l'activité magnétique du Soleil. On peut trouver le premier rapport de leur observation il y a près de 2400 ans par des élèves d'Aristote. Les taches ont aussi été observées régulièrement par les astronomes chinois jusqu'au Moyen-Age. Il faut attendre le XVIème siècle, et l'invention des premiers télescopes pour que l'Europe découvre ces taches et s'intéresse à elles, notamment par Galilée (cf. figure 6.1), Scheiner ou Fabricius. Les relevés réguliers effectués au cours du XIXème siècle permirent à Schwabe (1843) de mettre en évidence les variations périodiques de ~ 11 ans (cycle de Schwabe) du nombre de taches (nombre de Wolf à partir de 1849). En 1858, Carrington et Sporer montrèrent indépendamment le lien entre la latitude à laquelle apparaissent les taches et la phase du cycle. La figure 6.2 illustre l'évolution temporelle et spatiale du nombre de tache à la surface solaire. Elles apparaissent à des latitudes moyennes de 30° au début du cycle et migrent vers l'équateur. Carrington observa aussi que les taches tournent plus vite à l'équateur qu'à plus hautes latitudes : le Soleil ne

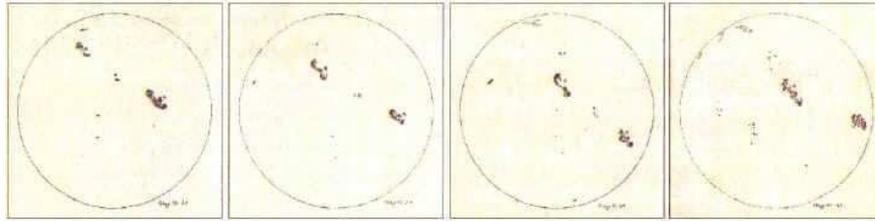


Fig. 6.1 – Taches solaires dessinées par Galilée du 23 au 26 juin 1603.

Le Soleil n'est pas comme un corps solide mais présente une rotation différentielle de surface. De nombreuses théories furent émises sur l'origine des taches (par exemple que le Soleil pouvait aussi être couvert de nuages) avant qu'au début du XX^{ème} siècle le lien avec le champ magnétique soit mis en évidence par [Hale \(1908\)](#). C'est d'ailleurs le fort champ magnétique y régnant (0.3 T) qui explique qu'elles nous apparaissent sombres. En effet le champ est suffisamment fort pour inhiber la convection et donc le transfert de chaleur. Le contraste avec le reste de la surface explique leur "noirceur". Hale montra aussi que les taches se regroupent par paire de polarité opposée et que les hémisphères nord et sud sont aussi de polarité opposée, s'inversant tous les 22 ans en moyenne (cycle de Hale). Les taches et le cycle associé sont une signature de l'activité magnétique du Soleil, la manifestation de surface d'un effet dynamo (et des processus liés) (cf. § 6.2). Ce cycle affecte aussi les autres couches de l'atmosphère solaire, de la photosphère à la couronne puisque des variations se retrouvent aussi bien dans le flux radio émis par la couronne que dans l'activité énergétique en X et UV.

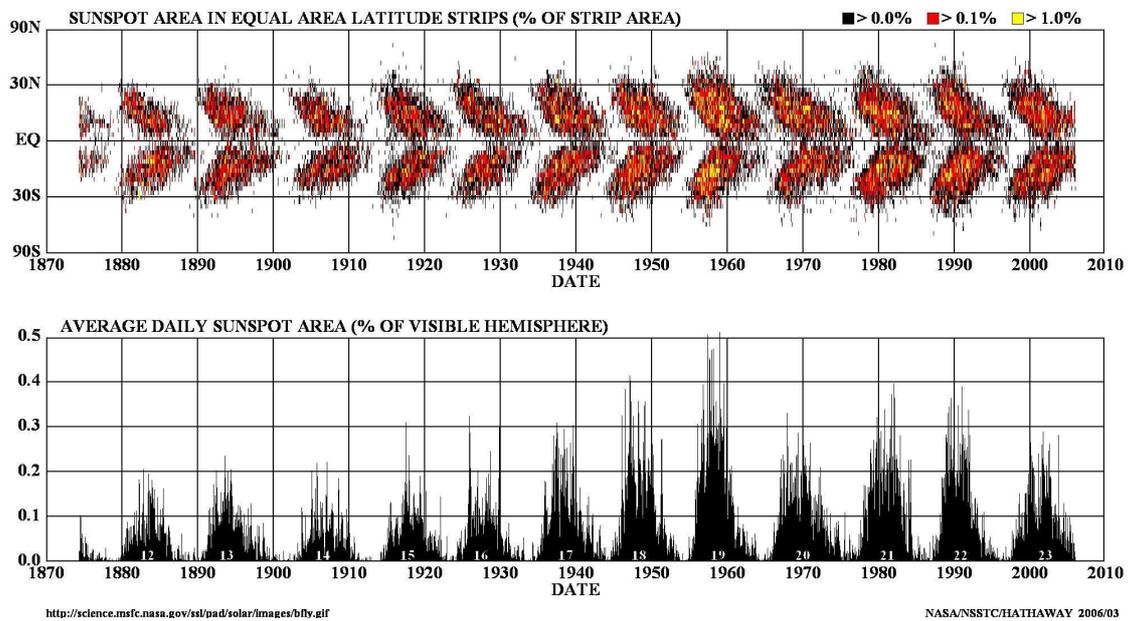
Les variations de l'irradiance solaire

L'irradiance solaire totale (*TSI* en anglais pour *total solar irradiance*) est définie comme le flux d'énergie solaire intégrée sur tout le spectre arrivant à la surface de l'atmosphère terrestre, à la distance moyenne entre le Soleil et la Terre (1 U.A. donc). Elle vaut 1367 W/m^2 . Cette quantité est aussi appelée la "constante solaire", qui n'est pas si constante. En effet avant l'avènement des satellites, il était très difficile de détecter et mesurer depuis le sol les variations de la TSI. C'est grâce aux premières mesures spatiales, en 1978, que les variations de la TSI furent observées et suivies. Le lecteur pourra se reporter à la revue très complète de [Fröhlich and Lean \(2004\)](#) sur la variabilité solaire, ses manifestations et sources. La figure 6.3 illustre ces variations. Depuis 1978, plusieurs fluctuations et leurs sources ont été identifiées :

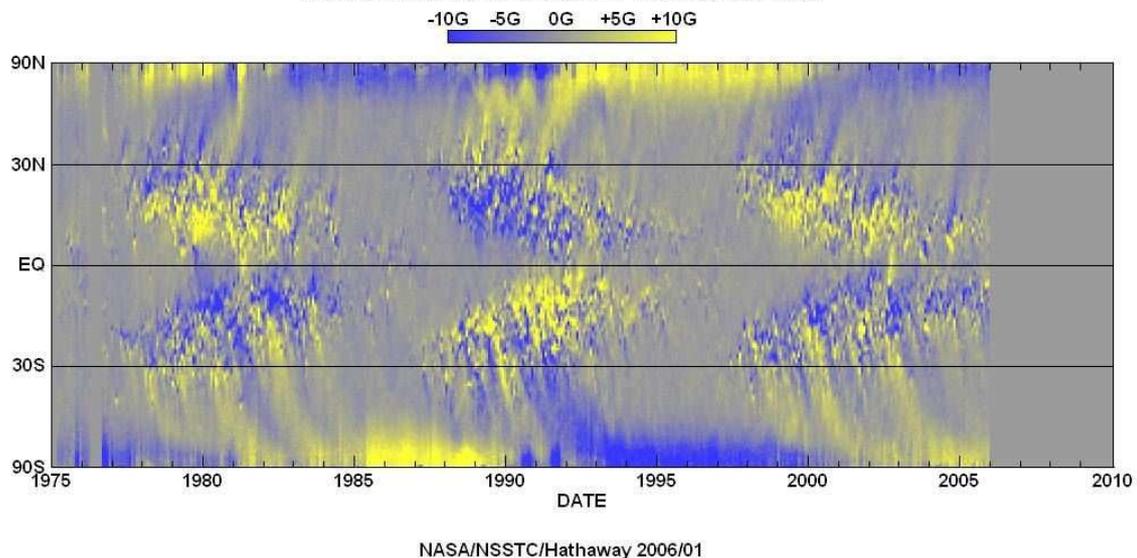
- changement de l'ordre de quelques minutes à quelques heures : reliées à la granulation, à la méso- et à la super-granulation. En particulier des fluctuations de 5 minutes dues aux oscillations solaires (par exemple [Fröhlich et al., 1997](#); [Wolff and Hickey, 1987](#));
- des variations à court-terme de plusieurs jours à quelques semaines : dominées par les taches solaires ([Chapman, 1987](#)).
- des variations de 0.1% suivant le cycle solaire en phase avec l'activité magnétique ([Willson and Hudson, 1991](#); [Lee et al., 1995](#)). Cette composante est la plus visible dans la figure 6.3 et est expliquée principalement par la présence de facules près des taches.

Etant donné que ces variations et leur faible amplitude n'ont été mises en évidence qu'il y a une trentaine d'années, on ne peut encore se prononcer sur leur modulation à plus long-terme que le cycle de 11 ans. Pour palier ceci, on a recours à l'étude des anneaux de croissance des arbres ou à la mesure de composés isotopiques comme le carbone 14 ou le beryllium 10 pour reconstruire l'évolution temporelle du nombre de taches ou de la température (cf. 6.1.2).

DAILY SUNSPOT AREA AVERAGED OVER INDIVIDUAL SOLAR ROTATIONS



LONGITUDINALLY AVERAGED MAGNETIC FIELD



F . 6.2 – Evolution temporelle et spatiale des taches solaires. Haut : migration des latitudes moyennes de 30° et comptage du nombre de taches depuis 1874. C'est Maunder en 1913 qui mit en évidence ce motif *papillon*. Bas : diagramme papillon magnétique obtenu à partir de magnétogramme moyenné en longitude. La polarité des taches apparaît et on voit leur inversion au cours du temps. (Dr. Hattaway, NASA/MSFC)

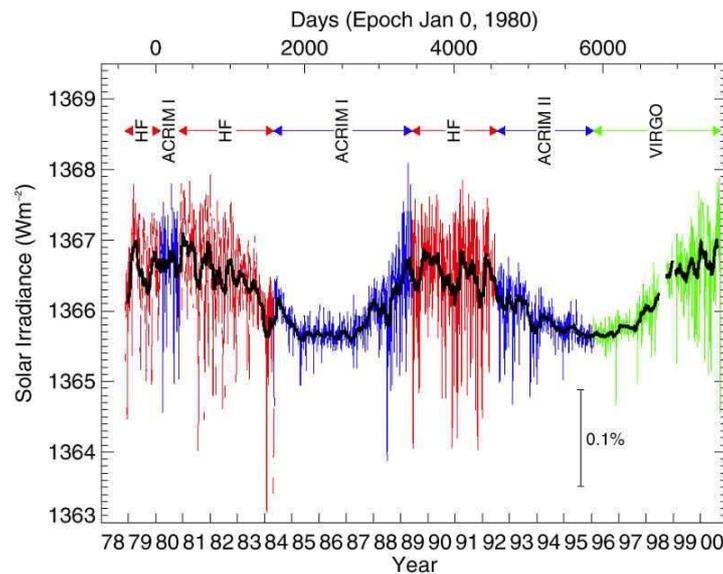


Fig. 6.3 – Variations de la TSI depuis 1978. Cette courbe est obtenue à partir des différentes observations d'instruments spatiaux (HF/NIMBUS 7, ACRIM I/Solar Maximum Mission, ERBE/Radiation Budget Satellite (ERBS), ACRIM II/Upper Atmosphere Research Satellite, SOVA2/European Retrieval Carrier et VIRGO/SOHO). Les fluctuations à différentes échelles de temps apparaissent et surtout la variation de 0.1% avec le cycle d'activité (d'après Fröhlich, 2000).

Les variations héliosismiques

Les variations de l'activité magnétique affectent aussi la structure du Soleil. Ceci se manifeste par l'évolution des paramètres des modes acoustiques du Soleil avec le cycle. Woodard and Noyes (1985) rapportent pour la première fois un décalage des fréquences des modes de bas degrés. Ces résultats ont été confirmés par Fossat et al. (1987) avec des observations depuis le pôle Sud puis Pallé et al. (1989) grâce à 11 ans de données obtenues par Mark-I à l'observatoire del Teide (donc couvrant un cycle entier). Regulo et al. (1994) ont montré que pour tous les modes de bas degrés, le décalage en fréquence ($0.52 \pm 0.02 \mu\text{Hz}$) est corrélé avec l'activité magnétique (cf. figure 6.4). Ces variations des modes de bas degrés présentent une caractéristique importante. En effet une dépendance du décalage $\langle \Delta \nu_{nl} \rangle_\nu$ en fonction de la fréquence a été mise en évidence par Anguera Gubau et al. (1992), confirmée par Chaplin et al. (1998). Celle-ci est illustrée par la figure 6.5.

Qu'est-ce que ces observations nous apprennent ? Déjà que le cycle d'activité magnétique est accompagné de modification de la structure solaire. Sur la figure 6.5, on constate que les fréquences inférieures à 2.5 mHz ne sont quasiment pas modifiées pendant le cycle. Alors que pour les fréquences supérieures, plus les modes sont de hautes fréquences, plus ils sont affectés. En effet dans ce cas, la cavité du mode est de plus en plus grande. Le décalage atteint ainsi $\sim 0.5 \mu\text{Hz}$ entre le maximum et le minimum autour de 3.5 mHz . On a vu au chapitre 2.2 que les modes de hautes fréquences ont leur point de retournement externe plus proche de la surface. Les modes se propageant dans les couches externes ont une plus faible inertie et sont ainsi plus sensible aux variations dans ces couches. On peut donc dire que les variations observées sont dues à des phénomènes prenant place dans les couches les plus externes. Cependant on peut quand même s'interroger sur la sensibilité des modes g aux variations du cycle magnétique du Soleil.

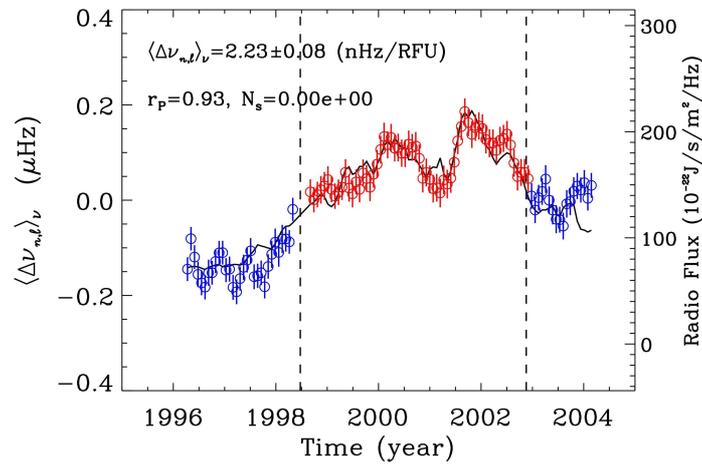


Fig. 6.4 – Evolution temporelle des fréquences moyennes des modes de bas degrés pendant le cycle 23 : on considère la moyenne sur l'ensemble des modes observés des écarts de la fréquence des modes à leur valeur moyenne suivant le cycle. La ligne continue montre la variation du flux radio, indicateur de l'activité magnétique. On note un coefficient de corrélation de 0.93 entre les 2 quantités (d'après [García et al., 2004b](#)).

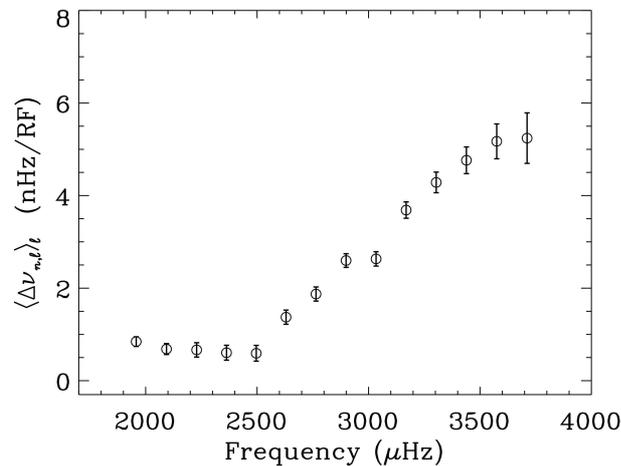


Fig. 6.5 – Sensibilité des modes à l'activité magnétique en fonction de leur fréquence : cette figure illustre pour chaque mode sa variation observée en fréquence normalisée par le flux radio (d'après [García et al., 2004b](#)).

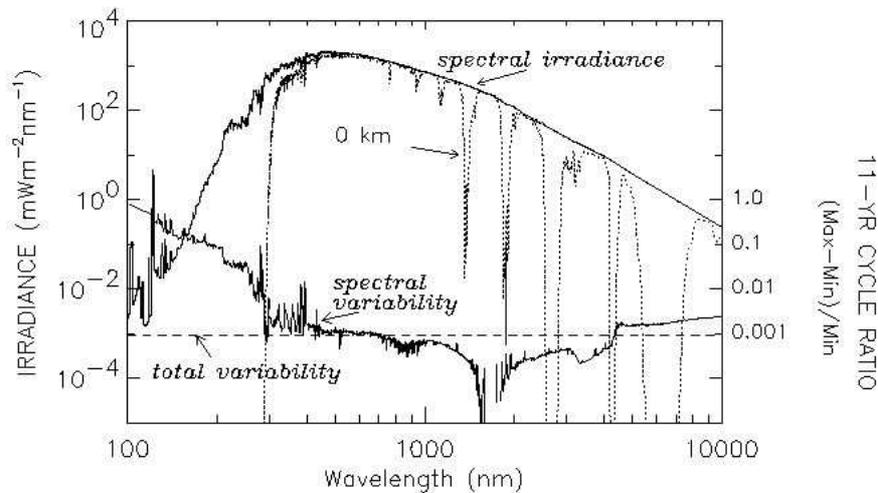


Fig. 6.6 – Irradiances spectrales : observée au dessus de l’atmosphère et sa variabilité estimée en suivant le cycle de 11 ans. Les principaux gaz absorbant du rayonnement solaire sont indiqués. La ligne en tirets correspond à la variation de la TSI pendant un cycle (d’après [Lean, 2000](#)).

6.1.2 Quelle influence sur la Terre ?

Comme on vient de le voir l’énergie émise par le Soleil n’est pas constante, on peut alors se demander quelle est l’impact sur la Terre. La figure 6.6 montre le spectre du rayonnement arrivant au sommet de l’atmosphère terrestre. Celui-ci est proche du spectre d’un corps noir à 5770 K surtout dans le visible et aux grandes longueurs d’ondes. Environ 50% de la TSI se situe dans le visible et dans le proche IR (400-800 nm) alors que 99% de l’énergie solaire est émise entre 300 et 10000 nm ([Fligge et al., 2001](#)). L’amplitude des variations du rayonnement solaire dépend de la longueur d’onde : aux courtes longueurs d’onde, la variation devient plus grande ([Lean et al. 1997](#), [Rootman 2000](#)). Comme on le voit sur la figure 6.6, les variations du spectre interviennent surtout en dessous de 500 nm et les variations dans le visible et en IR restent mal connues à cause du manque de données de longue durée. Sur cette figure, on voit aussi la quantité de TSI atteignant le niveau de la mer, absorbée dans l’UV et le proche IR par les molécules O_2 , O_3 , H_2O et CO_2 .

Les variations du rayonnement solaire entraînent une variation de l’énergie reçue au niveau de l’atmosphère terrestre, qui est une région fondamentale des mécanismes météorologiques et climatiques. Depuis le XVIII^{ème} siècle, il a été suggéré que le Soleil joue un rôle dans le climat terrestre et de nombreuses corrélations ont été observées entre des indices climatiques et des phénomènes solaires (e.g. $\Delta T(t)$) sans pour autant que leur relation soit clairement établie (cf. [Hoyt and Schatten, 1997](#)). Grâce aux relevés du nombre de taches depuis le XVII^{ème} siècle, il a d’ailleurs été remarqué la corrélation entre des périodes de faible activité, voire d’activité nulle (comme les minima de Maunder ou de Spörer) coïncidant avec des périodes très froides. Le lecteur pourra aussi se reporter à [Mendoza \(2005\)](#) pour une discussion des origines des variations de la TSI et de son influence sur la climat terrestre.

Depuis le début du XX^{ème} siècle, un réchauffement global moyen de $0.6 \pm 0.2^\circ\text{C}$ a été mesuré (e.g. IPCC TAR 2001), attribué principalement voir uniquement à l’influence de l’homme sur le climat. De nombreux travaux portent actuellement sur la contribution de la variabilité solaire au changement climatique terrestre et de nombreuses tentatives sont effectuées pour estimer au mieux l’impact de la TSI. Ainsi [Lean et al. \(1995\)](#) a montré qu’entre 1610 et 1860 la moitié du réchauffement global provient du Soleil et que 65% de ce réchauffement s’est produit depuis 1970. Ces conclusions sont soutenues par [Solanki and Krivova \(2003\)](#) qui ont montré que 30% de ce phénomène aurait une origine solaire.

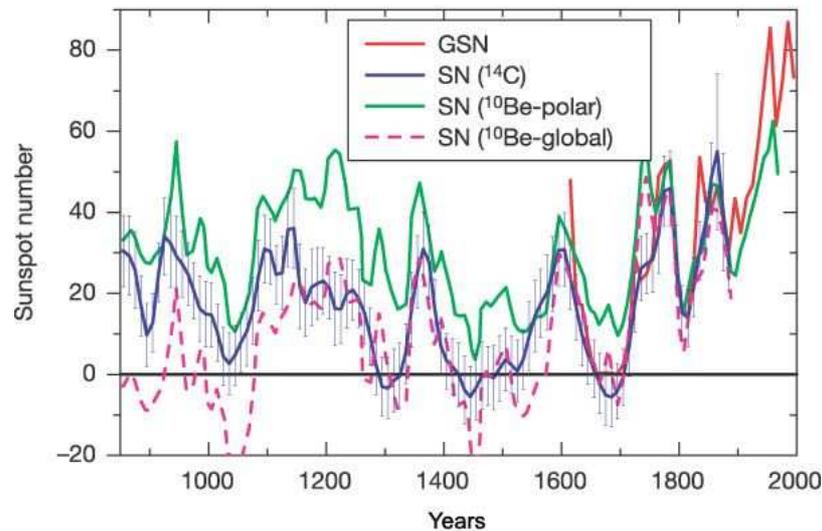


Fig. 6.7 – Nombre moyen de taches solaires reconstruit à partir des relevés de ^{14}C (en bleu), à partir de ^{10}Be (vert et magenta) et évolution du nombre moyen de taches observées depuis 1610 (d'après Solanki et al., 2004).

Solanki et al. (2004) ont montré que le niveau actuel d'activité de ces 70 dernières années et sa durée sont exceptionnelles. Sur les 11000 dernières années, le Soleil n'aurait présenté une activité si élevée que pendant 950 ans avec des durées moyennes de ces périodes de seulement 30 ans. La figure 6.7 représente le nombre de taches solaires reconstruit à partir des relevés des concentrations des isotopes cosmogéniques de ^{14}C dans les anneaux de croissance de arbres et de ^{10}Be emprisonné dans les glaces antarctiques.

6.2 Comprendre le cycle solaire

L'activité magnétique du Soleil est la manifestation à sa surface des mécanismes de la dynamo. Ceux-ci assurent l'amplification et le maintien du champ magnétique grâce à la conversion de l'énergie mécanique d'un fluide conducteur en énergie magnétique. L'idée d'un tel phénomène n'est pas neuve puisque Larmor discuta en 1919 la possibilité d'un tel mécanisme pour maintenir un champ magnétique dans la Terre. On peut se reporter à Moffatt (1978), Ossendrijver (2003) ou Solanki et al. (2006) pour des revues sur le sujet. Il existe différents modèles de dynamo dont l'objectif est de permettre de reproduire les signatures observées, comme l'apparition et la migration des régions où émergent les taches et leur changement de polarité.

Plusieurs processus sont susceptibles de jouer un rôle important dans la dynamo solaire et qui ont été observés : la rotation différentielle (effet ω) et la turbulence présente dans la zone convective (effet α). Parker (1955) proposa un premier modèle de dynamo solaire impliquant ces 2 processus. C'est la dynamo α - ω (cf. figure 6.8) : un champ magnétique poloïdal est transformé en champ toroïdal par la rotation différentielle puis grâce à l'effet α le champ poloïdal est régénéré¹. L'héliosismologie a mis en évidence la dynamique interne du Soleil avec notamment l'existence de la tachocline ou encore la présence d'une circulation méridienne dans la zone convective. Ces deux zones sont considérées comme des lieux actifs de la dynamo et sont inclus dans les modèles les plus récents pour tenter de reproduire

¹Rappelons que les conditions dans le Soleil sont telles que le théorème du gel s'applique stipulant le gel des lignes de champ magnétique dans le plasma.

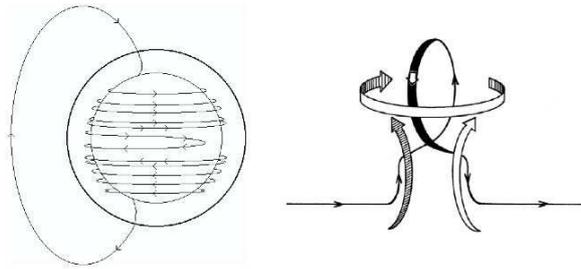


Fig. 6.8 – Illustration des effets ω (à gauche) et α (à droite). ω : un champ magnétique azimuthal est généré par l'enroulement des lignes de champ méridionales par la rotation différentielle. α : une cellule convective s'élève et s'enroule sous l'action de la force de Coriolis. Une ligne de champ magnétique piégée suit ce mouvement et s'enroule dans une boucle la transportant dans la direction perpendiculaire.

les caractéristiques de la dynamo solaire (durée du cycle, migration des taches ...).

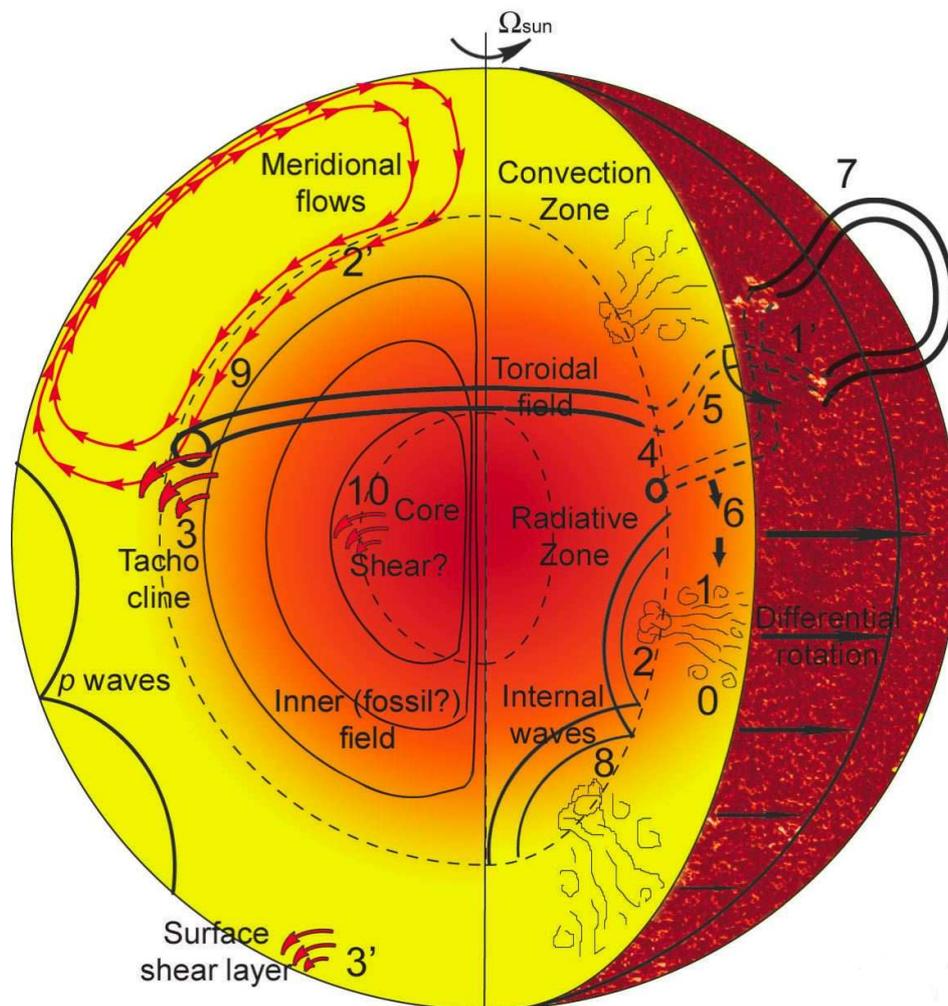
En plus de la dynamo α - ω , on peut distinguer différents modèles selon les régions où sont supposés prendre place les différents mécanismes (α , ω , circulation ...). On trouvera une revue des différents mécanismes MHD intervenant dans la description du magnétisme solaire dans [Schüssler \(2004\)](#) et [Solanki et al. \(2006\)](#) :

- i) *overshoot dynamo* : les effets α et ω se situent dans la zone de pénétration convective ;
- ii) *interface dynamos* : l'effet ω intervient dans la zone d'overshoot et l'effet α à la base de la zone convective ([Parker, 1993](#); [Charbonneau and MacGregor, 1997](#)), les 2 régions étant connectées par un processus de diffusion ;
- iii) *Babcock - Leighton* : l'effet α prend place à la surface et l'effet ω dans la tachocline ([Babcock, 1961](#); [Leighton, 1969](#)) ;
- iv) *flux transport dynamos* : l'effet α intervient près de la surface, l'effet ω à la base de la zone convective et ces 2 régions sont reliées par une circulation méridienne qui transporte le flux magnétique ([Choudhuri et al., 1995](#); [Wang and Sheeley, 1991](#); [Dikpati and Charbonneau, 1999](#)). Ainsi un tube de flux magnétique alimenté et amplifié près de la tachocline (donc toroïdal) par la rotation différentielle s'élève, sous l'action de la force de Coriolis s'enroule donnant naissance à une composante poloïdale avant d'atteindre la surface.

De nombreux travaux sont en cours pour modéliser et simuler la dynamique MHD de l'intérieur solaire ([Jouve and Brun, 2006](#); [Brun et al., 2005](#); [Moreno-Inertis and Murnin, 2000](#); [Ferriz-Mas et al., 1994](#); [Dikpati and Gilman, 2006](#)) et comprendre les processus d'amplification et de transport du champ magnétique. La figure 6.9 représente la dynamique interne du Soleil et les processus supposés intervenir dans le mécanisme dynamo : rotation différentielle, flottaison des tubes de flux, diffusion magnétique, circulation méridienne, turbulence ... Elle révèle toute la complexité du problème et les difficultés que l'on rencontre pour reproduire les observations de l'activité magnétique.

6.3 Connexion solaire - stellaire

Le Soleil n'est pas la seule étoile à présenter une activité magnétique. En effet alors que le suivi des taches solaires se poursuit depuis les 23 derniers cycles, l'étude de l'activité des étoiles a dû attendre la seconde moitié du XX^{ème} siècle et les relevés menés par O.C. Wilson à l'observatoire du Mont Wilson d'étoiles froides, c'est-à-dire F-G-K, [Wilson \(1978\)](#). Les indicateurs de l'activité magnétique stellaire couramment utilisés sont notamment : les raies d'émission du calcium (Ca H et K) signature de l'activité chromosphérique ou encore l'émission coronale en X manifestation du chauffage magnétique.



F . 6.9 – Les différents processus dynamiques animant l'intérieur solaire. 0 : convection turbulente (plume). 1 : génération/induction du champ magnétique par l'effet α . 1' : Inclinaison d'une région active, source de champ poloidal. 2 : pompage turbulent du champ magnétique dans la tachocline. 2' : transport du champ magnétique par la circulation méridienne vers la tachocline. 3 : organisation du champ magnétique en structure toroïdale par le cisaillement dans la tachocline (effet ω). 3' : couche de cisaillement superficielle (météo sous-surface ? dynamique de surface des taches solaires). 4 : instabilité du champ toroïdal et développement d'une instabilité longitudinale. 5 : flottaison et inclinaison des structures twistées. 6 : recyclage du champ faible dans la zone convective ou 7 : émergence de structures bipolaires à la surface. 8 : propagation d'ondes internes dans la zone radiative. 9 : interaction entre le champ induit par la dynamo et le champ interne (fossile ?) dans la tachocline. 10 : instabilité du champ interne et cisaillement par l'effet ω à la frontière du coeur (?) (d'après A.S. Brun).

De plus l'activité stellaire qu'on peut voir au travers de la chromosphère, de la couronne ou de taches à la surface est le fruit de l'interaction de la rotation interne et différentielle, de la convection et du magnétisme des étoiles, c'est-à-dire d'un mécanisme dynamo. L'étude d'étoiles de type solaire peut donc nous apprendre beaucoup sur les processus également prenant place dans le Soleil, et *vice versa*. Skumanich (1972) met en évidence la relation entre le taux de rotation et l'âge. Suivi par les travaux de Noyes et al. (1984); Noyes (1985) mettant en évidence le lien entre la rotation, la profondeur des zones convectives et l'activité chromosphérique et l'émission X-UV des étoiles. Depuis de nombreux travaux ont contribué à étudier la relation entre l'activité stellaire et l'effet dynamo nourri par l'interaction entre la rotation, la convection et le magnétisme des étoiles de type solaire (Baliunas et al., 1995, 1996; Barnes, 2003; Pace and Pasquini, 2004; Vardavas, 2005). On observe aussi une activité dans d'autres types d'étoiles. Notamment dans les étoiles de classes B et A ($1.5M_{\odot}$ et possédant un coeur convectif), un champ magnétique n'est détecté que dans $\approx 15\%$ des échantillons aujourd'hui disponibles. Ceci s'expliquerait par la difficulté pour le champ magnétique d'émerger du coeur à la surface (MacGregor and Cassinelli, 2003; Brun et al., 2005) ou par la présence d'un champ magnétique fossile présent dans l'enveloppe radiative (Moss 2003), sans pour autant oublier une possibilité d'effet dynamo (Spruit, 2002). Les étoiles O présentent une luminosité en X très forte et on pense que leur activité provient de la reconnection magnétique dans les forts vents radiatifs émis. On pourra se reporter à Moss/Mestel 2003 pour une revue complète de la présence du magnétisme à travers le diagramme H-R.

6.4 Contribution O E

On the origin of the solar cyclic activity for an improved Earth climate prediction

S. Turck-Chièze & P. Lambert

Publié dans *Advanced Space Research* 2007

Cette revue est dédiée aux processus qui pourraient expliquer l'origine des grands variations de l'activité solaire pour permettre une meilleure prise en compte de l'impact solaire dans les modèles du climat terrestre. Le développement de ce nouveau champ de recherche est stimulé par les mesures héliosismiques de la mission SoHO and par la modélisation solaire qui cherche à décrire les processus dynamiques du coeur à la surface. Pour se faire, nous introduisons rapidement la sismologie stellaire et exposons les principaux résultats de SoHO. Ensuite nous rappelons les différents processus dynamiques qui sont en cours d'introduction dans les nouvelles modèles solaires. Il est aujourd'hui bien établi que l'origine magnétique du cycle de 11 ans implique la tachocline, zone de transition dynamique entre les régions radiative et convective. Nous pensons que la connaissance de deux éléments importants 1) l'interface magnétique entre les zones radiative et convective et 2) le rôle des ondes internes contribueront à une meilleure compréhension de l'origine des grands minima et maxima observés lrs du dernier millénaire. A cela des observations complémentaires des modes acoustiques et de gravité, du rayon et de l'irradiance à différentes longueurs d'onde en parallèle aux simulations 1D-3D amélioreront co, sidérablement ce domaine. Les projets actuellement en développement et ceux déjà planifiés permettront de développer de meilleures prédictions de la variabilité à venir. Nous considérons que les signatures héliosismiques constituent un chaînon manquant dans la description actuelle de l'interaction Soleil-Terre et le climat.

Understanding the origin of the solar cyclic activity for an improved Earth climate prediction

Sylvaine Turck-Chièze and Pascal Lambert

*DAPNIA/CEA CE Saclay, UMR 7158 CEA-CNRS-Univ. Paris VII
91191 Gif-sur-Yvette cedex, France*

Abstract

This review is dedicated to the processes which could explain the origin of the great extrema of solar activities for a more suitable use of the solar impact on the Earth climatic models. The development of this new field is stimulated by SoHO seismic measurements and by solar modelling which aims to describe the dynamical processes from the core to the surface. We first recall an assumption on the potential different solar variabilities and discuss how to check it. So, we introduce stellar seismology and summarize the main SOHO results which are relevant for this field. Then we mention the dynamical processes which are just presently introduced in new solar models. We believe that the knowledge of two important elements: 1) the magnetic field interplay between the radiative zone and the convective zone and 2) the role of the gravity waves, will contribute to understand the origin of the grand minima and maxima observed during the last millenium. Complementary observables like acoustic and gravity modes, radius and spectral irradiance from far UV to visible in parallel to the development of 1D-2D-3D simulations will improve this field. PICARD, SDO, DynaMICS are key projects for a prediction of the next century variability, the helioseismic indicators constitute the first step totally missing today to properly describe the Sun-Earth climatic connection.

Key words: solar interior, helioseismology, gravity waves, solar magnetic field
PACS: 96.60.–Jw; 96.60.–Ly; 47.35.–Bb; 96.60.–Hv

1 Introduction

In the thirties, Bethe has established that nuclear reactions produce energy which compensates the surface luminosity hemorrhage, finding consequently a solution to the great age of the Sun ($4.6 \cdot 10^9$ years). Then stellar evolution has developed quickly by solving four structural equations which describe the conservation of energy and mass, the production of energy and the transfer of

energy along the radius. In the sixties, the life of stars on very long timescale (millions or billions years depending on mass) have been described. In this framework, the Sun appears as a typical star which dissipates only 10^{-8} of its energy in 100 years at the present age. Such small variation is considered as negligible so one deduces the "solar constant" of 1367.6 W/m^2 from the observed luminosity of $L_{\odot} = 3.846 \pm 0.004 10^{33} \text{ ergs/s}$, (estimated as $L_{\odot}/4\pi d_{SE}^2$ where d_{SE} is the distance between the Sun and the earth). It is the energy released by the Sun to the Earth per surface unit. Considering the orientation of the Earth, a mean value of 342 W/m^2 reaches the high atmosphere. With an earth albedo of about 30%, 239 W/m^2 must be received by the ground.

The present global climatic models use these numbers to describe the impact of the Sun on the Earth climate. Of course noting the great variations of the climate in the past, the role of the tectonic plates and of the earth orbital parameters have been also introduced and the corresponding frequencies of 100 000, 43000, 24 000 and 19 000 years, predicted by M. Milankovitch, have been put in evidence in the marine sediments. But in fact, the measurements of

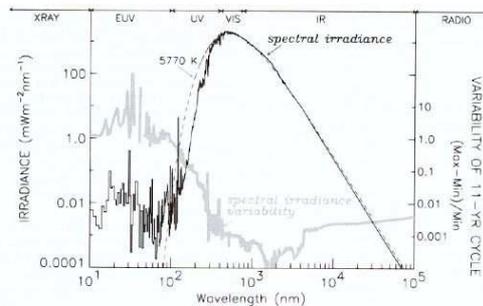


Fig. 1. Spectral solar irradiance and its time variability along the 11 year cycle. From Lean 2004.

the time luminosity variations (Fröhlich and Lean 2005 and references therein) show that such scheme is probably too simple. The total irradiance varies by about 0.1% during the 11 year cycle (even more daily due to the rotation of the Sun). Greater variations (10% in UV and 100% in EUV) are also clearly connected with the Sun activity (Figure 1). These observations are connected to sunspots and plages evolution. So the slow variation of only 10^{-8} predicted by the solar model is clearly too simple to reproduce the real Sun even the real longer trend variation of the luminosity is not yet established but great minima and maxima are mentioned. Consequently, the present observations suggest a more complex Sun-Earth relationship involving the role of irradiance at different wavelengths, an impact of UV on the ozone production which heats the stratosphere and also an influence of the modulation of the cosmic rays with the solar activity on the clouds in the earth atmosphere.

In this review, we would like to show recent results of seismic observations of the solar interior. This progress is coupled with theoretical investigation of the internal dynamical processes and the development of multidimensional simulations. Such advances give confidence on our capability of understanding which will lead to predictions of these phenomena. Moreover the instrumental side continues to develop and we are able now to measure all the important quantities which put constraints on the existence or not of different solar cycles. In section 2, we recall the external observations of different potential solar cyclicities. Section 3 is a short introduction to helioseismology. Section 4 is devoted to the space Solar Heliospheric Observatory (SoHO) results, section 5 to the dynamical processes which will appear in solar models in the next 5 years. The last section shows the perspectives, the open questions and how we will try to solve them.

2 External observations of the solar cyclic activity

Galileo was the first in 1612 to establish that sunspots belong to the solar photosphere. Their observations have allowed him to demonstrate that the Sun was rotating but at that time there was no direct link between this phenomenon and any magnetic properties. Then systematic observations of the sunspots have put in evidence the latitudinal rotation variability of the Sun, the equator rotation is about 30% quicker than the pole rotation. We have nowadays a direct measurement of this phenomenon for four centuries. Large line-of-sight magnetic fields (3000-4000 G) have been measured in the sunspots, in contrast with the mean weak field of only several Gauss. Hale has also shown that these sunspots appear in regions which present pairs of opposite polarities and that the north and south hemispheres have opposite polarities. This polarity reverses at each cycle leading to an approximate period of 22 years. So the 11 year cycle is without doubt from magnetic solar origin. It impacts on all the wavelengths: the total irradiance is only slightly modified but the short wavelengths are strongly variable. Moreover this cycle presents large temporal amplitude variability and noticeable variation of period (from 8 to 12 years).

Damon and Jirikowic (1992, 1994) have shown that the Sun is probably a low frequency harmonic oscillator in examining the atmospheric production of ^{14}C found in the tree rings. The time dependence analysis of this isotope abundance exhibits fluctuations which are generally attributed to the solar wind. They showed a recurrence period of 2115 ± 15 yr and identified two powerful harmonics considered as fundamentals at 211.5 yr and 88.1 yr called respectively the Suess and Gleissberg cycles. Damon and Jirikowic (1992) noticed that these periodicities seem to modulate the Schwabe 11 yr period and produce periods of maxima and minima in solar external activity (figure 2a). A

reasonable reproduction of the observed Wolf annual sunspot indice R_x can be obtained as the result of the interference of 4 overtones : 211.5, 105.9, 88.1 and 52.9 yr which modulate the 11 yr carrier signal (here noticed with the index c) as :

$$R_x = \sum_{i=1}^4 \alpha_i \cos^2(\omega_i t + \phi_i) \alpha_c \cos^2(\omega_c t + \phi_c) \quad (1)$$

After the estimate of the different coefficients, they have deduced a relationship between the variation of temperature observed on Earth in the last century and the combinaison of the different cycles. They could then extrapolate and obtained, seated on a general warming, a flat temperature profile in the seventies which is in total agreement (in shape) with the observed temporal mean Earth temperature evolution (National Climatic data center US). These authors predict an increase of the Earth temperature dominated by the "solar" Gleissberg cycle up to 2050 and then they predict a decrease of the mean temperature for the part coming from the Sun (see figure 2b). If this prediction is correct, the solar influence on the Earth temperature increase could reach today about 30% of the total present warming.

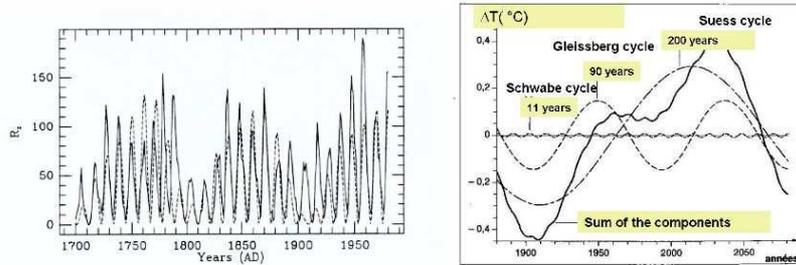


Fig. 2. Left: Comparison of the sunspot record measurements with the ajustment (in dotted lines) of Damon and Jirikowic (1992) assuming that the variability of the solar 11 yr cycle is due to the superposition of different cycles. Right: Prediction of Earth temperature evolution in assuming that the past warming was due to the different solar cycles.

It is important to establish if all these cycles exist and if they are effectively of solar origin. To answer to this question, one needs to establish what phenomena produce the longest ones. Are they also of magnetic origin or are they produce by other processes as for example the presence of internal waves. Understanding the origin of the different cycles will help to predict properly the evolution of the Schwabe cycle. Today it is not possible to predict without ambiguity the next 11 yr maximum, the exact duration of cycle 24 and the next great minimum. Such information is useful to improve the climatic models and to better demonstrate the important human responsibility. This goal requires a good understanding of the internal dynamical processes and the seismic tools are keys for this purpose.

3 The transparency of the Sun to acoustic and gravity waves

During the last thirty years, two probes of the solar interior, neutrinos and internal waves, have led to considerable achievements. Thanks to the proper detection of the most energetic neutrinos, the central temperature is now followed with an unprecedented accuracy (several 10^{-3}). Moreover we may not exclude to follow in the future some potential radiative zone variability in detecting the low energy solar neutrinos produced by the pp reaction rate (Turck-Chièze et al. 2006 and references therein).

Our vision of the Sun has totally changed from a static vision (described in the introduction) to a more dynamical one thanks to the development of helioseismology. Major efforts have been carried out by the observers to improve the quality and the accuracy of the seismic data. Moreover, the theoreticians have developed and increased the efficiency of this diagnostic.

The Sun is a self-gravitating sphere of compressible gas which oscillates around its equilibrium state with a period of about 5-min (low frequency of 3 mHz) imposed by the size of the solar radius. These oscillations are interpreted as a superposition of waves propagating inside the star (acting as a resonant cavity), and forming standing waves. By projecting these modes onto spherical harmonics Y_l^m , any scalar perturbation is written as (in the case of the pressure p') (Christensen-Dalsgaard 2004):

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

the displacement $\vec{\xi}$ at the solar surface corresponds to:

$$\vec{\xi}(r, \theta, \varphi, t) = \left(\xi_r(r), \xi_h(r) \frac{\partial}{\partial \theta}, \xi_h(r) \frac{\partial}{\sin \theta \partial \varphi} \right) Y_l^m(\theta, \varphi) \exp i\omega_{n,l,m} t \quad (2)$$

where $\xi_h = 1/(\omega^2 r)[p'/\rho + \Phi']$ is the horizontal displacement, Φ' the gravitational potential perturbation, $\omega_{n,l,m}$ the eigenfrequency and ρ the gas density. The quantum numbers n, l, m are respectively the radial order (number of nodes along the radius), the degree which measures the horizontal wave number on the surface by $k_h \sim L/R_\odot$, with $L = \sqrt{l(l+1)}$ and the azimuthal order (number of nodes along the equator). If one considers adiabatic oscillations within the Cowling approximation (Φ' neglected), the 4th-order system of equations is reduced to a second-order wave equation, with the following dispersion relation (Christensen-Dalsgaard and Berthomieu 1991):

$$k_r^2 = \frac{1}{c_s^2} \left[F_l^2 \left(\frac{N^2}{\omega_{n,l,m}^2} - 1 \right) + \omega_{n,l,m}^2 - \omega_c^2 \right] \quad (3)$$

where the squared length of the wave vector is written as the sum of a radial and a horizontal component $|\vec{k}| = k_r^2 + k_h^2$, $k_h^2 = F_l^2/c_s^2$ is the horizontal wave

number, $F_l^2 = L^2 c_s^2 / r^2$ the Lamb frequency, $N^2 = g[1/\Gamma_1 d \ln p / dr - d \ln \rho / dr]$ the Brunt-Väisälä frequency, $\omega_c^2 = c_s^2(1 - 2dH_\rho / dr) / 4H_\rho^2$ the acoustic cut-off frequency (~ 5.8 mHz), $H_\rho^{-1} = -d \ln \rho / dr$ the density scale height, Γ_1 the adiabatic exponent and $c_s^2 = \Gamma_1 p / \rho$ the sound speed. The oscillatory solutions of the wave equation define two types of waves, i.e the acoustic ones (with $\omega_{n,l,m} > N, F_l$) and the gravity ones (with $\omega_{n,l,m} < N, F_l$).

The acoustic modes have their maximum amplitude at the surface, so they allow a proper extraction of the dynamics of the convective zone. They can also probe the thermodynamic properties of the Sun down to the core but they hardly extract the corresponding dynamics. The gravity modes are excellent probes of the dynamics of the solar core but because they are evanescent at the surface, their amplitude is small and their detection has been waited for a long time. As solar models reproduce reasonably well the global solar properties (at first order), one resolves in fact the 4th-order system of equations numerically to extract the theoretical associated acoustic and gravity mode frequencies. So helioseismology profits not only from a large number of detected modes but also from inversion methods. This procedure exploits the difference between observed frequencies and theoretical values extracted to deduce radial profile of crucial variables as the squared sound speed c_s^2 , the inverse density ρ , the adiabatic exponent Γ_1 and the rotation. The analysis of these differences in terms of microphysics or missing processes contributes to put constraints on the representation of the Sun to improve solar models. The dynamical processes which are presently missing begin to be introduced and we hope to establish the origin of the potential multiplicity of solar cycles.

4 The space SoHO global helioseismic investigation

The SoHO mission has been successful to induce the first step towards a complete MHD vision of our Sun. About 10000 solar acoustic modes (different ℓ and n) plus their splitting components (m values) are nowadays observed and followed since 1996. Most of them have also been observed on ground at least for two decades. The Sun is the only star for which we can detect simultaneously low and high degree modes using global and local Doppler velocity techniques. This unique case allows a detailed stratified description of the solar internal structure from the surface to the center. In this review, we mainly concentrate on the results describing the global behaviour of the Sun since the presentation of R. Howe is mainly devoted to local helioseismology.

The great advantage of SoHO is its location at the first Lagrangian point with a solar permanent observation for more than 10 years except a small vacation of several months in 1998 due to the vacation of the satellite (remarquably recovered by the ESA-NASA team). The result is an exceptional quality and stability of the observations. In the upper convective zone, some theoretical

concepts as meridional circulations or latitudinal flows have become reality. The slow migration from high latitudes to the equator of the superficial spots has been followed in time and in depth during the last 11 yr cycle showing migrating bands rotating faster or slower. The torsional oscillations corresponding to time variations of the solar rotation (Howe et al. 2000a, Antia & Basu 2000, Basu & Antia 2000, Vorontsov et al. 2002) are confronted to non linear axisymmetric mean-field dynamo model.

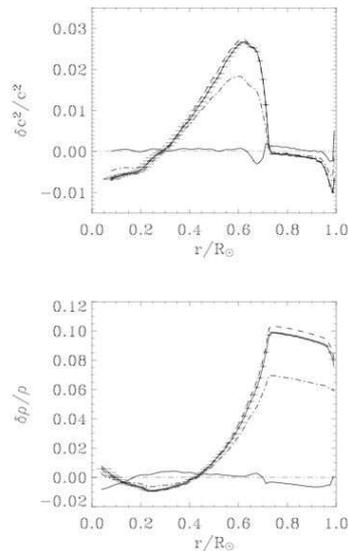


Fig. 3. Squared sound speed and density profile discrepancies between models and seismic observation established with GOLF and MDI aboard SoHO for three new updated standard models all including a revision of the CNO composition (full line with seismic error bars, dot line, dot dashed line, see details in the paper) and for the seismic model (full line). From Turck-Chièze et al. 2004a.

Important progress is also noticed in the radiative zone. The unique location of SoHO has allowed the detection of global modes (degrees 0, 1, 2) substantially below 2 mHz together with their potential evolution in time (Bertello et al. 2000, García et al. 2001). The corresponding acoustic modes are not sensitive to the surface layers which fluctuate along the Schwabe solar cycle due to the varying local sub surface magnetic field. Consequently the extraction of the profile of the sound speed and of the density is improved for the deepest region in particular in the nuclear region (Turck-Chièze et al. 2001). The deduced difference with the standard model shown in figure 3 has been an interesting guide for atomic and more generally microscopic physics improvements. Today it appears important to use these two indicators for checking the role of the different elements and the role of dynamical processes.

Figure 4 shows that a non ambiguous equatorial rotation profile is now properly determined down to the limit of the core (Thompson et al. 2003, Couvidat et al. 2003, Garcia et al. 2004). In contradicting all the theoretical predictions it represents today a strong challenging information for theorists to understand the respective role of gravity waves and of magnetic field (see below). The thin width of the tachocline (transition region from differential rotation in the convective zone to a flat rotation in the radiative zone) of about $5\% R_{\odot}$ plays a strong role in the understanding of the 11 yr solar dynamo (Brummell, Cline & Cattaneo 2002). A temporal variation has been noticed in several instruments: MDI, GONG, GOLF (Howe 2000b, Jimenez-Reyes et al. 2004) with an oscillation of about 1.3 years.

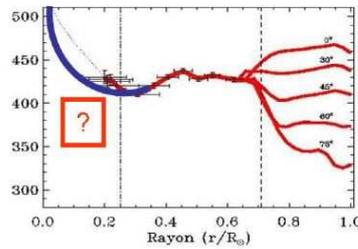


Fig. 4. Rotation profile deduced from the acoustic modes detected by GOLF+MDI aboard SOHO. In the radiative zone, only the equatorial profile is given (2D inversion is in progress). The blue part (in the nuclear core) is an extrapolation of the rotation suggested by the different analyses of gravity modes using the GOLF instrument. From Garcia et al. 2004 and Korzenik et al. 2005 for acoustic modes, Turck-Chièze et al. 2004b and Garcia et al. 2006 for gravity modes.

The location of gravity modes in the oscillation solar spectrum below $400 \mu\text{Hz}$ (see figure 2 of Turck-Chièze et al. 2004b) takes also advantage of the stability and very long cumulative observation of SoHO. The GOLF instrument has been designed to have a very low instrumental noise to detect velocities down to 1 mm/s (Gabriel et al. 1995, Garcia et al. 2005) and appears today the most promising instrument for the detection of these modes. The upper frequency range of the gravity mode domain (above $150 \mu\text{Hz}$) has been investigated first (Turck-Chièze et al., 2004b,c) because the amplitude is maximal in this domain and the corresponding modes are very sensitive to the core and to the whole static and dynamics radiative zone (Cox & Guzik 2004, Rashba, Semikoz & Valle 2006, Mathur et al. 2006). Gravity mode multiplet candidates have been detected and the corresponding structures followed in time. One pattern could be identified as an $\ell = 2, n = -3$ even the identification of 5 components stays ambiguous due to the absence of masks at the entrance of the instrument and to the increase of the noise along time in GOLF data. A more recent analysis has been dedicated to the lower region (below $150 \mu\text{Hz}$) where the gravity modes are in an asymptotic regime (the modes of a same degree are spaced

in period), a strong signal (detected at more than 99.5% confidence level) is compatible with the additive signal of the dipole modes $\ell = 1, n = -1$ to -25 (Garcia et al. 2006). These two analyses suggest that the rotation is higher in the solar core than in the rest of the radiative zone like the relic of the young Sun rotation (figure 4). If the five peaks detected around $220 \mu\text{Hz}$ with more than 98% confidence level are attributed to the same mode, the most economical explanation would be that the solar core is an oblique rotator in comparison with the rest of the radiative zone. The g-mode detections might put also some constraint on the magnetic field in the solar nuclear core (Turck-Chièze et al. 2005; Rashba et al. 2006). With these first glance on gravity modes, SoHO opens a new and very exciting area for the the dynamics of the whole radiative zone and encourages improvements on the capability of detection to enter in the golden era of gravity-modes and gravity-wave physics.

The f-modes, superficial gravity waves which are very good probes of the solar sub surface layers. These modes have been followed along the last 11 yr solar cycle and begin to reveal the behaviour of these layers which are crucial to do the connection between the interior and exterior parts of the Sun (Lefebvre & Kosovichev 2005, see Lefebvre et al. these proceedings)

5 The dynamical processes: rotation, magnetic field, gravity waves

The static picture of the Sun described by the solar standard model was already partly established when SoHO has been launched but all the processes which may produce figures 2 and 4 are totally absent in such model. Now, with the help of the seismic measurements and of the multi D simulations, we evolve towards a more dynamical perspective which takes into account the solar rotation and the solar differential rotation. It results meridional circulations in the convective and radiative zones, visible superficial activity and gravity waves in the radiative zone.

In fact, the rotation associated to the convection induces large scale circulations and shear which maintain and amplify the magnetic field. This association produces the dynamo effect: the poloidal field is transformed into toroidal field which is amplified and stored in the tachocline region and then the poloidal field is restored. In the radiative zone, the latitudinal differential rotation induces some thermal imbalance. A radial differential rotation appears quickly when the surface is slowed down by the dissociation of the star from its disk. It produces different instabilities: the secular and the dynamical shear instabilities, the baroclinic and multidiffusion instabilities (Zahn 1992). It results some transport of angular momentum and species through turbulence, the action of the centrifugal forces, the Lorentz force and the gravity waves. In the radiative zone, the rotation interacts probably also with the fossil magnetic field to produce instabilities which contribute to reduce the rotation

profile and to flatten it (Spruit 1999, 2002; Eggenberger, Maeder & Meynet 2005). Finally the rotation interacts also with the gravity waves which propagate in the radiative zone. Part of these phenomena have been formalized and begin to be introduced to improve the stellar models (Talon & Charbonnel 2003, 2005; Mathis & Zahn 2004, 2005). They will impact on the sound speed, the density and the rotation profiles (Palacios et al. 2006).

The gravity waves are the travelling counterpart of the gravity modes described in the previous section. Their characteristics and propagation are described in the review of Talon (2006). They are excited at the base of the convective zone but also in the convection zone by the Reynolds stress. These waves are extremely efficient to transport angular momentum during the stellar evolution. This is due to the fact that the flux of the prograde and retrograde waves differ when the rotation of the core is faster than the rotation of the convection zone. The local frequency of prograde waves diminishes which enhances dissipation, the corresponding retrograde waves enhance dissipation in a different place. This phenomenon produces an increase of the differential rotation locally and creates a double-peaked shear layer which oscillates in presence of shear turbulence (Figure 5). This oscillation has been studied by Talon and Charbonnel (2004) to better describe the dynamical processes in young clusters. Such phenomenon is presently also studied in details in the case of the Sun to estimate its consequences on the radial profile of the differential seismic indicators (Palacios et al. 2006). One needs to clarify if such "shear layer oscillation" SLO (name given by analogy with the atmospheric QBO) shown on Figure 5 may still be present in the present Sun. If it is the case, it can play some role in the existence of the fundamental cycles discussed in section 2.

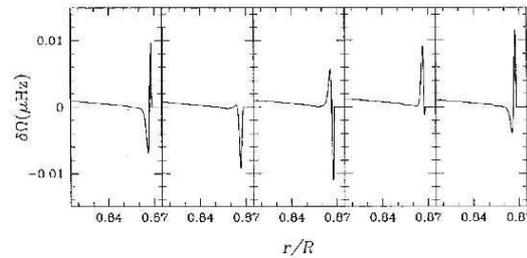


Fig. 5. Shear oscillation layer produced by gravity waves for an evolution of a 1.5 M_{\odot} star. From Talon (2006).

6 The space DynaMICS perspective

It is now believed that the solar dynamics is accessible to seismic observations. The SDO American satellite (launch in 2008) will substantially improve our knowledge of the convective zone and of the extreme UV of the corona and the French PICARD mission will give the first precise solar diameter measurements. But a lot of questions stay open today. They are related to the radiative zone and the transition region between photosphere and chromosphere.

Two reviews describe the corresponding scientific and technical aspects (Turck-Chièze et al. 2005, 2006b) of a mission prepared in the framework of ESA Cosmic Vision or for other space opportunities. They present a DynaMICCS (Dynamics and Magnetism from the inner Core to the Corona of the Sun) perspective which addresses new questions connected to the origin of the potential solar cycles with some more general applications: solar gravitational moments or stellar evolution including the dynamical processes. The understanding of the variability of the 11 yr solar cycle must be reexamined with the present tools. One needs to build the link with physical ingredients as the rotation profile in the radiative zone, the equatorial rotation variability in the tachocline or the meridional circulation velocity and some variabilities of the tachocline with time. Such quantities are measurable nowadays and can be followed in time. Moreover the development of simulations will help to quantify the energy redistribution due to the different motions (kinetic energy, differential rotation energy, magnetic energy, gravity waves transport etc). This will lead to an appropriate balance of the different processes and consequent surface irradiance variability. Let us comment on some issues for the next decade.

- the determination of the magnetic field in different regions of the Sun. Today we have only limits on the internal magnetic field. With some polarization technique we hope to extract the Fourier transform of the mean field from the velocity measurements. Moreover the measurement of gravity modes properly identified thanks to masks at the entrance of the instrument must lead to the extraction of magnetic components and a quantification of the fossil field in the core.
- the determination of the complete solar rotation profile down to the core. Is there latitudinal differential rotation in the radiative zone near the core? can we determine properly the rotation in the core? This profile is important for putting constraints on any complete MHD calculation and for an investigation of a potential existence of a dynamo in the radiative zone which is not yet demonstrated. This progress supposes the measurement of the gravity modes up to $\ell = 5$ in the region between 100 to 400 μHz .
- a clear respective role of the magnetic field and of the gravity waves in the radiative zone at the present time. We will begin to simulate these waves in 2D or 3D simulations to explore the idea that they produce oscillations in the radiative zone like during the phase where the internal rotation slows

down. Do they play a crucial role in the oscillations of the tachocline? are they responsible of the longest solar cycles?

- the magnetic field across the solar surface, this region has a very complex physics including turbulence, local varying magnetic field, magnetic field at small scale, radius variation. The knowledge of this border region and of the evolution of the magnetic field in the region where the different lines are formed will help to realize the connection of the 3D simulations describing respectively the internal and the external part of the Sun.

The response to all these different questions necessitates a new generation of instruments that we are building in our laboratories and that we are preparing for new calls for space mission (Turck-Chièze et al. 2006b). We hope that they will build, associated to the development of 2 and 3 D simulations the first link of the whole complex chain of phenomena that we need to describe to quantify properly the role of the Sun on the Earth climate and its prediction for the next century.

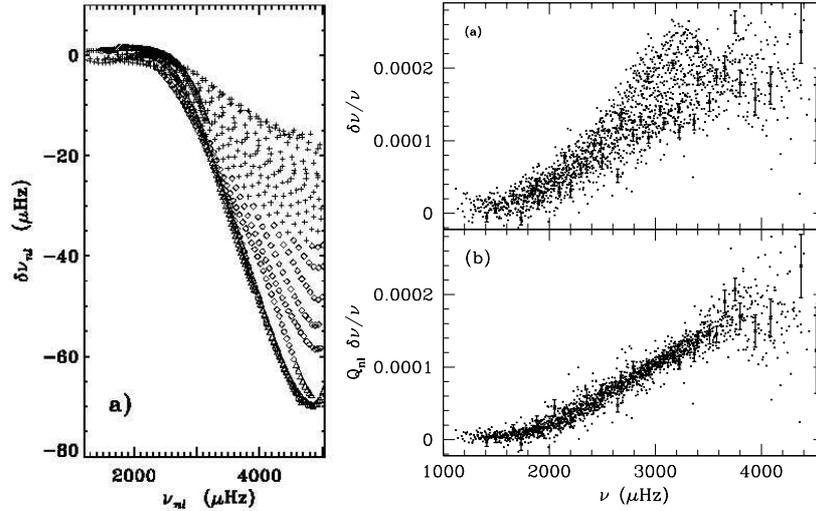
7 Acknowledgement

We would like to thank our closer collaborators: A.S. Brun, S. Couvidat, R. Garcia, S. Lefebvre, S. Mathur, S. Mathis, P. Nghiem, A. Palacios and JP Zahn who largely contribute to this field.

References

- [1] Antia, H. M. & Basu, S. 2000 Temporal variation of the Rotation Rate in the Solar Interior, *ApJ*, 541, 442
- [2] Basu, S. & Antia, H. M. 2000 Temporal Variation of Large Scale Flows in the Solar Interior, *J. Astrophys. and Astron.*, 21, 353-356
- [3] Bertello, L., Henney, C. J., Ulrich, R. K. 2000, Comparison of Frequencies and Rotational Splittings of Solar Acoustic Modes of Low Angular Degree from Simultaneous MDI and GOLF Observations, *ApJ* 535, 1066
- [4] Brummell, N., Cline K. & Cattaneo F. 2002, Formation of buoyant magnetic structures by a localized velocity shear, *MNRAS* 329, L73-76
- [5] Christensen-Dalsgaard, J. & Berthomieu, G. 1991, Theory of solar oscillations, in *Solar interior and atmosphere*, University of Arizona Press, p. 401-478
- [6] Christensen-Dalsgaard, J. 2004, Physics of solar-like oscillations, *Sol. Phys.*, 220, 137-168
- [7] Couvidat, S., et al. 2003, The Rotation of the Deep Solar Layers, *ApJ*, 597, L77-79
- [8] Cox, A. & Guzik, J. A. 2004, Theoretical Prediction of an Observed Solar g-Mode, *ApJ*, 613, L169-171
- [10] Damon, P. E. & Jirikowic, J. L. 1992, The Sun as a low-frequency harmonic oscillator, *Radiocarbon*, 34, 199-205
- [10] Damon, P. E. & Jirikowic, J. L. 1994, Solar forcing of global climate change, in *IAU Colloquium 143*, ed Pap et al., Cambridge University press, p 301-314

-
- [11] Eggenberger, P. Maeder, A. & Meynet, G. 2005, Stellar evolution with rotation and magnetic fields. IV. The solar rotation profile, *A&A*, 440, L9-12
- [12] Fröhlich C. & Lean, J. 2005, Solar radiative output and its variability: evidence and mechanisms, *Astron. and Astrophys. Rev.*, 12, 273-320
- [13] Gabriel, A. H., et al. 1995, Global Oscillations at Low Frequency from the SOHO Mission (GOLF), *Sol. Phys.*, 162, 61-99
- [15] Garcia, R. A., Régulo, C., Turck-Chièze, S. et al. 2001, Low-Degree Low-Order Solar p Modes As Seen By GOLF On board SOHO, *Sol. Phys.* 200, 361
- [15] Garcia, R. A., Corbard, T. & Chaplin, W. et al. 2004, About the rotation of the solar radiative interior, *Sol. Phys.* 220, 269-285
- [16] Garcia, R. A., Turck-Chièze, S., Boumier, P. et al. 2005, Global solar Doppler velocity determination with the GOLF/SoHO instrument, *A&A*, 442, 385-395
- [17] Garcia, R. A., Turck-Chièze, S., Jimenez-Reyes et al. 2006, Tracking solar gravity modes: the dynamics of the core, in SoHO18 and submitted to *ApJ*, astro-ph
- [18] Howe, R. et al. 2000a, Deeply Penetrating Banded Zonal Flows in the Solar Convection Zone, *ApJ*, 533, L163-166
- [19] Howe, R., Christensen-Dalsgaard, J., Hill, F. et al. 2000b, Dynamic Variations at the Base of the Solar Convection Zone, *Science*, 287, 2456-2460.
- [20] Jimenez-Reyes, S. et al. 2004, Tracing thr "acoustic" solar cycle: a direct comparison of BISON and GOLF low-l p-mode variations, *ApJ*, 604, 969-976
- [21] Kosovichev, A. G. et al. 1997, Structure and Rotation of the Solar Interior: Initial Results from the MDI Medium-L Program, *Sol. Phys.*, 170, 43-61
- [22] Lean, J., 2004, Solar irradiance, *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*, ed P. Murdin, Institute of Physics Publishing, vol 3, p 2617
- [23] Lefebvre, S. & Kosovichev, A.G. 2005, Changes in the Subsurface Stratification of the Sun with the 11-Year Activity Cycle, *ApJ*, 633, L149-152
- [24] Mathis, S. & Zahn, J.-P., 2004, Transport and mixing in the radiation zones of rotating stars. I. Hydrodynamical processes, *A&A*, 425, 229-242
- [25] Mathis, S. & Zahn, J.-P., 2005, Transport and mixing in the radiation zones of rotating stars. II. Axisymmetric magnetic field, *A&A*, 440, 653-666
- [26] Mathur, S., Turck-Chièze, S., Couvidat, S. 2006, Prediction of solar gravity modes, *ApJ* submitted
- [27] Palacios A. et al., 2006, Dynamical processes in the radiative interior, in the proceedings of SoHO18, ESA SP-624, in press
- [29] Rashba, T. I., Semikoz, V. B. & Valle J. W. K. 2006, Radiative zone solar magnetic fields and g modes, *MNRAS*, 370, 845-850
- [29] Rashba, T. I., Semikoz, V. B., Turck-Chièze, S. & Valle J. W. K. 2006, astro-ph 111728
- [30] Spruit, H. C. 1999, Differential rotation and magnetic fields in stellar interiors, *A&A*, 349, 189-202
- [31] Spruit, H. C. 2002, Dynamo action by differential rotation in a stably stratified stellar interior, *A&A*, 381, 923-932
- [32] Talon, S., 2006, Wave transport in stratified media, in *Stellar fluid dynamics and numerical simulations: from the Sun to neutron stars*, ed. M. Rieutord & B. Dubrulle, EDP Sciences, p 105-126
- [33] Talon, S., Charbonnel C., 2003, Angular momentum transport by internal gravity waves. I - Pop I main sequence stars, *A&A* 405, 1025



F . 6.10 – Gauche : écart entre les fréquences solaires observées et prédites par le modèle standard (d’après Christensen-Dalsgaard 2005). Droite : différences entre les fréquences obtenues grâce à MDI/SoHO entre 2001 1996. Le panneau inférieure représente cette différence $\delta\nu/\nu$ normalisée par l’inertie des modes Q_{nl} (d’après Basu, 2002).

6.5 Modélisation du champ magnétique

6.5.1 Pourquoi ?

Comme on l’a vu au § 6.1.1, les fréquences de modes p varient avec le cycle d’activité du fait de la sensibilité des couches les plus externes du Soleil à une modification de la structure solaire. De plus, non seulement il existe cet écart dû au cycle mais aussi un désaccord entre les valeurs prédites et observées causé par une description pauvre de la physique des couches externes dans les modèles de structure stellaire (cf. figure 6.10, Kosovichev (1995); Rosenthal et al. (1999); Nghiem et al. (2006b)). Il est donc évident qu’une meilleure compréhension des phénomènes et de la dynamique de ces couches pourra permettre une meilleure modélisation de ces régions et une meilleure interprétation des fréquences d’oscillations mesurées. Ces améliorations potentielles pourront aussi être appliquées en astérosismologie, et seront très précieuses dans ce domaine.

Plusieurs modèles ont été proposés depuis la découverte de ces variations sismiques pour tenter de les reproduire et de les interpréter. L’influence d’un champ magnétique sur les modes p est depuis longtemps suggéré. Ainsi le rôle de quatre régions magnétiques a été et est encore principalement étudié : i) le champ magnétique de la chromosphère et de la couronne (Evans and Roberts, 1990, 1992; Campbell and Roberts, 1989; Jain and Roberts, 1994), ii) le champ *fibril* présent dans la photosphère (Zweibel and Bogdan, 1986; Bogdan and Zweibel, 1985), iii) le champ présent à la base de la zone convective, siège supposé de la dynamo (Roberts and Campbell, 1986), et iv) le champ magnétique des couches proches de la surface du Soleil ($R > 0.95R_{\odot}$) (Goldreich et al., 1991; Jain and Roberts, 1993; Kuhn, 1998; Foullon and Roberts, 2005; Nghiem et al., 2006b).

Le champ magnétique, aussi bien que des variations de température, induit des modifications de la pression du milieu avec une répercussion sur les fréquences des modes. On s’attend à ce que ces fluctuations de la pression contribue à expliquer les décalages en fréquence avec le cycle (Jain and Roberts, 1994; Evans and Roberts, 1990; Kosovichev, 1995; Goldreich et al., 1991; Bi and Xu, 2000; Bi et al., 2003; Li et al., 2003). L’intensité d’un champ magnétique présent à la base de la zone convective ou dans les régions superficielles a été respectivement estimée à $3 \cdot 10^5$ G (Basu, 1997) en suivant les prescriptions

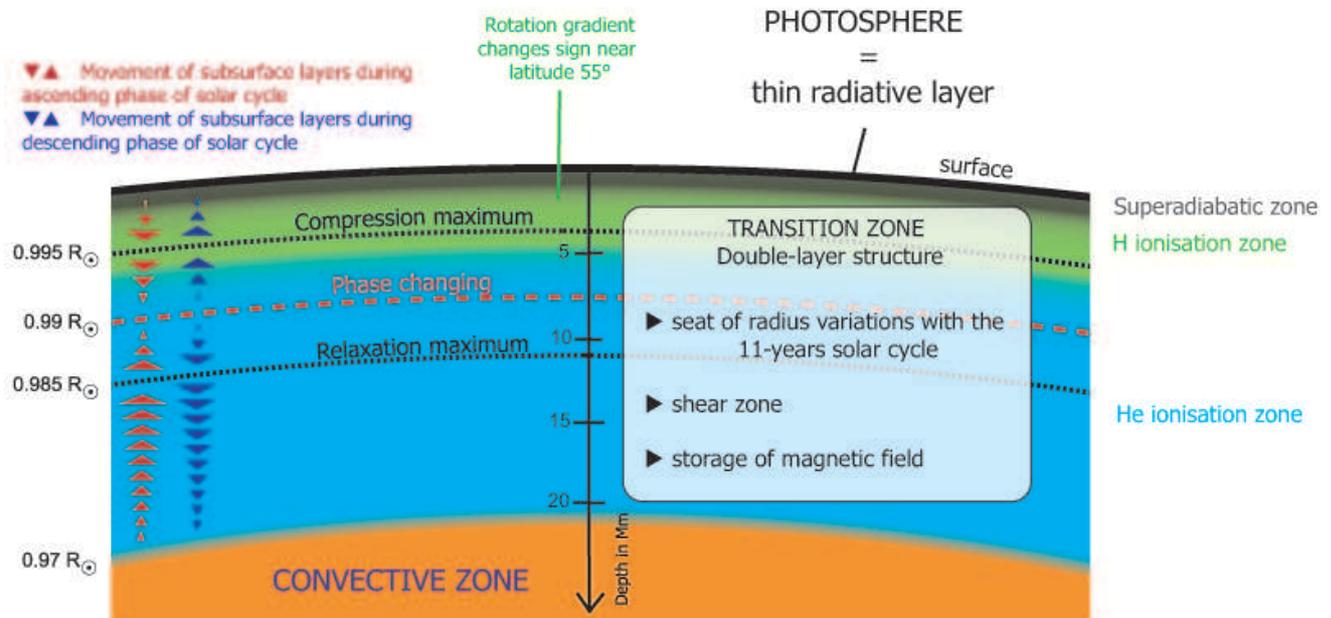


Fig. 6.11 – Vue schématique des couches superficielles du Soleil ($R > 0.97R_{\odot}$) (d'après Lefebvre 2006). On trouve une couche de cisaillement juste en-dessous de la surface composée d'une partie supérieure confinée à 4000 km de profondeur et une partie inférieure au-delà de ces 4000 km (qui présente un gradient de rotation changeant de signe à une latitude de $\sim 55^{\circ}$ (Basu 1999)). On voit que cette zone de transition entre la région convective et la photosphère est très complexe. Elle présente un cisaillement important, à l'instar de la tachocline et constitue peut-être un réservoir d'énergie magnétique. Cette région comporte aussi des zones superadiabatique et d'ionisation de H et He, contribuant à la difficulté de modélisation de cette région du Soleil.

de Gough and Thompson (1990) et $3 \cdot 10^4 - 10^5$ G (Schussler et al., 1994; Fisher et al., 2000). L'existence de perturbation dans ces couches (25000-100000 km) sous la photosphère a été mise en évidence (Antia et al., 2000a; Dziembowski et al., 2000) et l'origine de leur variation n'est pas encore bien déterminée. Il n'est pas possible de distinguer entre une source thermique ou magnétique (Dziembowski and Goode, 2004). S'il s'agit d'un champ magnétique celui-ci aurait une intensité de $2-3 \cdot 10^4$ G (Antia et al., 2000b) à $6 \cdot 10^4$ G (Dziembowski et al., 2000).

L'étude des régions superficielles est notamment liée à l'étude des variations du rayon solaire, également un sujet de débat. En effet le rayon solaire et ses variations ont été déterminés par des observations diverses et indépendantes (Laclare et al., 1996; Reis Neto et al., 2003; Noël, 2004; Rozelot et al., 2003; Emilio et al., 2000; Kuhn et al., 2004; Sofia et al., 1994). Ces observations présentent cependant des conclusions sujettes à controverse sur la relation entre les variations du rayon et l'activité solaire. Un exemple de cette controverse concerne la détermination des variations du rayon solaire à partir des mesures sismiques des modes p et/ou f (Schou et al., 1997; Antia, 1998). Le rayon sismique obtenu par cette technique peut être ensuite relié au rayon photosphérique. Ainsi Antia et al. (2000a), Dziembowski et al. (2001) et Choudhuri and Chatterjee (2003) concluent à une diminution du rayon solaire avec le cycle à partir de l'analyse de modes f sans pour autant obtenir la même amplitude de variation. Antia (2003) conclut après une nouvelle analyse qu'aucune preuve de la variation du rayon n'apparaît entre 1996 et 2001.

Récemment de nouveaux résultats concernant la dynamique des couches les plus superficielles du

Soleil ont été présentés par [Sofia et al. \(2005\)](#) montrant que les changements du diamètre solaire en réponse à des variations du champ magnétique et de la turbulence ne sont pas homologues : les variations au niveau de la photosphère pourraient être 1000 fois plus importantes que celles à 5000 km de profondeur. [Lefebvre and Kosovichev \(2005\)](#) et [Lefebvre et al. \(2006\)](#), à partir de mesures de modes f pendant 9 ans, mettent en évidence une variabilité probable du rayon sismique en antiphase avec le cycle avec de fortes variations de la stratification dans les couches superficielles ($R \sim 0.995 R_{\odot}$). De plus le rayon des couches plus profondes, $0.975 - 0.99 R_{\odot}$ change en phase avec le cycle. Ces résultats continuent de montrer l'importance de comprendre cette région de transition entre l'intérieur du Soleil et son atmosphère, et l'influence du magnétisme de la turbulence dans ces variations. La figure 6.11 illustre la dynamique, spatiale et temporelle non-homologue de ces couches.

Pour améliorer la détermination et la prédiction des fréquences absolues des modes d'oscillations stellaires, et comprendre les processus contrôlant le cycle d'activité solaire pour soit s'en affranchir soit pouvoir le prédire, il est nécessaire de bénéficier d'une modélisation plus fidèle des couches superficielles. En effet on sait que les modèles de calcul de structure et d'oscillations stellaire ne traitent pas de manière adéquate la convection dans les couches externes où le rayonnement n'est plus négligeable, les mécanismes d'excitation et d'amortissement des modes ou encore la transition avec l'atmosphère. Dans le cadre de ma thèse, j'ai travaillé à l'introduction dans le code CESAM du champ magnétique et de ses effets sur la structure superficielle du Soleil notamment. Ceci est décrit dans la section suivante.

6.5.2 Comment ?

Nous cherchons à introduire les effets du champ magnétique pour pouvoir étudier son influence sur la structure et les caractéristiques sismiques solaires sur des échelles de temps permettant de suivre plusieurs cycles solaires en utilisant le code CESAM. La version CESAM2k a été installée et a l'avantage de mettre à profit les récentes versions de fortran pour présenter une organisation plus claire et pratique. En ce qui concerne le formalisme employé, on peut signaler qu'il n'existe pas encore de code d'évolution stellaire introduisant le champ magnétique de manière consistante. En effet les phénomènes liés au champ magnétique se développent en 3D, il est donc nécessaire de se placer dans les approximations nécessaires permettant une représentation 1D. La prise en compte du champ magnétique modifie l'équation du mouvement et ajoute une nouvelle équation (l'équation d'induction) tel que :

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right) = -\nabla P + \rho \mathbf{g} + \nu \Delta \mathbf{v} + \mathbf{j} \wedge \mathbf{B} \quad (6.1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \mathbf{rot}(\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) + \eta \Delta(\mathbf{B}); \quad (6.2)$$

ν la viscosité cinématique du milieu, η sa diffusivité magnétique. Le terme $\mathbf{j} \wedge \mathbf{B}$ définit la force de Laplace et peut se développer comme suit :

$$\mathbf{j} \wedge \mathbf{B} = \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{rot} \mathbf{B}) \wedge \mathbf{B} = \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} - \nabla \frac{B^2}{2\mu_0}; \quad (6.3)$$

μ_0 la perméabilité magnétique du vide. Ce développement fait apparaître un terme de tension magnétique $(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}$ et un terme de pression magnétique $P_{\text{mag}} = \nabla(B^2/2\mu_0)$. Comme on s'intéresse à ce qui se passe dans les couches externes, c'est-à-dire les couches ayant un grand rayon de courbure (et comme on considère un modèle 1D à symétrie sphérique), la force de tension magnétique (en $\partial/\partial r^2$) peut être négligée devant la force de pression magnétique. Les équations de la structure interne peuvent alors se

simplifier comme suit, en ne tenant compte que de la contribution de la pression manétique :

$$\frac{\partial P_T}{\partial M} = -\frac{GM}{4\pi R^4} = \frac{\partial P_g}{\partial M} + \frac{\partial P_{\text{mag}}}{\partial M} \quad (6.4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial M} = \frac{\partial P_T}{\partial M} \frac{T}{P_T} \nabla \quad (6.5)$$

$$\frac{\partial R}{\partial M} = \frac{1}{4\pi R^2 \rho} \quad (6.6)$$

$$\frac{\partial L}{\partial M} = \epsilon - \frac{\partial U}{\partial t} - \frac{P_T}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (6.7)$$

Lydon and Sofia (1995) propose justement un formalisme pour introduire des effets, à grande échelle, du champ magnétique pour étudier la variabilité stellaire. Dans le cadre des approximations décrites ci-dessus, ils développent un formalisme complet introduisant dans les équations de la structure interne, y compris les relations thermodynamiques le champ magnétique via la pression magnétique P_{mag} et la densité d'énergie magnétique $\chi = B^2/2\mu_0\rho$, et en corrigeant le calcul du transport convectif dans l'expression de la MLT. Le développement de ce formalisme a été poursuivi successivement par Li and Sofia (2001), Li et al. (2002) et Li et al. (2003) en introduisant les effets de la turbulence et en paramétrant l'interaction entre celle-ci et le champ magnétique pour reproduire les variations des fréquences des modes p avec le cycle.

Cette description a été entièrement reprise et vérifiée avant de décider des modifications à entreprendre et de les implanter dans le code CESAM2k². Un résumé des calculs et équations pour implanter ce formalisme dans CESAM figure en annexe B. Ce travail d'implémentation a été entamé en dernière année et a permis d'obtenir des modèles calibrés du Soleil. Mais ceci doit encore être validé numériquement, et l'impact sur la structure et les oscillations diagnostiqué. Etant donnée l'introduction du champ magnétique dans le calcul de l'évolution stellaire, il serait aussi logique d'adapter le calcul des oscillations en prenant aussi en compte cet ajout.

²Ceci a d'ailleurs permis de remarquer des erreurs typographiques dans Lydon and Sofia (1995) et des manques de justification dans l'écriture de certaines équations dans Li and Sofia (2001), Li et al. (2003).

Cinquième partie
Conclusion et perspectives

Conclusion et Perspectives

Tomorrow never knows
John Lennon

De nombreux progrès ont été accomplis ces dernières années en sismologie solaire et stellaire, contribuant à changer notre connaissance et notre compréhension du Soleil et des étoiles : d'une vision statique à une vision dynamique, de la surface des étoiles à leur cœur. C'est dans cette période de transition entre notre bonne connaissance du Soleil et le développement de l'astérosismologie que ma thèse et mes travaux se sont inscrits.

Notre soleil

Le Soleil constitue la pierre angulaire de notre connaissance de la structure et de l'évolution stellaire. Sa proximité permet de scruter en détail les phénomènes prenant place à sa surface ainsi que la dynamique de son intérieur grâce à l'héliosismologie. Notre vision bénéficie du développement parallèle des observations et de la modélisation du Soleil. Celle-ci se fait aujourd'hui encore au travers de codes d'évolution stellaire hydrostatique nourris par des ingrédients physiques très riches et de plus en plus complexes prenant en compte une physique microscopique bien maîtrisée (surtout dans le cas solaire). Mais ces modèles ne prennent encore que rarement en compte de nombreux processus dynamiques confirmés par la sismologie comme la rotation ou le champ magnétique.

La représentation par le *modèle standard actuel* de la structure et de l'évolution du Soleil a des limites. Mes travaux sur les nouveaux modèles solaires, pour lesquels j'ai introduit les nouvelles abondances photosphériques – fortement revues à la baisse – le montrent bien. En effet ces nouveaux modèles, bien que supprimant la position marginale du Soleil dans le cadre de l'évolution chimique galactique, voient l'accord avec les observables solaires, comme la vitesse du son, fortement dégradé. Ainsi l'écart entre le carré des profils de vitesse du son prédit et déduit des observations sismiques atteignaient auparavant un écart de l'ordre de $\sim 0.3\%$ dans la région de la zone radiative (pour les modèles sismiques). Cet écart atteint $\sim 3\%$ avec les dernières révisions qui influent beaucoup sur les opacités. Bien que cet écart reste faible (et soit tout de même excellent étant données les approximations utilisées), il met en évidence la nécessité d'une représentation plus complète des processus à l'oeuvre dans le Soleil, particulièrement dans sa zone radiative, comme la rotation et le mélange induit. D'autant plus que de nombreux travaux ont tentés de retrouver l'ancien accord en jouant sur les ingrédients des modèles sans y parvenir.

Tout ceci motive l'introduction de *processus dynamiques* dans les modèles actuels pour développer et adopter un nouveau modèle standard, ce qui sera aussi bénéfique dans le cadre général de l'évolution stellaire. Parmi ces phénomènes, on peut mentionner ceux induits par la rotation interne, les ondes

internes ou encore le champ magnétique. Mais aussi l'utilisation de nouveaux grands outils tels que le Laser Méga Joule pour tester sur Terre les propriétés de matériaux dans des conditions telles qu'on en trouve au cœur des étoiles.

Parmi ces phénomènes dynamiques et leurs effets, je me suis intéressé au champ magnétique dans les couches externes du Soleil, particulièrement sensibles à son cycle d'activité magnétique. Une meilleure détermination des fréquences d'oscillations ou une prédiction des cycles doit bénéficier d'une bonne description des effets du magnétisme dans ces régions proches de la surface. J'ai ainsi entrepris d'introduire dans CESAM un formalisme développé pour un code d'évolution stellaire (Lydon & Sofia 1995). J'ai pu reprendre entièrement cette description avant de l'adapter au formalisme de CESAM et l'implémenter dans ce code, sans avoir pu procéder à sa validation définitive.



Fig. 6.12 – Vues d'artiste de SoHO, SDO & PICARD.

et les autres ...

L'apport des modèles prend tout son intérêt lorsqu'ils peuvent être comparés et contraints par des observations. De la même manière que la structure et la dynamique du Soleil a été étudiée grâce à l'apport de la sismologie, celle-ci va apporter de nouvelles contraintes sur la *dynamique interne des étoiles* avec les missions actuelles comme MOST ou HARPS mais surtout futures avec CoRoT, Kepler et SONG. Ainsi dans le cadre de ces projets d'*astérosismologie*, je me suis intéressé à préparer au mieux l'extraction d'information de données sismiques.

Dans ce contexte astérosismique (et particulièrement celui des oscillateurs de type solaire), le premier problème auquel nous sommes confrontés concerne la détection et l'identification des modes d'oscillations dans les spectres observés. Et notamment l'"étiquetage" des modes selon leur degré, leur ordre azimutal et leur ordre radial successif (ce qu'on appelle le *peak tagging*). Il s'agit d'une étape importante dans l'analyse de spectres sismiques. Elle permet non seulement d'obtenir de premières estimations sur les paramètres des modes avant une estimation plus fine de ceux-ci, mais aussi de savoir quels modes seront à considérer dans les procédures d'ajustement de spectres. Pour faciliter cette identification et le *peak tagging*, nous mettons à profit les propriétés des oscillations de type solaire au travers du diagramme-échelle. Nous lui appliquons un filtrage via une nouvelle technique : la transformée en *courbelette*, développée pour traiter efficacement des images comprenant des motifs anisotropiques et courbes.

Cette méthode permet d'augmenter le contraste dans le diagramme-échelle entre les arêtes et le fond facilitant un meilleur étiquetage des modes ainsi qu'une meilleure estimation des paramètres des modes comparée à la seule utilisation de spectres bruts. De plus ce filtrage apporte une amélioration non seulement pour des observations de longue durée, typiquement 150 jours comme prévu pour CoRoT, mais aussi 30 jours (MOST). Dans des observations (simulées) avec un faible rapport signal-à-bruit ($S/N \sim 5$),

il est encore possible d'identifier les motifs des modes et d'obtenir une information sismique pour des durées longues (≈ 150 j) et courtes (≈ 30 j). L'estimation de la vitesse de rotation et de l'angle d'inclinaison de l'étoile est meilleure à partir des spectres filtrés que bruts. Et l'intervalle de fréquences sur lequel l'extraction est appliquée est étendue à basse et haute fréquences.

Nous nous sommes également intéressés au cas de Procyon. En effet cette étoile de type solaire a fait l'objet d'une campagne d'observation par le premier (micro)satellite dédié à la sismologie stellaire, MOST. Et les conclusions ont annoncé la non-détection de la signature de modes p. Nous avons participé au débat animé qui en a découlé au sein de la communauté. En effet de nombreuses observations menées indépendamment au sol et par mesures de vitesses radiales ont permis de détecter une signature claire, soutenus par les résultats de quelques instruments spatiaux. Nous nous sommes penchés sur ce problème et avons effectué une nouvelle analyse des données brutes (ayant un rapport signal-à-bruit voisin de l'unité) mettant en évidence un excès de puissance à la position attendu. L'analyse a été étendue en effectuant un filtrage par curvelettes ce qui a permis d'effectuer une sélection de pics comparés à ceux proposés comme modes p à partir de données sol.

Une fois l'identification des modes effectuée, il est important d'estimer au mieux leurs paramètres (fréquence, amplitude, largeur ...). Contrairement au Soleil, nous ne connaissons pas l'angle d'inclinaison i de l'axe de rotation des étoiles. Cette orientation a un rôle important car elle détermine les rapports d'amplitude des composantes des multiplets. La distance entre ces composantes ou ce qu'on appelle le *splitting rotationnel* $\delta\nu$ est une mesure de la rotation moyenne de l'étoile. Un des (nombreux) intérêts de l'astérosismologie est justement de pouvoir obtenir une estimation directe de ces 2 paramètres. Pour extraire au mieux le *splitting* et l'angle d'inclinaison, des précautions doivent être prises étant donné que ces 2 observables sont corrélés. J'ai contribué au développement d'une nouvelle approche pour effectuer une détermination précise de i et $\delta\nu$ pour des soleils tournant lentement ($\lesssim 2\Omega_{\odot}$)



F . 6.13 – Vues d'artiste de MOST, COROT & SONG.

Perspectives

De nombreuses perspectives s'ouvrent à nous puisque les prochaines années verront l'envol (au propre comme au figuré) de plusieurs missions dédiées au Soleil et aux étoiles. En ce qui concerne le Soleil, les missions SDO, PICARD ou DynaMICCS devraient permettre d'aboutir à une vision encore plus détaillée de sa dynamique et des processus contrôlant son cycle d'activité. Notamment en étudiant sa variabilité dans différentes longueurs d'ondes, en continuant à scruter son intérieur grâce à la sismologie en espérant pouvoir mesurer sans ambiguïté les modes de gravité qui apporteront alors des contraintes très fortes sur la dynamique des régions les plus profondes du Soleil. Il ne faudra pas non plus négliger les améliorations des modèles actuels et notamment la description des couches les plus externes très

sensibles à l'activité afin de pouvoir séparer les effets superficiels (excitation/amortissement des modes, magnétisme, turbulence) de ceux de la structure et de la dynamique interne. Une vision du Soleil en 4 dimensions sera bientôt accessible en suivant sa dynamique de la surface au coeur sur au moins un cycle de 11 ans. De plus de nouvelles expériences en laboratoire (LIL, LMJ) vont permettre d'étudier dans des conditions astrophysiques des phénomènes apparaissant au coeur des étoiles et de valider notre connaissance d'ingrédients fondamentaux nécessaires à la modélisation stellaire comme l'opacité ou l'équation d'état des plasmas.

L'étude des étoiles à travers le diagramme H-R bénéficiera des apports conjoints des projets de sismologie stellaire CoRoT, HARPS, SONG ou Kepler, de mesures en spectropolarimétrie grâce à ESPADONS pour explorer les champs magnétiques et des progrès dans la modélisation 1D/2D/3D de la structure stellaire. Il faudra également poursuivre l'effort et continuer à affiner les techniques d'analyse pour déterminer le plus précisément possible les propriétés des oscillations et pour obtenir la meilleure information possible sur les intérieurs stellaires. Notamment les outils exposés dans cette thèse devront être validés sur les données réelles de CoRoT et en ce qui concerne l'analyse par curvelettes, voir si leur domaine d'application peut être étendu à d'autres classes de pulsateurs, appliquée à des mesures au sol mono-/multi-sites (je pense à SONG et à la prochaine campagne d'observation de Procyon) et pourquoi pas tenter d'utiliser cette méthode dans le cadre de la recherche de modes g (à partir d'un diagramme-échelle des modes g , réguliers en période).

On voit donc que dans les années à venir l'évolution stellaire se verra doter de nouveaux outils aussi bien observationnels (sismologie, spectropolarimétrie, interférométrie) que numériques (simulations 1D/2D/3D) qui lui promet encore un bel avenir. Avenir auquel notre connaissance du Soleil continuera de jouer un rôle fondamental de passerelle vers les autres étoiles, les autres galaxies et notre univers.

Annexe A

Communications écrites et orales

Publications dans des revues à comité de lecture

- Turck-Chièze, S., Couvidat, S., Piau, L., Ferguson, J., **Lambert, P.**, Ballot, J., García, R. A. and Nghiem, P. A. P., 2004
Surprising Sun : a new step towards a complete picture ?
Physical Review Letters 93(21), 21102
- Ballot, J., García, R. A. and **Lambert, P.**, 2006
Rotation speed and stellar axis inclination from p modes : how CoRoT would see other suns
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 369, 1081
- **Lambert, P.**, Pires, S., Ballot, J., García, R. A., Starck, J. L. and Turck-Chièze, S., 2006
Curvelet analysis of asteroseismic data. I : Method description and application to simulated sun-like stars
Astronomy and Astrophysics, 454, 1021
- García, R. A., **Lambert, P.**, Ballot, J., Pires, S., Nghiem, P. A. P., Turck-Chièze, S. and Matthews, J. M., 2006
Curvelet analysis of asteroseismic data. II : The Procyon noise-reduced MOST power spectrum
Astronomy and Astrophysics, *soumis*
- Turck-Chièze, S., and **Lambert, P.**, 2006
On the origin of the solar cyclic activity for an improved Earth climate prediction
Advanced Space Research

Autres publications

- Michel, E., Baglin, A., Auvergne, M., Catala, C., Aerts, C., Alecian, G., Amado, P., Appourchaux, T., Ausseloos, M., Ballot, J., Barban, C., Baudin, F., Berthomieu, G., Boumier, P., Bohm, T., Briquet, M., Charpinet, S., Cunha, M. S., De Cat, P., Dupret, M. A., Fabregat, J., Floquet, M., Fremat, Y., Garrido, R., Garcia, R. A., Goupil, M.-J., Handler, G., Hubert, A.-M., Janot-Pacheco, E., **Lambert, P.**, Lebreton, Y., Lignieres, F., Lochard, J., Martin-Ruiz, S., Mathias, P., Mazumdar, A., Mittermayer, P., Montalban, J., Monteiro, M. J. P. F. G., Morel, P., Mosser, B., Moya, A., Neiner, C., Nghiem, P., Noels, A., Oehlinger, J., Poretti, E., Provost, J., Renan de Medeiros, J., de Ridder, J., Rieutord, M., Roca-Cortés, T., Roxburgh, I., Samadi, R., Scuflaire, R., Suarez, J. C., Theado, S., Thoul, A., Toutain, T., Turck-Chièze, S., Uytterhoeven, K., Vauclair, G., Vauclair, S., Weiss, W. W., Zwintz, K., 2006
The seismology programme of CoRoT
The CoRoT Mission, ESA SP-1306. Editors : Fridlund, Baglin, Lochard & Conroy.

- Appourchaux, T., Berthomieu, G., Michel, E., Ballot, J., Barban, C., Baudin, F., Boumier, P., De Ridder, J., Floquet, M., García, R. A., Garrido R., Goupil, M-J., **Lambert, P.**, Lochard, J., Mazumdar, A., Neiner, C., Poretti, E., Provost, J., Roxburgh, I., Samadi, R., and Toutain, T., 2006
Evaluation of the scientific performances for the sesimology programme
The CoRoT Mission, ESA SP-1306. Editors : Fridlund, Baglin, Lochard & Conroy.
- Appourchaux, T., Berthomieu, G., Michel, E., Aerts, C., Ballot, J., Barban, C., Baudin, F., Boumier, P., De Ridder, J., Floquet, M., García, R. A., Garrido R., Goupil, M-J., **Lambert, P.**, Lochard, J., Neiner, C., Poretti, E., Provost, J., Roxburgh, I., Samadi, R., and Toutain, T., 2006
Data analysis tools for the seismology programme
The CoRoT Mission, ESA SP-1306. Editors : Fridlund, Baglin, Lochard & Conroy.
- Nghiem, P. A. P., Ballot, J., García, R. A., **Lambert, P.**, and Turck-Chièze, S., 2006
Procyon A and η Boo : observational frequencies analyzed by the local-wave formalism

Publications dans des comptes-rendus de conférences

- Ballot, J., García, R. A., **Lambert, P.** and Teste, A., 2004
Seismic extraction of rotation parameters in solar-like stars : the problem of the rotation-axis inclination,
Proceedings of SOHO 14 - GONG 2004 Meeting, "Helio- and Asteroseismology : Towards a Golden Future"
- **Lambert, P.**, Pires, S., Ballot, J., García, R. A. and Starck, J. L., 2005
Curvelet applications to asteroseismic data
SF2A-2005 : Semaine de l'Astrophysique Française, meeting held in Strasbourg, France, June 27 - July 1, 2005, Edited by F. Casoli, T. Contini, J.M. Hameury and L. Paganì.
- Turck-Chièze, S., Appourchaux, T., Ballot, J., Berthomieu, G., Boumier, P., Brun, A. S., Cacciani, A., Christensen-Dalsgaard, J., Corbard, T., Couvidat, S., Eff-Darwich, A., Dintrans, B., Fossat, E., Garcia, R. A., Gelly, B., Gizon, L., Gough, D., Jimenez, A., Jimenez-Reyes, S., Kosovishev, A., **Lambert, P.**, Lopes, I., Martic, M., Mathis, S., Meunier, N., Nghiem, P. A., Palle, P., Piau, L., Provost, J., Rieutord, M., Robillot, J. M., Roudier, T., Roxburgh, I., Rozelot, J. P., Solanki, S., Talon, S., Thompson, M., Thuillier, G., Vauclair, S., Zahn, J. P., 2005
The magnetism of the solar interior for a complete MHD solar vision
Proceedings of 2005 ESLAB, symposium 19-21 April 2005
- Turck-Chièze, S., Schmutz, W., Thuillier, G., Jefferies, S., Pallé, P., Dewitt, S., Ballot, J., Berthomieu, G., Bonanno, A., Brun, A. S., Christensen-Dalsgaard, J., Corbard, T., Couvidat, S., Darwich, A. M., Dintrans, B., Domingo, V., Finsterle, W., Fossat, E., García, R. A., Gelly, B., Gough, D., Guzik, J., Jiménez, A.J., Jiménez-Reyes, S., Kosovichev, A., **Lambert, P.**, Lefebvre, S., Lopes, I., Martic, M., Mathis, S., Mathur, S., Nghiem, P.A.P., Piau, L., Provost, J., Rieutord, M., Robillot, J. M., Rogers, T., Roudier, T., Roxburgh, I., Rozelot, J. P., Straka, C., Talon, S., Théado, S., Thompson, M., Vauclair, S., and Zahn, J. P., 2006
The DynaMICS perspective,
Proceedings of SOHO 18 - GONG 2006 - HELAS I Meeting, "Beyond the spherical Sun : a new era of helio- and asteroseismology"

Présentation en conférence

- *Curvelet application to asteroseismic data*, CoRoT Week #8, Toulouse, France, 2005,

Articles de vulgarisation

- A l'écoute des étoiles (paru dans le numéro 2 des *Reflets de la Physique*, 2007)
 - La mission COROT (paru dans le numéro d'août du *Mensuel des Universités*, 2006)
-

Annexe B

Introduction du champ magnétique dans CESAM

B.1 Les équations

On souhaite introduire le champ magnétique dans un code 1D. Dans le cadre de la description suivie (Lydon & Sofia 1995), les équations de la structure interne prenant en compte la pression magnétique, telle qu'utilisées dans CESAM, sont :

$$\begin{aligned}\frac{\partial P_T}{\partial M} &= -\frac{GM}{4\pi R^4} = \frac{\partial P_g}{\partial M} + \frac{\partial P_{\text{mag}}}{\partial M} \\ \frac{\partial T}{\partial M} &= \frac{\partial P_T}{\partial M} \frac{T}{P_T} \nabla \\ \frac{\partial R}{\partial M} &= \frac{1}{4\pi R^2 \rho} \\ \frac{\partial L}{\partial M} &= \epsilon - \epsilon_G \\ \epsilon_G &= \frac{\partial U}{\partial t} - \frac{P_T}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial t} \\ \epsilon_G &\sim T \frac{\partial S}{\partial t} = C_p \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\delta}{\rho} \frac{\partial P_T}{\partial t} \text{approximation de Kippenhahn}\end{aligned}$$

avec $P_T = P_g + P_{\text{mag}} = P_g + B(R)^2/8\pi$ (on rappelle que ces équations sont écrites en c.g.s).

Si on considère un champ magnétique présentant un profil gaussien (Gough & Thompson 1990) de la forme :

$$\begin{aligned}B(R) &= B_0 \left[1 - \left(\frac{R - R_0}{d} \right)^2 \right] \\ B(R) &= \frac{B_0}{d^2} (d^2 - R^2 + 2RR_0 - R_0^2),\end{aligned}$$

la pression magnétique s'écrit :

$$P_m(R) = \frac{B^2}{8\pi} = \frac{B_0^2}{8\pi d^4} (d^2 - R^2 + 2RR_0 - R_0^2)^2$$

et le gradient de pression magnétique est :

$$\begin{aligned}\frac{dP_m}{dR} &= \frac{B_0^2}{2\pi d^4}(R_0 - R)(d^2 - R^2 + 2RR_0 - R_0^2) \\ \frac{dP_m}{dM} &= \frac{B_0^2}{8\pi^2 d^4} \frac{R_0 - R}{R^2 \rho} (d^2 - R^2 + 2RR_0 - R_0^2)\end{aligned}$$

L'équilibre magnétostatique (Eq. ??) devient :

$$\begin{aligned}\frac{dP_g}{dR} &= -\frac{GM}{R^2}\rho - \frac{dP_{\text{mag}}}{dR} \text{ sous forme eulérienne} \\ &= -\frac{GM}{R^2}\rho - \frac{B_0^2}{2\pi d^4}(R_0 - R)(d^2 - R^2 + 2RR_0 - R_0^2) \\ \frac{dP_g}{dM} &= -\frac{GM}{4\pi R^4} - \frac{dP_{\text{mag}}}{dM} \text{ sous forme lagrangienne} \\ &= -\frac{GM}{4\pi R^4} - \frac{B_0^2}{8\pi^2 d^4} \frac{R_0 - R}{R^2 \rho} (d^2 - R^2 + 2RR_0 - R_0^2)\end{aligned}$$

Dans CESAM, les équations de la structure interne sont codées après avoir été transformées suivant le changement de variables suivant :

$$\begin{aligned}\xi &= \ln P (\rightarrow prn) \\ \eta &= \ln T (\rightarrow trn) \\ \zeta &= (R/R_\odot)^2 (\rightarrow ay3) \\ \lambda &= (L/L_\odot)^{2/3} (\rightarrow ay4) \\ \mu &= (M/M_\odot)^{2/3} (\rightarrow ay5)\end{aligned}$$

soit

$$\begin{aligned}P &= e^\xi \rightarrow dP = e^\xi d\xi \\ T &= e^\eta \rightarrow dT = e^\eta d\eta \\ R &= R_\odot \sqrt{\zeta} \rightarrow dR = \frac{R_\odot}{2\sqrt{\zeta}} d\zeta \\ L &= L_\odot \lambda^{3/2} \rightarrow dL = \frac{3}{2} L_\odot \sqrt{\lambda} d\lambda \\ M &= M_\odot \mu^{3/2} \rightarrow dM = \frac{3}{2} M_\odot \sqrt{\mu} d\mu\end{aligned}$$

Ainsi l'équation de l'équilibre hydrostatique en variables lagrangiennes pour CESAM s'écrit :

$$\begin{aligned}
\frac{d\xi}{d\mu} &= -\frac{3G}{8\pi} \left(\frac{M_\odot}{R_\odot^2}\right)^2 \left(\frac{\mu}{\zeta}\right)^2 e^{-\xi} \\
&\quad - \frac{3B_0^2}{16\pi^2 d^4} \frac{M_\odot}{R_\odot^2} \frac{\sqrt{\mu}}{\zeta} e^{-\xi} \frac{1}{\rho} (R_0 - R_\odot \sqrt{\zeta})(d^2 - R_\odot^2 \zeta + 2R_0 R_\odot \sqrt{\zeta} - R_0^2) \\
\frac{\partial}{\partial \mu} \frac{d\xi}{d\mu} &= -\frac{3G}{8\pi} \left(\frac{M_\odot}{R_\odot^2}\right)^2 \left(\frac{\mu}{\zeta}\right)^2 e^{-\xi} \frac{2}{\mu} \\
&\quad - \frac{3B_0^2}{16\pi^2 d^4} \frac{M_\odot}{R_\odot^2} \frac{\sqrt{\mu}}{\zeta} e^{-\xi} \frac{1}{\rho} (R_0 - R_\odot \sqrt{\zeta})(d^2 - R_\odot^2 \zeta + 2R_0 R_\odot \sqrt{\zeta} - R_0^2) \left(\frac{1}{2\mu} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial \mu}\right) \\
\frac{\partial}{\partial \zeta} \frac{d\xi}{d\mu} &= -\frac{3G}{8\pi} \left(\frac{M_\odot}{R_\odot^2}\right)^2 \left(\frac{\mu}{\zeta}\right)^2 e^{-\xi} \frac{-2}{\zeta} \\
&\quad - \frac{3B_0^2}{16\pi^2 d^4} \frac{M_\odot}{R_\odot^2} \frac{\sqrt{\mu}}{\zeta} e^{-\xi} \frac{1}{\rho} (R_0 - R_\odot \sqrt{\zeta})(d^2 - R_\odot^2 \zeta + 2R_0 R_\odot \sqrt{\zeta} - R_0^2) \\
&\quad \left(-\frac{1}{\zeta} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial \zeta} - \frac{R_\odot}{2\sqrt{\zeta}} \frac{1}{R_0 - R_\odot \sqrt{\zeta}} + \frac{R_\odot}{d^2 - R_\odot^2 \zeta + 2R_0 R_\odot \sqrt{\zeta} - R_0^2} \left(-R_\odot + \frac{R_0}{\sqrt{\zeta}}\right)\right)
\end{aligned}$$

La contribution due au gradient de pression magnétique à l'équilibre magnétostatique est notée *dymag* :

$$\begin{aligned}
\text{dymag} &= -\frac{3B_0^2}{16\pi^2 d^4} \frac{M_\odot}{R_\odot^2} \frac{\sqrt{\mu}}{\zeta} e^{-\xi} \frac{1}{\rho} (R_0 - R_\odot \sqrt{\zeta})(d^2 - R_\odot^2 \zeta + 2R_0 R_\odot \sqrt{\zeta} - R_0^2) \\
\frac{\partial}{\partial \mu} \frac{d\xi}{d\mu} &= \text{dymag} \left(\frac{1}{2\mu} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial \mu}\right) \\
\frac{\partial}{\partial \zeta} \frac{d\xi}{d\mu} &= \text{dymag} \left(-\frac{1}{\zeta} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial \zeta} - \frac{R_\odot}{2\sqrt{\zeta}} \frac{1}{R_0 - R_\odot \sqrt{\zeta}} + \frac{R_\odot}{d^2 - R_\odot^2 \zeta + 2R_0 R_\odot \sqrt{\zeta} - R_0^2} \left(-R_\odot + \frac{R_0}{\sqrt{\zeta}}\right)\right)
\end{aligned}$$

En variables eulériennes pour CESAM, on obtient :

$$\begin{aligned}
\frac{d\xi}{d\zeta} &= -\frac{GM_\odot}{R_\odot} \frac{\mu}{\zeta^2} \rho e^{-\xi} - \frac{B_0^2 R_\odot}{2\pi^2 d^4} e^{-\xi} (R_0 - R_\odot \zeta)(d^2 - R_\odot^2 \zeta^2 + 2R_0 R_\odot \zeta - R_0^2) \\
\frac{\partial}{\partial \mu} \frac{d\xi}{d\zeta} &= -\frac{GM_\odot}{R_\odot} \frac{\mu}{\zeta^2} \rho e^{-\xi} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial \mu} + \frac{1}{\mu}\right) \\
\frac{\partial}{\partial \zeta} \frac{d\xi}{d\zeta} &= -\frac{GM_\odot}{R_\odot} \frac{\mu}{\zeta^2} \rho e^{-\xi} \left(-\frac{2}{\zeta} + \frac{\partial \rho}{\partial \zeta}\right) \\
&\quad - \frac{B_0^2 R_\odot}{2\pi^2 d^4} e^{-\xi} (R_0 - R_\odot \zeta)(d^2 - R_\odot^2 \zeta^2 + 2R_0 R_\odot \zeta - R_0^2) \left(\frac{2R_\odot(R_0 - R_\odot \zeta)}{d^2 - R_\odot^2 \zeta^2 + 2R_0 R_\odot \zeta - R_0^2} - \frac{R_\odot}{R_0 - R_\odot \zeta}\right)
\end{aligned}$$

Le calcul du gradient convectif se fait en se plaçant dans le cadre de la MLT. En suivant Kippenhan & Weigert (1992), on a :

– dans le cas standard, sans champ magnétique, le gradient convectif ∇_{conv} est tel que :

$$\nabla - \nabla_{ad} = \frac{\Gamma(\Gamma + 1)}{B} \quad (\text{B.1})$$

et est obtenu en résolvant :

$$\Phi \Gamma^3 + \Gamma(\Gamma + 1) - B(\nabla_{rad} - \nabla_{ad}) = 0 \quad (\text{B.2})$$

avec

$$\begin{aligned}\nabla_{ad} &= \frac{\Gamma_2 - 1}{\Gamma_2} \frac{d \ln P_{gaz}}{d \ln P} \\ B &= \xi \frac{l_m^4 g \delta (\rho C_p)^2}{H_p K^2} \\ K &= \frac{4acT^3}{3\kappa\rho} \\ g &= \frac{GM}{R^2} \\ \xi &= \frac{1}{72} \left(3 \frac{V}{Al_m}\right)^2 \left(1 + \frac{2Al_m}{3V\tau^2}\right)^2 \\ \nabla_{rad} &= \frac{3}{16\pi acG} \frac{\kappa LP}{mT^4} \\ \omega &= \kappa \rho l_m\end{aligned}$$

– dans le cas avec champ magnétique (Lydon & Sofia 1995) : le gradient convectif est tel que :

$$\nabla - \nabla_{ad} = \frac{y}{V\gamma_0^2 C} \left[1 + \frac{y}{V}\right] - \frac{V}{y} \frac{\nu}{\delta} (1-f) \nabla_\chi - \left[\frac{\delta}{\alpha} \nabla_{ad} f + (1-f)\right] \frac{\nu}{\delta} \nabla_\chi > 0 : \textit{convection}$$

avec un gradient adiabatique modifié :

$$\nabla'_{ad} = \nabla_{ad} \left(1 - \frac{\nu}{\alpha} \nabla_{ad}\right) \quad (\text{B.3})$$

et on doit résoudre non plus une équation cubique mais quadratique :

$$2Ay^4 + Vy^3 + V^2y^2[1 + 2AC\gamma_0^2(1-f)\frac{\nu}{\alpha}\nabla_\chi\nabla_{ad}] - Vy - [C\gamma_0^2V^4\frac{\nu}{\delta}(1-f)\nabla_\chi] = 0$$

avec

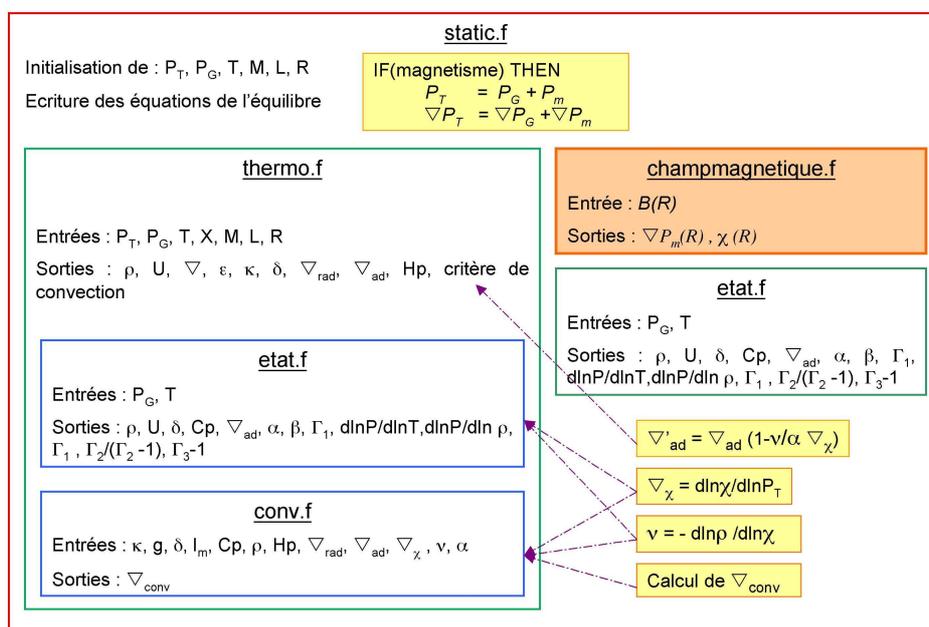
$$\begin{aligned}\gamma_0 &= \frac{C_p \rho}{2acT^3} \frac{3 + \omega^2}{3\omega} \\ Q &= \delta \\ C &= \frac{gQ\delta l_m^2}{8H_p} \\ V &= \frac{1}{\gamma_0 \sqrt{C}} \frac{1}{\sqrt{\nabla_{rad} - \nabla_{ad} + \left[\frac{\delta}{\alpha} f \nabla_{ad} + (1-f)\right] \frac{\nu}{\delta} \nabla_\chi}} \\ y &= \nu_{conv} V \gamma_0\end{aligned}$$

On a donc maintenant l'ensemble des équations incluant des termes liés à la pression magnétique telles qu'elles doivent être codées dans CESAM2k.

B.2 Dans CESAM

La nouvelle version, 2k, présente une programmation modulaire mettant à profit fortran90. Ceci apporte une meilleure lisibilité des routines et de leur interaction. La figure B.1 illustre les liens entre les routines devant prendre en compte le champ magnétique. Le champ magnétique est introduit au

travers grâce à la routine `champmagnetique.f` dans laquelle sont spécifiés et codés le profil de $B(R)$, le gradient de pression magnétique dP_{mag}/dR et les contributions à l'équation de l'équilibre hydrostatique, en ayant suivi le changement de variables adéquat. Cette routine est appelée dans `static_m.f`, dans laquelle on initialise les valeurs des pressions totale et gazeuse, et on introduit les contributions du champ magnétique aux équations de la S.I. De fait il n'est pas nécessaire de modifier les autres routines utilisant soit P_T soit P_g . La présence ou non du champ magnétique, ainsi que son intensité, sont spécifiées dans le fichier d'entrée des paramètres initiaux (microphysique etc) `.don`. Les modèles ont été calculés avec des paramètres standards (abondances de Grevesse & Noels 1993, avec diffusion microscopique selon Michaud & Proffitt 1991).



F . B.1 – Schéma illustrant les liens entre les différentes routines de CESAM où le champ magnétique doit être introduit.

L'introduction du champ magnétique a posé des problèmes dans le calcul des évolutions. Ces problèmes ont été résolus et des modèles ont pu être calculés et calibrés. Un profil gaussien du champ magnétique a été introduit avec différentes intensités (de 0 à 10MG) et à différentes profondeurs dans la zone convective (à la base $0.7R_{\odot}$ et au-dessus de $0.99R_{\odot}$). Mais l'étude des différents profils obtenus ne montrent aucune différence ! De même que la comparaison des fréquences calculées à partir de modèles différemment magnétisés. Le pas de temps peut être modifié en reprenant une évolution et en fixant un nouveau pas pour essayer de suivre une évolution sur des échelles caractéristiques d'un cycle d'activité mais un pas de temps de l'ordre de l'année n'a pu être utilisé. Ces travaux doivent être poursuivis pour permettre la validation d'outil complémentaire aux simulations 3D MHD entreprises par A.S.Brun et L. Jouve à Saclay.

Bibliographie

- E. G. Adelberger, S. M. Austin, J. N. Bahcall, A. B. Balantekin, G. Bogaert, L. S. Brown, L. Buchmann, F. E. Cecil, A. E. Champagne, L. de Braekeleer, C. A. Duba, S. R. Elliott, S. J. Freedman, M. Gai, G. Goldring, C. R. Gould, A. Gruzinov, W. C. Haxton, K. M. Heeger, E. Henley, C. W. Johnson, M. Kamionkowski, R. W. Kavanagh, S. E. Koonin, K. Kubodera, K. Langanke, T. Motobayashi, V. Pandharipande, P. Parker, R. G. Robertson, C. Rolfs, R. F. Sawyer, N. Shaviv, T. D. Shoppa, K. A. Snover, E. Swanson, R. E. Tribble, S. Turck-Chièze, and J. F. Wilkerson. *Solar fusion cross sections. Reviews of Modern Physics*, 70 :1265–1291, octobre 1998.
- D. R. Alexander and J. W. Ferguson. *Low-temperature Rosseland opacities. ApJ*, 437 :879–891, december 1994.
- C. Allende Prieto, I. Hubeny, and D. L. Lambert. *Non-LTE Model Atmospheres for Late-Type Stars. II : Restricted Non-LTE Calculations for a Solar-like Atmosphere. ApJ Lett.*, 691 :1192–1202, juillet 2003.
- E. Anders and N. Grevesse. *Abundances of the elements - Meteoritic and solar. Geochim. Cosmochim. Acta*, 53 :197–214, janvier 1989.
- B. Andersen and T. Leifsen. *Variation of Low Degree P-Mode Amplitudes. In D. Danesy, editor, ESA SP-559 : SOHO 14 Helio- and Asteroseismology : Towards a Golden Future*, pages 297–+, octobre 2004.
- E. R. Anderson, T. L. Duvall, and S. M. Jefferies. *Modeling of solar oscillation power spectra. ApJ*, 364 :699, december 1990.
- H. Ando and Y. Osaki. *Nonadiabatic nonradial oscillations - an application to the five-minute oscillation of the sun. PASJ*, 27 :581–603, 1975.
- M. Anguera Gubau, P. L. Palle, F. Perez Hernandez, C. Regulo, and T. Roca Cortes. *The low L solar p-mode spectrum at maximum and minimum solar activity. A&A*, 255 :363–372, février 1992.
- H. M. Antia. *Estimate of solar radius from f-mode frequencies. A&A*, 330 :336–340, février 1998.
- H. M. Antia. *Does the Sun Shrink with Increasing Magnetic Activity ? ApJ*, 590 :567–572, juin 2003.
- H. M. Antia and S. Basu. *High-Frequency and High-Wavenumber Solar Oscillations. ApJ*, 519 :400–406, juillet 1999.
- H. M. Antia and S. Basu. *The Discrepancy between Solar Abundances and Helioseismology. ApJ Lett.*, 620 :L129–L132, février 2005.
- H. M. Antia, S. Basu, J. Pintar, and B. Pohl. *Solar Cycle Variation in Solar f-Mode Frequencies and Radius. Sol. Phys.*, 192 :459–468, mars 2000a.
- H. M. Antia, S. M. Chitre, and M. J. Thompson. *Helioseismic Search for Magnetic Field in the Solar Interior. Journal of Astrophysics and Astronomy*, 21 :343–+, juin 2000b.
- T. Appourchaux. *On Maximum Likelihood Estimation of averaged power spectra. A&A*, 412 :903–904, december 2003.
- T. Appourchaux. *On detecting short-lived p modes in a stellar oscillation spectrum. A&A*, 428 :1039–1042, december 2004.
-

- T. Appourchaux, L. Gizon, and M.-C. Rabello-Soares. *The art of fitting p-mode spectra. I. Maximum likelihood estimation.* *A&AS*, 132 :107–119, octobre 1998a.
- T. Appourchaux, M.-C. Rabello-Soares, and L. Gizon. *The art of fitting p-mode spectra. II. Leakage and noise covariance matrices.* *A&AS*, 132 :121–132, octobre 1998b.
- M. Asplund. *New Light on Stellar Abundance Analyses : Departures from LTE and Homogeneity.* *ARA&A*, 43 : 481–530, septembre 2005.
- M. Asplund, N. Grevesse, A. J. Sauval, C. Allende Prieto, and D. Kiselman. *Line formation in solar granulation. IV. [O I], O I and OH lines and the photospheric O abundance.* *A&A*, 417 :751–768, avril 2004.
- M. Asplund, N. Grevesse, A. J. Sauval, C. Allende Prieto, and D. Kiselman. *Line formation in solar granulation. IV. [O I], O I and OH lines and the photospheric O abundance.* *A&A*, 435 :339–340, mai 2005.
- M. Asplund, N. Grevesse, and A. J. Sauval. *The new solar abundances - Part I : the observations.* *Communications in Asteroseismology*, 147 :76–79, janvier 2006.
- H. W. Babcock. *The Topology of the Sun's Magnetic Field and the 22-YEAR Cycle.* *ApJ*, 133 :572–+, mars 1961.
- N. R. Badnell, M. A. Bautista, K. Butler, F. Delahaye, C. Mendoza, P. Palmeri, C. J. Zeippen, and M. J. Seaton. *Updated opacities from the Opacity Project.* *MNRAS*, 360 :458–464, juin 2005.
- A. Baglin, M. Auvergne, C. Catala, E. Michel, and COROT Team. *Asteroseismology with the space mission COROT : photometric performances targets and mission profile.* In A. Wilson and P. L. Pallé, editors, *ESA SP-464 : SOHO 10/GONG 2000 Workshop : Helio- and Asteroseismology at the Dawn of the Millennium*, pages 395–398, janvier 2001.
- J. N. Bahcall and C. Peña-Garay. *Solar models and solar neutrino oscillations.* *New Journal of Physics*, 6 :63–+, juin 2004.
- J. N. Bahcall and R. K. Ulrich. *Solar models, neutrino experiments, and helioseismology.* *Reviews of Modern Physics*, 60 :297–372, avril 1988.
- J. N. Bahcall, N. A. Bahcall, and R. K. Ulrich. *Sensitivity of the Solar-Neutrino Fluxes.* *ApJ*, 156 :559–+, mai 1969.
- J. N. Bahcall, M. H. Pinsonneault, and G. J. Wasserburg. *Solar models with helium and heavy-element diffusion.* *Reviews of Modern Physics*, 67 :781–808, octobre 1995.
- J. N. Bahcall, S. Basu, and M. H. Pinsonneault. *How uncertain are solar neutrino predictions ?* *Physics Letters B*, 433 :1–2, août 1998.
- J. N. Bahcall, A. M. Serenelli, and M. Pinsonneault. *How Accurately Can We Calculate the Depth of the Solar Convective Zone ?* *ApJ*, 614 :464–471, octobre 2004.
- S. Baliunas, D. Sokoloff, and W. Soon. *Magnetic Field and Rotation in Lower Main-Sequence Stars : an Empirical Time-dependent Magnetic Bode's Relation ?* *ApJ Lett.*, 457 :L99+, février 1996.
- S. L. Baliunas, R. A. Donahue, W. H. Soon, J. H. Horne, J. Frazer, L. Woodard-Eklund, M. Bradford, L. M. Rao, O. C. Wilson, Q. Zhang, W. Bennett, J. Briggs, S. M. Carroll, D. K. Duncan, D. Figueroa, H. H. Lanning, T. Misch, J. Mueller, R. W. Noyes, D. Poppe, A. C. Porter, C. R. Robinson, J. Russell, J. C. Shelton, T. Soyumer, A. H. Vaughan, and J. H. Whitney. *Chromospheric variations in main-sequence stars.* *ApJ*, 438 :269–287, janvier 1995.
- J. Ballot, S. Turck-Chièze, and R. A. García. *Seismic extraction of the convective extent in solar-like stars. The observational point of view.* *A&A*, 423 :1051, septembre 2004.
-

- J. Ballot, R. A. García, and P. Lambert. *Rotation speed and stellar axis inclination from p modes : how CoRoT would see other suns. MNRAS*, 369 :1281–1286, juillet 2006.
- C. Barban, E. Michel, M. Martić, J. Schmitt, J. C. Lebrun, A. Baglin, and J. L. Bertaux. *Solar-like oscillations of Procyon A : stellar models and time series simulations versus observations. A&A*, 350 :617–625, octobre 1999.
- S. A. Barnes. *On the Rotational Evolution of Solar- and Late-Type Stars, Its Magnetic Origins, and the Possibility of Stellar Gyrochronology. ApJ*, 586 :464–479, mars 2003.
- S. Basu. *Seismology of the base of the solar convection zone. MNRAS*, 288 :572–584, juillet 1997.
- S. Basu. *What does helioseismology tell us about solar cycle related structural changes in the Sun ?* In A. Wilson, editor, *ESA SP-508 : From solar min to max : half a solar cycle with SoHO*, pages 7–14, juin 2002.
- S. Basu. *Stellar Inversions. Ap&SS*, 284 :153–164, 2003.
- S. Basu and H. M. Antia. *Constraining Solar Abundances Using Helioseismology. ApJ Lett.*, 606 :L85–L88, mai 2004.
- S. Basu and J. Christensen-Dalsgaard. *Equation of state and helioseismic inversions. A&A*, 322 :L5–L8, juin 1999.
- S. Basu, W. Däppen, and A. Nayfonov. *Helioseismic Analysis of the Hydrogen Partition Function in the Solar Interior. ApJ*, 518 :985–993, juin 1999.
- S. Basu, J. Christensen-Dalsgaard, and M. J. Thompson. *SOLA inversions for the core structure of solar-type stars.* In B. Battrick, F. Favata, I. W. Roxburgh, and D. Galadi, editors, *ESA SP-485 : Stellar Structure and Habitable Planet Finding*, pages 249–252, janvier 2002.
- S. Basu, A. Mazumdar, H. M. Antia, and P. Demarque. *Asteroseismic determination of helium abundance in stellar envelopes. MNRAS*, 350 :277, mai 2004.
- F. Baudin, A. Gabriel, and D. Gibert. *A new method for helioseismic data analysis. A&A*, 276 :L1+, septembre 1993.
- F. Baudin, A. Gabriel, and D. Gibert. *Time/frequency analysis of solar p-modes. A&A*, 285 :L29+, mai 1994.
- T. Bedding and H. Kjeldsen. *Solar-like oscillations. Publications of the Astronomical Society of Australia*, 20 :203–212, 2003.
- T. Bedding and H. Kjeldsen. *Observations of solar-like oscillations.* In *ESA SP-624 : Proceedings of SOHO 18/GONG 2006/HELAS I, Beyond the spherical Sun*, octobre 2006.
- T. R. Bedding, H. Kjeldsen, J. Reetz, and B. Barbuy. *Measuring stellar oscillations using equivalent widths of absorption lines. MNRAS*, 280 :1155–1161, juin 1996.
- T. R. Bedding, H. Kjeldsen, R. P. Butler, C. McCarthy, G. W. Marcy, S. J. O’Toole, C. G. Tinney, and J. T. Wright. *Oscillation Frequencies and Mode Lifetimes in α Centauri A. ApJ*, 614 :380, octobre 2004.
- T. R. Bedding, H. Kjeldsen, F. Bouchy, H. Bruntt, R. P. Butler, D. L. Buzasi, J. Christensen-Dalsgaard, S. Frandsen, J.-C. Lebrun, M. Martić, and J. Schou. *The non-detection of oscillations in Procyon by MOST : Is it really a surprise ? A&A*, 432 :L43–L48, mars 2005.
- G. Berthomieu, T. Toutain, G. Gonczi, T. Corbard, J. Provost, and P. Morel. *About structure inversions of simulated COROT data for a solar like star.* In A. Wilson and P. L. Pallé, editors, *ESA SP-464 : SOHO 10/GONG 2000 Workshop : Helio- and Asteroseismology at the Dawn of the Millennium*, pages 411–414, janvier 2001.
- S. Bi and H. Xu. *The influence of turbulence on the solar p-mode oscillations. A&A*, 357 :330–336, mai 2000.
-

- S. L. Bi, Y. Liao, and J. X. Wang. *Influence of turbulent magnetic fields on mode frequencies*. *A&A*, 397 : 1069–1074, janvier 2003.
- L. Biermann. *Untersuchungen über den inneren Aufbau der Sterne. IV. Konvektionszonen im Innern der Sterne. (Veröffentlichungen der Universitäts-Sternwarte Göttingen, Nr. 27.) Mit 5 Abbildungen. Zeitschrift für Astrophysik*, 5 :117–+, 1932.
- L. Bigot and W. A. Dziembowski. *The oblique pulsator model revisited*. *A&A*, 391 :235–245, août 2002.
- T. J. Bogdan and E. G. Zweibel. *Effect of a fibril magnetic field on solar p-modes*. *ApJ*, 298 :867–875, novembre 1985.
- E. Böhm-Vitense. *Über die Wasserstoffkonvektionszone in Sternen verschiedener Effektivtemperaturen und Leuchtkräfte. Mit 5 Textabbildungen. Zeitschrift für Astrophysik*, 46 :108–+, 1958.
- F. Bouchy and F. Carrier. *Present Observational Status of Solar-type stars*. *Ap&SS*, 284 :21–28, 2003.
- F. Bouchy, A. Maeder, M. maior, D. Megevand, F. Pepe, and D. Sosnowska. *Oscillations on the star Procyon*. *ArXiv Astrophysics e-prints*, octobre 2005.
- M. Breger, P. Lenz, V. Antoci, E. Guggenberger, R. R. Shobbrook, G. Handler, B. Ngwato, F. Rodler, E. Rodriguez, P. López de Coca, A. Rolland, and V. Costa. *Detection of 75+ pulsation frequencies in the δ Scuti star FG Virginis*. *A&A*, 435 :955–965, juin 2005.
- T. M. Brown, R. L. Gilliland, R. W. Noyes, and L. W. Ramsey. *Detection of possible p-mode oscillations on Procyon*. *ApJ*, 368 :599–609, février 1991.
- T. M. Brown, W. Borucki, S. Frandsen, R. L. Gilliland, A. Jones, R. W. Noyes, T. Tarbell, A. Title, and R. K. Ulrich. *Precise Photometry Mission – Measuring Stellar Microvariability from Space*. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 1385–+, december 1995.
- A. S. Brun, S. Turck-Chièze, and J. P. Zahn. *Standard Solar Models in the Light of New Helioseismic Constraints. II. Mixing below the Convective Zone*. *ApJ*, 525 :1032–1041, novembre 1999.
- A. S. Brun, M. K. Browning, and J. Toomre. *Simulations of Core Convection in Rotating A-Type Stars : Magnetic Dynamo Action*. *ApJ*, 629 :461–481, août 2005.
- H. Bruntt, H. Kjeldsen, D. L. Buzasi, and T. R. Bedding. *Evidence for Granulation and Oscillations in Procyon from Photometry with the WIRE Satellite*. *ApJ*, 633 :440–446, novembre 2005.
- D. Buzasi, J. Catanzarite, R. Laher, T. Conrow, D. Shupe, T. N. Gautier, III, T. Kreidl, and D. Everett. *The Detection of Multimodal Oscillations on α Ursae Majoris*. *ApJ Lett.*, 532 :L133–L136, avril 2000.
- W. R. Campbell and B. Roberts. *The influence of a chromospheric magnetic field on the solar p- and f-modes*. *ApJ*, 338 :538–556, mars 1989.
- E. J. Candès. *Ridgelets : Theory and Applications*. PhD thesis, Stanford University, 1998.
- E. J. Candès and D. L. Donoho. *Curvelets - A Surprisingly Effective Nonadaptive Representation for Objects with Edges*. In *Curves and Surfaces : Saint-Malo 1999*, ed. A. Cohen, C. Rabut, and L. Schumaker (Vanderbilt University Press, Nashville, TN), 1999.
- V. M. Canuto and I. Mazzitelli. *Stellar turbulent convection - A new model and applications*. *ApJ*, 370 :295–311, mars 1991.
- M. Castro, S. Vauclair, and O. Richard. *Low abundances of heavy elements in the solar outer layers : comparisons of solar models with helioseismic inversions*. *ArXiv Astrophysics e-prints*, novembre 2006.
-

- C. Catala, C. Aerts, S. Aigrain, E. Antonello, T. Appourchaux, M. Auvergne, A. Baglin, P. Barge, M. A. Barstow, F. Baudin, P. Boumier, A. C. Cameron, J. Christensen-Dalsgaard, G. Cutispoto, H. Deeg, M. Deleuil, S. Desidera, J.-F. Donati, F. Favata, B. H. Foing, J. F. Gameiro, R. Garcia, F. Garrido, K. Horne, A. F. Lanza, A. C. Lanzafame, A. Lecavelier Des Etangs, A. Léger, M. Mas-Hesse, S. Messina, G. Micela, E. Michel, M. J. P. F. G. Monteiro, B. Mosser, A. Noels, I. Pagano, G. Piotto, E. Poretti, H. Rauer, T. Roca-Cortés, M. Rodono, D. Rouan, I. Roxburgh, J. Schneider, K. Strassmeier, S. Turck-Chièze, S. Vauclair, A. Vidal-Madjar, W. W. Weiss, and P. Wheatley. *The life of stars and their planets*. In *ESA SP-588 : 9th ESLAB Symposium on Trends in Space Science and Cosmic Vision 2020*, (Eds) F. Favata, J. Sanz-Forcada, A. Gimnez, B. Battrick, pages 99–104, 2005.
- B. Chaboyer, P. Demarque, and D. B. Guenther. *The Pulsation Properties of Procyon A*. *ApJ Lett.*, 525 :L41–L44, novembre 1999.
- S. Chandrasekhar. *An introduction to the study of stellar structure*. The University of Chicago Press, 1939.
- S. Chandrasekhar and N. R. Lebovitz. *The Equilibrium and the Stability of the Jeans Spheroids*. *ApJ*, 137 : 1172–+, mai 1963.
- W. J. Chaplin, Y. Elsworth, G. R. Isaak, R. Lines, C. P. McLeod, B. A. Miller, and R. New. *Low-frequency, low-degree solar p-mode measurements from recent BiSON* data*. *MNRAS*, 282 :L15–L19, septembre 1996.
- W. J. Chaplin, Y. Elsworth, G. R. Isaak, R. Lines, C. P. McLeod, B. A. Miller, and R. New. *An analysis of solar p-mode frequencies extracted from BiSON data : 1991-1996*. *MNRAS*, 300 :1077–1090, novembre 1998.
- G. A. Chapman. *Solar variability due to sunspots and faculae*. *J. Geophys. Res.*, 92 :809–812, janvier 1987.
- P. Charbonneau and K. B. MacGregor. *Solar Interface Dynamos. II. Linear, Kinematic Models in Spherical Geometry*. *ApJ*, 486 :502–+, septembre 1997.
- P. Charbonneau, J. Christensen-Dalsgaard, R. Henning, R. M. Larsen, J. Schou, M. J. Thompson, and S. Tomczyk. *Helioseismic Constraints on the Structure of the Solar Tachocline*. *ApJ*, 527 :445–460, december 1999.
- C. Charbonnel and S. Talon. *Influence of Gravity Waves on the Internal Rotation and Li Abundance of Solar-Type Stars*. *Science*, 309 :2189–2191, septembre 2005.
- D. Y. Chou, M. T. Sun, T. Y. Huang, A. Jimenez, S. P. Lai, P. J. Chi, K. T. Ou, C. C. Wang, J. Y. Lu, A. L. Chu, C. S. Niu, T. M. Mu, K. R. Chen, Y. P. Chou, M. C. Rabello-Soares, G. X. Ai, G. P. Wang, H. Zirin, W. Marquette, and J. Neno. *Taiwan oscillation network*. *Sol. Phys.*, 160 :237–243, septembre 1995.
- A. R. Choudhuri and P. Chatterjee. *On Solar Radius Variation with Magnetic Field*. *ArXiv Astrophysics e-prints*, novembre 2003.
- A. R. Choudhuri, M. Schussler, and M. Dikpati. *The solar dynamo with meridional circulation*. *A&A*, 303 :L29+, novembre 1995.
- J. Christensen-Dalsgaard. *On solar models and their periods of oscillation*. *MNRAS*, 199 :735–761, mai 1982.
- J. Christensen-Dalsgaard. *A Hertzsprung-Russell Diagram for Stellar Oscillations*. In J. Christensen-Dalsgaard and S. Frandsen, editors, *IAU Symp. 123 : Advances in Helio- and Asteroseismology*, pages 295–+, 1988.
- J. Christensen-Dalsgaard. *Helioseismology, Solar Models and Solar Neutrinos*. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 48 :325–334, mai 1996.
- J. Christensen-Dalsgaard. *Helioseismology*. *Reviews of Modern Physics*, 74 :1073–1129, novembre 2002.
- J. Christensen-Dalsgaard. *Rotation of the Solar Convective Zone from Helioseismology*. In *IAU Symposium*, août 2006.
- J. Christensen-Dalsgaard and S. Frandsen. *Stellar 5 min oscillations*. *Sol. Phys.*, 82 :469–486, janvier 1983.
-

- J. Christensen-Dalsgaard and D. O. Gough. *Towards a heliological inverse problem*. *Nature*, 259 :89–92, janvier 1976.
- J. Christensen-Dalsgaard and D. O. Gough. *On the interpretation of five-minute oscillations in solar spectrum line shifts*. *MNRAS*, 198 :141–171, janvier 1982.
- J. Christensen-Dalsgaard, T. L. Duvall, Jr., D. O. Gough, J. W. Harvey, and E. J. Rhodes, Jr. *Speed of sound in the solar interior*. *Nature*, 315 :378–382, mai 1985.
- J. Christensen-Dalsgaard, D. O. Gough, and M. J. Thompson. *The depth of the solar convection zone*. *ApJ*, 378 :413–437, septembre 1991.
- R. U. Claudi, A. Bonanno, S. Leccia, R. Ventura, S. Desidera, R. Gratton, R. Cosentino, L. Paternò, and M. Endl. *Asteroseismology of Procyon A with SARG at TNG*. *A&A*, 429 :L17–L20, janvier 2005.
- A. Claverie, G. R. Isaak, C. P. McLeod, H. B. van der Raay, and T. R. Cortes. *Solar structure from global studies of the 5-minute oscillation*. *Nature*, 282 :591–594, december 1979.
- A. H. Córscico and L. G. Althaus. *Asteroseismic inferences on GW Virginis variable stars in the frame of new PG 1159 evolutionary models*. *A&A*, 454 :863–881, août 2006.
- S. Couvidat. *Rôle de l'héliosismologie dans la dynamique interne du Soleil et dans le problème des neutrinos solaires*. PhD thesis, Université Denis Diderot - Paris 7, 2002.
- S. Couvidat, S. Turck-Chièze, and A. G. Kosovichev. *Solar Seismic Models and the Neutrino Predictions*. *ApJ*, 599 :1434–1448, december 2003.
- T. G. Cowling. *The stability of gaseous stars (Second paper)*. *MNRAS*, 96 :42–+, novembre 1935.
- T. G. Cowling. *The non-radial oscillations of polytropic stars*. *MNRAS*, 101 :367–+, 1941.
- J. P. Cox and R. T. Giuli. *Principles of stellar structure*. New York, Gordon and Breach [1968], 1968.
- B. Croll, G. A. H. Walker, R. Kuschnig, J. M. Matthews, J. F. Rowe, A. Walker, S. M. Rucinski, A. P. Hatzes, W. D. Cochran, R. M. Robb, D. B. Guenther, A. F. J. Moffat, D. Sasselov, and W. W. Weiss. *Differential Rotation of ϵ Eridani Detected by MOST*. *ApJ*, 648 :607–613, septembre 2006.
- J. Cuypers, C. Aerts, D. Buzasi, J. Catanzarite, T. Conrow, and R. Laher. *Asteroseismology "on a WIRE"*. In B. Battrick, F. Favata, I. W. Roxburgh, and D. Galadi, editors, *ESA SP-485 : Stellar Structure and Habitable Planet Finding*, pages 41–47, janvier 2002.
- S. Degl'Innocenti, P. G. Prada Moroni, and B. Ricci. *The heavy elements mixture and the stellar cluster age*. *ArXiv Astrophysics e-prints*, avril 2005.
- P. Demarque, J. G. Mengel, and A. V. Sweigart. *Rotating Solar Models with Low Neutrino Flux*. *ApJ*, 183 :997–1004, août 1973.
- P. R. Demarque and J. R. Percy. *A Series of Solar Models*. *ApJ*, 140 :541–+, août 1964.
- F.-L. Deubner. *Observations of low wavenumber nonradial eigenmodes of the sun*. *A&A*, 44 :371–375, novembre 1975.
- F.-L. Deubner and D. Gough. *Helioseismology : Oscillations as a Diagnostic of the Solar Interior*. *ARA&A*, 22 :593–619, 1984.
- M. P. di Mauro. *Theoretical Aspects of Asteroseismology : Small Steps Towards a Golden Future*. In D. Danesy, editor, *ESA SP-559 : SOHO 14 Helio- and Asteroseismology : Towards a Golden Future*, pages 186–+, octobre 2004.
-

- M. P. di Mauro, J. Christensen-Dalsgaard, L. Paternò, and F. D'Antona. *Interpretation of the solar-like pulsational behaviour of η Bootis*. *Sol. Phys.*, 220 :185–198, avril 2004.
- M. Dikpati and P. Charbonneau. *A Babcock-Leighton Flux Transport Dynamo with Solar-like Differential Rotation*. *ApJ*, 518 :508–520, juin 1999.
- M. Dikpati and P. A. Gilman. *Simulating and Predicting Solar Cycles Using a Flux-Transport Dynamo*. *ApJ*, 649 :498–514, septembre 2006.
- V. Domingo, B. Fleck, and A. I. Poland. *The SoHO Mission : an Overview*. *Sol. Phys.*, 162 :1–37, 1995.
- R. A. Donahue, S. H. Saar, and S. L. Baliunas. *A Relationship between Mean Rotation Period in Lower Main-Sequence Stars and Its Observed Range*. *ApJ*, 466 :384–+, juillet 1996. doi : 10.1086/177517.
- J.-F. Donati. *Rotation and Magnetic Fields of Solar-Like Stars (Invited Review)*. In A. Maeder and P. Eenens, editors, *IAU Symposium*, pages 258–+, juin 2004.
- J. J. Drake and P. Testa. *The 'solar model problem' solved by the abundance of neon in nearby stars*. *Nature*, 436 :525–528, juillet 2005.
- T. L. Duvall, Jr. and L. Gizon. *Time-Distance Helioseismology with f Modes as a Method for Measurement of Near-Surface Flows*. *Sol. Phys.*, 192 :177–191, mars 2000.
- T. L. Duvall, Jr. and J. W. Harvey. *Observations of solar oscillations of low and intermediate degree*. *Nature*, 302 :24–27, mars 1983.
- T. L. Duvall, Jr. and J. W. Harvey. *Solar Doppler shifts - Sources of continuous spectra*. In D. O. Gough, editor, *NATO ASIC Proc. 169 : Seismology of the Sun and the Distant Stars*, pages 105–116, 1986.
- T. L. Duvall, Jr., A. G. Kosovichev, P. H. Scherrer, R. S. Bogart, R. I. Bush, C. de Forest, J. T. Hoeksema, J. Schou, J. L. R. Saba, T. D. Tarbell, A. M. Title, C. J. Wolfson, and P. N. Milford. *Time-Distance Helioseismology with the MDI Instrument : Initial Results*. *Sol. Phys.*, 170 :63–73, 1997.
- W. A. Dziembowski and P. R. Goode. *Helioseismic Probing of Solar Variability : The Formalism and Simple Assessments*. *ApJ*, 600 :464–479, janvier 2004.
- W. A. Dziembowski, A. A. Pamiatnykh, and R. Sienkiewicz. *Helium content in the solar convective envelope from helioseismology*. *MNRAS*, 249 :602–605, avril 1991.
- W. A. Dziembowski, G. Fiorentini, B. Ricci, and R. Sienkiewicz. *Helioseismology and the solar age*. *A&A*, 343 :990–996, mars 1999.
- W. A. Dziembowski, P. R. Goode, A. G. Kosovichev, and J. Schou. *Signatures of the Rise of Cycle 23*. *ApJ*, 537 :1026–1038, juillet 2000.
- W. A. Dziembowski, P. R. Goode, and J. Schou. *Does the Sun Shrink with Increasing Magnetic Activity ?* *ApJ*, 553 :897–904, juin 2001.
- H. Dzitko, S. Turck-Chieze, P. Delbourgo-Salvador, and C. Lagrange. *The Screened Nuclear Reaction Rates and the Solar Neutrino Puzzle*. *ApJ*, 447 :428–+, juillet 1995.
- A. S. Eddington. *The Internal Constitution of the Stars*. The Internal Constitution of the Stars, Cambridge : Cambridge University Press, 1926, 1926a.
- A. S. Eddington. *Theories of Cepheid variation*. *The Observatory*, 49 :88–88, mars 1926b.
- P. Eggenberger, F. Carrier, F. Bouchy, and A. Blecha. *Solar-like oscillations in Procyon A*. *A&A*, 422 :247–252, juillet 2004.
- P. P. Eggleton. *Composition changes during stellar evolution*. *MNRAS*, 156 :361–+, 1972.
-

- J. R. Elliott and A. G. Kosovichev. *The Adiabatic Exponent in the Solar Core*. *ApJ Lett.*, 500 :L199+, juin 1998.
- M. Emilio, J. R. Kuhn, R. I. Bush, and P. Scherrer. *On the Constancy of the Solar Diameter*. *ApJ*, 543 :1007–1010, novembre 2000.
- A. S. Endal and S. Sofia. *The evolution of rotating stars. II - Calculations with time-dependent redistribution of angular momentum for 7- and 10-solar-mass stars*. *ApJ*, 220 :279–290, février 1978.
- S. Engstler, G. Raimann, C. Angulo, U. Greife, C. Rolfs, U. Schröder, E. Somorjai, B. Kirch, and K. Langanke. *Test for isotopic dependence of electron screening in fusion reactions*. *Physics Letters B*, 279 :20–24, avril 1992.
- D. J. Evans and B. Roberts. *The influence of a chromospheric magnetic field on the solar p- and f-modes. II - Uniform chromospheric field*. *ApJ*, 356 :704–719, juin 1990.
- D. J. Evans and B. Roberts. *Interpretation of solar-cycle variability in high-degree p-mode frequencies*. *Nature*, 355 :230–232, janvier 1992.
- J. W. Evans and R. Michard. *Observational Study of Macroscopic Inhomogeneities in the Solar Atmosphere. III. Vertical Oscillatory Motions in the Solar Photosphere*. *ApJ*, 136 :493–+, septembre 1962.
- A. Ferriz-Mas, D. Schmitt, and M. Schuessler. *A dynamo effect due to instability of magnetic flux tubes*. *A&A*, 289 :949–956, septembre 1994.
- D. Fierry Fraillon, B. Gelly, F. X. Schmider, F. Hill, E. Fossat, and A. Pantel. *Power spectrum modelisation of helioseismic data : an application to the measurement of solar p-mode uncertainties*. *A&A*, 333 :362, mai 1998.
- G. H. Fisher, Y. Fan, D. W. Longcope, M. G. Linton, and A. A. Pevtsov. *The Solar Dynamo and Emerging Flux - (Invited Review)*. *Sol. Phys.*, 192 :119–139, mars 2000.
- M. Fligge, S. K. Solanki, J. M. Pap, C. Fröhlich, and C. Wehrli. *Variations of solar spectral irradiance from near UV to the infrared-measurements and results*. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 63 :1479–1487, septembre 2001.
- H. O. Floranes, J. Christensen-Dalsgaard, and M. J. Thompson. *The use of frequency-separation ratios for asteroseismology*. *MNRAS*, 356 :671–679, janvier 2005.
- M. Forestini. *Principes fondamentaux de structure stellaire*. New York, Gordon and Breach [1999], 1999.
- E. Fossat. *The IRIS network for full disk helioseismology - Present status of the programme*. *Sol. Phys.*, 133 :1–12, mai 1991.
- E. Fossat, B. Gelly, G. Grec, and M. Pomerantz. *Search for Solar P-Mode Frequency Changes Between 1980 and 1985*. *A&A*, 177 :L47+, mai 1987.
- C. Foullon and B. Roberts. *The influence of internal magnetic layers on the frequencies of solar p-modes*. *A&A*, 439 :713–726, août 2005.
- C. Fröhlich. *Observations of Irradiance Variations*. *Space Science Reviews*, 94 :15–24, novembre 2000.
- C. Fröhlich and J. Lean. *Solar radiative output and its variability : evidence and mechanisms*. *A&A Rev.*, 12 :273–320, december 2004.
- C. Fröhlich, J. Romero, H. Roth, C. Wehrli, B. N. Andersen, T. Appourchaux, V. Domingo, U. Telljohann, G. Berthomieu, P. Delache, J. Provost, T. Toutain, D. A. Crommelynck, A. Chevalier, A. Fichot, W. Dappen, D. Gough, T. Hoeksema, A. Jimenez, M. F. Gomez, J. M. Herreros, T. R. Cortes, A. R. Jones, J. M. Pap, and R. C. Willson. *VIRGO : Experiment for Helioseismology and Solar Irradiance Monitoring*. *Sol. Phys.*, 162 :101–128, 1995.
- C. Fröhlich, D. A. Crommelynck, C. Wehrli, M. Anklin, S. Dewitte, A. Fichot, W. Finsterle, A. Jiménez, A. Chevalier, and H. Roth. *In-Flight Performance of the Virgo Solar Irradiance Instruments on SOHO*. *Sol. Phys.*, 175 :267–286, octobre 1997.
-

- A. H. Gabriel, G. Grec, J. Charra, J.-M. Robillot, T. R. Cortes, S. Turck-Chieze, R. Bocchia, P. Boumier, M. Cantin, E. Cespedes, B. Cougrand, J. Cretolle, L. Dame, M. Decaudin, P. Delache, N. Denis, R. Duc, H. Dzitko, E. Fossat, J.-J. Fourmond, R. A. Garcia, D. Gough, C. Grivel, J. M. Herreros, H. Lagardere, J.-P. Moalic, P. L. Pallé, N. Petrou, M. Sanchez, R. Ulrich, and H. B. van der Raay. *Global Oscillations at Low Frequency from the SOHO Mission (GOLF)*. *Sol. Phys.*, 162 :61–99, 1995.
- A. H. Gabriel, F. Baudin, P. Boumier, R. A. García, S. Turck-Chièze, T. Appourchaux, L. Bertello, G. Berthomieu, J. Charra, D. O. Gough, P. L. Pallé, J. Provost, C. Renaud, J.-M. Robillot, T. Roca Cortés, S. Thiery, and R. K. Ulrich. *A search for solar g modes in the GOLF data*. *A&A*, 390 :1119–1131, août 2002.
- R. A. García, T. Corbard, W. J. Chaplin, S. Couvidat, A. Eff-Darwich, S. J. Jiménez-Reyes, S. G. Korzennik, J. Ballot, P. Boumier, E. Fossat, C. J. Henney, R. Howe, M. Lazrek, J. Lochard, P. L. Pallé, and S. Turck-Chièze. *About the rotation of the solar radiative interior*. *Sol. Phys.*, 220 :269–285, avril 2004a.
- R. A. García, S. J. Jiménez-Reyes, S. Turck-Chièze, J. Ballot, and C. J. Henney. *Solar Low-Degree P-Mode Parameters after 8 Years of Velocity Measurements with SOHO*. In D. Danesy, editor, *ESA SP-559 : SOHO 14 Helio- and Asteroseismology : Towards a Golden Future*, pages 436–+, octobre 2004b.
- R. A. García, S. Turck-Chièze, S. J. Jiménez-Reyes, J. Ballot, P. L. Pallé, A. Eff-Darwich, S. Mathur, and J. Provost. *Detection of periodic signatures in the solar power spectrum On the track of $l=1$ gravity modes*. In *ESA SP-624 : Proceedings of SOHO 18/GONG 2006/HELAS I, Beyond the spherical Sun*, octobre 2006.
- A. Gautschy and H. Saio. *Stellar Pulsations Across The HR Diagram : Part 1*. *ARA&A*, 33 :75–114, 1995.
- A. Gautschy and H. Saio. *Stellar Pulsations Across the HR Diagram : Part 2*. *ARA&A*, 34 :551–606, 1996.
- B. Gelly, G. Gree, and E. Fossat. *Evidence for global pressure oscillations in Procyon and Alpha Centauri*. *A&A*, 164 :383–394, août 1986.
- L. Gizon and A. C. Birch. *Local Helioseismology*. *Living Reviews in Solar Physics*, 2 :6–+, novembre 2005.
- L. Gizon and S. K. Solanki. *Determining the Inclination of the Rotation Axis of a Sun-like Star*. *ApJ*, 589 :1009, juin 2003.
- P. Goldreich and P. Kumar. *The interaction of acoustic radiation with turbulence*. *ApJ*, 326 :462–478, mars 1988.
- P. Goldreich, N. Murray, G. Willette, and P. Kumar. *Implications of solar p-mode frequency shifts*. *ApJ*, 370 :752–762, avril 1991. doi : 10.1086/169858.
- P. Goldreich, N. Murray, and P. Kumar. *Excitation of solar p-modes*. *ApJ*, 424 :466–479, mars 1994.
- I. González Hernández, J. Patrón, R. S. Bogart, and The SOI Ring Diagram Team. *Meridional Flows from Ring Diagram Analysis*. *ApJ Lett.*, 510 :L153–L156, janvier 1999.
- D. O. Gough and A. G. Kosovichev. *Initial asteroseismic inversions*. In W. W. Weiss and A. Baglin, editors, *ASP Conf. Ser. 40 : IAU Colloq. 137 : Inside the Stars*, pages 541–+, janvier 1993.
- D. O. Gough and M. J. Thompson. *The effect of rotation and a buried magnetic field on stellar oscillations*. *MNRAS*, 242 :25–55, janvier 1990.
- D. O. Gough and J. Toomre. *On the detection of subphotospheric convective velocities and temperature fluctuations*. *Sol. Phys.*, 82 :401–410, janvier 1983.
- M. Gounelle, F. H. Shu, H. Shang, A. E. Glassgold, K. E. Rehm, and T. Lee. *Extinct Radioactivities and Protosolar Cosmic Rays : Self-Shielding and Light Elements*. *ApJ*, 548 :1051–1070, février 2001.
- M.-J. Goupil, M. A. Dupret, R. Samadi, T. Boehm, E. Alecian, J. C. Suarez, Y. Lebreton, and C. Catala. *Asteroseismology of δ Scuti Stars : Problems and Prospects*. *J. Astrophys. Astro.*, 26 :249–+, juin 2005.
-

- G. Grec, E. Fossat, and M. Pomerantz. *Solar oscillations - Full disk observations from the geographic South Pole. Nature*, 288 :541–544, december 1980.
- G. Grec, E. Fossat, and M. A. Pomerantz. *Full-disk observations of solar oscillations from the geographic South Pole - Latest results. Sol. Phys.*, 82 :55–66, janvier 1983.
- N. Grevesse and A. Noels. *Cosmic Abundances of the Elements*. In N. Prantzos, E. Vangioni-Flam, and M. Casse, editors, *Origin and evolution of the elements : proceedings of a symposium in honour of H. Reeves, held in Paris, juin 22-25, 1992. Edited by N. Prantzos, E. Vangioni-Flam and M. Casse. Published by Cambridge University Press, Cambridge, England, 1993, p.14*, pages 14–+, janvier 1993.
- N. Grevesse and A. J. Sauval. *Standard Solar Composition*. In C. Fröhlich, M. C. E. Huber, S. K. Solanki, and R. von Steiger, editors, *Solar Composition and Its Evolution – From Core to Corona*, pages 161–+, 1998.
- F. Grundahl, H. Kjeldsen, S. Frandsen, M. Andersen, T. Bedding, T. Arentoft, and J. Christensen-Dalsgaard. *SONG : Stellar Oscillations Network Group . A global network of small telescopes for asteroseismology and planet searches. Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 77 :458–+, 2006.
- D. B. Guenther, A. Jaffe, and P. Demarque. *The standard solar model - Composition, opacities, and seismology. ApJ*, 345 :1022–1033, octobre 1989.
- J. A. Guzik, L. S. Watson, and A. N. Cox. *Can Enhanced Diffusion Improve Helioseismic Agreement for Solar Models with Revised Abundances ? ApJ*, 627 :1049–1056, juillet 2005.
- J. A. Guzik, L. S. Watson, and A. N. Cox. *Implications of revised solar abundances for helioseismology. Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 77 :389–+, 2006.
- G. E. Hale. *On the Probable Existence of a Magnetic Field in Sun-Spots. ApJ*, 28 :315–+, novembre 1908.
- G. Handler. *Observational aspects of asteroseismology. Communications in Asteroseismology*, 147 :31–39, janvier 2006.
- A. B. Hart. *Motions in the Sun at the photospheric level. IV. The equatorial rotation and possible velocity fields in the photosphere. MNRAS*, 114 :17–+, 1954.
- A. B. Hart. *Motions in the Sun at the photospheric level. VI. Large-scale motions in the equatorial region. MNRAS*, 116 :38–+, 1956.
- J. W. Harvey, T. L. Duvall, Jr., S. M. Jefferies, and M. A. Pomerantz. *Chromospheric Oscillations and the Background Spectrum*. In T. M. Brown, editor, *ASP Conf. Ser. 42 : GONG 1992. Seismic Investigation of the Sun and Stars*, pages 111–+, janvier 1993.
- J. W. Harvey, F. Hill, R. Hubbard, J. R. Kennedy, J. W. Leibacher, J. A. Pintar, P. A. Gilman, R. W. Noyes, A. M. Title, J. Toomre, R. K. Ulrich, A. Bhatnagar, J. A. Kennewell, W. Marquette, J. Patrón, O. Saá, and E. Yasukawa. *The Global Oscillation Network Group (GONG) Project. Science*, 272 :1284–+, mai 1996.
- S. S. Hasan, J.-P. Zahn, and J. Christensen-Dalsgaard. *Probing the internal magnetic field of slowly pulsating B-stars through g modes. A&A*, 444 :L29–L32, december 2005.
- L. G. Henyey, R. Lelevier, and R. D. Levee. *Evolution of Main-Sequence Stars. ApJ*, 129 :2–+, janvier 1959.
- H. A. Hill, R. T. Stebbins, and J. R. Oleson. *The finite Fourier transform definition of an edge on the solar disk. ApJ*, 200 :484–498, septembre 1975.
- H. Holweger. *Photospheric Abundances : Problems, Updates, Implications*. In R. F. Wimmer-Schweingruber, editor, *AIP Conf. Proc. 598 : Joint SOHO/ACE workshop "Solar and Galactic Composition"*, pages 23–+, 2001.
-

- I. J. H. Homer Lane. *On the theoretical temperature of the Sun under the hypothesis of a gaseous mass maintaining its volume by its internal heat and depending on the laws of gases known to terrestrial experiment.* *Amer. J. Sci.*, 50 :57, 1869.
- G. Houdek, N. J. Balmforth, J. Christensen-Dalsgaard, and D. O. Gough. *Amplitudes of stochastically excited oscillations in main-sequence stars.* *A&A*, 351 :582–596, novembre 1999.
- R. Howard and B. J. Labonte. *The sun is observed to be a torsional oscillator with a period of 11 years.* *ApJ Lett.*, 239 :L33–L36, juillet 1980.
- R. Howe, J. Christensen-Dalsgaard, F. Hill, R. W. Komm, R. M. Larsen, J. Schou, M. J. Thompson, and J. Toomre. *Deeply Penetrating Banded Zonal Flows in the Solar Convection Zone.* *ApJ Lett.*, 533 :L163–L166, avril 2000a. doi : 10.1086/312623.
- R. Howe, J. Christensen-Dalsgaard, F. Hill, R. W. Komm, R. M. Larsen, J. Schou, M. J. Thompson, and J. Toomre. *Dynamic Variations at the Base of the Solar Convection Zone.* *Science*, 287 :2456–2460, mars 2000b.
- D. V. Hoyt and K. H. Schatten. *The role of the sun in climate change.* The role of the sun in climate change / Douglas V. Hoyt, Kenneth H. Schatten. New York : Oxford University Press, 1997. QC883.2.S6 H69 1997, 1997.
- I. Iben, Jr. and J. Mahaffy. *On the sun's acoustical spectrum.* *ApJ Lett.*, 209 :L39–L43, octobre 1976.
- C. A. Iglesias and F. J. Rogers. *Updated Opal Opacities.* *ApJ*, 464 :943–+, juin 1996.
- R. Jain and B. Roberts. *Do p-mode frequency shifts suggest a hotter chromosphere at solar maximum ?* *ApJ*, 414 : 898–907, septembre 1993.
- R. Jain and B. Roberts. *Surface effects of a magnetic field on p-modes : two layer atmosphere.* *A&A*, 286 : 254–262, juin 1994.
- L. Jouve and A. S. Brun. *The Role of Multi cellular Meridional Flows in Setting the Cycle Period and Field Parity in Solar Dynamo Models.* *Solar and Stellar Activity Cycles, 26th meeting of the IAU, Joint Discussion 8, 17-18 août 2006, Prague, Czech Republic, JD08, #12, 8, août 2006.*
- A. B. Kaye, G. Handler, K. Krisciunas, E. Poretti, and F. M. Zerbi. *Gamma Doradus Stars : Defining a New Class of Pulsating Variables.* *PASP*, 111 :840–844, juillet 1999.
- D. Kilkenny, C. Koen, D. O'Donoghue, and R. S. Stobie. *A new class of rapidly pulsating star - I. EC 14026-2647, the class prototype.* *MNRAS*, 285 :640–644, mars 1997.
- R. Kippenhahn and A. Weigert. *Stellar Structure and Evolution.* Stellar Structure and Evolution, XVI, 468 pp. 192 figs.. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Also Astronomy and Astrophysics Library, 1994.
- R. Kippenhahn, K. Kohl, and A. Weigert. *Entwicklung in engen Doppelstern systemen II.* *Zeitschrift fur Astrophysik*, 66 :58–+, 1967.
- R. Kippenhahn, E. Meyer-Hofmeister, and H. C. Thomas. *Rotation in Evolving Stars.* *A&A*, 5 :155–+, mars 1970.
- H. Kjeldsen and T. R. Bedding. *Amplitudes of stellar oscillations : the implications for asteroseismology.* *A&A*, 293 :87–106, janvier 1995.
- H. Kjeldsen, T. R. Bedding, M. Viskum, and S. Frandsen. *Solarlike oscillations in eta Boo.* *AJ*, 109 :1313–1319, mars 1995.
- H. Kjeldsen, T. R. Bedding, R. P. Butler, J. Christensen-Dalsgaard, L. L. Kiss, C. McCarthy, G. W. Marcy, C. G. Tinney, and J. T. Wright. *Solar-like Oscillations in α Centauri B.* *ApJ*, 635 :1281–1290, december 2005.
- Z. Kolláth, J. R. Buchler, and M. Feuchtinger. *RR Lyrae : Theory versus Observation.* *ApJ*, 540 :468–473, septembre 2000.
-

- R. W. Komm, Y. Gu, F. Hill, P. B. Stark, and I. K. Fodor. *Multitaper Spectral Analysis and Wavelet Denoising Applied to Helioseismic Data*. *ApJ*, 519 :407–421, juillet 1999.
- S. G. Korzennik. *A Mode-Fitting Methodology Optimized for Very Long Helioseismic Time Series*. *ApJ*, 626 : 585–615, juin 2005.
- A. G. Kosovichev. *The Upper Convective Boundary Layer*. In J. T. Hoeksema, V. Domingo, B. Fleck, and B. Battrick, editors, *ESA SP-376 : Helioseismology*, pages 165–+, 1995.
- A. G. Kosovichev and T. L. Duvall, Jr. *Heliotomography : what happens just below the surface ?* In *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 838–+, mai 2000.
- A. G. Kosovichev, J. Christensen-Dalsgaard, W. Daeppen, W. A. Dziembowski, D. O. Gough, and M. J. Thompson. *Sources of uncertainty in direct seismological measurements of the solar helium abundance*. *MNRAS*, 259 :536–558, december 1992.
- A. G. Kosovichev, T. L. Duvall, Jr., and P. H. Scherrer. *Diagnostics of Shallow Convective Structures by Time-Distance Helioseismology*. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 878–+, mai 1996.
- A. Krishnamurthi, D. M. Terndrup, M. H. Pinsonneault, K. Sellgren, J. R. Stauffer, R. Schild, D. E. Backman, K. B. Beisser, D. B. Dahari, A. Dasgupta, J. T. Hagelgans, M. A. Seeds, R. Anand, B. D. Laaksonen, L. A. Marschall, and T. Ramseyer. *New Rotation Periods in the Pleiades : Interpreting Activity Indicators*. *ApJ*, 493 : 914–+, janvier 1998.
- J. R. Kuhn. *On the Origin of the Helioseismic Solar Cycle Variations*. In S. Korzennik, editor, *Structure and Dynamics of the Interior of the Sun and Sun-like Stars SOHO 6/GONG 98 Workshop Abstract, juin 1-4, 1998, Boston, Massachusetts, p. 871*, pages 871–+, 1998.
- J. R. Kuhn, R. I. Bush, M. Emilio, and P. H. Scherrer. *On the Constancy of the Solar Diameter. II*. *ApJ*, 613 : 1241–1252, octobre 2004.
- P. Kumar. *Excitation and damping of solar p-modes*. *Ph.D. Thesis*, 1988.
- D. W. Kurtz, V. G. Elkin, G. Mathys, J. Riley, M. S. Cunha, H. Shibahashi, and E. Kambe. *Some recent discoveries in roAp stars*. In J. Zverko, J. Ziznovsky, S. J. Adelman, and W. W. Weiss, editors, *IAU Symposium*, pages 343–352, december 2004.
- F. Laclare, C. Delmas, J. P. Coin, and A. Irbah. *Measurements and Variations of the Solar Diameter*. *Sol. Phys.*, 166 :211–229, juillet 1996.
- J. Lean. *Evolution of the Sun's spectral irradiance since the Maunder Minimum*. *Geophys. Res. Lett.*, 27 : 2425–2428, août 2000.
- J. Lean, J. Beer, and R. Bradley. *Reconstruction of solar irradiance since 1610 : Implications for climate change*. *Geophys. Res. Lett.*, 22 :3195–3198, 1995.
- P. Ledoux. *The Nonradial Oscillations of Gaseous Stars and the Problem of Beta Canis Majoris*. *ApJ*, 114 :373, novembre 1951.
- R. B. Lee, III, M. A. Gibson, R. S. Wilson, and S. Thomas. *Long-term total solar irradiance variability during sunspot cycle 22*. *J. Geophys. Res.*, 100 :1667–1675, février 1995.
- S. Lefebvre and A. G. Kosovichev. *Changes in the Subsurface Stratification of the Sun with the 11-Year Activity Cycle*. *ApJ Lett.*, 633 :L149–L152, novembre 2005.
- S. Lefebvre, A. G. Kosovichev, P. Nghiem, S. Turck-Chièze, and J. P. Rozelot. *Cyclic variability of the seismic solar radius from SOHO/MDI and related physics*. In *ESA SP-624 : Proceedings of SOHO 18/GONG 2006/HELAS I, Beyond the spherical Sun*, octobre 2006.
-

- J. Leibacher and R. F. Stein. *A New Description of the Solar Five-Minute Oscillation*. *Astrophys. Lett.*, 7 :191–+, novembre 1970.
- R. B. Leighton. *A Magneto-Kinematic Model of the Solar Cycle*. *ApJ*, 156 :1–+, avril 1969.
- G. Lenain, R. Scuflaire, M.-A. Dupret, and A. Noels. *The epsilon-mechanism in PMS and MS delta Scuti stars*. *Communications in Asteroseismology*, 147 :93–96, janvier 2006.
- L. H. Li and S. Sofia. *Measurements of Solar Irradiance and Effective Temperature as a Probe of Solar Interior Magnetic Fields*. *ApJ*, 549 :1204–1211, mars 2001.
- L. H. Li, F. J. Robinson, P. Demarque, S. Sofia, and D. B. Guenther. *Inclusion of Turbulence in Solar Modeling*. *ApJ*, 567 :1192–1201, mars 2002.
- L. H. Li, S. Basu, S. Sofia, F. J. Robinson, P. Demarque, and D. B. Guenther. *Global Parameter and Helioseismic Tests of Solar Variability Models*. *ApJ*, 591 :1267–1284, juillet 2003.
- K. G. Libbrecht. *On the ultimate accuracy of solar oscillation frequency measurements*. *ApJ*, 387 :712–714, mars 1992.
- K. G. Libbrecht and J. M. Kaufman. *Frequencies of high-degree solar oscillations*. *ApJ*, 324 :1172–1183, janvier 1988.
- C. Liefke and J. H. M. M. Schmitt. *The coronal Ne/O abundance of α Centauri*. *A&A*, 458 :L1–L4, octobre 2006.
- M. J. Lighthill. *On Sound Generated Aerodynamically. I. General Theory*. *Royal Society of London Proceedings Series A*, 211 :564–587, 1952.
- C. Lindsey and D. C. Braun. *Seismic Images of the Far Side of the Sun*. *Science*, 287 :1799–1801, mars 2000.
- J. Lochard, R. Samadi, and M. J. Goupil. *Rotation profile inversion in solar-like stars. In the COROT framework*. *A&A*, 438 :939–948, août 2005.
- K. Lodders. *Solar System Abundances and Condensation Temperatures of the Elements*. *ApJ*, 591 :1220–1247, juillet 2003.
- N. R. Lomb. *Least-squares frequency analysis of unequally spaced data*. *Ap&SS*, 39 :447–462, février 1976.
- I. Lopes and S. Turck-Chièze. *The second order asymptotic theory for the solar and stellar low degree acoustic mode predictions*. *A&A*, 290 :845, octobre 1994.
- T. J. Lydon and S. Sofia. *A Method for Incorporating the Effects of Large-Scale Magnetic Fields in the Study of Stellar Structure and Variability*. *ApJS*, 101 :357–+, december 1995.
- K. B. MacGregor and J. P. Cassinelli. *Magnetic Fields in Massive Stars. II. The Buoyant Rise of Magnetic Flux Tubes through the Radiative Interior*. *ApJ*, 586 :480–494, mars 2003.
- A. Maeder and P. Eenens, editors. *Stellar Rotation*, juin 2004.
- A. Maeder and G. Meynet. *Stellar evolution with rotation and magnetic fields. I. The relative importance of rotational and magnetic effects*. *A&A*, 411 :543–552, december 2003a.
- A. Maeder and G. Meynet. *The role of rotation and mass loss in the evolution of massive stars*. In K. van der Hucht, A. Herrero, and C. Esteban, editors, *IAU Symposium*, pages 267–+, 2003b.
- A. Maeder and G. Meynet. *Stellar evolution with rotation and magnetic fields. II. General equations for the transport by Tayler-Spruit dynamo*. *A&A*, 422 :225–237, juillet 2004.
- M. Martić, J. Schmitt, J.-C. Lebrun, C. Barban, P. Connes, F. Bouchy, E. Michel, A. Baglin, T. Appourchaux, and J.-L. Bertaux. *Evidence for global pressure oscillations on Procyon*. *A&A*, 351 :993–1002, novembre 1999.
-

- M. Martić, J.-C. Lebrun, T. Appourchaux, and S. G. Korzennik. *p-mode frequencies in solar-like stars. I. Procyon A*. *A&A*, 418 :295–303, avril 2004.
- S. Mathis and J.-P. Zahn. *Transport and mixing in the radiation zones of rotating stars. I. Hydrodynamical processes*. *A&A*, 425 :229–242, octobre 2004.
- S. Mathis and J.-P. Zahn. *Equilibrium tides in differentially rotating stars*. In A. Claret, A. Giménez, and J.-P. Zahn, editors, *ASP Conf. Ser. 333 : Tidal Evolution and Oscillations in Binary Stars*, pages 108–+, juin 2005a.
- S. Mathis and J.-P. Zahn. *Transport and mixing in the radiation zones of rotating stars. II. Axisymmetric magnetic field*. *A&A*, 440 :653–666, septembre 2005b.
- J. M. Matthews. *Asteroseismology from Space : Getting the MOST Science for the Least Money*. In S. Korzennik, editor, *Structure and Dynamics of the Interior of the Sun and Sun-like Stars SOHO 6/GONG 98 Workshop Abstract, juin 1-4, 1998, Boston, Massachusetts, p. 395*, pages 395–+, 1998.
- J. M. Matthews, R. Kusching, D. B. Guenther, G. A. H. Walker, A. F. J. Moffat, S. M. Rucinski, D. Sasselov, and W. W. Weiss. *No stellar p-mode oscillations in space-based photometry of Procyon*. *Nature*, 430 :51–53, juillet 2004.
- A. Mazumdar and H. M. Antia. *Seismic detection of stellar tachoclines*. *A&A*, 368 :L8–L12, mars 2001. doi : 10.1051/0004-6361:20010145.
- B. Mendoza. *Total solar irradiance and climate*. *Advances in Space Research*, 35 :882–890, 2005.
- T. S. Metcalfe. *A deeper understanding of white dwarf interiors*. *MNRAS*, 363 :L86–L90, octobre 2005.
- J.-P. Meyer. *Elemental abundances in the interstellar medium ... and elsewhere*. In C. J. Waddington, editor, *AIP Conf. Proc. 183 : Cosmic Abundances of Matter*, pages 245–303, 1989.
- G. Meynet and A. Maeder. *Stellar evolution with rotation. I. The computational method and the inhibiting effect of the μ -gradient*. *A&A*, 321 :465–476, mai 1997.
- G. Michaud and C. R. Proffitt. *Particle transport processes*. In W. W. Weiss and A. Baglin, editors, *ASP Conf. Ser. 40 : IAU Colloq. 137 : Inside the Stars*, pages 246–259, janvier 1993.
- E. Michel. *Theoretical aspects of asteroseismology*. *Communications in Asteroseismology*, 147 :40–47, janvier 2006.
- E. Michel, J. A. Belmonte, M. Alvarez, S. Y. Jiang, M. Chevreton, M. Auvergne, M. J. Goupil, A. Baglin, A. Mangeney, T. Roca Cortes, Y. Y. Liu, J. N. Fu, and N. Dolez. *Multi-periodicity of the Delta Scuti star GX Pegasi - Second photometry campaign of the STEPHI network*. *A&A*, 255 :139–148, février 1992.
- D. Mihalas, W. Dappen, and D. G. Hummer. *The equation of state for stellar envelopes. II - Algorithm and selected results*. *ApJ*, 331 :815–825, août 1988.
- H. K. Moffatt. *Magnetic field generation in electrically conducting fluids*. Cambridge, England, Cambridge University Press, 1978. 353 p., 1978.
- J. Molenda-Zakowicz. *The new space telescope Kepler and its asteroseismological targets*. *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 77 :545–+, 2006.
- E. Monsen and J. E. Odegard. *Seismic texture analysis by curve modelling with applications to facies analysis*. *Society of Exploration Geophysicists Technical Program Expanded Abstracts*, 21 :617–620, december 2002.
- J. Montalbán, A. Miglio, A. Noels, N. Grevesse, and M. P. di Mauro. *Solar Model with CNO Revised Abundances*. In D. Danesy, editor, *ESA SP-559 : SOHO 14 Helio- and Asteroseismology : Towards a Golden Future*, pages 574–+, octobre 2004.
-

- J. Montalbán, A. Miglio, S. Theado, A. Noels, and N. Grevesse. *The new solar abundances - Part II : the crisis and possible solutions. Communications in Asteroseismology*, 147 :80–84, janvier 2006.
- M. J. P. F. G. Monteiro, J. Christensen-Dalsgaard, and M. J. Thompson. *Seismic study of stellar convective regions : the base of the convective envelope in low-mass stars. MNRAS*, 316 :165–172, juillet 2000.
- O. Moreira, T. Appourchaux, G. Berthomieu, and T. Toutain. *On the detection of pure sine waves embedded in a spectrum of stochastically excited p modes. MNRAS*, 357 :191–199, février 2005.
- P. Morel. *CESAM : A code for stellar evolution calculations. A&AS*, 124 :597–614, septembre 1997.
- P. Morel, J. Provost, and G. Berthomieu. *Updated solar models. A&A*, 327 :349–360, novembre 1997.
- F. Moreno-Inertis and P. Murdin. *Solar Interior : Emerging Magnetic Flux Tubes. Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*, novembre 2000.
- B. Mosser and J.-P. Maillard. *SIAMOIS : a Doppler asteroseismometer for Dome C. In M. Giard, F. Casoli, and F. Paletou, editors, EAS Publications Series*, pages 133–138, 2005.
- B. Mosser, J. P. Maillard, D. Mekarnia, and J. Gay. *New limit on the p-mode oscillations of Procyon obtained by Fourier transform seismometry. A&A*, 340 :457–462, december 1998.
- P. Murdin. *Encyclopedia of astronomy and astrophysics. Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*, 2001.
- C. Neiner and T. Appourchaux. *Global fitting of power spectra of solar-like stars. In F. Favata, S. Aigrain, and A. Wilson, editors, ESA SP-538 : Stellar Structure and Habitable Planet Finding*, pages 373–375, janvier 2004.
- C. Neuforge-Verheecke, J. A. Guzik, J. J. Keady, N. H. Magee, P. A. Bradley, and A. Noels. *Helioseismic Tests of the New Los Alamos LEDCOP Opacities. ApJ*, 561 :450–454, novembre 2001.
- P. A. P. Nghiem, J. Ballot, R. A. García, P. Lambert, and S. Turck-Chièze. *Procyon-A and eta Bootis : observational frequencies analysed by the local-wave formalism. In ESA SP-624 : Proceedings of SOHO 18/GONG 2006/HELAS I, Beyond the spherical Sun*, octobre 2006a.
- P. A. P. Nghiem, R. A. García, and S. J. Jiménez-Reyes. *Solar mean magnetic field near the surface and its variation during a cycle. In ESA SP-624 : Proceedings of SOHO 18/GONG 2006/HELAS I, Beyond the spherical Sun*, octobre 2006b.
- R. Nigam and A. G. Kosovichev. *Measuring the Sun's Eigenfrequencies from Velocity and Intensity Helioseismic Spectra : Asymmetrical Line Profile-fitting Formula. ApJ Lett.*, 505 :L51+, septembre 1998.
- F. Noël. *Solar cycle dependence of the apparent radius of the Sun. A&A*, 413 :725–732, janvier 2004.
- R. W. Noyes. *Stellar analogs of solar magnetic activity. Sol. Phys.*, 100 :385–396, octobre 1985.
- R. W. Noyes, L. W. Hartmann, S. L. Baliunas, D. K. Duncan, and A. H. Vaughan. *Rotation, convection, and magnetic activity in lower main-sequence stars. ApJ*, 279 :763–777, avril 1984.
- F. W. J. Olver. *The asymptotic solution of linear differential equations of the second order in a domain containing one transition point. Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, 249 :65–97, 1956.
- M. Ossendrijver. *The solar dynamo. A&A Rev.*, 11 :287–367, 2003.
- G. Pace and L. Pasquini. *The age-activity-rotation relationship in solar-type stars. A&A*, 426 :1021–1034, novembre 2004.
- A. Palacios, S. Talon, S. Turck-Chièze, and C. Charbonnel. *Dynamical processes in the solar radiative interior. In ESA SP-624 : Proceedings of SoHO 18/GONG 2006/HELAS I, Beyond the spherical Sun*, octobre 2006.
- P. L. Pallé. *Pedir a Pere o Rafa*. PhD thesis, Universidad de La Laguna Tenerife, 1986.
-

- P. L. Pallé, C. Regulo, and T. Roca Cortes. *Solar cycle induced variations of the low L solar acoustic spectrum*. *A&A*, 224 :253–258, octobre 1989.
- A. A. Pamyatnykh, G. Handler, and W. A. Dziembowski. *Asteroseismology of the β Cephei star ν Eridani : interpretation and applications of the oscillation spectrum*. *MNRAS*, 350 :1022–1028, mai 2004.
- E. N. Parker. *Hydromagnetic Dynamo Models*. *ApJ*, 122 :293–+, septembre 1955.
- E. N. Parker. *A solar dynamo surface wave at the interface between convection and nonuniform rotation*. *ApJ*, 408 :707–719, mai 1993.
- D. Pech and G. Vauclair. *The ZZ Ceti star G 185-32 : new insight from asteroseismology*. *A&A*, 453 :219–227, juillet 2006.
- B. D. Percival, and A. T. Walden. *Spectral analysis for physical applications. Multitaper and Conventional Univariate Techniques*. Cambridge University Press, [1993 iere éd.], 1998.
- L. Piau and S. Turck-Chièze. *Lithium Depletion in Pre-Main-Sequence Solar-like Stars*. *ApJ*, 566 :419–434, février 2002.
- F. Pijpers. *The spectral resolving power of irregularly sampled time series*. In *ESA SP-624 : Proceedings of SOHO 18/GONG 2006/HELAS I, Beyond the spherical Sun*, octobre 2006.
- H. H Plaskett. *A Variation in the Solar Rotation*. *ApJ*, 43 :145–+, mars 1916.
- A. Y. Potekhin. *Electron conduction in magnetized neutron star envelopes*. *A&A*, 351 :787–797, novembre 1999.
- W. H. Press. *Radiative and other effects from internal waves in solar and stellar interiors*. *ApJ*, 245 :286–303, avril 1981.
- C. R. Proffitt and G. Michaud. *Gravitational settling in solar models*. *ApJ*, 380 :238–250, octobre 1991.
- J. Provost and G. Berthomieu. *Asymptotic properties of low degree solar gravity modes*. *A&A*, 165 :218–226, septembre 1986.
- C. Régulo and T. Roca Cortés. *Analysis of the solar low-l p-mode asymmetries using wavelets*. *Sol. Phys.*, 200 :381–391, mai 2001.
- C. Régulo and T. Roca Cortés. *A method to detect p-mode oscillations in solar-like star signals*. *A&A*, 396 :745–751, december 2002.
- C. Régulo and T. Roca Cortés. *Stellar p-mode oscillations signal in Procyon A from MOST data*. *A&A*, 444 :L5–L8, december 2005.
- C. Regulo, A. Jimenez, P. L. Palle, F. Perez Hernandez, and T. Roca Cortes. *Variation of the frequencies of very low L p-modes*. *ApJ*, 434 :384–388, octobre 1994.
- C. Régulo, H. Vázquez Ramió, and T. Roca Cortés. *An observational approach to convection in main sequence stars*. *A&A*, 443 :1013–1019, december 2005.
- E. Reis Neto, A. H. Andrei, J. L. Penna, E. G. Jilinski, and S. P. Puliaev. *Observed Variations of the Solar Diameter in 1998/2000*. *Sol. Phys.*, 212 :7–21, janvier 2003.
- A. Retter, T. R. Bedding, D. L. Buzasi, H. Kjeldsen, and L. L. Kiss. *Oscillations in Arcturus from WIRE Photometry*. *ApJ Lett.*, 591 :L151–L154, juillet 2003.
- E. J. Rhodes, Jr., R. K. Ulrich, and G. W. Simon. *Observations of nonradial p-mode oscillations on the Sun*. *ApJ*, 218 :901–919, december 1977.
-

- O. Richard, S. Théado, and S. Vauclair. *Updated Toulouse solar models including the diffusion-circulation coupling and the effect of μ -gradients*. *Sol. Phys.*, 220 :243–259, avril 2004.
- A. Ritter. *Untersuchungen über die Höhe der Atmosphäre und die Constitution gasförmiger Weltkörper*. *Annalen der Physik*, 241 :543–558, 1878.
- B. Roberts and W. R. Campbell. *Magnetic field corrections to solar oscillation frequencies*. *Nature*, 323 :603–605, octobre 1986.
- D. H. Roberts, J. Lehar, and J. W. Dreher. *Time Series Analysis with Clean - Part One - Derivation of a Spectrum*. *AJ*, 93 :968–+, avril 1987.
- F. J. Robinson, P. Demarque, D. B. Guenther, Y.-C. Kim, and K. L. Chan. *Simulating the outer layers of Procyon A : a comparison with the Sun*. *MNRAS*, 362 :1031–1037, septembre 2005.
- F. J. Rogers. *Ionization equilibrium and equation of state in strongly coupled plasmas*. *Physics of Plasmas*, 7 : 51–58, janvier 2000.
- S. Roques, D. Mary, and N. Dolez. *How Can Wavelets See Asteroseismological Signals ?* In P. A. Bradley and J. A. Guzik, editors, *ASP Conf. Ser. 135 : A Half Century of Stellar Pulsation Interpretation*, pages 447–+, 1998.
- C. S. Rosenthal, J. Christensen-Dalsgaard, Å. Nordlund, R. F. Stein, and R. Trampedach. *Convective contributions to the frequencies of solar oscillations*. *A&A*, 351 :689–700, novembre 1999.
- C. A. Rouse. *On the first twenty modes of radial oscillation of the 1968 non-standard solar model*. *A&A*, 55 : 477–480, mars 1977.
- I. W. Roxburgh and S. V. Vorontsov. *Asymptotic description and the diagnostic properties of low-degree stellar p -modes*. In F.-L. Deubner, J. Christensen-Dalsgaard, and D. Kurtz, editors, *IAU Symp. 185 : New Eyes to See Inside the Sun and Stars*, pages 391–+, 1998.
- I. W. Roxburgh and S. V. Vorontsov. *Semiclassical approximation for low-degree stellar p modes - I. The classical eigenfrequency equation*. *MNRAS*, 317 :141, septembre 2000a.
- I. W. Roxburgh and S. V. Vorontsov. *Semiclassical approximation for low-degree stellar p modes - II. Classical ray tracing*. *MNRAS*, 317 :151, septembre 2000b.
- I. W. Roxburgh and S. V. Vorontsov. *The ratio of small to large separations of acoustic oscillations as a diagnostic of the interior of solar-like stars*. *A&A*, 411 :215–220, novembre 2003.
- I. W. Roxburgh and S. V. Vorontsov. *The autocorrelation function of stellar p -mode measurements and its diagnostic properties*. *MNRAS*, 369 :1491–1496, juillet 2006.
- J.-P. Rozelot, S. Lefebvre, and V. Desnoux. *Observations of the Solar Limb Shape Distortions*. *Sol. Phys.*, 217 : 39–52, octobre 2003.
- H. Saio, R. Kuschnig, A. Gautschi, C. Cameron, G. A. H. Walker, J. M. Matthews, D. B. Guenther, A. F. J. Moffat, S. M. Rucinski, D. Sasselov, and W. W. Weiss. *MOST Detects g - and p -Modes in the B Supergiant HD 163899 (B2 Ib/II)*. *ApJ*, 650 :1111–1118, octobre 2006.
- R. Samadi, D. Georgobiani, R. Trampedach R., M. . Goupil, R. F. Stein, and A. Nordlund. *Excitation of solar-like oscillations across the HR diagram*. *ArXiv Astrophysics e-prints*, novembre 2006.
- J. D. Scargle. *Studies in astronomical time series analysis. II - Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data*. *ApJ*, 263 :835–853, december 1982.
- P. H. Scherrer, R. S. Bogart, R. I. Bush, J. T. Hoeksema, A. G. Kosovichev, J. Schou, W. Rosenberg, L. Springer, T. D. Tarbell, A. Title, C. J. Wolfson, I. Zayer, and MDI Engineering Team. *The Solar Oscillations Investigation - Michelson Doppler Imager*. *Sol. Phys.*, 162 :129–188, 1995.
-

- J. T. Schmelz, K. Nasraoui, J. K. Roames, L. A. Lippner, and J. W. Garst. *Neon Lights up a Controversy : The Solar Ne/O Abundance*. *ApJ Lett.*, 634 :L197–L200, december 2005.
- J. Schou, J. Christensen-Dalsgaard, and M. J. Thompson. *On comparing helioseismic two-dimensional inversion methods*. *ApJ*, 433 :389–416, septembre 1994.
- J. Schou, A. G. Kosovichev, P. R. Goode, and W. A. Dziembowski. *Determination of the Sun's Seismic Radius from the SOHO Michelson Doppler Imager*. *ApJ Lett.*, 489 :L197+, novembre 1997.
- J. Schou, H. M. Antia, S. Basu, R. S. Bogart, R. I. Bush, S. M. Chitre, J. Christensen-Dalsgaard, M. P. di Mauro, W. A. Dziembowski, A. Eff-Darwich, D. O. Gough, D. A. Haber, J. T. Hoeksema, R. Howe, S. G. Korzennik, A. G. Kosovichev, R. M. Larsen, F. P. Pijpers, P. H. Scherrer, T. Sekii, T. D. Tarbell, A. M. Title, M. J. Thompson, and J. Toomre. *Helioseismic Studies of Differential Rotation in the Solar Envelope by the Solar Oscillations Investigation Using the Michelson Doppler Imager*. *ApJ*, 505 :390–417, septembre 1998.
- M. Schüssler. *The Sun and Its Restless Magnetic Field*. In K. Scherer, H. Fichter, and B. Herber, editors, *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, pages 23–+, 2004.
- M. Schussler, P. Caligari, A. Ferriz-Mas, and F. Moreno-Insertis. *Instability and eruption of magnetic flux tubes in the solar convection zone*. *A&A*, 281 :L69–L72, janvier 1994.
- M. Schwarzschild, R. Howard, and R. Härm. *Inhomogeneous Stellar Models. V. a. Solar Model with Convective Envelope and Inhomogeneous Interior*. *ApJ*, 125 :233–+, janvier 1957.
- R. Scuflaire, M. Gabriel, A. Noels, and A. Boury. *Oscillatory periods in the sun and theoretical models with or without mixing*. *A&A*, 45 :15–18, december 1975.
- A. Skumanich. *Time Scales for CA II Emission Decay, Rotational Braking, and Lithium Depletion*. *ApJ*, 171 :565–+, février 1972.
- S. Sofia, W. Heaps, and L. W. Twigg. *The solar diameter and oblateness measured by the solar disk sextant on the 1992 septembre 30 balloon flight*. *ApJ*, 427 :1048–1052, juin 1994.
- S. Sofia, S. Basu, P. Demarque, L. Li, and G. Thuillier. *The Nonhomologous Nature of Solar Diameter Variations*. *ApJ Lett.*, 632 :L147–L150, octobre 2005.
- S. K. Solanki and N. A. Krivova. *Can solar variability explain global warming since 1970 ?* *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 108 :7–1, mai 2003.
- S. K. Solanki, C. Régulo, M. Fligge, and A. G. Kosovichev. *Noise reduction in helioseismic power spectra by non-orthogonal wavelets*. *A&A*, 379 :1039–1044, december 2001.
- S. K. Solanki, I. G. Usoskin, B. Kromer, M. Schüssler, and J. Beer. *Unusual activity of the Sun during recent decades compared to the previous 11,000 years*. *Nature*, 431 :1084–1087, octobre 2004.
- S. K. Solanki, B. Inhester, and M. Schüssler. *The solar magnetic field*. *Reports of Progress in Physics*, 69 :563–668, mars 2006.
- E. A. Spiegel and J.-P. Zahn. *The solar tachocline*. *A&A*, 265 :106–114, novembre 1992.
- H. C. Spruit. *Dynamo action by differential rotation in a stably stratified stellar interior*. *A&A*, 381 :923–932, janvier 2002.
- J. L. Starck, E. J. Candès, and D. L. Donoho. *The Curvelet Transform for Image Denoising*. *IEEE Transactions on Image Processing*, 11 :670, janvier 2002.
- R. F. Stein. *Waves in the Solar Atmosphere. I. The Acoustic Energy Flux*. *ApJ*, 154 :297–+, octobre 1968.
- R. B. Stothers. *A New Explanation of the Blazhko Effect in RR Lyrae Stars*. *ApJ*, 652 :643–649, novembre 2006.
-

- M. Tassoul. *Asymptotic approximations for stellar nonradial pulsations*. *ApJS*, 43 :469, août 1980.
- T. C. Teixeira, J. Christensen-Dalsgaard, F. Carrier, C. Aerts, S. Frandsen, D. Stello, T. Maas, M. Burnet, H. Bruntt, J. R. de Medeiros, F. Bouchy, H. Kjeldsen, and F. Pijpers. *Giant Vibrations in Dip*. *Ap&SS*, 284 :233–236, 2003.
- F. Thévenin, L. Bigot, P. Kervella, B. Lopez, B. Pichon, and F.-X. Schmider. *Asteroseismology and interferometry*. *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 77 :411–+, 2006.
- M. J. Thompson and J. Christensen-Dalsgaard. *On inverting asteroseismic data*. In B. Battrick, F. Favata, I. W. Roxburgh, and D. Galadi, editors, *ESA SP-485 : Stellar Structure and Habitable Planet Finding*, pages 95–101, janvier 2002.
- M. J. Thompson, J. Christensen-Dalsgaard, M. S. Miesch, and J. Toomre. *The Internal Rotation of the Sun*. *ARA&A*, 41 :599–643, 2003.
- D. J. Thomson. *Spectrum Estimation and Harmonic Analysis*. In *Proc. IEEE, Volume 70, p. 1055-1096*, pages 1055–1096, 1982.
- S. Tomczyk, K. Streander, G. Card, D. Elmore, H. Hull, and A. Cacciani. *An Instrument to Observe Low-Degree Solar Oscillations*. *Sol. Phys.*, 159 :1–21, 1995.
- T. Toutain, T. Appourchaux, F. Baudin, C. Fröhlich, A. Gabriel, P. Scherrer, B. N. Andersen, R. Bogart, R. Bush, W. Finsterle, R. A. García, G. Grec, C. J. Henney, J. T. Hoeksema, A. Jiménez, A. Kosovichev, T. Roca Cortés, S. Turck-Chièze, R. Ulrich, and C. Wehrli. *Tri-Phonic Helioseismology : Comparison of Solar P Modes Observed by the Helioseismology Instruments Aboard SOHO*. *Sol. Phys.*, 175 :311–328, octobre 1997.
- S. Turck-Chièze and I. Lopes. *Toward a unified classical model of the sun - On the sensitivity of neutrinos and helioseismology to the microscopic physics*. *ApJ*, 408 :347–367, mai 1993.
- S. Turck-Chièze, S. Cahen, M. Casse, and C. Doom. *Revisiting the standard solar model*. *ApJ*, 335 :415–424, december 1988.
- S. Turck-Chièze, W. Däppen, E. Fossat, J. Provost, E. Schatzman, and D. Vignaud. *The solar interior*. *Phys. Rep.*, 230 :57, août 1993.
- S. Turck-Chièze, S. Couvidat, L. Piau, J. Ferguson, P. Lambert, J. Ballot, R. A. García, and P. Nghiem. *Surprising Sun : A New Step Towards a Complete Picture ?* *Physical Review Letters*, 93(21) :211102–+, novembre 2004a.
- S. Turck-Chièze, R. A. García, S. Couvidat, R. K. Ulrich, L. Bertello, F. Varadi, A. G. Kosovichev, A. H. Gabriel, G. Berthomieu, A. S. Brun, I. Lopes, P. Pallé, J. Provost, J. M. Robillot, and T. Roca Cortés. *Looking for Gravity-Mode Multiplets with the GOLF Experiment aboard SOHO*. *ApJ*, 604 :455–468, mars 2004b.
- S. Turcotte, J. Richer, and G. Michaud. *Consistent Evolution of F Stars : Diffusion, Radiative Accelerations, and Abundance Anomalies*. *ApJ*, 504 :559–+, septembre 1998.
- R. K. Ulrich. *The Five-Minute Oscillations on the Solar Surface*. *ApJ*, 162 :993–+, december 1970.
- Y. V. Vandakurov. *On the Resonance Instability in a Radially Pulsating Star*. *ApJ*, 149 :435–+, août 1967.
- I. M. Vardavas. *The dependence of the Rossby number and XUV-Ly α emission flux with age for solar-like G-type stars*. *MNRAS*, 363 :L51–L55, octobre 2005.
- H. Vázquez Ramió, C. Régulo, T. Roca Cortés, and R. Alonso. *On the Observation of Convection in Late Type Stars*. In D. Danesy, editor, *ESA SP-559 : SOHO 14 Helio- and Asteroseismology : Towards a Golden Future*, pages 664–+, octobre 2004.
- E. Vitense. *Die Wasserstoffkonvektionszone der Sonne. Mit 11 Textabbildungen*. *Zeitschrift fur Astrophysik*, 32 : 135–+, 1953.
-

- S. V. Vorontsov. *Asymptotic Theory of Acoustic Oscillations of the Sun and Stars*. *Soviet Astronomy*, 35 :400, août 1991.
- S. V. Vorontsov, J. Christensen-Dalsgaard, J. Schou, V. N. Strakhov, and M. J. Thompson. *Helioseismic Measurement of Solar Torsional Oscillations*. *Science*, 296 :101–103, avril 2002.
- C. Waelkens. *The slowly pulsating B stars HD 34798 and HD 45284*. *A&A*, 311 :873–878, juillet 1996.
- Y.-M. Wang and N. R. Sheeley, Jr. *Magnetic flux transport and the sun's dipole moment - New twists to the Babcock-Leighton model*. *ApJ*, 375 :761–770, juillet 1991.
- P. B. Warner, A. B. Kaye, and J. A. Guzik. *A Theoretical γ Doradus Instability Strip*. *ApJ*, 593 :1049–1055, août 2003.
- R. C. Willson and H. S. Hudson. *The sun's luminosity over a complete solar cycle*. *Nature*, 351 :42–44, mai 1991.
- O. C. Wilson. *Chromospheric variations in main-sequence stars*. *ApJ*, 226 :379–396, december 1978.
- D. E. Winget, R. E. Nather, J. C. Clemens, J. L. Provencal, S. J. Kleinman, P. A. Bradley, C. F. Claver, J. S. Dixson, M. H. Montgomery, C. J. Hansen, B. P. Hine, P. Birch, M. Candy, T. M. K. Marar, S. Seetha, B. N. Ashoka, E. M. Leibowitz, D. O'Donoghue, B. Warner, D. A. H. Buckley, P. Tripe, G. Vauclair, N. Dolez, M. Chevreton, T. Serre, R. Garrido, S. O. Kepler, A. Kanaan, T. aoûtéijn, M. A. Wood, P. Bergeron, and A. D. Grauer. *Whole earth telescope observations of the DBV white dwarf GD 358*. *ApJ*, 430 :839–849, août 1994.
- C. L. Wolff and J. R. Hickey. *Solar irradiance change and special longitudes due to r-modes*. *Science*, 235 :1631–1633, mars 1987.
- P. R. Wood. *Mira Variables : Theory versus Observation*. In R. S. Stobie and P. A. Whitelock, editors, *ASP Conf. Ser. 83 : IAU Colloq. 155 : Astrophysical Applications of Stellar Pulsation*, pages 127–+, 1995.
- M. F. Woodard. *Short-Period Oscillations in the Total Solar Irradiance*. PhD thesis, University of California, San Diego, 1984.
- M. F. Woodard and R. W. Noyes. *Change of Solar Oscillation Eigenfrequencies with the Solar Cycle*. *Nature*, 318 :449–+, december 1985.
- P. A. Young and D. Arnett. *Observational Tests and Predictive Stellar Evolution. II. Nonstandard Models*. *ApJ*, 618 :908–918, janvier 2005.
- P. R. Young. *The Ne/O abundance ratio in the quiet Sun*. *A&A*, 444 :L45–L48, december 2005.
- J. P. Zahn. *Les marées dans une étoile double serrée*. *Annales d'Astrophysique*, 29 :313–+, février 1966a.
- J. P. Zahn. *Les marées dans une étoile double serrée (suite)*. *Annales d'Astrophysique*, 29 :489–+, février 1966b.
- J. P. Zahn. *Les marées dans une étoile double serrée (suite et fin)*. *Annales d'Astrophysique*, 29 :565–+, février 1966c.
- J.-P. Zahn. *Circulation and turbulence in rotating stars*. *A&A*, 265 :115–132, novembre 1992.
- J.-P. Zahn, S. Talon, and J. Matias. *Angular momentum transport by internal waves in the solar interior*. *A&A*, 322 :320–328, juin 1997.
- J. Zhao, A. G. Kosovichev, and T. L. Duvall, Jr. *Investigation of Mass Flows beneath a Sunspot by Time-Distance Helioseismology*. *ApJ*, 557 :384–388, août 2001.
- E. G. Zweibel and T. J. Bogdan. *Effects of fibril magnetic fields on solar p-modes. II - Calculation of mode frequency shifts*. *ApJ*, 308 :401–412, septembre 1986.
-