

UNIVERSITÉ DE NICE SOPHIA – ANTIPOLIS – UFR Sciences
Ecole Doctorale Sciences Fondamentales appliquées

UNIVERSITÉ DE LIÈGE – FACULTÉ DES SCIENCES
Collège de Doctorat en Sciences Spatiales

THÈSE

En vue de l'obtention des titres de

Docteur en Sciences
de l'Université Nice – Sophia Antipolis
Spécialité : Sciences de l'Univers

Docteur en Sciences
de l'Université de Liège
Spécialité : Sciences spatiales

Présentée par **Mehdi – Pierre BOUABID**

soutenue publiquement à l'Université de Liège
le 21 décembre 2011

EFFETS DES PARAMÈTRES STELLAIRES ET DE LA ROTATION MODÉRÉE SUR LES PROPRIÉTÉS SISMIQUES DES ÉTOILES γ DORADUS

dirigée par Dr. Claude AIME et Dr. Josefina MONTALBÁN

Jury

Pr. Pierre MAGAIN	Université de Liège, Belgique	Président du jury
Dr. Philippe MATHIAS	Université Paul Sabatier, Toulouse, France	Rapporteur
Dr. Marie-Jo GOUPIL	Observatoire de Paris-Meudon, France	Rapporteur
Pr. Marc-Antoine DUPRET	Université de Liège, Belgique	Examineur
Dr. Jérôme BALLOT	Université de Paul Sabatier, Toulouse, France	Examineur
Dr. Thierry CORBARD	Université de Nice Sophia-Antipolis, France	Examineur
Dr. Andrea MIGLIO	University of Birmingham, Royaume-Uni	Examineur
Dr. Josefina MONTALBÁN	Université de Liège, Belgique	Co-directrice de thèse

Unités de recherche

Laboratoire Fizeau – Université de Nice-*Sophia Antipolis* / *Observatoire de la Côte d'Azur*
Département d'Astrophysique, de Géophysique et d'Océanographie – Université de Liège

Résumé

Les étoiles illuminent chaque nuit notre ciel des mêmes constellations et fascinent l'Homme depuis qu'il est Homme.

Pourquoi nous intéresser scientifiquement aux étoiles ? Parce que ces astres sont des constituants fondamentaux de l'Univers. Elles transforment l'hydrogène en hélium, puis en éléments lourds, indispensables à la formation de systèmes planétaires et à l'apparition de la vie. Les étudier revient alors à répondre à une infime partie de la si vaste question "D'où venons nous?". Même si elles semblent de prime abord statiques et éternelles à l'échelle humaine, elles naissent, évoluent et meurent. Mais toutes ne sont pas nées au même moment, ni n'évoluent à la même vitesse. Leurs durées de vie vont de quelques millions d'années pour les plus massives à plusieurs milliards d'années pour les moins massives. Cette diversité d'étoiles fait de notre ciel une véritable carte temporelle de l'évolution stellaire, et l'observation de millions d'entre elles à des phases évolutives différentes nous permet d'étudier et de caractériser chacune de ces phases. Bien que leur opacité ne permet pas l'observation directe de leur structure interne, certaines étoiles sont le berceau de phénomènes énergétiques comparables à nos tremblements de Terre. L'étude de ces oscillations se propageant dans des étoiles nous renseigne sur leur structure interne. Cette discipline, appelée astérosismologie, est ainsi l'équivalent stellaire de la sismologie terrestre.

L'objectif de cette thèse réside en l'application de l'astérosismologie à la caractérisation des étoiles variables pulsantes γ Doradus. De par la complexité et la diversité de leurs propriétés physiques, ces étoiles de types spectraux A5-F0 constituent un challenge particulier dans l'étude de la structure et de l'évolution stellaire.

En premier lieu, nous détaillons l'influence de certains ingrédients physiques sur la localisation de la bande d'instabilité et sur la gamme de périodes d'oscillation de ces étoiles. Nous concluons que seule l'efficacité du transport par convection dans leur enveloppe, clé de l'excitation de pulsations dans ces étoiles, joue un rôle sur ces deux observables. Nous nous penchons ensuite sur l'influence de l'interaction convection-pulsation sur les propriétés sismiques des γ Doradus. Cette interaction ne modifie pas de manière significative l'emplacement de la bande d'instabilité γ Doradus mais est indispensable à la compréhension du mécanisme responsable de leurs oscillations.

En deuxième lieu, nous évaluons s'il est possible de déterminer l'état évolutif d'une γ Doradus par le biais de l'astérosismologie et montrons que les différences de structure interne entre les phases d'évolution pré-séquence principale et séquence principale laissent des signatures astérosismiques significatives. Toutes ces études ne tiennent cependant pas compte de l'influence de la rotation sur les oscillations, pourtant essentielle dans ces étoiles dont les périodes de pulsation peuvent être plus grandes que la période de rotation.

Dans l'avant dernier volet de cette thèse, nous étudions cette interaction au travers de l'approximation traditionnelle de la rotation et montrons que la force de Coriolis a un effet déterminant sur la valeur des périodes et la stabilité de ces modes d'oscillation.

Pour finir, nous appliquons l'ensemble des connaissances et outils acquis durant cette thèse à la modélisation de l'étoile HR 8799, γ Doradus remarquable entourée d'un système complexe de disques de poussières et de planètes et/ou naines brunes, afin de tester l'influence de différentes contraintes physiques et sismiques sur la caractérisation de cette étoile.

Abstract

Stars light up every night our sky with the same constellations, and fascinate mankind since humans exist. Why do stars have a scientific interest? Because they are fundamental constituents of the Universe. They convert hydrogen into helium and heavy elements, essential for the planetary system formation and the emergence of life. Then, their study contributes to answer the wide question "Where do we come?". Even if they seem, at first, static and ageless to the human scale, they appear, evolve and die. But all are not born at the same time or evolve at the same velocity. Their lifetimes range from a few million years for the most massive to several billion years for the less massive. This diversity of stars makes our sky a real time map of stellar evolution, and the observation of millions of them at different evolutionary states allows us to study and characterize each of these phases. Although their opacity does not allow direct observation of their internal structure, some stars are the cradle of energetic phenomena comparable to our earthquakes. The study of these oscillations propagating in the star tells us about their internal structure. This discipline, called asteroseismology, is the stellar equivalent to Earth seismology.

The goal of this thesis lies in the application of asteroseismology to the characterization of the γ Doradus pulsating stars. Due to the complexity of their physical properties, these A0-F5 spectral type stars are particularly challenging for the study of the stellar structure and evolution.

In a first time, we detail the influence of some input physics on the location of the instability strip and the oscillation period range of these stars. We conclude that only the efficiency of convective transport in their envelopes, which is a key to the pulsation excitation in these stars, plays a role on these two observables. We then examine the influence of the convection-pulsation interaction on their oscillation properties. This interaction does not change significantly the location of the γ Doradus instability strip, but is essential to understand the mechanism responsible for their oscillations. In a second time, we evaluate whether it is possible to determine the evolutionary state of a γ Doradus through asteroseismology and we show that differences between the pre-main sequence and the main sequence internal structures leave significantly different asteroseismic signatures. However, all these studies do not take into account the influence of rotation on the oscillations, which is essential in these stars whose pulsation periods may be higher than their rotation period. In the penultimate part of this thesis, we study this interaction through the traditional approximation of rotation and we show that the Coriolis force has a decisive effect on both the period values and the stability of these pulsation modes. Finally, we apply the knowledge and tools acquired during this thesis to model the remarkable γ Doradus star HR 8799 which is surrounded by a complex system of dust disks and planets and/or brown dwarfs, in order to test the influence of different physical and asteroseismic constraints on the characterization of this star.

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Introduction à l'astérosismologie	3
1.2	Introduction aux étoiles γ Doradus	5
1.3	Objectifs de cette thèse	6
1.3.1	Caractérisation de l'échantillon des étoiles γ Doradus	6
1.3.2	Étude des liens existant entre les paramètres physiques des étoiles γ Doradus et leurs oscillations	6
1.3.3	Influence du traitement de l'interaction convection-pulsation sur les propriétés sismiques des étoiles γ Doradus	7
1.3.4	Déterminer l'état évolutif d'une étoile γ Doradus à partir de l'astérosismologie	8
1.3.5	Rôle de la rotation sur le comportement des oscillations γ Doradus	8
1.3.6	Modélisation astérosismique d'étoiles γ Doradus : application à la caractérisation de systèmes exoplanétaires	9
I	Astérosismologie et étoiles γ Doradus	11
2	Théorie des pulsations stellaires	13
2.1	Introduction	15
2.2	Historique et principes des pulsations stellaires	15
2.3	Les échelles temporelles de la physique stellaire	16
2.4	Les équations des oscillations stellaires	18
2.4.1	Équations générales de l'hydrodynamique	18
2.4.2	Structure à l'équilibre	21
2.4.3	Méthode des petites perturbations	22
2.5	Approximations adiabatique et de Cowling	25
2.5.1	Approximation adiabatique	25
2.5.2	Approximation de Cowling	26
2.5.3	Modes de pression	27
2.5.4	Modes de gravité	28
2.5.5	Modes mixtes	28
2.6	Spectre des modes p et g dans l'approximation asymptotique	30
2.6.1	Expression asymptotique des fréquences des modes p	32

2.6.2	Expression asymptotique des périodes des modes g	32
2.7	Théorie non-adiabatique	33
2.7.1	Forme des solutions non-adiabatiques	33
2.7.2	Notion de travail et d'intégrale de travail d'un mode	34
2.7.3	Mécanismes d'excitation des modes de pulsations	36
2.8	Étoiles pulsantes en séquence principale	38
3	"Qui" sont vraiment les étoiles γ Doradus ?	43
3.1	Les étoiles γ Doradus : caractéristiques observationnelles	45
3.2	Caractéristiques évolutives et structurelles des étoiles de type spectral A et F en séquence principale	48
3.2.1	Structure interne des étoiles en séquence principale	48
3.2.2	Influence de la rotation sur la structure des étoiles A-F	53
3.3	Les étoiles γ Doradus : contexte observationnel	55
3.3.1	Étoiles chimiquement particulières et pulsations γ Doradus	55
3.3.2	Étoiles hybrides	56
3.3.3	Ère spatiale : vers une nouvelle stratégie observationnelle	60
3.4	Les oscillations γ Doradus : connaissances théoriques	61
3.4.1	Le mécanisme d'excitation : influence de la convection	62
3.4.2	Influence de la structure interne et de la rotation sur les modes de gravité	64
3.4.3	Modélisation des étoiles γ Doradus : acquis et défis.	65
3.5	Catalogue des étoiles γ Doradus	68
II	Étude du comportement des modes g dans les étoiles γ Doradus	71
4	Influence des paramètres physiques et de la convection sur le comportement des modes g dans les étoiles γ Doradus	73
4.1	Introduction	75
4.2	Modèles stellaires et influence des paramètres physiques sur les oscillations γ Doradus	76
4.2.1	Modèles stellaires	76
4.2.2	Influence des paramètres physiques sur les modes g	77
4.3	Influence du traitement de l'interaction convection-pulsation sur la stabilité des pulsations γ Doradus	84
4.3.1	Différents traitements de l'interaction convection-pulsation	84
4.3.2	Comparaison des traitements convection gelée et convection dépendant du temps des oscillations de type γ Doradus	87
4.4	Conclusion	99
5	Propriétés sismiques théoriques des étoiles γ Doradus en pré-séquence principale	103
5.1	Introduction	105
5.2	Revue des études observationnelles d'étoiles candidates γ Doradus en pré-séquence principale	108

5.3	Structure interne des étoiles de masse intermédiaire en pré-séquence principale et en séquence principale	109
5.4	Comparaison des propriétés adiabatiques des spectres de pulsations de modèles stellaires en pré-séquence principale et en séquence principale . .	112
5.4.1	Évolution du period-spacing sous l'approximation asymptotique au premier ordre	112
5.4.2	La structure du period-spacing comme signature de l'état évolutif d'une étoile	115
5.5	Analyse non-adiabatique des propriétés sismiques d'étoiles en pré-séquence principale	117
5.5.1	Comparaison des propriétés non-adiabatiques des modèles γ Doradus en PMS et en MS	120
5.6	Conclusions et perspectives	123
6	Effets de la force de Coriolis sur les modes de gravité d'ordres élevés dans les étoiles γ Doradus	127
6.1	Introduction	129
6.2	Revue des études de l'interaction rotation-pulsation pour les modes g . . .	130
6.3	Approximation traditionnelle de la rotation	132
6.4	Influence de la rotation sur les oscillations d'un modèle stellaire	137
6.4.1	Évolution de la période des modes de pulsation	140
6.4.2	Évolution du period-spacing	145
6.4.3	Effet combiné du mélange induit par la rotation et de la force de Coriolis de la rotation sur le period-spacing	149
6.4.4	Évolution de la stabilité des modes de pulsation	154
6.5	Influence de la rotation sur la bande d'instabilité des γ Doradus	155
6.6	Discussions et perspectives	159
6.7	Conclusions	162
7	Application à la modélisation de HR 8799	165
7.1	Introduction	167
7.2	Caractéristiques du système	171
7.3	Enjeux de l'étude de l'ensemble du système HR 8799	175
7.4	Modélisation de HR 8799	179
7.4.1	Modèles stellaires	179
7.4.2	Calculs d'oscillations	179
7.4.3	Résultats	181
7.5	Conclusions et perspectives	192
7.5.1	Conclusions	192
7.5.2	Perspectives	193
8	Conclusions et perspectives	195
8.1	Étude des liens existant entre les paramètres physiques des étoiles γ Doradus et leurs oscillations	197
8.2	Influence du traitement de l'interaction convection-oscillations sur les propriétés sismiques des étoiles γ Doradus	197

TABLE DES MATIÈRES

8.3	Déterminer l'état évolutif d'une étoile γ Doradus à partir de l'astérosismologie	199
8.4	Rôle de la rotation sur le comportement des oscillations γ Doradus	200
8.5	Modélisation astérosismique d'étoiles γ Doradus : application à la caractérisation de systèmes exoplanétaires	202
III	Annexes	205
	Bibliographie	207
A	Liste des publications	227
B	Hybrides γ Doradus/δ Scuti : Comparaison entre observations et théorie Bouabid, M.-P. ; Montalbán, J. ; Miglio, A. ; Dupret, M.-A. ; Grigahcène, A. ; Noels, A. 2009, AIPC, 1170, 477-479	229
C	Catalogue des étoiles γ Doradus bona fide	235

1

Introduction

Sommaire

1.1	Introduction à l'astérosismologie	3
1.2	Introduction aux étoiles γ Doradus	5
1.3	Objectifs de cette thèse	6
1.3.1	Caractérisation de l'échantillon des étoiles γ Doradus	6
1.3.2	Étude des liens existant entre les paramètres physiques des étoiles γ Doradus et leurs oscillations	6
1.3.3	Influence du traitement de l'interaction convection-pulsation sur les propriétés sismiques des étoiles γ Doradus	7
1.3.4	Déterminer l'état évolutif d'une étoile γ Doradus à partir de l'astérosismologie	8
1.3.5	Rôle de la rotation sur le comportement des oscillations γ Doradus	8
1.3.6	Modélisation astérosismique d'étoiles γ Doradus : application à la caractérisation de systèmes exoplanétaires	9

1.1 Introduction à l'astérosismologie

Science, art, croyance : les étoiles, constituants fondamentaux de l'Univers, fascinent l'Humanité depuis toujours. Elles émerveillent l'œil néophyte en donnant "vie" aux formes si singulières des nébuleuses, autant qu'elles passionnent le scientifique en quête de réponses aux questions qu'il se pose sur ce qui l'entoure. Ainsi, la compréhension physique de l'évolution et de la structure de ces astres a une place privilégiée dans la science moderne. Cependant, deux défis majeurs entravent le chemin de l'astrophysicien. Notre Soleil mis à part, les étoiles sont si lointaines qu'elles nous apparaissent ponctuelles, non résolues, même aux yeux de nos plus puissants télescopes. Qui plus est, la matière stellaire est quasi entièrement opaque, et le rayonnement électromagnétique que l'on observe, unique information nous provenant de ces astres, n'est issu que de leurs couches superficielles. Les étoiles se refusent à nous dévoiler *a priori* leur structure interne qui se dissimule en deçà de leur atmosphère.

La frustration des astronomes ne pouvant satisfaire leur besoin de connaître les mystères des intérieurs stellaires n'est pas nouvelle. À l'époque déjà, Sir Arthur Stanley Eddington arguait dans son livre "*The internal constitution of stars*" (Eddington 1926) :

"At a first sight it would seem that the deep interior of the Sun and stars is less accessible to scientific investigation than any other region of the universe. Our telescope may probe farther and farther into the depths of space ; but how can we ever obtain certain knowledge of that which is hidden behind substantial barriers ? What appliance can pierce through the outer layers of a star and test the condition within ?"

Comment, alors, révéler la structure interne des étoiles ? Quelles sont les "armes" de l'*astron-Homme* face à la pudeur de ces dames célestes ?

Il est fort heureusement possible d'utiliser des lois universelles de la physique et, plus particulièrement, de celles de l'hydrodynamique qui régissent la stabilité stellaire, afin de comprendre la structure interne des étoiles. Mais toute théorie demande à être éprouvée et la recherche d'opportunités permettant de tester, vérifier et contraindre une théorie reste néanmoins un besoin récurrent de l'astrophysique stellaire.

Une telle opportunité réside en l'étude des étoiles variables pulsantes. Cette discipline appelée astérosismologie - ou héliosismologie lorsque appliquée au Soleil - est analogue dans son principe à la sismologie terrestre. Ces astres sont le berceau de phénomènes énergétiques vibratoires, semblables aux tremblements de Terre, qui permettent à quiconque capable d'interpréter ces variations d'entrouvrir une fenêtre sur leur structure interne. L'analogie avec la musique est évidente. Un son émis par un instrument de musique est caractéristique à la fois de la manière de générer cette onde et de la cavité dans laquelle elle se propage. Un violoniste, si bon soit il, ne pourra jamais jouer le son si caractéristique d'un piano ou d'une trompette avec un violon, et inversement. Qui plus est, une oreille avertie différenciera la note "do" jouée sur un *Stradivarius* ou un violon d'école, sur un piano à queue ou un piano droit ; il en va de même pour les étoiles. Les caractéristiques sismiques d'une étoile massive ne seront jamais identiques à celles d'une étoile naine blanche. D'autre part, une étoile particulière ne montrera jamais exactement les mêmes

fréquences d'oscillation qu'une étoile semblable, mais de structure légèrement différente.

Chaque mode d'oscillation a une fréquence bien précise, sonde une partie différente de la structure stellaire et représente ainsi un outil unique permettant de caractériser une région donnée de l'étoile. Il existe de nombreuses applications de l'astérosismologie, donnant de très beaux résultats, tels que la découverte d'oscillations solaires dans des étoiles très différentes du Soleil (géantes rouges, étoiles B, etc.), la caractérisation d'étoiles hôtes de planètes, la prédiction de pulsations dans les étoiles SdB quelques années avant leur découverte observationnelle, etc. (cf., par exemple, la revue proposée par Kurtz 2006).

L'étude sismique du cas particulier qu'est notre Soleil, commencée lors de la découverte d'oscillations de périodes d'environ 5 minutes par Leighton et al. (1962), a été couronnée de très nombreux succès (cf, par exemple, la revue de Christensen-Dalsgaard 2002). Une image détaillée de la structure de notre étoile fut possible grâce à l'héliosismologie. Elle permit en particulier de contraindre les profils de vitesse du son et de densité, le taux de rotation interne et la détermination exacte de la profondeur de l'enveloppe convective. Cette dernière découverte eut une influence majeure sur la physique stellaire en mettant en évidence la nécessité de tenir compte de la diffusion microscopique dans les modèles (cf. Christensen-Dalsgaard et al. 1991, 1993 pour les détails).

Suite aux succès incombant à l'héliosismologie et à l'observation préalable d'autres types d'étoiles pulsantes telles que, par exemple, les Céphéides ou les δ Scuti, d'importants efforts ont été fournis afin de détecter dans d'autres étoiles une telle variabilité spectroscopique et/ou photométrique, assimilable à des oscillations. Plusieurs classes d'étoiles pulsantes aux propriétés physiques très diverses, de masses et d'état évolutifs variés, ont été répertoriées.

Ces dernières années, l'astérosismologie est entrée dans une nouvelle ère avec l'avènement de la photométrie spatiale dédiée à l'étude des oscillations stellaires, permettant l'observation ininterrompue de cibles particulières durant plusieurs mois. Les satellites MOST¹ (Warner et al. 2003), CoRoT² (Baglin & Fridlund 2006) et *Kepler* (Gilliland et al. 2010) permettent la détection de fréquences de modes d'oscillation avec une précision jamais égalée. Cependant, alors que ces récentes avancées de l'astérosismologie observationnelle nous permettent une détermination très précise des fréquences d'oscillation de nombreuses étoiles, un nouveau challenge apparaît, commun à toute expérience scientifique : la confrontation précise entre théorie et observations. Peut-on espérer un jour contraindre la structure interne des étoiles avec autant de précision et de réussite que celle de notre Soleil ? S'il existe des facteurs limitatifs évidents nous empêchant généralement d'atteindre un tel objectif, l'astérosismologie ne doit pas pour autant être méconstruée car elle présente deux arguments de poids :

- Les différentes classes d'étoiles pulsantes échantillonnent remarquablement l'ensemble du diagramme de Hertzsprung-Russel (HR), démontrant de la sorte que ce phénomène est loin d'être marginal. Cet échantillonnage permet de sonder les régions internes d'astres représentatifs des grandes phases évolutives des étoiles.
- Les modes de pulsations excités au sein de ces étoiles sont de natures très variées. En plus des modes de pression d'ordres radiaux élevés observés dans les couches externes des étoiles de type solaire, d'autres types de modes nous permettent de

1. Microvariabilité et Oscillations STellaires

2. COnvection, ROTation et Transits planétaires

sonder des régions différentes : les modes de pression d'ordres radiaux faibles, les modes de gravité dont la force de rappel est la poussée d'Archimède, et des modes présentant un caractère mixte pression-gravité. Si les modes de pression se propagent généralement dans les régions externes des étoiles, les modes de gravité sondent les régions centrales et permettent une étude détaillée de la structure du cœur des étoiles.

1.2 Introduction aux étoiles γ Doradus

Le nombre de classes d'étoiles pulsantes est si important, et ces classes présentent des caractéristiques physiques si différentes, qu'il est impossible de travailler efficacement sur l'ensemble d'entre elles dans une carrière d'astrophysicien, et moins encore dans le temps imparti à l'élaboration d'une thèse de doctorat. Les travaux présentés dans cet ouvrage se focalisent sur une classe d'étoiles variables pulsantes appelées étoiles γ Doradus.

Les γ Doradus sont des étoiles de masse intermédiaire, soit environ entre 1.2 et 2 masses solaires (M_{\odot}), et de types spectraux A et F. Elles se situent à la transition entre les étoiles "froides", dans lesquelles la convection est très efficace, et qui possèdent donc une enveloppe convective profonde, et les étoiles plus chaudes, possédant une enveloppe convective très superficielle et pour lesquelles la quasi-totalité de l'énergie est transportée par radiation dans les régions au delà du cœur convectif. Entre les deux, la taille de l'enveloppe convective varie très rapidement à mesure que l'on considère des étoiles plus chaudes. Elles se situent également dans une région du diagramme HR où les étoiles présentent de fortes variations de structure interne en fonction essentiellement de leurs masses. Notamment, dans les étoiles de plus faibles masses ($M \lesssim 1.2 - 1.3 M_{\odot}$) l'énergie nucléaire est essentiellement générée par la chaîne de réaction $p - p$, alors que le cycle de combustion CNO domine dans les étoiles plus massives. Ce phénomène a une influence considérable sur la structure centrale des étoiles en séquence principale, puisque celles de plus faibles masses ont un cœur totalement radiatif alors que le cœur des étoiles de masse supérieure à $1.2 M_{\odot}$ est convectif. L'évolution de ce cœur convectif engendre l'apparition d'un important gradient de poids moléculaire moyen à sa frontière. Enfin, la transition entre les étoiles F et les étoiles A marque généralement la frontière entre les étoiles en rotation modérée (étoiles F, $v_{\text{rot}} \lesssim 100 \text{ km.s}^{-1}$) et les rotateurs plus rapides (étoiles A, pouvant atteindre des vitesses de rotation de 300 km.s^{-1} , Abt & Morrell 1995; Royer et al. 2007). La rotation peut induire un transport des éléments chimiques et de moment cinétique dans les régions radiatives de ces étoiles, ce qui a également un effet sur leur structure interne.

Les γ Doradus présentent une variabilité due à des modes de gravité sondant les régions les plus internes de ces étoiles. Ces modes ont des périodes allant typiquement de 0.3 à 3 jours et sont excités par la modulation du flux radiatif à la limite de l'enveloppe convective (Guzik et al. 2000, Dupret et al. 2005a). Ainsi, ces modes sondent les régions centrales de ces étoiles, très sensibles à l'évolution du cœur et leur stabilité est très fortement liée à la profondeur de la base de l'enveloppe convective. Qui plus est, leurs périodes d'oscillation sont comparables aux périodes de rotation de ces étoiles, ce qui laisse envisager une influence considérable de la rotation sur leurs propriétés sismiques.

1.3 Objectifs de cette thèse

Le lien entre l'observation de fréquences de pulsation et la compréhension de la structure interne des étoiles n'est pas direct et les stratégies développées en vue d'un tel objectif sont diverses. Certaines des problématiques propres à l'étude des étoiles γ Doradus, abordées dans la section précédente, se résument en une phrase : l'étude des influences de la structure interne, de l'efficacité et du traitement de la convection, et de la rotation sur les modes de pulsation des étoiles γ Doradus est une étape essentielle pour comprendre la physique de ces étoiles.

Des études récentes ont déjà permis de belles avancées sur ces questions (cf., par exemple, Dintrans & Rieutord 2000, Dupret et al. 2005a, Miglio et al. 2008, Ballot et al. 2010). L'objectif de cette thèse est de s'inscrire également dans cette dynamique et de contribuer à une démarche d'étude globale des propriétés sismiques des étoiles γ Doradus en abordant ce vaste sujet via une approche théorique. Les travaux présentés dans cet ouvrage apportent leurs lots de résultats aidant à une meilleure compréhension de comment la structure interne de ces étoiles (que l'on cherche à contraindre) affecte les propriétés de leurs spectres d'oscillations (que l'on observe) dans ces étoiles.

Présentons maintenant les différentes questions qui ont motivé cette thèse.

1.3.1 Caractérisation de l'échantillon des étoiles γ Doradus

La définition détaillée d'une classe d'étoiles pulsantes passe par la caractérisation précise des paramètres des membres appartenant à cette classe. Cette définition évolue à mesure que le nombre de données sur les étoiles membres augmente. De plus, la modélisation d'étoiles particulières nécessite également une caractérisation précise des paramètres globaux et astérosismiques, de l'étoile afin de contraindre le plus fortement possible le nombre de degrés de liberté du problème.

De nombreuses études ont permis de définir ou de préciser les paramètres de ces étoiles. Cependant, ces dernières sont très éparpillées et il est souvent difficile de recouper les informations propres à une étoile et de mettre à jour les données de cette classe. Nous présentons, dans le chapitre 3 et le tableau en annexe C, une revue exhaustive de l'ensemble des paramètres issus de la littérature des étoiles γ Doradus confirmées à ce jour. Ce travail bibliographique nous permettra de proposer une base de données évolutive des étoiles γ Doradus, augmentant à mesure que de nouvelles données et/ou étoiles sont établies, découvertes, publiées. Cette synthèse s'avérera très intéressante pour toute personne voulant comparer les données qu'il détermine pour une étoile aux études antérieures ou cherchant à modéliser une étoile et permettra également une étude statistique des caractéristiques des étoiles γ Doradus à mesure que l'échantillon de *bona fide* grandira.

1.3.2 Étude des liens existant entre les paramètres physiques des étoiles γ Doradus et leurs oscillations

Au delà de l'établissement des grandeurs observationnelles des étoiles γ Doradus, le but ultime de l'astérosismologie est d'utiliser ces grandeurs afin d'en déduire la structure interne des étoiles considérées. Pour cela, il est également nécessaire de comprendre quel est le rôle joué par les différentes couches de l'étoile dans l'excitation et la propagation des

modes d'oscillation. Ceci est particulièrement important dans le cas des étoiles γ Doradus, dont les modes sondent les régions internes, et sont donc particulièrement sensibles à la structure de ces étoiles. Une telle approche revient à considérer le problème à l'inverse de ce que l'on observe : appliquons une modification connue *a priori* à la physique de nos modèles stellaires et voyons quelle est l'influence de cette dernière sur les propriétés sismiques des γ Doradus. Cette stratégie fut appliquée dans l'ensemble des études globales exposées dans les chapitres suivants.

La première question que l'on se pose lorsqu'on établit, par exemple, une grille de modèles stellaires afin de modéliser une étoile particulière est : "Quels sont les paramètres d'entrée du code d'évolution stellaire utilisé qui joueront un rôle discriminant dans l'établissement du meilleur modèle reproduisant cette étoile ?", ou en d'autres mots, quelle est l'influence de ces ingrédients physiques sur les tracés évolutifs, la bande d'instabilité et les fréquences de modes excités des étoiles γ Doradus ? C'est ce que nous évaluerons dans la première partie du chapitre 4 (section 4.2). Si Dupret et al. (2005a) établirent, via la valeur considérée du paramètre de longueur de mélange, l'importance de l'efficacité de la convection sur la localisation en température de la bande d'instabilité des étoiles γ Doradus, notre étude ira plus loin, via la considération d'autres ingrédients physiques. Nous avons calculé différentes grilles de modèles stellaires à l'aide du code d'évolution stellaire CLES³ (Scuflaire et al. 2008b) et pour lesquelles nous avons fait varier les paramètres d'entrée et la physique considérée. L'influence de ces variations sur la bande d'instabilité et les périodes de pulsations des étoiles γ Doradus y seront détaillées.

1.3.3 Influence du traitement de l'interaction convection-pulsation sur les propriétés sismiques des étoiles γ Doradus

Si les ingrédients physiques des étoiles ont une influence évidente sur la structure interne de ces dernières, donc sur leurs propriétés sismiques, le traitement des oscillations en lui-même est également essentiel à la compréhension de leur mécanisme d'excitation et à l'estimation des fréquences des modes excités.

Dans le cas particulier des étoiles γ Doradus, la convection joue un rôle essentiel dans le processus d'excitation des modes de pulsation. Ce rôle, d'abord mis en avant par Guzik et al. (2000) à l'aide de l'approximation de la convection gelée, fut caractérisé par Dupret et al. (2005a) en tenant compte de l'interaction convection-pulsation dépendant du temps. Nous présenterons dans la seconde partie du chapitre 4 (section 4.3) la comparaison entre ces deux traitements de l'interaction convection-pulsation, tous deux implémentés dans le code de pulsations non-adiabatiques MAD (Dupret 2001, Grigahcène et al. 2005).

Nous établirons dans un premier temps l'influence de ces approximations sur la bande d'instabilité et les gammes de fréquences de modes excités des étoiles γ Doradus. Dans un second temps, nous détaillerons l'impact du traitement de l'interaction convection-pulsation considéré sur la stabilité des modes γ Doradus. Enfin, nous redéfinirons le mécanisme d'excitation lui-même, tantôt actif, tantôt passif, selon si l'on se place sur le bord bleu ou rouge de la bande d'instabilité.

3. Code Liégeois d'Évolution Stellaire

1.3.4 Déterminer l'état évolutif d'une étoile γ Doradus à partir de l'astérosismologie

Dans la continuité de l'étude de l'influence des paramètres physiques sur les oscillations γ Doradus, il est intéressant de considérer la capacité de l'astérosismologie à différencier les états évolutifs d'une étoile pulsante. Bien que les études théoriques des étoiles γ Doradus considèrent généralement des modèles de séquence principale (MS⁴ - cf., par exemple, Walker et al. 2003, Dupret et al. 2005a), l'existence possible d'étoiles γ Doradus en pré-séquence principale (PMS⁵) n'a jamais été exclue. Dernièrement, des étoiles candidates γ Doradus ont été observées dans des amas suffisamment jeunes pour que ces étoiles soient potentiellement en pré-séquence principale (cf., par exemple, Saesen et al. 2010).

Les structures internes des étoiles PMS et MS, particulièrement dans les régions centrales à la limite du cœur convectif, sont très différentes et devraient laisser, pour chacun des états évolutifs, une signature distinctive dans le spectre des modes g , particulièrement sensibles à de telles variations structurelles.

Notre étude a pour but d'estimer quelles sont les observables sismiques variant suffisamment pour être significatives dans les spectres observés et permettre la différenciation d'une γ Doradus MS ou PMS. Pour se faire, nous nous sommes appuyés sur le travail préliminaire proposé par Miglio et al. (2008) qui montrèrent que l'évolution du cœur convectif lors de la MS laissait une signature significative sur l'espacement en période (*period-spacing*) des modes de pulsation (section 5.4). Nous considérerons dans cette étude à la fois des grandeurs adiabatiques, telles que la valeur asymptotique et la structure du *period-spacing*, ainsi que des grandeurs non-adiabatiques telles que la position comparée des bandes d'instabilité théoriques des étoiles MS et PMS et la gamme de périodes des modes excités (section 5.5).

1.3.5 Rôle de la rotation sur le comportement des oscillations γ Doradus

Comme nous l'avons spécifié dans la section 1.2, les modes g excités dans les étoiles γ Doradus peuvent avoir des fréquences de pulsation de l'ordre de la fréquence de rotation de ces étoiles. Dans une telle configuration, la force de Coriolis a un rôle majeur sur les fréquences et la stabilité des modes g et une étoile, même en rotation modérée, ne peut être la cible d'une étude astérosismique qui ne tient pas compte de ces effets.

Le but du chapitre 6 est d'appliquer une nouvelle version du code de pulsations non-adiabatiques MAD dans lequel nous avons implémenté l'approximation traditionnelle de la rotation, approche non-perturbative de l'interaction rotation-pulsation développée par Eckart (1960) dans le contexte géophysique avant d'être adaptée à l'astérosismologie pour la première fois par Lee & Saio (1987a).

Nous aborderons d'abord l'influence de la rotation sur les propriétés sismiques d'un modèle donné (section 6.4), telles que l'évolution des périodes des modes, de leur sta-

4. Main Sequence

5. Pre-Main Sequence

bilité ou du *period-spacing* avec la rotation, avant d'aborder, dans la section 6.4.3, les effets de l'influence conjointe de la force de Coriolis et du mélange induit par la rotation dans les régions radiatives sur le *period-spacing*. Enfin, nous généraliserons cette étude à l'ensemble de la bande d'instabilité théorique des étoiles γ Doradus (section 6.5).

1.3.6 Modélisation astérosismique d'étoiles γ Doradus : application à la caractérisation de systèmes exoplanétaires

L'astérosismologie et l'exoplanétologie observationnelles partagent certaines techniques d'observation identiques, telles que la photométrie ou la spectroscopie. Le lien entre ces deux volets de l'astrophysique est toutefois bien plus fort qu'une simple similitude. Il faut, pour caractériser une planète ou l'ensemble d'un système planétaire, caractériser l'étoile hôte de ce système. En ce sens, l'astérosismologie a cet avantage de pouvoir contraindre les paramètres physiques de l'étoile hôte sans devoir pour autant tenir compte du reste du système.

Le système HR 8799 est un objet très particulier de notre galaxie. Il abrite une étoile centrale présentant des anomalies d'abondance (Gray & Kaye 1999) et des oscillations de type γ Doradus (Rodriguez & Zerbi 1995). De plus, autour de cet astre orbitent trois disques de débris concentriques (Su et al. 2009) et quatre objets de tailles supérieures à Jupiter (Marois et al. 2010). Ce système complexe constitue à lui seul un formidable laboratoire permettant de contraindre les théories de formation et d'évolution des systèmes planétaires et plus particulièrement d'avancer dans la compréhension de la formation et de l'évolution de notre propre système solaire.

Pour ce faire, il est nécessaire de contraindre les paramètres physiques de l'ensemble des objets observés, à savoir ceux de l'étoile (température, masse, rayon, vitesse de rotation, etc.), ceux des disques (température, masse, taille, etc.), et ceux des planètes (position, masse, température, etc.). En effet, la dynamique de tout système planétaire dépend fondamentalement de ses propriétés intrinsèques : la formation, l'évolution et l'environnement des exoplanètes sont influencés par leur étoile hôte. Notamment, l'estimation des masses des objets orbitant est directement liée à l'âge du système, soit à celui de l'étoile. Les modèles de refroidissement d'objets substellaires le montrent clairement : plus le système est vieux, plus un objet d'une luminosité donnée est massif, ce qui a une influence fondamentale sur la stabilité du système et implique des mécanismes de formation différents. L'estimation de l'âge de HR 8799 fut la motivation de très nombreuses études impliquant un large panel de disciplines astrophysiques telles que la dynamique planétaire, la dynamique des disques, la cinématique stellaire, la mesure d'activité, l'astérosismologie, etc.

L'objectif de l'étude que nous présentons dans le chapitre 7 est de tester l'influence de différents paramètres physiques et différentes contraintes astérosismiques sur la modélisation de cette étoile, en nous basant sur de nouvelles données sismiques observationnelles. Nous utiliserons pour cela les conclusions issues des chapitres précédents et les outils nouvellement disponibles, soit en particulier notre code de pulsation stellaires incluant l'approximation traditionnelle de la rotation.

PARTIE I

ASTÉROSISMOLOGIE ET ÉTOILES γ DORADUS

2

Théorie des pulsations stellaires

Sommaire

2.1	Introduction	15
2.2	Historique et principes des pulsations stellaires	15
2.3	Les échelles temporelles de la physique stellaire	16
2.4	Les équations des oscillations stellaires	18
2.4.1	Équations générales de l'hydrodynamique	18
2.4.2	Structure à l'équilibre	21
2.4.3	Méthode des petites perturbations	22
2.5	Approximations adiabatique et de Cowling	25
2.5.1	Approximation adiabatique	25
2.5.2	Approximation de Cowling	26
2.5.3	Modes de pression	27
2.5.4	Modes de gravité	28
2.5.5	Modes mixtes	28
2.6	Spectre des modes p et g dans l'approximation asymptotique	30
2.6.1	Expression asymptotique des fréquences des modes p	32
2.6.2	Expression asymptotique des périodes des modes g	32
2.7	Théorie non-adiabatique	33
2.7.1	Forme des solutions non-adiabatiques	33
2.7.2	Notion de travail et d'intégrale de travail d'un mode	34
2.7.3	Mécanismes d'excitation des modes de pulsations	36
2.8	Étoiles pulsantes en séquence principale	38

2.1 Introduction

Le concept d'étoile variable apparaît très tôt dans l'histoire de l'astronomie avec la découverte de la variabilité de Mira Ceti par Fabricius (1596) et Algol (β Persei) par Montanari (1669), sans pour autant que des explications à ces phénomènes soient avancées. Cependant, il faut attendre la fin du XIX^{ème} et le début du XX^{ème} siècle pour que les bases physiques expliquant les variations de luminosité des étoiles apparaissent et mettent à jour la multitude de phénomènes physiques à l'origine de la variabilité des étoiles. Certains de ces phénomènes, comme les systèmes stellaires de binaires à éclipse, sont d'origine externe ; d'autres, comme les variables aperiodiques (par exemple les étoiles cataclysmiques), sont d'origine interne. Les étoiles pulsantes font partie de ces étoiles intrinsèquement variables. Si le but ici n'est pas de présenter de manière exhaustive l'ensemble des catégories d'étoiles variables, sans aucun rapport avec les travaux développés dans les chapitres suivants, il est néanmoins important de s'arrêter sur le concept d'étoile pulsante, cette notion étant à la base de l'étude présentée dans ce manuscrit. Nous introduirons de manière succincte les aspects fondamentaux des principes physiques des étoiles variables pulsantes, en ciblant les concepts utiles au développement des travaux que nous exposerons ensuite. Les développements complets de cette théorie sont présentés dans les ouvrages de Cox (1980), Unno et al. (1989) et Aerts et al. (2010), sur lesquels nous nous sommes appuyés pour développer ce chapitre.

En premier lieu, nous ferons état des connaissances générales sur les étoiles pulsantes dans la section 2.2, en revenant sur la naissance de l'astérosismologie et en décrivant les principaux aspects physiques de cette discipline.

Les étoiles étant des systèmes complexes où de nombreuses échelles de temps interviennent, allant de la milliseconde à plusieurs milliards d'années, nous ferons le point sur ces échelles temporelles nécessaires à la compréhension de la physique stellaire et, plus particulièrement, du phénomène de pulsation stellaire dans la section 2.3.

Nous dériverons ensuite l'ensemble des équations d'oscillations dans la section 2.4, et présenterons les approximations que nous utiliserons dans les chapitres suivants dans la section 2.5 à section 2.6. Enfin, nous aborderons dans la section 2.7 le traitement non-adiabatique du problème des pulsations stellaires. Sans développer toutes les équations de manière formelle, nous présenterons les différents mécanismes responsables des oscillations stellaires et définirons la notion de travail et de stabilité d'un mode.

2.2 Historique et principes des pulsations stellaires

Suite à l'observation d'étoiles variables intrinsèques et périodiques, la théorie des pulsations stellaires s'est développée dans la première moitié du XX^{ème} siècle (cf. la revue de Rosseland 1949 sur le sujet) sur base des travaux sur la théorie des pulsations non-radiales de Kelvin (1863) et la théorie des pulsations radiales développée par de Ritter (1879).

Cependant, il fallut attendre les années 1950 et les travaux de Ledoux (1951) et Ledoux & Walraven (1958) sur les oscillations non-radiales dans l'étoile β Canis Majoris, de la classe des β Céphéides, puis l'avènement de l'ère informatique dans les années 1960 permettant la résolution numérique des équations non-radiales non-adiabatiques pour des

modèles stellaires réalistes pour arriver aux prémices d'identification des mécanismes physiques responsables des pulsations de certaines classes d'étoiles (cf. la revue de Cox 1974).

Les oscillations dans les étoiles sont des perturbations de l'équilibre et se décomposent en un ensemble de modes particuliers, appelés modes propres, ayant chacun une fréquence propre. Ces modes sont analogues à ceux observés par exemple dans le cas de pendules couplés, ou encore à ceux d'un tambour, à la différence près que les ondes parcourant une étoile sont tri-dimensionnelles : toute l'étoile, du cœur à la surface, vibre.

Historiquement, deux catégories de pulsateurs ont été déterminées : ceux présentant des pulsations radiales (les premiers observés) et ceux présentant des pulsations non-radiales. Ce raisonnement est cependant physiquement erroné, les pulsations radiales n'étant, comme nous le verrons par la suite, qu'un cas particulier des pulsations non-radiales. Un mode radial est une contraction globale de toute l'étoile autour de sa position d'équilibre, suivie d'une dilatation également globale ; cette oscillation conserve la symétrie sphérique du système. La théorie des pulsations radiales est développée en détail par Cox (1980). À l'inverse, un mode non-radial ne conserve pas la symétrie sphérique de l'étoile. La sphère présente un ensemble de déformations (creux et bosses) à des phases différentes. Une formulation complète et rigoureuse des oscillations non-radiales est proposée dans l'ouvrage de Unno et al. (1989).

Il est possible de décomposer géométriquement les oscillations stellaires sur la sphère stellaire à l'aide de trois nombres : n , ℓ , et m . Le nombre n est un entier appelé ordre radial et définit le nombre de nœuds de la fonction dans la direction radiale. Les grandeurs ℓ et m expriment la dépendance angulaire des oscillations, soit la décomposition de ces dernières sur la base des harmoniques sphériques Y_ℓ^m , avec ℓ le degré de l'harmonique sphérique, entier positif ou nul définissant le nombre de lignes nodales de la fonction, et m son ordre azimutal, compris entre $-\ell$ et ℓ , dénombrant le nombre de lignes coupant l'équateur. Le signe de m rend compte du sens de propagation prograde ou rétrograde de l'onde par rapport au sens de rotation de l'étoile. Des exemples d'harmoniques sphériques sont donnés dans la figure 2.1.

Les pulsateurs peuvent être classifiés selon le mécanisme d'instabilité permettant d'entretenir leurs oscillations. La stabilité des étoiles réside dans la modulation particulière du flux d'énergie pendant une oscillation, c'est à dire une absorption d'énergie par les régions oscillantes lorsqu'elles sont au maximum de compression et une perte d'énergie à la fin de leur phase de dilatation. Il existe des conditions physiques propices à la déstabilisation de pulsations au sein d'une étoile, telles qu'une variation d'opacité favorable, la présence d'une enveloppe convective dont la base se trouve à la bonne profondeur ou encore la présence de réactions nucléaires.

L'ensemble des sujets abordés ici seront repris de manière rigoureuse et plus approfondie dans les sections suivantes.

2.3 Les échelles temporelles de la physique stellaire

Les phénomènes physiques ayant lieu dans les étoiles s'échelonnent sur un grand nombre d'échelles de temps. Celles-ci permettent non seulement d'introduire les bases nécessaires à la compréhension de la physique stellaire, mais sont également liées à cer-

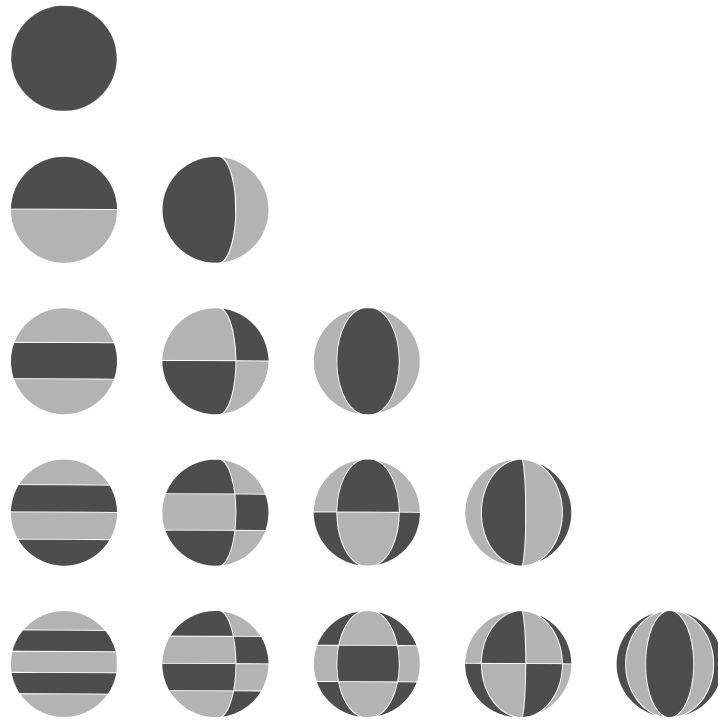


FIGURE 2.1 – Projection d’harmoniques sphériques Y_ℓ^m en deux dimensions. Le degré ℓ varie avec chaque ligne, allant, de haut en bas, de $\ell = 0$ à $\ell = 4$. L’ordre azimutal m varie avec chaque colonne, de $m = 0$ à gauche à $m = \pm\ell$ à droite. Les zones gris foncé sont les régions de la sphère en expansion tandis que les zones gris clair sont les régions en contraction.

tains principes propres aux oscillations stellaires.

L’échelle de temps de relaxation thermique

Cette échelle correspond au temps qu’il faudrait à une couche stellaire dont la seule source de rayonnement serait d’origine thermique pour se retrouver à l’équilibre. Elle est définie en chaque couche de l’étoile par

$$\tau_{\text{th},i} \approx \int_{\Delta m_i} c_v \frac{T}{L} dm, \quad (2.1)$$

où Δm_i est la masse entre la couche i et la surface de l’étoile, c_v la chaleur spécifique à volume constant et T la température. Cette échelle de temps est très grande au centre de l’étoile (plusieurs milliards d’années) et décroît à mesure que l’on se dirige vers la surface (quelques secondes).

L’échelle de temps de Kelvin-Helmoltz

En calculant le temps de relaxation thermique à la surface de l’étoile, nous obtenons l’expression donnant l’ordre de grandeur du temps qu’il faudrait à une étoile pour refroidir si l’équilibre thermique résultant de la compensation entre le taux d’énergie issu des

réactions nucléaires et la dissipation d'énergie par rayonnement était rompu par la disparition instantanée de la source de son énergie nucléaire. L'énergie de l'étoile viendrait uniquement de son énergie interne et le temps de Kelvin-Helmoltz s'écrit :

$$\tau_{\text{KH}} \simeq \frac{GM^2}{2LR}, \quad (2.2)$$

où R , M et L sont le rayon, la masse et la luminosité de l'étoile respectivement, et G la constante de gravitation universelle. τ_{KH} est de l'ordre de 50 millions d'années pour les étoiles γ Doradus.

L'échelle de temps dynamique

Associée à la durée des phénomènes dynamiques au sein de l'étoile, cette échelle temporelle est définie par

$$\tau_{\text{dyn}} \simeq \sqrt{\frac{R^3}{GM}} \approx \frac{1}{\sqrt{G\bar{\rho}}}, \quad (2.3)$$

où $\bar{\rho}$ représente la densité moyenne de l'étoile. Elle correspond au temps qu'il faudrait à l'étoile pour réagir à une rupture d'équilibre entre les forces de gravité et de pression la maintenant en temps normal en équilibre hydrostatique. Par son lien direct avec la densité moyenne, cette échelle de temps est très différente pour chaque type d'étoile, allant de quelques millisecondes pour une étoile à neutrons, jusqu'à plusieurs années dans le cas d'une étoile supergéante froide. Les pulsations stellaires étant des phénomènes dynamiques, leurs périodes de pulsations sont de l'ordre de τ_{dyn} de l'étoile dans laquelle elles se propagent.

L'échelle de temps nucléaire

$$\tau_{\text{nuc}} \simeq \frac{\varepsilon_H q M c^2}{L}. \quad (2.4)$$

Cette échelle définit le temps nécessaire à une étoile pour convertir une fraction ε_H (environ 0.7%) de l'hydrogène central contenu dans une fraction q de la masse¹ en énergie durant sa vie sur la séquence principale, à une luminosité donnée. L'ordre de grandeur de cette échelle de temps est bien plus grand que les autres, de l'ordre de 10 milliards d'années pour le Soleil.

2.4 Les équations des oscillations stellaires

2.4.1 Équations générales de l'hydrodynamique

Les étoiles sont des milieux gazeux continus pour lesquels la théorie classique de la gravitation de Newton s'applique en général. Les propriétés de leur structure sont régies par les lois de l'hydrodynamique et de la thermodynamique. Considérant les étoiles de symétrie sphérique et négligeant les effets de la rotation, de la viscosité et du champ

1. fraction de masse pouvant prendre part aux réactions nucléaires, généralement moins de 10%

magnétique, ces dernières sont gouvernées par un ensemble d'équations présenté dans cette section.

L'équation de conservation de la masse

Également appelée équation de continuité, elle exprime le taux de variation de la masse m d'un volume donné en suivant le mouvement de vitesse \vec{v} ,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0. \quad (2.5)$$

L'équation de conservation du mouvement

Telle qu'exprimée ici, cette équation fait l'hypothèse d'un fluide idéal, sans dissipation d'énergie. Elle s'exprime par :

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{v} = -\vec{\nabla} p + \vec{f}, \quad (2.6)$$

où p est la pression totale, et \vec{f} la force volumique. La seule force volumique considérée est la force gravitationnelle par unité de volume $\rho \vec{g}$, où l'accélération gravitationnelle \vec{g} peut être exprimée comme fonction du potentiel gravitationnel ψ

$$\vec{g} = -\vec{\nabla} \psi.$$

L'équation de Poisson

Le potentiel gravitationnel ψ satisfait la loi de Poisson qui relie le champ gravitationnel à la distribution de matière,

$$\nabla^2 \psi = 4\pi G \rho, \quad (2.7)$$

G définissant la constante universelle de gravitation.

L'équation de conservation de l'énergie

$$\rho T \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \right) S = \rho \varepsilon - \vec{\nabla} \cdot \vec{F}, \quad (2.8)$$

où T est la température du gaz, S l'entropie, ε le taux de génération d'énergie par unité de masse (principalement dû aux réactions nucléaires, $\varepsilon \simeq \varepsilon_N$) et \vec{F} le flux d'énergie. Le transfert d'énergie dans les intérieurs stellaires se fait essentiellement par radiation et par convection, la conduction étant généralement négligeable. Ainsi, le flux d'énergie peut s'écrire $\vec{F} = \vec{F}_R + \vec{F}_C$ avec \vec{F}_R le flux radiatif et \vec{F}_C le flux convectif.

L'approximation de diffusion

En raison du très court libre parcours moyen des photons du cœur de l'étoile à la base de son atmosphère, le traitement du transport radiatif dans ces régions est très bien décrit sous l'approximation de diffusion :

$$\vec{F}_R = -\frac{4acT^3}{3\kappa\rho}\vec{\nabla}T = -K\vec{\nabla}T, \quad (2.9)$$

où a est la constante de densité de radiation, c la vitesse de la lumière et κ l'opacité moyenne de Rosseland du milieu. Le traitement de la convection est beaucoup plus complexe et reste l'une des principales sources d'incertitude en modélisation stellaire du fait du très grand nombre d'échelles temporelles et spatiales impliquées et de la caractéristique très turbulente (nombre de Reynolds $Re \approx 10^{10}$) et hautement non-linéaire du régime convectif. L'approche analytique du traitement de la convection consiste en la séparation des mouvements convectifs turbulents et du mouvement moyen dû aux oscillations dans les équations. Le flux convectif n'est alors plus négligé dans l'équation de conservation de l'énergie. Cependant, relier le flux convectif à d'autres grandeurs n'est pas chose facile et différentes approximations ont été développées à cette fin. L'approximation que nous utiliserons par la suite est celle de la théorie de la longueur de mélange (Böhm-Vitense 1958, nous expliciterons cette théorie dans la section 4.3.1), qui donne l'expression suivante du flux convectif dans le cas stationnaire

$$|\vec{F}_C| = \rho c_v T \sqrt{\frac{p}{\rho}} \alpha^2 (\nabla - \nabla_{\text{ad}})^{3/2}, \quad (2.10)$$

c_v étant la capacité calorifique à volume constant, ∇ et ∇_{ad} respectivement les gradients de température réel et adiabatique de l'étoile et α le paramètre de longueur de mélange.

L'équation d'état

Afin de fermer le système d'équations à cinq inconnues scalaires (p , ρ , T , ψ , S) et une inconnue vectorielle (\vec{v}), il est nécessaire de définir une relation supplémentaire. Cette dernière est l'équation d'état reliant la pression à la température et à la densité du milieu

$$p = p(\rho, T, \chi_i), \quad (2.11)$$

où χ_i représente la composition chimique. Il existe deux manières de calculer l'équation d'état d'un gaz non-parfait : *l'approche chimique* et *l'approche physique*. La première est basée sur la considération d'atomes, d'ions, etc. et inclue les effets physiques d'une manière intuitive et heuristique. Cette approche est utilisée dans le calcul de nombreuses équations d'état telles que, par exemple, CEFF (Christensen-Dalsgaard & Daepfen 1992). La seconde approche fournit une méthode systématique permettant d'inclure les effets non-idéaux dans l'équation d'état. Dans ce cas, l'état du gaz est dérivé en considérant uniquement les éléments primaires (nucléons, électrons) interagissant les uns avec les autres au travers de leur potentiel de Coulomb, et aucune hypothèse n'est faite a priori sur les atomes et les ions. Cette approche est utilisée pour le calcul de l'équation d'état OPAL2001 (Rogers & Nayfonov 2002). Ces deux équations d'état sont disponibles dans le code d'évolution stellaire CLES (Scuflaire et al. 2008b) que nous utilisons.

2.4.2 Structure à l'équilibre

Au cours de l'évolution stellaire, on peut supposer, en très bonne approximation, qu'une étoile est à chaque instant donnée à l'équilibre hydrostatique. Considérant ces hypothèses, les équations (2.5) à (2.9) peuvent être réduites à

$$\vec{\nabla} p_0 + \rho_0 \vec{\nabla} \psi_0 = \vec{0}, \quad (2.12)$$

$$\nabla^2 \psi_0 - 4\pi G \rho_0 = 0, \quad (2.13)$$

$$\rho_0(\varepsilon_{N,0} + \varepsilon_{\text{grav},0}) - \vec{\nabla} \cdot \vec{F}_0 = 0, \quad (2.14)$$

$$\vec{F}_0 + K_0 \vec{\nabla} T_0 = \vec{0}, \quad (2.15)$$

où toute quantité annotée d'un "0" est à l'équilibre. Les effets de la rotation étant négligés, la structure n'est pas déformée par la force centrifuge et est considérée comme un système à symétrie sphérique dont les grandeurs ne dépendent que de la distance au centre, r . Les équations (2.12) à (2.15) sont alors remarquablement simplifiées. Désormais, nous écrirons les grandeurs à l'équilibre sans l'indice "0" afin d'alléger les équations.

Équation de l'équilibre hydrostatique

$$\frac{dp}{dr} = -\rho g = \rho \frac{d\psi}{dr} = -\rho \frac{Gm}{r^2}, \quad (2.16)$$

où m est la masse à l'intérieur de la sphère de rayon r .

Équation de la masse d'une couche d'épaisseur dr

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \rho. \quad (2.17)$$

Équation de la conservation d'énergie

$$\frac{dL}{dr} = 4\pi r^2 \rho \left(\varepsilon - T \frac{dS}{dt} \right), \quad (2.18)$$

où $L = 4\pi r^2 F$ est la luminosité radiative à l'intérieur de la sphère de rayon r .

Équation de transfert radiatif

$$\frac{dT}{dr} = \frac{3\kappa\rho L_R}{16\pi r^2 acT^3}. \quad (2.19)$$

Par souci d'allègement de l'écriture, les indices "0" ont été supprimés. Les conditions aux limites de ce système sont données au centre par $L(0) = 0$ et $m(0) = 0$, et en surface par le lien avec le modèle d'atmosphère utilisé. La résolution de ces équations mène à la solution non-perturbée du système.

2.4.3 Méthode des petites perturbations

Dans une étoile pulsante, l'ensemble des paramètres physiques la caractérisant varie périodiquement autour d'une position d'équilibre. Les équations développées dans la section 2.4.2 ne sont donc pas applicables, en l'état, à l'étude d'un système oscillant. Cependant, lorsque les oscillations stellaires correspondent à des déformations de très faible amplitude par rapport à la structure à l'équilibre hydrostatique, il est possible de résoudre le problème en les considérant comme de petites perturbations et en appliquant aux équations un développement de Taylor limité au premier ordre.

Formalismes

Il existe formellement deux façons équivalentes de décrire ces oscillations.

- Le formalisme eulérien qui représente la variation d'une quantité quelconque X en un point fixe de l'espace \vec{r}

$$X'(\vec{r}, t) = X(\vec{r}, t) - X_0(\vec{r}, t). \quad (2.20)$$

- Le formalisme lagrangien qui représente la variation d'une quantité quelconque X en suivant le mouvement d'un élément de masse \vec{m}

$$\delta X(\vec{m}, t) = X(\vec{m}, t) - X_0(\vec{m}, t). \quad (2.21)$$

Sous l'approximation linéaire, ces deux formulations sont liées par la relation suivante

$$\delta X = X' + \nabla X_0 \delta \vec{r}. \quad (2.22)$$

Linéarisation des équations

La linéarisation des équations (2.5) à (2.9) se fait en remplaçant chaque quantité physique par l'équivalent de (2.20) et/ou (2.21) au premier ordre. Les termes non-perturbés disparaissent car ils satisfont aux équations d'équilibre (2.12) à (2.15), permettant ainsi d'obtenir un système d'équations linéaires différentielles dont les variables sont les perturbations eulériennes ou lagrangiennes des quantités physiques.

La perturbation des équations (2.5) à (2.9) permet d'obtenir le système équations linéarisées suivant :

$$\rho' + \vec{\nabla} \cdot (\rho \delta \vec{r}) = \delta \rho + \rho \vec{\nabla} \cdot \delta \vec{r} = 0, \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial^2 \delta \vec{r}}{\partial t^2} = -\vec{\nabla} \psi' + \frac{\rho'}{\rho^2} \vec{\nabla} p - \frac{\vec{\nabla} p'}{\rho}, \quad (2.24)$$

$$\Delta \psi' = 4\pi G \rho', \quad (2.25)$$

$$T \frac{d\delta S}{dt} = T \left(\frac{dS'}{dt} + \vec{v} \cdot \nabla S \right) = \varepsilon' + \frac{\rho'}{\rho^2} \vec{\nabla} \cdot \vec{F} - \frac{\nabla \cdot \vec{F}'}{\rho}, \quad (2.26)$$

$$\vec{F}'_R = \left(3 \frac{T'}{T} - \frac{\kappa'}{\kappa} - \frac{\rho'}{\rho} \right) \vec{F}'_R - \frac{4acT^3}{3\kappa\rho} \vec{\nabla} T'. \quad (2.27)$$

Séparation des variables

Les coefficients des équations de la section 2.4.3 sont des fonctions des quantités non-perturbées qui, dans le cadre d'une étoile à symétrie sphérique, ne dépendent que de la variable r . Il est ainsi possible de séparer les termes spatiaux et temporels des quantités perturbées, et d'écrire ces dernières sous la forme

$$f'_{n\ell m}(r, \theta, \phi, t) = f'_{n\ell m}(\vec{r})e^{i\omega_{n\ell}t} = f'_{n\ell}(r)Y_{\ell}^m(\theta, \phi)e^{i\omega_{n\ell}t} \quad (2.28)$$

dans le cas des perturbations eulériennes, et

$$\delta f_{n\ell m}(r, \theta, \phi, t) = \delta f_{n\ell m}(\vec{r})e^{i\omega_{n\ell}t} = \delta f_{n\ell}(r)Y_{\ell}^m(\theta, \phi)e^{i\omega_{n\ell}t} \quad (2.29)$$

pour les perturbations lagrangiennes, où $\omega_{n\ell}$ est la fréquence d'oscillation (constante complexe, cf. section 2.7.1), et $Y_{\ell}^m(\theta, \phi)$ une harmonique sphérique décrivant la dépendance angulaire de l'oscillation.

Les harmoniques sphériques sont une famille infinie de fonctions définies sur une sphère par

$$Y_{\ell}^m(\theta, \phi) = (-1)^m \sqrt{\frac{2\ell + 1}{4\pi} \frac{(\ell - |m|)!}{(\ell + |m|)!}} P_{\ell}^{|m|}(\cos \theta) e^{im\phi}, \quad (2.30)$$

où $P_{\ell}^{|m|}$ est une fonction associée de Legendre. Ces fonctions sont les fonctions propres de l'opérateur de Legendre \mathcal{P}^2

$$\mathcal{P}^2 Y_{\ell}^m(\theta, \phi) = \ell(\ell + 1)Y_{\ell}^m(\theta, \phi). \quad (2.31)$$

Les perturbations, écrites sous la forme des équations (2.28) ou (2.29), représentent des modes normaux du système d'équations. Ils sont caractérisés par une fréquence propre $\omega_{n\ell}$, un vecteur propre $f'_{n\ell}(r)$, deux indices non-radiaux, le degré ℓ (entier positif ou nul) et l'ordre azimutal m (entier compris entre $-\ell$ et ℓ), et un indice radial, l'ordre radial n . Dans l'hypothèse d'une étoile sans rotation ni champ magnétique, c'est à dire d'une étoile à symétrie sphérique, la fréquence propre et le vecteur propre de chaque mode, qui ne dépendent pas de m , sont dégénérés $2\ell + 1$ fois.

Dans le cas particulier où $\ell = 0$, l'harmonique sphérique $Y_0^0(\theta, \phi)e^{i\omega_{n0}t}$ est une constante et les perturbations s'écrivent sous la forme $f'_{n\ell m}(r, \theta, \phi, t) = f'_{n\ell}(r)Y_0^0$ et ne dépendent plus des variables angulaires θ et ϕ . Les pulsations sont dites radiales et sont un cas particulier des pulsations non-radiales.

La solution globale du système d'équations linéaires est une combinaison linéaire (superposition) des modes propres telle que, prenant exemple du cas eulérien

$$f'(r, \theta, \phi, t) = \sum_{n, \ell, m} A_{n\ell m} f'_{n\ell}(r) Y_{\ell}^m(\theta, \phi) e^{i\omega_{n\ell}t}, \quad (2.32)$$

où $A_{n\ell m}$ est un coefficient arbitraire dont la valeur peut être nulle ou positive, lié à l'amplitude du mode d'indices n, ℓ, m .

Il est possible de déterminer les fréquences et fonctions propres en résolvant le système des équations différentielles linéaires du quatrième ordre obtenu suite à la séparation des variables :

$$\frac{1}{\rho} \frac{dp'}{dr} + \frac{g}{\rho c^2} p' + (N^2 - \omega^2) \xi_r + \frac{d\psi'}{dr} = g \nabla_{\text{ad}} \frac{\rho T}{p} \delta S, \quad (2.33)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \xi_r) + \frac{1}{\Gamma_1} \frac{d \ln p}{dr} \xi_r + \left(1 - \frac{L_\ell^2}{\omega^2}\right) \frac{p'}{\rho c^2} - \frac{\ell(\ell+1)}{\omega^2 r^2} \psi' = \nabla_{\text{ad}} \frac{\rho T}{p} \delta S, \quad (2.34)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\psi'}{dr} \right) - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \psi' - 4\pi G \rho \left(\frac{p'}{\rho c^2} + \frac{N^2}{g} \xi_r \right) = -4\pi G \nabla_{\text{ad}} \frac{\rho^2 T}{p} \delta S, \quad (2.35)$$

$$i\omega \rho T \delta S = (\rho \varepsilon_N)' - \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 F_r') - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} K T', \quad (2.36)$$

$$K \frac{dT'}{dr} = -F_r' - K' \frac{dT'}{dr}, \quad (2.37)$$

$$\frac{\delta p}{p} = p_T \frac{\delta S}{c_v} + \Gamma_1 \frac{\delta \rho}{\rho} \quad (2.38)$$

où la fréquence propre $\omega_{n\ell}$ est désormais notée ω par commodité d'écriture. Ces équations contiennent les six inconnues obtenues par séparation des variables perturbées : $p'(r)$ ou $\delta p(r)$, $T'(r)$ ou $\delta T(r)$, $\psi'(r)$, $\delta S'(r)$, $\xi_r(r)$ et $F_r'(r)$. $F_r'(r)$ est la composante radiale de la perturbation du flux radiatif et $\xi_r(r)$ est la composante radiale du vecteur déplacement lagrangien $\delta \vec{r}$ défini sur la base orthonormale $(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\phi)$ par

$$\begin{aligned} \delta \vec{r} &= \left(\xi_r(r) \vec{e}_r + \xi_\theta(r, \theta) \vec{e}_\theta + \xi_\phi(r, \theta, \phi) \vec{e}_\phi \right) Y_\ell^m(\theta, \phi) e^{i\omega t} \\ &= \left(\xi_r(r) \vec{e}_r + \xi_h(r) \frac{\partial}{\partial \theta} \vec{e}_\theta + \xi_h(r) \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \vec{e}_\phi \right) Y_\ell^m(\theta, \phi) e^{i\omega t}, \end{aligned} \quad (2.39)$$

$\xi_h(r)$ étant la composante horizontale du vecteur déplacement lagrangien telle que

$$\xi_h(r) = \frac{1}{\omega^2 r} \left(\frac{p'}{\rho} + \psi' \right). \quad (2.40)$$

Il est utile de rappeler les définitions de quelques quantités obtenues dans les équations précédentes, telles que le coefficient thermodynamique

$$\Gamma_1 = \left. \frac{\partial \ln p}{\partial \ln \rho} \right|_s, \quad (2.41)$$

la variation de pression à densité constante

$$p_T = \left. \frac{\partial \ln p}{\partial \ln T} \right|_\rho, \quad (2.42)$$

la vitesse adiabatique locale du son, notée c

$$c^2 = \frac{\Gamma_1 p}{\rho}, \quad (2.43)$$

et la chaleur spécifique à pression constante

$$c_p = \left. \frac{\partial H}{\partial T} \right|_p, \quad (2.44)$$

où H est l'enthalpie interne du milieu.

Ces équations permettent également la mise en évidence de deux fréquences particulières jouant un rôle très important dans le cadre de la théorie des pulsations stellaires. Ce rôle sera détaillé dans la section suivante.

La fréquence de Brunt-Väisälä

Cette grandeur définit la fréquence d'oscillation d'un élément de fluide déplacé verticalement dans un environnement statique stable

$$N^2 = \frac{Gm}{r^2} \left(\frac{1}{\Gamma_1} \frac{d \ln p}{dr} - \frac{d \ln \rho}{dr} \right) = \frac{\rho G^2 m^2}{p r^4} \frac{\chi_T}{\chi_\rho} (\nabla_{\text{ad}} - \nabla_T + \nabla_\mu), \quad (2.45)$$

où ∇_μ représente le gradient de poids moléculaire moyen, χ_T et χ_ρ les compressibilités du gaz, respectivement à température et densité constantes. Il est possible de réécrire la fréquence de Brunt-Väisälä pour un gaz parfait totalement ionisé comme

$$N^2 \simeq \frac{g^2 \rho}{p} (\nabla_{\text{ad}} - \nabla_T + \nabla_\mu). \quad (2.46)$$

La fréquence de Lamb

Cette fréquence est définie, pour les modes de degré ℓ donné, par

$$L_\ell^2 \simeq \frac{\ell(\ell+1)c^2}{r^2}. \quad (2.47)$$

Elle correspond à l'inverse du temps de propagation d'une onde sonore horizontale à une profondeur donnée. La vitesse du son étant proportionnelle à la température du milieu, la fréquence de Lamb est grande dans les couches profondes de l'étoile et diminue lorsqu'on considère des régions plus externes.

En raison du terme imaginaire de l'équation 2.36, les six inconnues de ce système sont des quantités complexes, réduisant ainsi le problème des pulsations stellaires dans sa forme linéarisée à la résolution d'un système de six équations complexes couplées.

2.5 Approximations adiabatique et de Cowling

2.5.1 Approximation adiabatique

Le système d'équations complexes obtenu dans la section 2.4.3 est compliqué à résoudre numériquement. Il est cependant possible d'utiliser une approximation ne permettant pas de juger de la stabilité des modes mais suffisante pour évaluer les fréquences et

fonctions propres de ces derniers en supposant les oscillations comme adiabatiques. Cette approximation, dite approximation adiabatique, consiste ainsi à négliger les échanges entre l'énergie interne du milieu et l'énergie cinétique des mouvements de gaz dus aux oscillations en imposant $\delta S = 0$ dans les équations (2.33) à (2.38). Le système de six équations complexes se réduit alors à un système de trois équations réelles de la forme

$$\frac{1}{\rho} \frac{dp'}{dr} + \frac{g}{\rho c^2} p' + (N^2 - \omega^2) \xi_r + \frac{d\psi'}{dr} = 0, \quad (2.48)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \xi_r) + \frac{1}{\Gamma_1} \frac{d \ln p}{dr} \xi_r + \left(1 - \frac{L_\ell^2}{\omega^2}\right) \frac{p'}{\rho c^2} - \frac{\ell(\ell+1)}{\omega^2 r^2} \psi' = 0, \quad (2.49)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\psi'}{dr} \right) - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \psi' - 4\pi G \rho \left(\frac{p'}{\rho c^2} + \frac{N^2}{g} \xi_r \right) = 0. \quad (2.50)$$

Ce système de deux équations du premier ordre et d'une équation du deuxième ordre équivaut à une seule et unique équation du quatrième ordre avec quatre conditions aux frontières (deux au centre et deux à la surface) définies comme il suit par Unno et al. (1989)

$$\frac{d\psi'}{dr} - \frac{\ell\psi'}{r} = 0 \quad \text{et} \quad \xi_r - \frac{\ell}{\omega^2 r} \left(\frac{p'}{\rho} + \psi' \right) = 0 \quad \text{au centre}, \quad (2.51)$$

$$\frac{d\psi'}{dr} + \frac{(\ell+1)\psi'}{r} = 0 \quad \text{et} \quad \xi_r = \frac{p'}{g\rho} \quad \text{à la surface}. \quad (2.52)$$

La résolution de ce système aux valeurs propres donne un ensemble discret de solutions propres dont les valeurs propres sont les fréquences d'oscillation du modèle stellaire considéré.

2.5.2 Approximation de Cowling

Il est possible de simplifier d'avantage le système d'équations (2.48) à (2.50) en négligeant la perturbation du potentiel gravitationnel ψ' . Ainsi ce système différentiel du quatrième ordre est réduit à un système de deux équations couplées du second ordre, plus facile à manipuler dans le cadre d'études asymptotiques traitant souvent de systèmes du second ordre. L'approximation de Cowling (1941) permet d'écrire le système d'équations régissant les oscillations stellaire sous la forme

$$\frac{dp'}{dr} + \frac{g}{c^2} p' + (N^2 - \omega^2) \rho \xi_r = 0, \quad (2.53)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \xi_r) - \frac{g}{c^2} \xi_r + \left(1 - \frac{L_\ell^2}{\omega^2}\right) \frac{p'}{\rho c} = 0. \quad (2.54)$$

Cette approximation est valable dans le cas de modes de haut degré ℓ ou d'ordre radial n élevé.

Ces deux équations peuvent s'écrire sous la forme d'une équation du second ordre

$$\frac{d^2 \xi_r}{dr^2} = \frac{\omega^2}{c^2} \left(\frac{N^2}{\omega^2} - 1 \right) \left(\frac{L_\ell^2}{\omega^2} - 1 \right) \xi_r = -K(r) \xi_r, \quad (2.55)$$

qui permet de mettre en évidence la nature physique des modes d'oscillation, et qui montre le rôle prépondérant des termes N et L_ℓ définis par les équations (2.45) et (2.47) dans la détermination du comportement des oscillations. La forme des solutions de cette équation dépend du signe de $K(r)$ et peut être soit une fonction oscillatoire de r

$$\xi_r \simeq \cos \left(\int K(r)^{1/2} dr + \phi \right) \quad \text{si } K(r) \text{ est positif,}$$

soit une fonction exponentielle de r

$$\xi_r \simeq e^{\pm \int |K(r)|^{1/2} dr + \phi} \quad \text{si } K(r) \text{ est négatif.}$$

Il est alors possible de définir deux types de zones différentes au sein d'une étoile. Les zones dans lesquelles la solution oscille, définies par

$$\omega > |L_\ell| \text{ et } \omega > |N|, \quad (2.56)$$

ou

$$\omega < |L_\ell| \text{ et } \omega < |N|, \quad (2.57)$$

et les zones dans lesquelles la solution est exponentielle, définies par

$$\omega < |L_\ell| \text{ et } \omega > |N|, \quad (2.58)$$

ou

$$\omega > |L_\ell| \text{ et } \omega < |N|. \quad (2.59)$$

Un mode de pulsation aura un comportement oscillant dans les régions de propagation et un comportement évanescent dans les autres régions de l'étoile. La solution est dite piégée entre deux régions évanescences dont les limites sont définies par la condition $K(r) = 0$. Les conditions (2.56) et (2.57) permettent de définir deux classes de modes :

- les modes de pression dits modes p (condition (2.56)) ayant par définition un ordre radial $n > 0$,
- les modes de gravité dits modes g (condition (2.57)) ayant par définition un ordre radial $n < 0$.

2.5.3 Modes de pression

Les modes p sont piégés entre la surface de l'étoile et un point de réflexion r_r défini par $L_\ell(r_r)^2 = \omega^2$, tel que montré dans la figure 2.3 présentant un diagramme de propagation classique pour une étoile de $1.5 M_\odot$. Ainsi, la position du point de réflexion est déterminée par la couche de l'étoile à laquelle ω est égale à la fréquence de Lamb

$$\omega^2 = \frac{c^2(r_r)}{r_r^2} \ell(\ell + 1). \quad (2.60)$$

Pour des fréquences de modes p très grandes par rapport à N ($\omega \gg N$), K peut être approximé par

$$K(r) \simeq \frac{1}{c^2} (\omega^2 - L_\ell^2). \quad (2.61)$$

Cette expression permet de déterminer la caractéristique physique de ces modes, uniquement définie par la variation de la vitesse du son avec r . Ces modes sont des modes acoustiques dont la force de rappel est liée à la pression, d'où leur appellation "modes de pression" ou "modes p ".

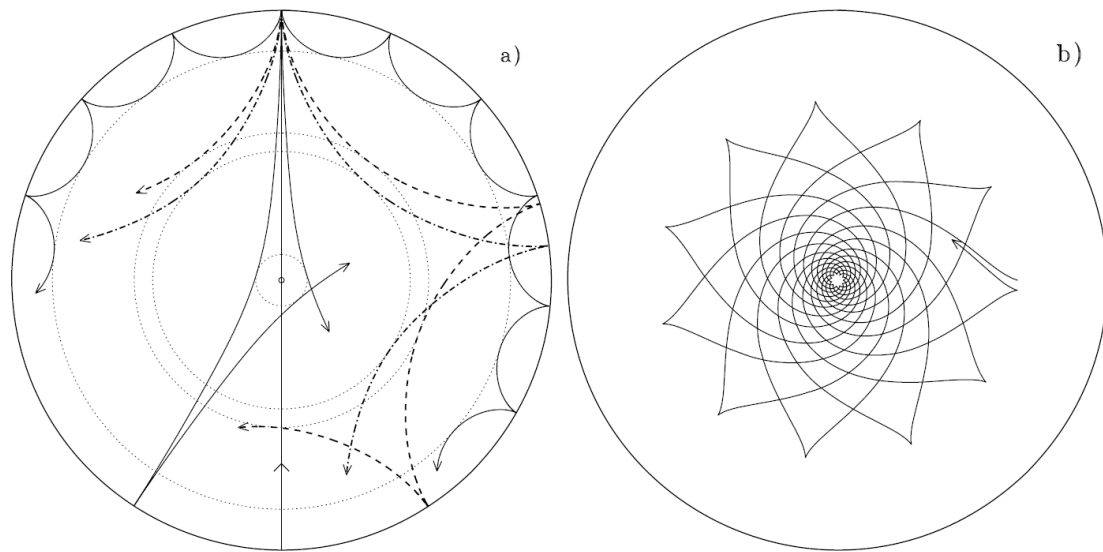


FIGURE 2.2 – Propagation de rayons d’ondes de pression (a) et de gravité (b) dans une coupe d’étoile de type solaire. Les rayons acoustiques sont déviés par l’augmentation de la vitesse du son à mesure qu’ils se dirigent vers l’intérieur de l’étoile, jusqu’à atteindre une profondeur (symbolisée pour chaque rayon par un cercle pointillé) à laquelle ils reprennent la direction de la surface. À la surface, ces derniers sont réfléchis par une chute rapide de la densité. Les modes de gravité se propagent quand à eux dans les régions profondes de l’étoiles et sont piégés entre le cœur et l’enveloppe convectifs du modèle considéré. Figure issue de Cunha & Metcalfe (2007).

2.5.4 Modes de gravité

Dans le cas des modes g , la position des points de réflexion est déterminée par la condition $N = \omega$ (figure 2.3), les modes g ne se propageant pas dans les zones convectives où $N \leq 0$. Dans cette approximation, la position des points de réflexion des modes g est indépendante du degré ℓ du mode considéré. Les fréquences d’oscillation des modes g d’ordres radiaux élevés sont typiquement très inférieures à la fréquence de Lamb pour tout ℓ ($\omega^2 \ll L_p^2$). Ainsi, $K(r)$ s’écrit

$$K(r) \simeq \frac{1}{\omega^2} (N^2 - \omega^2) \frac{\ell(\ell + 1)}{r^2}. \quad (2.62)$$

Ces modes sont physiquement caractérisés par la variation de N avec r . La gravité, par son action sur la perturbation de la densité, est la force de rappel de ces derniers, leur donnant le nom de "*modes de gravité*" ou "*modes g*". Ces modes sont ceux se propageant dans les étoiles de type γ Doradus.

2.5.5 Modes mixtes

Il existe des modes résultant du couplage d’une onde de pression dans l’enveloppe convective avec une onde de gravité confinée dans la région radiative. Leur comportement n’est ni uniquement lié à la force de gravité, ni uniquement lié à la pression. Ces modes, dits mixtes du fait de leur caractéristique, existent par exemple dans des étoiles de masse intermédiaire qui présentent un pic de la fréquence de Brunt-Väisälä à la limite du

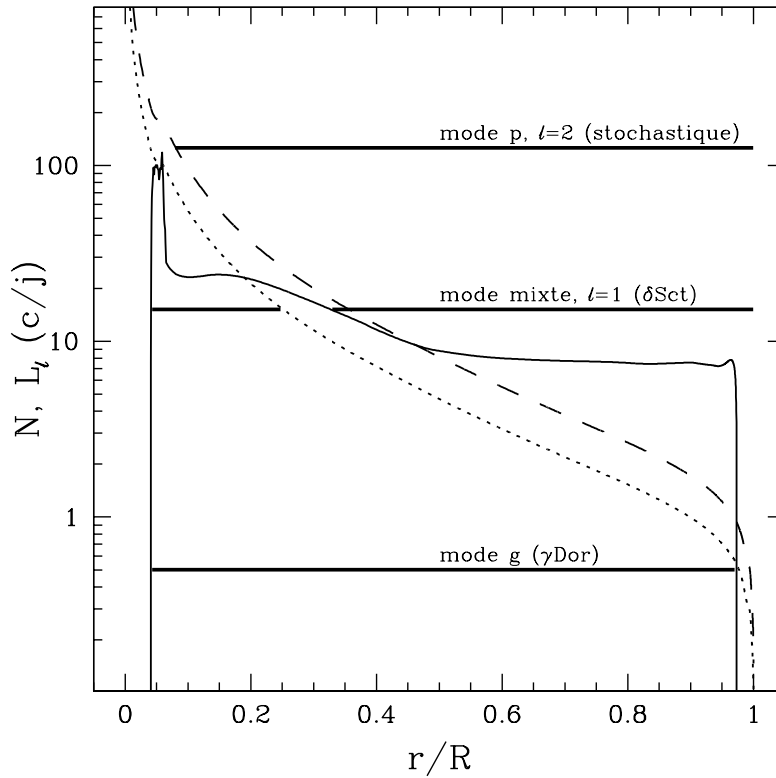


FIGURE 2.3 – Diagramme de propagation pour un modèle de $1.5 M_{\odot}$ en séquence principale, typique d’une étoile γ Dor. Le tracé continu représente la fréquence de Brunt-Väisälä N , les tracés en pointillés courts et en pointillés longs la fréquence de Lamb pour les modes $\ell = 1$ et $\ell = 2$ respectivement. Toutes ces fréquences sont représentées en fonction du rayon normalisé. Trois modes (g , mixte et p), de fréquences typiques de modes γ Doradus, δ Scuti, et solaires respectivement, sont représentés par les lignes horizontales plus épaisses.

cœur convectif, dû au gradient du poids moléculaire moyen (nous reviendrons en détail sur cette particularité structurale dans le chapitre 5). Ces modes se propagent à la fois dans les régions les plus internes de l’étoile où $\omega^2 < N^2, L_{\ell}^2$ avec un caractère de modes g , et dans les régions externes où $\omega^2 > N^2, L_{\ell}^2$ en se comportant comme des modes p . Ces modes ont un potentiel de diagnostic de la structure du cœur des étoiles particulièrement intéressant (cf. par exemple Dziembowski et al. 2001; Miglio et al. 2007, 2008), et il existe de nombreuses références traitant de leurs propriétés. Ces derniers sont par exemple observés dans les étoiles δ Scuti (figure 2.3), cousines proches des γ Doradus², et permettent de déterminer le paramètre d’*overshooting* (cf. chapitre 4) de ces étoiles (cf., par exemple, Pamyatnykh 1999; Michel et al. 1993; Audard et al. 1995). Ces modes peuvent également permettre de remonter au profil de rotation de l’étoile (Lochard et al. 2005) ou de déterminer son état évolutif (Miglio et al. 2007; di Mauro et al. 2004), lorsque cette dernière présente des modes mixtes dans la gamme de fréquences des modes stochastiques de type solaire.

2. Certaines étoiles, dites hybrides, présentent des modes δ Sct et γ Dor en même temps (cf. chapitre 3).

2.6 Spectre des modes p et g dans l'approximation asymptotique

Les équations linéaires telles que dérivées dans la section 2.4.3 sont uniquement résolubles numériquement. L'approche analytique proposée dans la section précédente est cependant trop limitative pour permettre une représentation adiabatique des pulsations stellaires, étant donné que les propriétés des grandeurs d'équilibre peuvent varier sur des échelles petites par rapport à la longueur d'onde radiale des modes dans certaines régions de l'étoile (particulièrement dans les couches surfaciques). Il est intéressant d'étendre l'approximation présentée dans la section précédente en ne négligeant plus les variations des grandeurs d'équilibre, mais en permettant toutefois une résolution analytique, de manière à pouvoir discuter des paramètres physiques fondamentaux déterminant les propriétés des modes d'oscillation. L'approximation asymptotique des modes d'ordres radiaux élevés, développée par Tassoul (1980), permet une telle approche. Cette approximation est tout à fait justifiée dans le cas de nombreux pulsateurs présentant de tels modes et tout particulièrement pour les étoiles γ Doradus dont les oscillations sont dues à des modes de gravité d'ordres radiaux élevés (cf. chapitre 3). Nous présentons ici l'approximation asymptotique telle que dérivée avec le formalisme développé par Deubner & Gough (1984).

L'approximation asymptotique se base sur les équations (2.53) et (2.54) issues de l'approximation de Cowling. Il est possible de réécrire ces équations sous la forme

$$\frac{dp'}{dr} = \rho(\omega^2 - N^2)\xi_r - \frac{1}{\Gamma_1}H_p^{-1}p', \quad (2.63)$$

$$\frac{d\xi_r}{dr} = -\left(\frac{2}{r} - \frac{1}{\Gamma_1}H_p^{-1}\right)\xi_r + \frac{1}{\rho c}\left(\frac{L_\ell^2}{\omega^2} - 1\right)p' \quad (2.64)$$

où H_p représente la hauteur d'échelle de pression, c'est à dire la distance sur laquelle la pression change d'un facteur e , définie mathématiquement par

$$H_p^{-1} = \frac{d \ln p}{d \ln r}.$$

L'étape suivante consiste à réécrire le système en fonction d'une quantité indépendante X définie par

$$X = c^2 \sqrt{\rho} \vec{\nabla} \cdot \vec{\delta r}. \quad (2.65)$$

Après une dérivation que nous ne présenterons pas ici (cf. Aerts et al. 2010 - Appendice E.1, pour les détails), et en négligeant les variations de g et ρ par rapport aux variations des perturbations, le système se résume à une équation différentielle du deuxième ordre en X

$$\frac{d^2 X}{dr^2} + K(r)X = 0, \quad (2.66)$$

avec

$$K(r) = \frac{1}{c^2} \left[L_\ell^2 \left(\frac{N^2}{\omega} - 1 \right) + \omega^2 - \omega_c^2 \right], \quad (2.67)$$

dépendant de la fréquence acoustique de coupure ω_c

$$\omega_c^2 = \frac{c^2}{4H} \left(1 - \frac{dH}{dr} \right), \quad (2.68)$$

où H est la hauteur de l'échelle de densité,

$$H^{-1} = \frac{d \ln \rho}{d \ln r}.$$

Le mode est oscillant dans les régions de l'étoile où $K(r)$ est positif et a un comportement exponentiel dans les régions où $K(r)$ est négatif. Les points de réflexion se situent aux profondeurs où $K(r) = 0$.

Proche de la surface, L_τ^2 est petit et $K(r)$ peut alors s'écrire

$$K(r) \simeq \frac{1}{c^2} (\omega^2 - \omega_c^2). \quad (2.69)$$

Dans ces couches superficielles, X a un comportement exponentiel quand $\omega^2 < \omega_c^2$, et le mode est piégé dans l'étoile. Si le mode a une fréquence plus grande que ω_c , il se propage au sein de l'atmosphère de l'étoile et perd rapidement de l'énergie.

Approximation JWKB

L'approximation JWKB (Jeffreys, Wentzel, Kramers et Brillouin) est une méthode développée tout d'abord dans le but de permettre la détermination de solutions approximées d'équations d'ondes quantiques dans le régime semi-classique (cf. Fröman & Fröman 1965; Sakurai & Napolitano 2010 pour les fondements mathématiques de cette méthode). Cette approximation fait l'hypothèse d'une variation rapide de la solution comparée aux grandeurs d'équilibre. Cette approximation donne une bonne représentation des ondes se propageant dans les étoiles. Décrite par Unno et al. (1989), l'application de cette technique au problème des pulsations stellaires fut discutée par Gough (2007) et nous nous référons à ces deux travaux pour les détails de cette approximation.

L'hypothèse de départ est que la solution varie rapidement par rapport aux grandeurs d'équilibre, soit, dans le cas de l'équation (2.66), par rapport à $K(r)$. Ainsi, $K(r)$ est approximé comme constant à l'échelle de quelques oscillations et l'équation (2.66) se résume à une équation de diffusion à coefficient constant. Il est alors possible de trouver une solution de la forme

$$X(r) = a(r)e^{i\phi(r)}, \quad (2.70)$$

où $\phi(r)$ varie rapidement comparé à $a(r)$, d'où un nombre d'onde radial local

$$n = \frac{d\phi}{dr}.$$

En substituant l'équation (2.70) dans l'équation (2.66) et en négligeant les termes incluant la dérivée au deuxième ordre de $a(r)$, la solution est de la forme $a(r) = |K(r)|^{-1/4}$. La solution est encore une fois sinusoïdale ou exponentielle suivant si $K(r)$ est positif ou négatif, et les conditions aux limites imposent une continuité de la fonction aux points de réflexion de l'onde, quand $K(r) = 0$. Cette condition de jonction est obtenue en approximant les fonctions à une fonction d'Airy aux abords du point de réflexion.

Le résultat de cette approximation permet, après quelques manipulations détaillées dans Aerts et al. (2010) - Appendice E.2, d'extraire de ces équations les expressions asymptotiques des fréquences et des fonctions propres des modes p et des modes g .

2.6.1 Expression asymptotique des fréquences des modes p

Suivant le raisonnement de Tassoul (1980), l'approximation asymptotique doit être développée à l'ordre $1/\omega$ pour être appliquée aux modes de pression, quand $\omega^2 \gg N^2$. Ainsi, la fréquence d'un mode p d'ordre radial élevé et de bas degré est donnée par la relation

$$\nu_{n,\ell} \simeq \left(n + \frac{\ell}{2} + \frac{1}{4} + \alpha \right) \Delta\nu - (A\ell(\ell+1) - \delta) \frac{\Delta\nu^2}{\nu_{n,\ell}}, \quad (2.71)$$

où

$$A = \frac{1}{4\pi^2 \Delta\nu} \left(\frac{c(R)}{R} - \int_0^R \frac{dc}{dr} \frac{dr}{r} \right). \quad (2.72)$$

La grande séparation en fréquence

Le terme $\Delta\nu$ de l'équation 2.71, défini de la sorte

$$\Delta\nu = \left(2 \int_0^R \frac{dr}{c} \right)^{-1}, \quad (2.73)$$

est appelée grande séparation en fréquence. Cette grandeur est l'inverse du double du temps nécessaire au son pour aller du centre à la surface de l'étoile. Pour un degré ℓ donné, l'équation (2.71) prédit des fréquences asymptotiquement également espacées de $\Delta\nu$:

$$\Delta\nu_{n\ell} \simeq \Delta\nu_\ell(n) = \nu_{n,\ell} - \nu_{n-1,\ell} \simeq \Delta\nu. \quad (2.74)$$

La petite séparation en fréquence

Il est également possible de définir la petite séparation en fréquence par

$$\delta\nu_{n\ell} \simeq \delta\nu_{\ell\ell+2}(n) = \nu_{n,\ell} - \nu_{n-1,\ell+2} \simeq -(4\ell+6) \frac{\Delta\nu}{4\pi^2 \nu_{n,\ell}} \int_0^R \frac{dc}{dr} \frac{dr}{r}. \quad (2.75)$$

La vitesse du son au sein de l'étoile variant comme $\sqrt{p/\rho}$, le terme $c(R)$ a été négligé. Si la vitesse du son à la surface de l'étoile n'est pas tout à fait négligeable par rapport aux autres grandeurs intervenant dans cette relation, elle reste faible et est associée aux effets de surface. La petite séparation en fréquence est sensible à la structure du cœur de l'étoile du fait du terme en $1/r$ dans l'intégrant de l'équation (2.75). Considérant l'intégrale de dc/dr , $\delta\nu_{n\ell}$ nous renseigne sur l'évolution des paramètres thermodynamiques en fonction de la couche considérée.

2.6.2 Expression asymptotique des périodes des modes g

Le comportement asymptotique des modes g est principalement caractérisé par la position des zéros de la fréquence de Brunt-Väisälä. Le cas illustré dans cette section est celui d'une étoile présentant un cœur et une enveloppe convectifs, comme c'est le cas dans les étoiles γ Dor de séquence principale (cf. chapitre 3). Pour une analyse complète des cas de figures possibles, nous nous référons au travail présenté dans Tassoul (1980).

La période asymptotique d'un mode g d'ordre radial élevé est définie comme

$$P_n = \frac{\pi^2}{\sqrt{\ell(\ell+1)} \int_{r_0}^{r_1} \frac{N}{r} dr} (2n+1), \quad (2.76)$$

où r_0 et r_1 sont les limites de la cavité des modes g , souvent égales aux limites de la zone radiative dans le cas des fréquences et structures internes typiques des γ Dor (cf. figure 2.3). L'équation (2.76) montre le rôle évident de N dans les régions centrales de l'étoile pour la détermination des propriétés des modes g .

Le period-spacing

Il est possible de définir, à partir de l'équation ci-dessus, l'espacement asymptotique en période entre deux modes g d'ordres radiaux consécutifs et de même degré ℓ , appelé *period-spacing*, comme

$$\langle \Delta P \rangle = P_{n+1} - P_n = \frac{2\pi^2}{\sqrt{\ell(\ell+1)} \int_{r_0}^{r_1} \frac{N}{r} dr}. \quad (2.77)$$

L'approximation asymptotique prédit un *period-spacing* constant pour toutes les fréquences d'un ℓ donné et diminuant à mesure que des fréquences de degré ℓ plus grand sont considérées.

Nous verrons par la suite que la structure du period-spacing, ainsi que les écarts à sa valeur asymptotique dans des étoiles γ Dor peuvent être potentiellement indicateurs de l'état évolutif d'une étoile γ Dor (chapitre 5). Nous montrerons également dans le chapitre 6 que la rotation, plus particulièrement la force de Coriolis, a un rôle important sur la structure du period-spacing et les écarts à sa valeur asymptotique.

2.7 Théorie non-adiabatique

Les études que nous présenterons dans les chapitres suivants traitant toutes de la stabilité des modes de pulsation dans les étoiles γ Doradus, il est nécessaire de traiter la théorie linéaire des pulsations stellaires dans son ensemble, et de résoudre intégralement le système d'équations (2.33) à (2.38) sans approximation préalable. Cette étape est à la base de la théorie non-adiabatique des oscillations stellaires.

2.7.1 Forme des solutions non-adiabatiques

Le système des équations non-adiabatiques est constitué des six équations différentielles complexes (2.33) à (2.38). Ainsi, les fonctions propres et valeurs propres solutions du système sont également complexes et s'écrivent

$$\begin{aligned} \delta X(r, t) &= \operatorname{Re} \left(\delta X(r) e^{i\omega t} \right) \\ &= |\delta X(r)| \cos(\omega_R t + \phi(r)) e^{-\omega_I t}, \end{aligned} \quad (2.78)$$

où ϕ représente la phase de la grandeur considérée. Cette phase varie en fonction de la profondeur dans l'étoile mais également d'une grandeur à l'autre. Ce déphasage est notamment observable entre les grandeurs détectables telles que la variation photométriques et les variations Doppler spectroscopiques, ou encore entre les variations photométriques dans différentes bandes passantes. Cela offre un moyen supplémentaire, en plus de la stabilité des modes, permettant de confronter la théorie aux observations.

La fréquence d'oscillation du mode se décompose en une partie réelle et une partie imaginaire dans l'espace complexe

$$\omega = \omega_R + i\omega_I. \quad (2.79)$$

La dépendance temporelle des fonctions propres étant de la forme

$$e^{i\omega t} = e^{i(\omega_R + i\omega_I)t} = e^{i\omega_R t} e^{-\omega_I t}, \quad (2.80)$$

nous avons non seulement, tout comme dans le cas de l'approximation adiabatique, ω_R qui caractérise la fréquence d'oscillation du mode, mais également un terme définissant l'amortissement ou la croissance de l'amplitude du mode, ω_I , inexistant dans la théorie adiabatique. C'est ce terme qui détermine la stabilité des modes. Si ω_I est positif, les petites perturbations initiales vont être exponentiellement amorties et le mode sera globalement stable. Si, au contraire, ω_I est négatif, alors l'amplitude du mode sera exponentiellement croissante et celui-ci sera globalement instable. Les modes de ce type sont dits auto-entretenus. Dans ce cas, la théorie prédit que l'amplitude tend vers l'infini avec t , ce qui n'est bien évidemment pas physique. En réalité, des phénomènes non-linéaires limitent cette croissance : la théorie linéaire ne permet pas de calculer l'amplitude des modes de pulsation.

Conditions aux limites

Afin de fermer le système d'équations et de permettre la résolution du problème des oscillations stellaires non-adiabatiques, il est nécessaire d'ajouter des conditions aux limites, décrites en détail par Dupret (2003).

- Les conditions centrales sont obtenues en imposant la régularité des solutions au centre de l'étoile, soient des grandeurs finies pour les variable perturbées et leurs dérivées.
- Les conditions surfaciques sont au nombre de trois. La condition aux limites pour le potentiel gravitationnel est obtenue en imposant un lien continu au premier ordre (soit continuité de la grandeur et de sa dérivée au premier ordre) entre la solution interne de l'équation de Poisson et la solution externe de l'équation de Laplace. La condition mécanique est obtenue en imposant une réflexion totale des ondes de pression à la surface de l'étoile. Enfin, l'élaboration d'une condition thermique est nécessaire. Cette dernière fut proposée par Gabriel (1989) et complétée par Dupret (2003) - section 2.3.

2.7.2 Notion de travail et d'intégrale de travail d'un mode

L'excitation ou l'amortissement d'un mode résulte de la modulation du flux d'énergie au cours d'une oscillation. Le déphasage entre la perturbation de la pression et la perturbation de la densité engendré par cette modulation définit la stabilité du mode. Pour qu'un

mode soit instable, il faut que, lors de la phase chaude de l'oscillation, le gaz emmagasine de la chaleur, c'est à dire que le maximum de pression arrive après le maximum de compression, et que cette chaleur soit restituée lors de la phase froide. C'est la base de tout cycle moteur, dont un exemple classique est le cycle de Carnot. Cox (1980) fait l'analogie avec une balançoire dont l'amplitude de balancement sera augmentée si la poussée (augmentation de la pression) arrive après le maximum d'amplitude (de densité). Dans le cas contraire, l'oscillation de la balançoire se verra amortie.

Le travail effectué à une profondeur donnée de l'étoile durant un cycle de pulsation d'un mode est donné par

$$\frac{dW}{dM_r} = \oint dQ = \oint T \frac{dS}{dt} dt. \quad (2.81)$$

Dans le cas d'un retour à l'état initial du système après un cycle, correspondant à une oscillation strictement périodique, l'équation précédente peut se réécrire

$$\begin{aligned} \frac{dW}{dM_r} &= \oint \delta T \frac{d\delta S}{dt} dt = \oint \frac{\delta T}{T} \delta \left(\varepsilon_N - \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \cdot \vec{F}_R \right) \\ &= \frac{\pi}{\omega_R} \operatorname{Re} \left\{ \frac{\delta T^*}{T} \left[\delta \varepsilon_N - \delta \left(\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \cdot \vec{F}_R \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (2.82)$$

Il est donc possible de calculer le travail effectué à partir des fonctions propres du système. Le signe de dW/dM_r indique l'effet stabilisateur ou déstabilisateur d'une couche de l'étoile. Si dW/dM_r est négatif, la couche se retrouve avec un déficit d'énergie après un cycle d'oscillation et de l'énergie cinétique du mode est localement transformée afin de combler ce déficit : la région tend à amortir le mode. Si dW/dM_r est positif, la couche se retrouve avec un surplus d'énergie à la fin d'un cycle, surplus qui va être transféré au mode sous forme d'énergie cinétique, augmentant localement l'amplitude de ce dernier. Les régions où $dW/dM_r > 0$ sont des régions d'excitation du mode. La somme de toutes les contributions locales du travail, appelée intégrale de travail, détermine la stabilité ou l'instabilité globale d'un mode et s'écrit

$$W = \int_0^M \frac{dW}{dM_r} dM_r. \quad (2.83)$$

Si $W > 0$ les couches tendant à déstabiliser le mode ont un poids plus important que les couches tendant à l'amortir et le mode est globalement excité. Si, au contraire, $W < 0$ les couches tendant à amortir le mode dominant et ce dernier est globalement stable. Afin de comparer le comportement de l'intégrale de travail de différents modes, il est possible d'adimensionnaliser W en réécrivant l'équation précédente sous la forme

$$W_m = - \frac{R^{3/2}}{2\sqrt{GM}\omega} \frac{\int_0^m \operatorname{Im} \left(\frac{\delta \rho^*}{\rho} T \delta s \right) (\Gamma_3 - 1) dm}{\int_0^M (|\xi_r|^2 + \ell(\ell+1)|\xi_h|^2) dm}, \quad (2.84)$$

où R et M sont, respectivement, le rayon et la masse du modèle, G la constante gravitationnelle, ω la fréquence du mode, δs la variation d'entropie spécifique, et Γ_3 le troisième exposant adiabatique. L'indice * définit le complexe conjugué de la quantité annotée, ξ_r et ξ_h expriment respectivement les composantes radiale et horizontale du vecteur déplacement.

2.7.3 Mécanismes d'excitation des modes de pulsations

Il existe plusieurs mécanismes physiques à l'origine de l'excitation de pulsations au sein des étoiles. Le but ici n'est pas de tous les détailler (pour ce, voir Aerts et al. 2010 - section 3.7) mais d'en faire la liste de manière succincte.

Le mécanisme de "blocage convectif"

Le mécanisme de modulation du flux à la base de la zone convective, souvent appelé "blocage convectif", fut proposé dans un premier temps par Pesnell (1987), utilisé par Guzik et al. (2000) pour expliquer les oscillations dans les étoiles γ Dor, et revisité par Dupret et al. (2005a) qui utilisèrent un traitement de la convection dépendant du temps (cf. section 4.3.1). Ce mécanisme, encore mal connu car peu étudié, opère à la frontière de l'enveloppe convective et a pour finalité de convertir la chaleur accumulée à la base de la zone convective durant la phase chaude de l'oscillation en énergie mécanique des modes. Nous y reviendrons plus en détail dans le chapitre suivant, section 3.4.1.

Dans le chapitre 4, nous décrirons l'influence du traitement de la convection sur les oscillations dans les étoiles γ Doradus et nous discuterons de la physique du mécanisme appelé - à tort - "blocage convectif".

Le mécanisme κ

Ce mécanisme est intrinsèquement lié à l'opacité du mélange gazeux. La contribution de ce dernier au travail se retrouve dans le terme suivant

$$\frac{dW_F}{dM_r} = \frac{\pi}{\omega_R} \operatorname{Re} \left[\delta \left(-\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \cdot \vec{F}_R \right) \right]. \quad (2.85)$$

En dehors d'une zone d'ionisation partielle, un élément gazeux porté à son maximum de compression durant une oscillation voit son opacité diminuer, laissant ainsi échapper de l'énergie par radiation et tend à dissiper la pulsation. La zone est alors stabilisante. Dans un pic d'opacité dû à une zone d'ionisation d'un élément chimique, l'effet est inverse. L'opacité augmente lors du maximum de compression, ainsi l'élément gazeux gagne en énergie durant la phase chaude et perd en énergie durant la phase froide, précipitant de la sorte la phase de contraction suivante. C'est le principe du mécanisme κ , et la zone est alors déstabilisante. Un mode sera finalement globalement stable ou instable dépendant du poids respectif des couches stabilisantes et déstabilisantes.

Les δ Scuti, étoiles dans la gamme de masses des γ Doradus, présentent des pulsations déstabilisées par le mécanisme κ dû à la zone d'ionisation He II (à $\log T \simeq 4,5$). Les étoiles SPB ("*Slowly Pulsating B Stars*") et β Cephei sont également sujettes à un tel mécanisme dû au pic d'opacité conséquent principalement à l'ionisation de la couche M du fer (à $\log T \simeq 5,2$).

Dans le chapitre 7, nous débattons de l'importance de l'effet du mécanisme κ dû à la zone d'ionisation des éléments du groupe du fer sur les oscillations des étoiles γ Dor.

Le mécanisme ε

Ce mécanisme, dû à la combustion nucléaire, est associé au terme $\delta\varepsilon_N$ et la partie de l'expression du travail s'y rapportant peut s'écrire

$$\frac{dW_N}{dM_r} = \frac{\pi}{\omega_R} \operatorname{Re} \left[\frac{\delta T^*}{T} \delta\varepsilon_N \left(\varepsilon_T \frac{\delta T}{T} + \varepsilon_\rho \frac{\delta \rho}{\rho} \right) \right], \quad (2.86)$$

où ε_T et ε_ρ sont les quantités décrivant le comportement des réactions nucléaires lors des changements de température et de densité du gaz,

$$\varepsilon_T = \left(\frac{\partial \ln \varepsilon_N}{\partial \ln T} \right)_\rho \quad \text{et} \quad \varepsilon_\rho = \left(\frac{\partial \ln \varepsilon_N}{\partial \ln \rho} \right)_T.$$

ε_T et ε_ρ étant positifs et la variation de température étant généralement en phase avec la variation de densité, la contribution du mécanisme ε est toujours positive et tend à déstabiliser le mode. Bien qu'à ce jour ce mécanisme ne soit confirmé pour aucune classe d'étoile pulsante, il a été proposé comme explication des oscillations dans les cas d'étoiles très massives (Glatzel & Kiriakidis 1993), et la combustion du deutérium fut récemment avancé comme mécanisme déstabilisant les étoiles naines M pulsantes (Palla & Baraffe 2005; Rodríguez-López et al. 2011, références comprises), bien qu'à ce jour aucune étoile M n'a été confirmée comme étoile variable pulsante (Cody 2009, références comprises).

En plus de ces mécanismes d'excitation, deux conditions supplémentaires sont nécessaires à la déstabilisation d'un mode de pulsation (cf., par exemple, Pamyatnykh 1999) :

- l'amplitude de la fonction propre de la pression doit être grande et doit faiblement varier avec le rayon de l'étoile dans la région d'excitation du mode,
- l'échelle de temps thermique dans cette région doit être comparable à la période d'oscillation. Dans le cas contraire, la région d'excitation du mode reste dans un état d'équilibre thermique durant le cycle de pulsation.

L'excitation stochastique

Il existe des modes p présentant un ω_I positif, n'étant donc pas auto-entretenus, mais pourtant observés dans certains types d'étoiles comme, par exemple, le Soleil et les étoiles de type solaire (Christensen-Dalsgaard 1982), ou les géantes rouges (Buzasi et al. 2000; Dziembowski et al. 2001). L'excitation de ces modes est attribuée à un forçage stochastique par les éléments turbulents au sommet de l'enveloppe convective de l'étoile. Ces modes présentent une large gamme de fréquences élevées et leurs amplitudes, déterminées par l'équilibre entre l'excitation et l'amortissement, sont généralement basses. L'amplitude de vitesse d'un mode à la surface peut s'exprimer comme

$$V_s^2 = \frac{P_i}{2\eta M}, \quad (2.87)$$

où P_i est la puissance injectée par la turbulence, η le taux d'amortissement du mode et M la "masse" du mode définie par

$$M = \int_0^M \frac{|\vec{\delta r}|^2 dm}{|\vec{\delta r}(M)|^2}. \quad (2.88)$$

L'existence de tels modes dans des étoiles de masse intermédiaire en séquence principale a été prédite par Samadi et al. (2002) pour le cas particulier des étoiles δ Scuti. La première δ Scuti présentant de tels modes, HD 187547, fut récemment détectée par Antoci et al. (2011). Bien qu'aucune oscillation stochastique n'ait été à ce jour observée dans les étoiles γ Dor, il est plus que probable que de tels modes existent dans ces étoiles présentant une convection efficace en surface et se situant entre les δ Sct et les étoiles de type solaire (cf. figure 2.4).

2.8 Étoiles pulsantes en séquence principale

Dans cette section, nous récapitulons succinctement les propriétés essentielles de l'ensemble des étoiles variables pulsantes en séquence principale. Ces classes d'étoiles variables sont représentées dans la figure 2.4.

Étoiles présentant des oscillations de type solaire

Les oscillations observées dans les étoiles de type solaire sont causées par les mouvements convectifs turbulents dans l'enveloppe convective. Ainsi, si le cas le plus parlant de telles oscillations reste bien évidemment notre Soleil, il est attendu de pouvoir en observer dans toute étoile présentant une enveloppe convective, soit des étoiles de très faibles masses aux étoiles de type spectral A en séquence principale, mais également les étoiles géantes rouges. De telles oscillations sont également détectées dans les étoiles B (Belkacem et al. 2009) et O (Degroote et al. 2010). Dans ces étoiles massives, dont le transport de chaleur est dominé par la radiation, même dans l'enveloppe, le mécanisme d'excitation de telles oscillations serait soit lié à leur cœur convectif, soit à leur zone convective intermédiaire. Ce point est toujours matière à débat (Belkacem et al. 2010).

De telles oscillations stochastiques sont des modes p d'ordres radiaux élevés et d'amplitudes très faibles (quelques μmag pour le Soleil et augmentant avec la taille de l'étoile), proportionnelles au rapport Luminosité/Masse de l'étoile (Kjeldsen & Bedding 1995). Ceci les rend particulièrement difficiles à détecter, surtout dans les étoiles de faibles masses. À ce jour, les oscillations de type solaire ont été détectées dans différentes classes d'étoiles pulsantes proches de la séquence principale ou en séquence principale, telles que les géantes rouges, les δ Scuti ou encore les étoiles B et O. Ces oscillations ont notamment été cherchées de manière intensive et détectées dans de nombreuses étoiles par les missions spatiales CoRoT et *Kepler*, dont les résultats principaux sont repris dans les revues proposées respectivement par Garcia et al. (2008) et Garcia (2011). Les périodes de pulsation des étoiles de type solaire sont de l'ordre de quelques minutes pour les étoiles de séquence principale, et augmentent à mesure que la taille de l'étoile augmente, atteignant plusieurs heures pour les étoiles géantes.

Étoiles γ Doradus

Les étoiles γ Doradus sont des étoiles de type spectral A0-F5 présentant des variations dont les périodes sont de l'ordre de 0.3 à 3 jours. Ces dernières sont interprétées comme des oscillations dues à des modes g d'ordres radiaux élevés. L'astérosismologie de ces

étoiles étant le sujet de cette thèse, le chapitre 3 est dédié à la définition précise des étoiles appartenant à cette classe de variables pulsantes.

Étoiles δ Scuti

Les étoiles δ Scuti sont un groupe d'étoiles pulsantes de type spectral A. Elles se situent dans la région du diagramme HR où la séquence principale croise la bande d'instabilité des Céphéides (cf. figure 2.4). Ces étoiles présentent à la fois des modes p et g d'ordres radiaux faibles dont les périodes sont de l'ordre de 20 minutes à 8 heures, et excités par un mécanisme κ lié à la région d'ionisation He II. L'amplitude de ces modes couvrent une gamme allant de quelques milli-magnitude (mmag) à quelques dizaines de magnitudes.

Les oscillations de type δ Scuti ne se limitent pas aux étoiles en séquence principale ou post-séquence principale peu évoluées, mais se retrouvent également dans des étoiles de pré-séquence principale telles que les étoiles Ae/Be de Herbig (Marconi & Palla 2004).

La partie rouge de la bande d'instabilité des étoiles δ Scuti recouvrant la partie bleue de celle des étoiles γ Doradus, il existe des étoiles pulsantes hybrides, présentant à la fois des modes p et des modes g . Ces hybrides sont non seulement prédites par la théorie (Dupret et al. 2004) mais également observées. Nous reviendrons plus en détail sur ces objets dans le chapitre 3, section ??.

Étoiles roAp

Certaines étoiles de type spectral A et de Population I possèdent un très fort champ magnétique et de fortes anomalies de composition chimique de surface, telles que l'existence d'éléments terres rares, causées par la diffusion atomique. Ces étoiles pulsantes, appelées roAp pour "*rapidly oscillating Ap stars*", se situent à l'intérieur des bandes d'instabilité des δ Scuti et des Céphéides.

Ces étoiles sont caractérisées par des variations multipériodiques correspondant à des modes p de degrés faibles, d'ordres radiaux élevés, et de périodes comprises entre 5 et 21 minutes (Kochukhov 2007). Ces modes sont excités par un mécanisme κ dans la zone d'ionisation de l'hydrogène. De nombreux modes montrent des multiplets de fréquences qui sembleraient être dus à une modulation de l'amplitude des modes, dont l'axe serait aligné avec l'axe du champ magnétique, par la rotation orientée selon un axe différent de celui du champ magnétique (modèle du pulsateur oblique, Kurtz 1982). Le champ magnétique semblerait contribuer à l'excitation et à la sélection des modes (cf. Sousa & Cunha 2008, références comprises, pour une discussion détaillée de la théorie en lien avec ces étoiles).

Étoiles pulsantes de type spectral B

Il existe différentes classes d'étoiles pulsantes de type spectral B en séquence principale.

Les étoiles SPB (*Slowly Pulsating B stars*) sont des étoiles de séquence principale de masses comprises entre 3 et 8 M_{\odot} , présentant des oscillations multipériodiques identifiées comme des modes g d'ordres radiaux élevés, excités par mécanisme κ lié au pic d'opacité

des éléments du groupe du fer. Les périodes de pulsations de ces étoiles sont comparables à celles des γ Dor, soit entre 0.3 et 4 jours.

Les étoiles β Céphéides sont des étoiles de séquence principale de 7 à 20 M_{\odot} . Leurs pulsations montrent des périodes allant de 2 à 8 heures et sont interprétées comme des modes p et g d'ordres radiaux faibles excités par le même mécanisme que les étoiles SPB. L'existence d'étoiles hybrides SPB/ β Ceph fut théoriquement prédite par Pamyatnykh (1999), avant d'être observationnellement confirmée (cf., par exemple, Balona et al. 2002, Handler et al. 2004, Chapellier et al. 2006).

Enfin, les étoiles Be pulsantes sont des étoiles de Population I montrant ou ayant montré des raies d'émission de Balmer dans leur photosphère assimilées à la présence d'un disque circumstellaire équatorial. Les oscillations détectées dans les étoiles Be présentent une multitude de comportements différents en accord avec ceux des autres étoiles B pulsantes. Il semblerait alors que les étoiles Be pulsantes soient des analogues compliquées des étoiles β Céphéides dont les vitesses de rotation approchent la moitié de leurs vitesses de rotation critiques (cf. par exemple Zorec (2004), figure 1).

Dans cette section, nous n'avons pas abordé les très nombreuses classes et sous-classes d'étoiles pulsantes évoluées ou en pré-séquence principale. Nous nous référons à la revue des étoiles pulsantes présentée dans l'ouvrage de Aerts et al. (2010) pour une description détaillée de ces dernières.

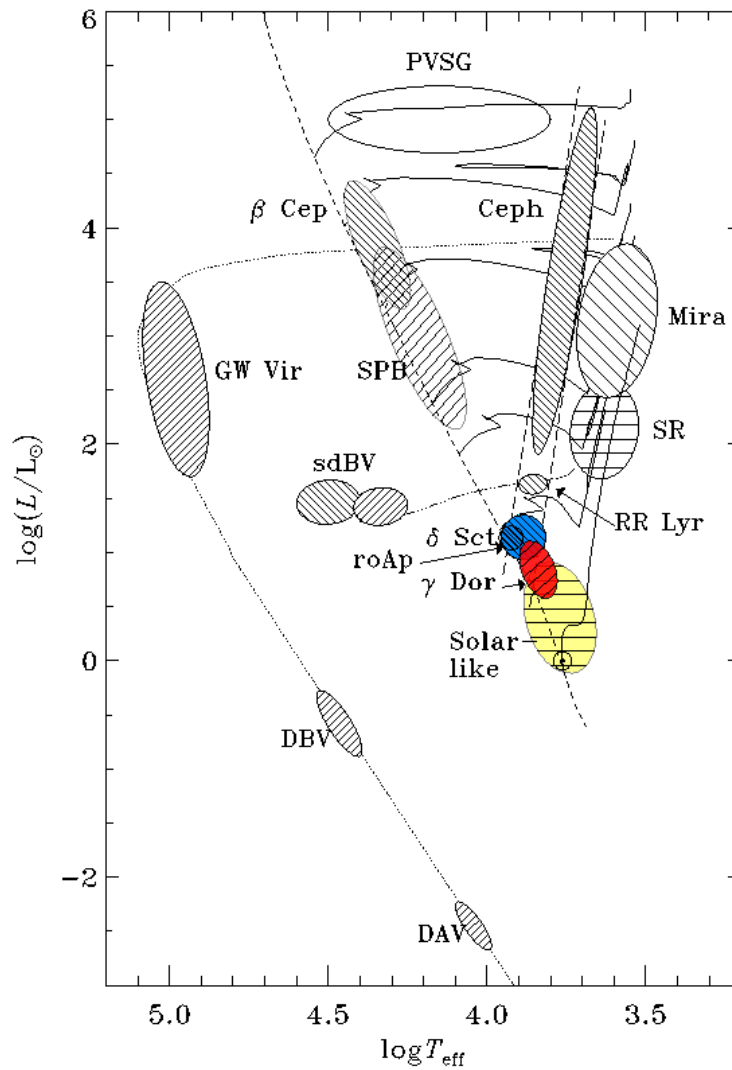


FIGURE 2.4 – Localisation de la bande d'instabilité des étoiles γ Doradus (en rouge) dans un diagramme HR mettant en avant les principales classes d'étoiles pulsantes. Cette bande d'instabilité recouvre en partie le côté rouge de la bande d'instabilité des étoiles δ Scuti (en bleu) et le côté bleu de la bande d'instabilité des étoiles de type solaire (en jaune). Figure originale issue de Aerts et al. (2010).

3

"Qui" sont vraiment les étoiles γ Doradus ?

Sommaire

3.1	Les étoiles γ Doradus : caractéristiques observationnelles	45
3.2	Caractéristiques évolutives et structurelles des étoiles de type spectral A et F en séquence principale	48
3.2.1	Structure interne des étoiles en séquence principale	48
3.2.2	Influence de la rotation sur la structure des étoiles A-F	53
3.3	Les étoiles γ Doradus : contexte observationnel	55
3.3.1	Étoiles chimiquement particulières et pulsations γ Doradus	55
3.3.2	Étoiles hybrides	56
3.3.3	Ère spatiale : vers une nouvelle stratégie observationnelle	60
3.4	Les oscillations γ Doradus : connaissances théoriques	61
3.4.1	Le mécanisme d'excitation : influence de la convection	62
3.4.2	Influence de la structure interne et de la rotation sur les modes de gravité	64
3.4.3	Modélisation des étoiles γ Doradus : acquis et défis.	65
3.5	Catalogue des étoiles γ Doradus	68

Le but de ce chapitre est de faire un état des lieux des connaissances observationnelles et théoriques établies sur les étoiles pulsantes de type γ Doradus, pour ensuite aborder les défis futurs propres à ces étoiles.

Nous présenterons ensuite un catalogue des étoiles γ Doradus étudiées dans la littérature. Ce catalogue reprend l'ensemble des grandeurs de ces étoiles ayant un intérêt astérosismique, qu'elles soient observationnelles ou théoriques.

3.1 Les étoiles γ Doradus : caractéristiques observationnelles

Le prototype de la classe, γ Doradus (de type spectral F0V), a été découvert comme étoile variable par Cousins & Warren (1963). Durant les années qui suivirent, d'autres étoiles de classe spectrale similaire furent découvertes comme variables avec des périodicités comparables : HD 164615 (Burke et al. 1977), 9 Aur (Krisciunas & Guinan 1990), HD 111828 (Mantegazza et al. 1991), ou encore HD 224638 et HD 224945 (Mantegazza & Poretti 1991). Les années 1980 et 1990 firent la part belle à de nombreuses discussions sur le mécanisme physique permettant d'expliquer cette variabilité (Balona et al. 1994, références comprises). Cependant, il fallut trente ans pour assimiler les variations dans ces étoiles à des oscillations. Cousins (1992) montra que la majeure partie de la variabilité photométrique de γ Doradus peut être expliquée par deux sinusoides de périodes respectives 0.733 jour et 0.757 jour. Étant donné le faible nombre de périodes détectées à l'époque dans ces étoiles, la possibilité d'effets de marée due à la présence d'une binaire ou de tâches de surface modulées par la rotation de l'étoile furent évoquées comme possibles explications de cette variabilité (Balona et al. 1994; Mantegazza et al. 1994; Krisciunas et al. 1995; Balona et al. 1996). Cependant, l'hypothèse des tâches de surface n'est pas consistante avec les variations photométriques et spectroscopiques de ces étoiles, et l'augmentation du nombre de candidates ayant des caractéristiques semblables (température effective, gravité de surface, gamme de fréquences observées) rendit peu probable la possibilité d'excitation par force de marée due à une binaire proche.

Balona et al. (1994) furent les premiers à considérer ces étoiles comme faisant partie intégrante d'une nouvelle classe d'étoiles pulsantes dont les variations seraient dues à des modes g . Cinq ans plus tard, Kaye et al. (1999a) décrivent les propriétés de cette classe d'étoiles pulsantes comportant alors treize membres. Les étoiles γ Doradus sont définies comme des étoiles variables de types spectraux A7-F5 et de classes de luminosité IV, IV-V, ou V, dont les variations sont consistantes avec des modes g de degrés faibles et d'ordres radiaux élevés, de périodes comprises entre environ 0.3 et 3 cycles par jour (c/j), et d'amplitudes typiques de 0.1 magnitudes (figure 3.1).

Depuis lors, le nombre de candidates γ Doradus ne cesse d'augmenter. La photométrie du satellite Hipparcos permit à Handler (1999) de recenser 70 candidates γ Doradus, et 54 γ Dor furent confirmées six ans plus tard par Henry et al. (2005). À ce jour, nous recensons 103 γ Doradus confirmées, dénommées γ Doradus *bona fide* (cf. annexe C).

La localisation des étoiles γ Doradus dans le diagramme HR est illustrée dans la figure 2.4 et leur bande d'instabilité théorique est comparée à celle observationnelle, dérivée

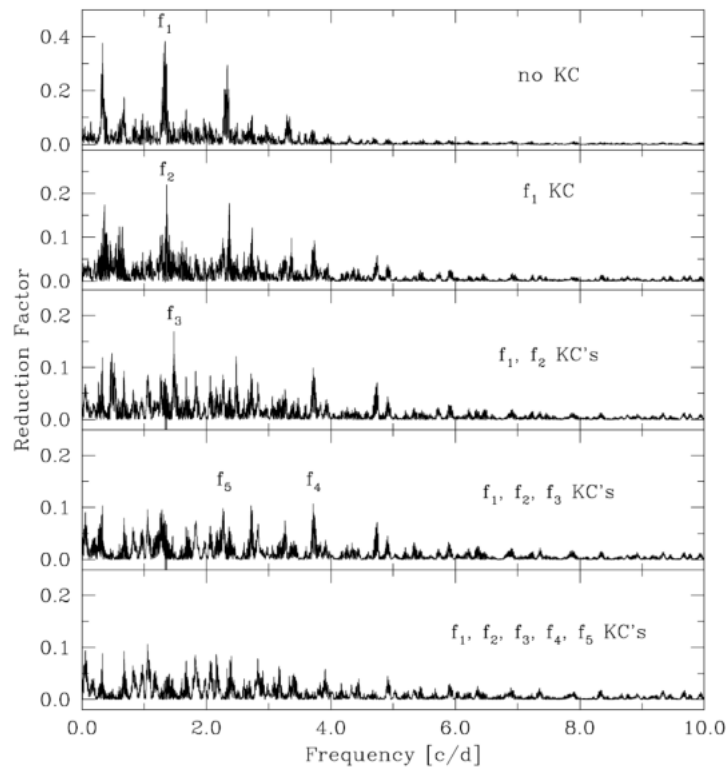


FIGURE 3.1 – Spectre de fréquences de l'étoile γ Doradus HD 239276. Figure issue de Rodríguez et al. (2006b).

par Handler & Shobbrook (2002), en figure 3.2. Cette bande d'instabilité observationnelle est comprise entre 6900 et 7250 K au niveau de la ZAMS¹ et s'élargit légèrement jusqu'à recouvrir la plage de température entre 6600 et 7300 K proche de la TAMS².

Si cette bande d'instabilité est en passe d'évoluer quelque peu suite à l'augmentation du nombre d'étoiles γ Doradus (cf. sections 3.3.3), elle reste située entre les étoiles de types solaires et les étoiles δ Scuti, recouvrant le bord bleu de la bande d'instabilité des premières et le bord rouge de la bande d'instabilité des secondes.

Dès la découverte des étoiles γ Doradus, la communauté scientifique chercha à utiliser les données spatiales afin d'étudier ces étoiles, et de comprendre et contraindre leurs propriétés observationnelles. Comme nous l'avons vu ci-dessus, les courbes de lumières fournies par Hipparcos furent les premières données spatiales utilisées. Ces dernières années, plusieurs missions spatiales dédiées entre autres à l'astérosismologie observationnelle furent mises en orbite : le mini télescope canadien de 15 cm de diamètre MOST³ (Warner et al. 2003), le satellite CoRoT⁴ (Baglin & Fridlund 2006, miroir de 27 cm) ou encore le télescope spatial *Kepler* (95 cm) (Gilliland et al. 2010). Ces missions spatiales permettent l'étude des étoiles variables pulsantes, et en particulier des étoiles γ Dor, selon deux approches différentes :

1. ZAMS pour "Zero Age Main Sequence", soit le début de la séquence principale.
2. TAMS pour "Terminal Age Main Sequence", soit la fin de la séquence principale.
3. Microvariabilité & Oscillations STellaires
4. CONvection, ROTation et Transits planétaires

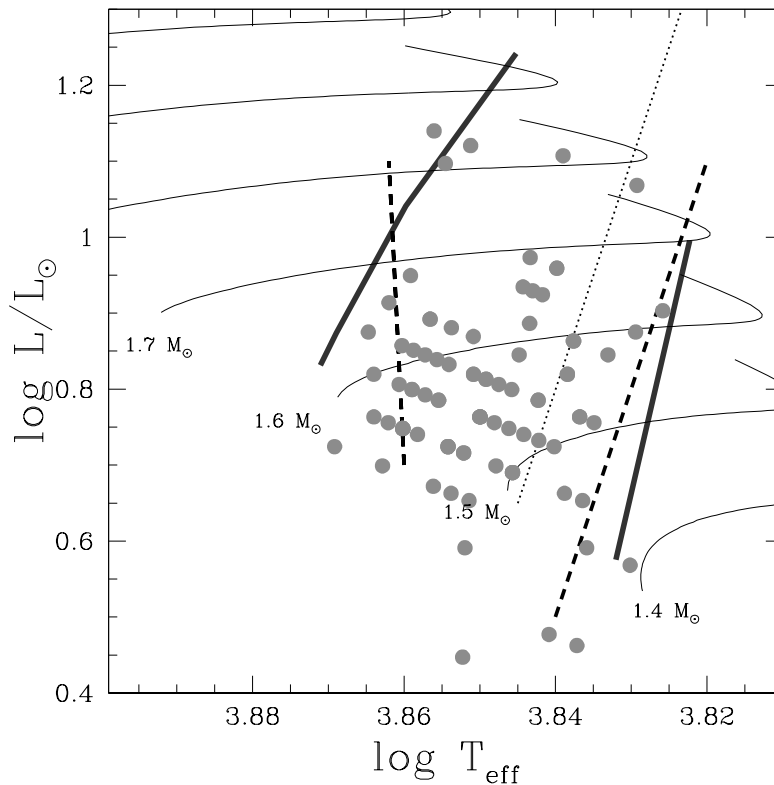


FIGURE 3.2 – Bande d’instabilité théorique (lignes continues) des étoiles γ Doradus (calculée pour les modes $\ell = 1$ et 2) comparée à la bande d’instabilité observationnelle (lignes pointillées épaisses, Handler & Shobbrook 2002) et au bord rouge de la bande d’instabilité théorique des δ Scuti (ligne pointillée fine, Dupret et al. 2004). Cette bande d’instabilité théorique, ainsi que les trajets évolutifs (traits fins) ont été calculés avec les paramètres d’entrée de la grille de référence présentée dans la section 4.2.1. Les points gris représentent l’ensemble des étoiles γ Doradus *bona fide* dont les luminosités et les rayons ont été dérivés par Henry et al. (2011).

- l’observation de cibles principales, identifiées, avec un suivi spectroscopique au sol ;
- la détection de nouvelles étoiles γ Doradus dans les champs observés.

La première méthode permet une étude approfondie d’étoiles typiques ou présentant des propriétés particulières dans cette classe de variables pulsantes. Par exemple, l’étoile HR 8799, γ Doradus hôte de quatre objets en orbite, fut ré-observée par le satellite MOST. Deux étoiles γ Doradus, HD 49434 et HD 171834, cibles principales de la mission CoRoT, furent observées en continu durant près de 150 jours dans le champ "sismo" du satellite et furent le centre d’importantes campagnes de suivi spectroscopique au sol. Les résultats issus du suivi sol de HD 49434 furent présentés par Uytterhoeven et al. (2008), alors que la courbe de lumière CoRoT de cette étoile fut analysée par Chapellier et al. (2011).

La seconde méthode nous amène à détecter de très nombreuses candidates γ Doradus, ce qui permet une étude plus statistique des caractéristiques astérosismiques et physiques de ces étoiles. L’étude préliminaire des données issues du champ "exo" lors du premier programme d’observation de CoRoT (*LRA1*⁵) publiée par Hareter et al. (2010) mit en avant la découverte de 34 candidates γ Doradus. Les études préliminaires des données

5. "Long Run anticenter 1" - 140 jours (du 15/10/2007 au 03/03/2008).

Kepler permirent la détection de 99 candidates γ Doradus (Uytterhoeven et al. 2011).

Les étoiles pulsantes γ Doradus se situent dans une région particulièrement restreinte du diagramme HR dans laquelle de nombreux phénomènes physiques varient significativement, principalement en fonction de la température effective des étoiles. La variabilité observée des étoiles γ Doradus et leur situation dans le diagramme HR amènent bon nombre de questions. Si la première qui nous vient est "En quoi l'étude des étoiles γ Doradus est-elle importante ?", de nombreuses autres suivent.

- Les modes g se propagent dans les régions internes des étoiles γ Doradus et sont donc particulièrement sensibles à la structure des régions les plus centrales de ces étoiles. Quelles sont les propriétés physiques de ces étoiles ? Comment l'évolution et la rotation affectent-elles la structure des étoiles A et F ?
- Les étoiles γ Doradus se situent dans une région du diagramme HR où certaines étoiles possèdent des particularités chimiques fortes, telles que les étoiles Am, Ap ou λ Boötis. Ces particularités ont-elles un effet sur les propriétés sismiques de ces étoiles ?
- La bande d'instabilité des étoiles γ Doradus recouvre partiellement celles des δ Scuti et celles des étoiles de type solaire. Quels sont les liens possibles entre ces classes d'étoiles pulsantes ? Se peut-il que des étoiles pulsantes présentant les propriétés sismiques de différentes classes existent ?
- Quel est le mécanisme énergétique à l'origine de la variabilité de ces étoiles et pourquoi se situent-elles dans une région si restreinte du diagramme HR ?
- Les modes g ont des périodes d'oscillations de l'ordre de la journée, comparables aux périodes de rotation de ces étoiles. Quelle est l'influence de la rotation sur les oscillations γ Doradus ?
- Quelles sont les techniques développées afin de modéliser ces étoiles ? Quels sont les résultats obtenus ?

Dans ce chapitre, nous tenterons de répondre à l'ensemble de ces questions en faisant le point sur l'état d'avancement de l'étude de ces étoiles.

3.2 Caractéristiques évolutives et structurelles des étoiles de type spectral A et F en séquence principale

Avant d'aborder l'aspect sismique des oscillations dans les étoiles γ Dor, il est important de décrire la structure ainsi que les propriétés physiques des étoiles de type spectraux A et F.

3.2.1 Structure interne des étoiles en séquence principale

Même si la détermination précise du domaine de masses d'un type d'étoiles dépend de leurs compositions chimiques, les étoiles γ Doradus se situent dans une gamme de masses légèrement supérieures à celles du Soleil, de l'ordre de $1.2 M_{\odot}$ à $1.8 M_{\odot}$. Nous nous focalisons ici sur la structure interne des étoiles γ Dor en séquence principale (MS

pour "Main Sequence") et nous nous référons au chapitre 5 pour celle des étoiles en pré-séquence principale.

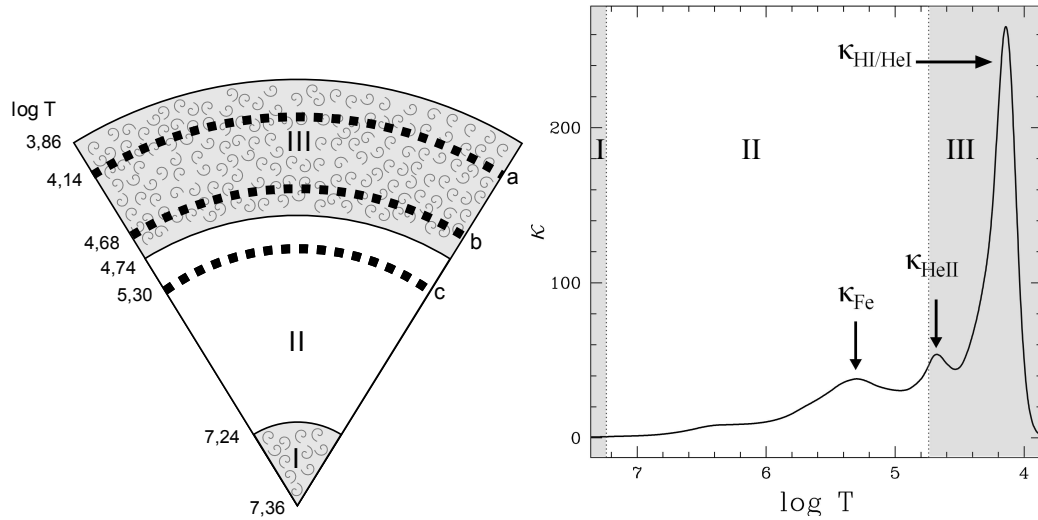


FIGURE 3.3 – Panneau gauche : coupe d’une étoile γ Dor typique en séquence principale. présentant un cœur convectif (région I), une zone radiative (région II) et une enveloppe convective (région III), ainsi que trois zones d’ionisation partielle, respectivement HI/He I (a), He II (b) et celle des éléments du groupe Fe (c). Panneau droit : Profil d’opacité de cette même étoile.

Comme le montre la figure 3.3, les étoiles A et F en MS présentent une structure interne comparable à un ensemble de poupées russes : un cœur convectif (région I), une région intermédiaire radiative (région II) et une (ou deux) région(s) externe(s) convective(s) (région III). Cette figure nous montre qu’il existe également trois pics d’opacité principaux : celui lié à l’ionisation partielle HI/He I (zone a, vers $\log T \approx 4.2$, celui lié à l’ionisation He II (région b, $\log T \approx 4.7$) et enfin celui lié à l’ionisation partielle des éléments du groupe du fer, vers $\log T = 5.3$ (c).

La mise en route du transport de chaleur par la convection est conditionnée par le critère de Schwarzschild

$$\nabla_{\text{rad}} > \nabla_{\text{ad}}, \quad (3.1)$$

où ∇_{rad} et ∇_{ad} sont les gradients radiatif et adiabatique de température, définis par

$$\nabla_{\text{rad}} = \frac{3\kappa L}{16\pi acGm T^4} p \quad \text{et} \quad \nabla_{\text{ad}} = \frac{\Gamma_2 - 1}{\Gamma_2}. \quad (3.2)$$

Ainsi, l’apparition d’une enveloppe convective est favorisée par

- l’augmentation de l’opacité. Plus la température effective est faible, plus l’opacité dans les couches proches de la surface est élevée étant donné à la contribution de plus en plus grande provenant de l’ionisation de l’hydrogène.
- l’augmentation de pT^{-4} , c’est-à-dire une augmentation de la contribution de la pression de radiation à la pression totale, favorisée par la forte décroissance de la densité.
- la diminution de ∇_{ad} . Dans les couches proches de la surface, la température n’est pas suffisante pour une ionisation totale de H et He : $\Gamma_2 < 4/3$, et la valeur de ∇_{ad} diminue.

Dans les couches profondes, le critère de convection est dominé par le terme L/m .

Les deux zones d'ionisation HI/He I et He II sont responsables de l'apparition des régions convectives externes. Lorsque la convection est suffisamment efficace, ces deux régions fusionnent en une seule et unique enveloppe convective. Si la structure statique de ces étoiles semble relativement simple, de nombreux phénomènes physiques évoluent ou changent même drastiquement dans cette gamme de masses.

Tout d'abord, les étoiles A et F se situent à la transition entre les étoiles plus froides, présentant une zone convective profonde, et les étoiles plus chaudes pour lesquelles le transport de chaleur dans l'enveloppe se fait principalement par radiation. Cette dépendance de la taille de l'enveloppe convective en fonction de la température effective est mise en évidence par la figure 3.4. La convection étant l'une des clés de l'excitation des modes g dans les γ Dor (cf. section 3.4.1), son traitement est particulièrement important pour ces étoiles.

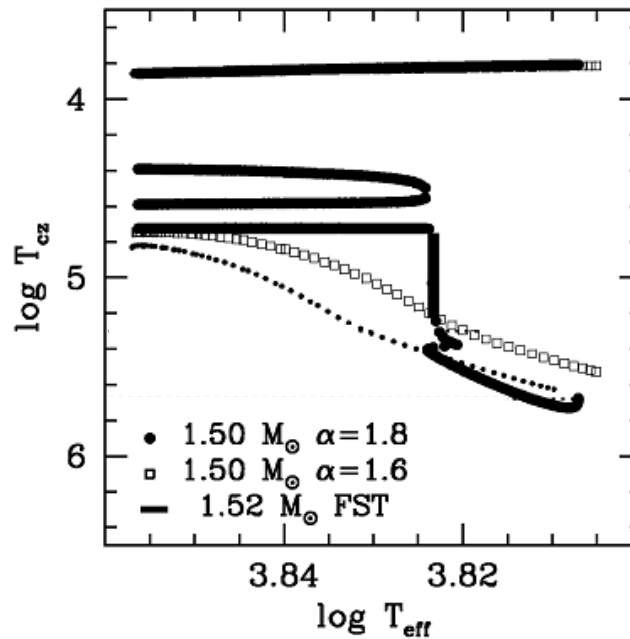


FIGURE 3.4 – Température à la base de l'enveloppe convective en fonction de la température effective pour une étoile de $1.5 M_{\odot}$ évoluant sur la MS, et dont le transport convectif est paramétré par la MLT pour $\alpha = 1.6$ (carrés blancs) et $\alpha = 1.8$ (ronds noirs). Cette évolution est comparée à celle obtenue lorsque la convection est décrite par la FST pour une étoile de $1.52 M_{\odot}$. Figure issue de Montalbán et al. (2007).

Le traitement mathématique des mouvements convectifs dans une étoile est un exercice particulièrement complexe. Dans un fluide de grande viscosité, les mouvements convectifs peuvent se développer à l'intérieur de cellules et devenir stationnaires, mais dans les gaz stellaires quasi non-visqueux, ils sont extrêmement turbulents (nombres de Reynolds $Re \simeq 10^{10}, 10^{13}$). Les changements observés à la surface du Soleil corroborent

ce concept de convection solaire turbulente, et une description quantitative de la turbulence reste à ce jour un problème essentiellement non résolu. La théorie de la convection la plus communément utilisée est la théorie de la longueur de mélange (MLT⁶ dans le formalisme dérivé par Böhm-Vitense (1958). Cette théorie est une théorie locale qui définit le libre parcours moyen d'un élément convectif par

$$l = \alpha H_p = -\alpha \left(\frac{d \ln p}{d \ln r} \right)^{-1}, \quad (3.3)$$

où α est un paramètre libre généralement inconnu dans les intérieurs stellaires et calibré pour reproduire le rayon solaire à l'âge actuel ($\alpha_\odot = 1.8$).

Une alternative à la MLT est le traitement du spectre complet de la turbulence (FST⁷, Canuto et al. 1996). Si la MLT est plus efficace que la FST dans les régions de faible efficacité convective, la FST est bien plus efficace que la MLT dans les régions de très grande efficacité convective, ce qui conduit à des profils de température très différents dans les couches externes (superadiabatiques). En conséquence, la profondeur de la base de l'enveloppe convective lorsque calculée avec la FST passe de superficielle à profonde dans un très petit domaine de température effective (figure 3.4).

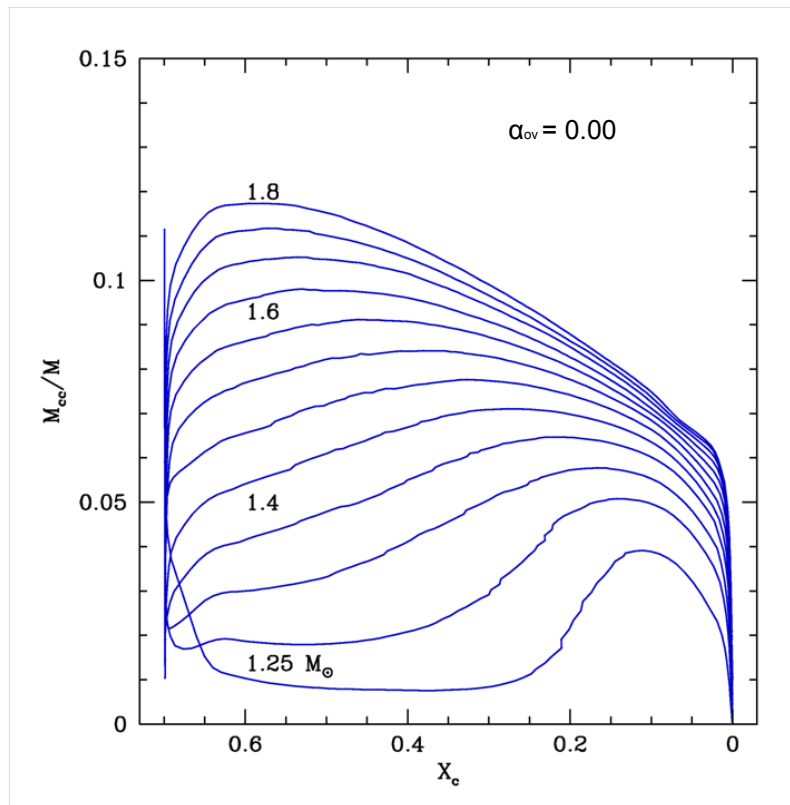


FIGURE 3.5 – Fraction de masse du cœur convectif en fonction de l'abondance centrale d'hydrogène pour des modèles entre 1 et $2 M_\odot$ allant de la ZAMS ($X_c = 0.70$) à la TAMS ($X_c = 0$). Figure reprise de A. Miglio.

6. it "Mixing-Length Theory"

7. "Full Spectrum of Turbulence"

Le domaine de masses des étoiles γ Dor se situe également dans la région de transition dans laquelle la cœur convectif évolue différemment (figure 3.5) selon si les réactions nucléaires sont dominées par la chaîne $p - p$ (pour les masses les plus faibles, jusqu'à $\sim 1.2 M_{\odot}$) ou par le cycle CNO pour les étoiles plus massives. Cette différence est due à une plus forte sensibilité du cycle CNO à la température (figure 3.6). Entre 1.1 et 1.5 M_{\odot} environ, la combustion centrale de l'hydrogène est d'abord dominée par la chaîne $p - p$. Le taux de génération d'énergie généré par ces réactions est proportionnel à

$$\varepsilon_{p-p} \propto \rho T^{4-5} X^2. \quad (3.4)$$

Dans cette configuration, le cœur est totalement radiatif. L'abondance d'hydrogène, notée X , décroît à mesure que les réactions nucléaires transforment l'hydrogène en hélium, et il en va de même pour l'opacité κ , proportionnelle à $(1 + X)$. Pour compenser ce déficit, la température augmente, ce qui fait croître le taux d'énergie fourni par le cycle CNO (cf. figure 3.6), qui lui est proportionnel à

$$\varepsilon_{\text{CNO}} \propto \rho T^{15-17} X X_{\text{CNO}}. \quad (3.5)$$

Ce cycle est donc plus sensible que la chaîne $p - p$ aux variations de température, les réactions nucléaires sont plus concentrées en masse, et le rapport L/m augmente. Un cœur convectif naît et sa masse augmente avec le temps, jusqu'au moment où le cycle CNO contribue à la quasi-totalité des réactions nucléaires. Cette croissance crée une discontinuité claire dans le profil de composition chimique (et par extension dans le profil de la fréquence de Brunt-Väisälä N). Cette discontinuité entraîne une inconsistance dans la manière dont la limite du cœur convectif est définie puisque les couches situées juste au delà de la limite du cœur sont plus riches en hydrogène et par conséquent plus opaques, l'opacité étant proportionnelle à $(1 + X)$. Le gradient radiatif est ainsi plus grand dans ces couches qu'il ne l'est à la limite du cœur convectif. Une telle situation soulève la question de la présence de zones partiellement mélangées, appelées zones semi-convectives (Kato 1966; Mitalas 1972; Gabriel & Noels 1977). Si cette discussion n'est pas nouvelle, la compréhension de ce qui se passe dans ces régions est toujours matière à débat. Lorsque la température centrale est suffisante et que le cycle CNO domine, le terme κ prend le dessus dans l'expression de ∇_{rad} et le cœur convectif se rétracte. Dans les étoiles suffisamment massives pour que le cycle CNO soit presque immédiatement la source d'énergie principale, le cœur convectif formé durant la phase PMS décroît ensuite régulièrement en masse à partir de la ZAMS. Dans les deux cas, un gradient de composition chimique important se forme à l'extérieur du cœur convectif, ce qui entraîne une variation brusque de N à la limite du cœur convectif. Nous reviendrons dans les chapitres 5 et 6 sur l'effet de cette variation de N sur les propriétés des spectres d'oscillation.

La localisation exacte des frontières des zones convectives dérivées à partir du modèle local de convection utilisé dans la modélisation stellaire est sujette à des incertitudes importantes. Pour combler l'incapacité de ces théories à reproduire les effets non locaux, tel que la pénétration des éléments convectifs au delà de la frontière décrite par le critère de Schwarzschild, un paramètre d'*overshooting* α_{ov} est parfois introduit afin d'augmenter la dimension de la région mélangée. La distance de pénétration dans la région radiative est paramétrée par $d_{\text{ov}} = \alpha_{\text{ov}} \times \min(r_{\text{cc}}, H_p)$, avec r_{cc} le rayon du cœur convectif et H_p la hauteur d'échelle de pression. Un tel mélange au delà de la frontière du cœur convectif pet

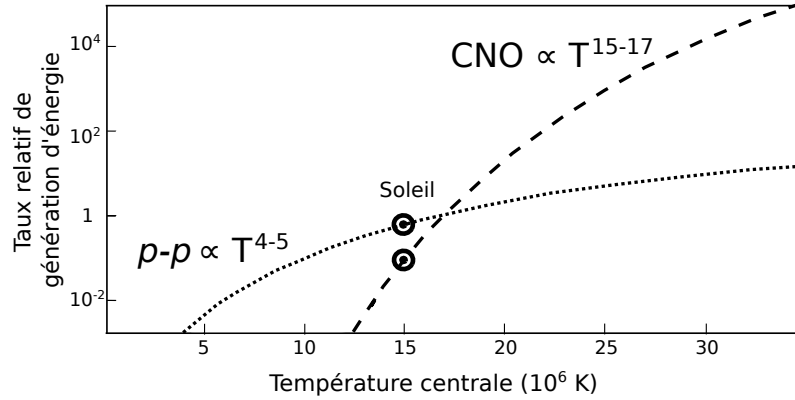


FIGURE 3.6 – Taux de génération d’énergie nucléaire par les réactions de la chaîne $p-p$ et du cycle CNO en fonction de la température centrale de l’étoile. Dans le Soleil, la génération d’énergie par les réactions nucléaires est dominée par la chaîne $p-p$.

se justifier par le fait qu’à l’interface convection/radiation ($\nabla_{\text{ad}} = \nabla_{\text{rad}}$), si l’accélération des éléments convectifs est nulle, leur vitesse ne l’est pas nécessairement.

3.2.2 Influence de la rotation sur la structure des étoiles A-F

Alors que les étoiles F présentent des vitesses de rotation projetées ($v \sin i$) moyennes, allant d’environ 50 km.s^{-1} à plus de 100 km.s^{-1} , les étoiles A peuvent tourner bien plus vite, atteignant des vitesses de rotation de l’ordre de 300 km.s^{-1} (Abt & Morrell 1995; Royer et al. 2007). Abt & Morrell (1995) mirent également en évidence la forme bimodale de la distribution de vitesses de rotation en fonction du type spectral, avec une vitesse de rotation bien moindre pour les étoiles Am et Ap (cf. leur figure 6) et conclurent que la rotation peut à elle seule expliquer l’existence d’étoiles A chimiquement particulières. De très nombreuses données observationnelles indiquent que le long de la MS, les vitesses de rotation des étoiles A ne dépendent ni de leur âge, ni de leur faible perte de masse. De plus, aucun moment angulaire n’est perdu par freinage magnétique durant cette phase évolutive. Ainsi, la distribution de vitesses de rotation de ces étoiles doit être déterminée par l’évolution du moment angulaire durant la pré-séquence principale, ou par échange de moment angulaire avec un compagnon (Noels et al. 2004, références comprises). La compréhension de l’évolution du moment angulaire semble donc indispensable à la compréhension des étoiles Ap et Am. Cependant, quelques problèmes restent irrésolus. Par exemple, certaines étoiles présentent des vitesses de rotation faibles mais aucune particularité chimique (Abt 2009, références comprises). De plus, il n’existe aucune corrélation entre l’importance des particularités chimiques et la vitesse de rotation des étoiles Am et Ap (Ersparmer & North 2003).

Comme nous l’avons vu dans la section précédente, la structure interne des étoiles γ Dor se compose d’un cœur convectif, d’une région intermédiaire radiative et d’une enveloppe convective. Dans l’hypothèse du modèle standard, une étoile est sphérique et le mélange des éléments chimiques se cantonne aux zones convectives, en tenant compte d’un éventuel débordement des mouvements convectifs aux bords des régions radiatives, appelé *overshooting*. Dans une telle configuration, les processus de transport ne sont pas

pris en compte dans les zones radiatives, stratifiées, où les éléments chimiques ne sont soumis qu'au triage gravitationnel. Les processus physiques non-standards, tels que le champ magnétique, la perte de masse, la rotation, ou encore d'autres mécanismes de transport d'éléments chimiques ne sont alors pas considérés.

La rotation a pourtant de nombreux effets sur l'évolution et la structure des étoiles. Il est par exemple bien connu, depuis les travaux précurseurs d'Eddington (1925, 1926) et de Vogt (1925), que dans une étoile en rotation, la force centrifuge détruit l'équilibre radiatif et cause une circulation lente à grande échelle appelée circulation méridienne. Cette circulation transporte à la fois matière, moment angulaire et champ magnétique par advection. Ainsi, les zones radiatives ne tournent pas de manière uniforme et leur rotation différentielle induit des turbulences hydrodynamiques telles que du cisaillement, de l'instabilité barocline ou multidiffusive (Zahn 1974).

La rotation modifie ainsi la structure de l'étoile et a une influence sur sa température effective et sa luminosité (Maeder & Peytremann 1970; Pérez Hernández et al. 1999, références comprises). L'augmentation de la zone de mélange à la frontière du cœur convectif prolonge la durée de vie des étoiles sur la MS, évoluant vers des températures effectives plus faibles et des luminosités plus élevées. Le changement de la distribution interne du poids moléculaire moyen μ aux abords du cœur convectif engendre un gradient de composition chimique moins abrupte à la limite de ce dernier.

Enfin, d'autres effets de la rotation devraient être étudiés afin de rendre compte de manière plus complète de la structure et de l'évolution d'une étoile en rotation :

- La rotation peut significativement réduire l'efficacité de la convection et l'extension de la région soumise à de l'*overshooting*. La convection jouant un rôle primordial sur l'excitation et les périodes des modes de pulsation dans les étoiles γ Doradus, il est important de considérer l'interaction entre la rotation et la convection.
- La rotation interagit également fortement avec le champ magnétique. Maeder & Meynet (2003) montrèrent que les instabilités magnétohydrodynamiques peuvent agir dans des étoiles de faibles champs magnétiques. Ces instabilités agissent sur le transport de moment angulaire de manière plus efficace que la circulation méridienne ou le cisaillement, menant à terme à une étoile en rotation uniforme. Les instabilités magnéto-rotationnelles dues à l'interaction entre le champ magnétique et la rotation ont également un effet important sur les étoiles Ap, très magnétiques, pour lesquelles certaines observations confirment le profil de rotation uniforme (Hubrig et al. 2000).

Les modèles calculés par Zahn (1992) ne réussissant pas à reproduire correctement le profil de rotation plat observé dans les couches radiatives du Soleil. D'autres processus physiques furent alors évoqués afin de transporter du moment angulaire, comme le transport par les ondes internes générées par la convection turbulente (Zahn et al. 1997; Talon et al. 2002; Talon & Charbonnel 2005), et le transport par le couple induit par le champ magnétique (Mestel 1953; Garaud 2002). Très récemment, Mathis & de Brye (2011) prirent en considération l'influence conjointe de la rotation et du champ magnétique sur le comportement théorique des ondes internes de basses fréquences. Ils considérèrent un modèle stellaire en rotation solide, non déformée par la force centrifuge, dont le champ magnétique est toroïdal, constant et axisymétrique, et dont les zones radiatives sont stratifiées et stables. Dans un tel cas, les ondes sont soumises à la force d'Archimède,

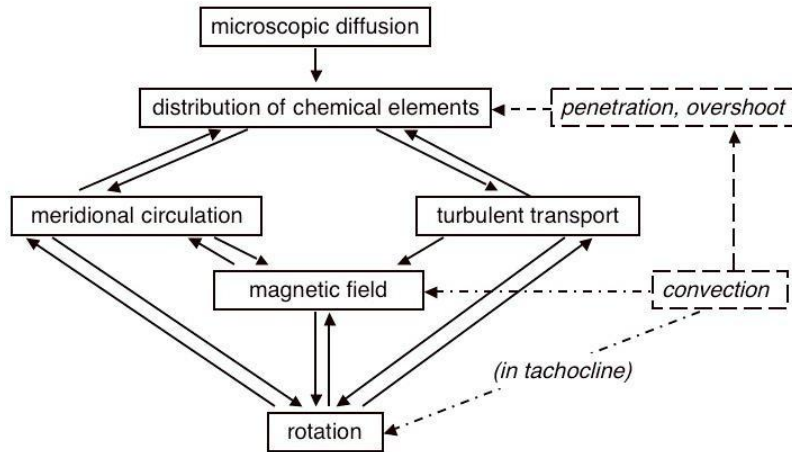


FIGURE 3.7 – Mélange rotationnel dans les intérieurs stellaires en incluant le champ magnétique : un problème hautement non-linéaire. Il manque sur cette figure l'inclusion des ondes internes. Figure issue de Mathis & Zahn (2005).

mais également à l'influence des forces de Coriolis et de Lorentz, et deviennent des ondes magnéto-gravito-inertielles.

De nos jours, le traitement global des effets non-standards tels que la rotation, le champ magnétique, et les ondes interne reste un sujet complexe (cf. figure 3.7, dans laquelle il manque cependant les ondes internes).

3.3 Les étoiles γ Doradus : contexte observationnel

3.3.1 Étoiles chimiquement particulières et pulsations γ Doradus

Les étoiles γ Doradus se situent dans une région du diagramme HR abritant différentes classes d'étoiles chimiquement particulières telles que les étoiles Ap, Am ou encore λ Boötis. Le lien éventuel entre les particularités chimiques de ces étoiles et leurs propriétés astérosismiques pourrait, s'il existe, permettre une meilleure compréhension des phénomènes physiques à l'origine de ces anomalies.

Les étoiles Am (7000 à 10000 K) présentent de fortes raies d'absorption de Fe principalement, mais également Zn, Sr, Zr et Ba, ainsi qu'une éventuelle sous-abondance d'autres métaux, tels que Ca et/ou Sc (Preston 1974). La théorie communément acceptée suppose que ces anomalies proviennent du rapport diffusion/accélération radiative des éléments dans des étoiles non-magnétiques (Michaud et al. 1983). L'une des particularités physiques de ces étoiles est qu'elles tournent globalement moins vite que les étoiles A "classiques" (Abt & Morrell 1995), et la majorité de ces étoiles sont connues comme appartenant à des systèmes binaires dont les deux composantes sont proches l'une de l'autre. Certaines étoiles γ Doradus possèdent des anomalies d'abondance similaires, mais ceci ne semble pas jouer de rôle fondamental sur le mécanisme d'excitation de ces étoiles. Cependant, il est curieux de relever que les trois étoiles hybrides γ Doradus/ δ Scuti confirmées présentent une telle spécificité. Nous y reviendrons dans la section 3.3.2.

Les étoiles Ap sont légèrement plus chaudes (8000 à 15000 K) que leurs cousines Am, bien que la détermination de leurs températures effectives soit rendue difficile par leur structure atmosphérique complexe. L'existence d'un champ magnétique très important laisse apparaître à leurs surfaces des régions d'abondances très différentes, et joue également sur la séparation verticale des éléments chimiques. Leurs spectres atmosphériques présentent des excès d'éléments tels que Cr, Sr, Eu, Si, etc. Bien que ces étoiles puissent exister sur l'extrême bord bleu de la bande d'instabilité des étoiles γ Dor, de telles pulsations n'ont, jusqu'à ce jour, été confirmées dans aucune étoile Ap. Cette absence d'étoiles Ap γ Doradus pourrait être due à la forte réduction de l'efficacité de la convection par le champ magnétique (Gough & Tayler 1966; Moss & Taylor 1969), et ce particulièrement dans les régions polaires où l'intensité du champ magnétique est importante. Le modèle actuellement accepté admet une convection non-affectée par le magnétisme dans les régions équatoriales et une convection supprimée ou très faible dans les régions proches des pôles (Dolez & Gough 1982; Balmforth et al. 2000; Cunha et al. 2004).

Les étoiles λ Boötis sont une classe d'étoiles A et F non-magnétiques et chimiquement particulières. À l'inverse des étoiles Am, elles présentent une déficience importante des éléments du groupe du Fer, et des abondances solaires des éléments plus légers tels que C, N, O et S. Le mécanisme physique engendrant une telle particularité n'est pas clairement établi, et plusieurs théories sont actuellement discutées, comme la diffusion/perte de masse (Michaud & Charland 1986), le modèle d'accrétion/diffusion (Venn & Lambert 1990), ou la fusion de deux étoiles de masses entre 0.8 et 1.5 M_{\odot} (Andrievsky 1997). Nous nous référons à la revue proposée par Paunzen (2004) pour plus d'informations sur ces différentes théories. Une telle répartition des abondances est observable dans quelques γ Dor. Le meilleur exemple est l'étoile HR 8799, γ Doradus (Zerbi et al. 1999) dont les éléments Fe, Cr et Mn sont environ sept fois moins abondants que dans le Soleil (Gray & Kaye 1999). Cette étoile a un intérêt tout particulier car son système abrite également quatre objets orbitant de tailles supérieures à Jupiter. Nous reviendrons sur ce cas particulier dans le chapitre 7.

3.3.2 Étoiles hybrides

Étoiles hybrides γ Doradus/ δ Scuti

Si l'existence d'étoiles hybrides γ Doradus/ δ Scuti est désormais bien établie, la question fut longuement débattue. En effet, dès la reconnaissance des γ Dor comme nouvelle classe d'étoiles pulsantes, certaines études se penchèrent sur le lien éventuel entre ces deux types d'étoiles. Breger & Beichbuchner (1996) étudièrent pour la première fois la possibilité d'étoiles hybrides en se posant la question suivante : " *γ Doradus and δ Scuti stars : cousins or twins ?*". S'il ne confirmèrent pas d'étoiles hybrides, ils montrèrent que quelques δ Scuti issues de la littérature présentent une variabilité à des fréquences comparables à celles des étoiles γ Dor. Six ans plus tard, Handler et al. (2002) mirent en évidence la variabilité de l'étoile primaire du système double HD 209295 dans les deux gammes de fréquences nous intéressant mais montrèrent que la variation dans la gamme de fréquences des étoiles γ Doradus est due aux forces de marée exercées par la secondaire. Handler & Shobbrook (2002) cherchèrent également des modes p dans 26 *bona fide*

ou candidates γ Dor, sans aucun résultat concluant.

Henry & Fekel (2005) découvrirent le caractère hybride de l'étoile HD 8801 ($T_{\text{eff}} = 7158$ K). Ils observèrent six fréquences comprises entre 2.5 et 20 c/j dans cette étoile Am e faisant, *a priori*, pas partie d'un système binaire. La constante de pulsation Q_i

$$\log Q_i = -6.456 + 0.1M_{\text{bol}} + 0.5 \log g + \log T_{\text{eff}} + \log P_i, \quad (3.6)$$

permet de définir si un mode de fréquence donné est de type γ Doradus ($Q \geq 0.23$, cf. par exemple Handler & Shobbrook 2002) ou δ Scuti ($Q \leq 0.03$, cf. par exemple Breger et al. 1999). Cette équation appliquée aux six fréquences de HD 8801 permit aux auteurs d'établir que :

- les deux fréquences les plus basses sont des modes γ Dor ($f \sim 2.5$ c/j),
- deux fréquences sont clairement δ Scuti ($f \sim 20$ c/j),
- et deux fréquences sont situées entre les deux gammes de modes (~ 8 c/j).

Le caractère hybride de cette étoile fut confirmé par Handler (2009) (figure 3.8).

Un an plus tard, deux étoiles hybrides vinrent compléter la toute jeune classe des étoiles hybrides γ Doradus/ δ Scuti. La variabilité de ces étoiles, HD 114839 et BD+18 4914, fut découverte dans les courbes de lumières de MOST par l'équipe canadienne en charge de cette mission spatiale (King et al. 2006; Rowe et al. 2006). L'étoile HD 114839 est également une étoile Am (Pribulla et al. 2009) présentant quinze fréquences dans les mêmes gammes que HD 8801, soit des fréquences autour de 2, 8 et 20 c/j. L'étoile BD+18 4914 montre quant à elle six fréquences dans la gamme de modes γ Dor et dix fréquences entre 7 et 16 c/j. Le caractère Am de cette étoile fut confirmé par Hareter et al. (2011). Ces auteurs émirent d'ailleurs l'hypothèse d'un éventuel lien entre le comportement hybride et les particularités chimiques de type Am sans trouver de tendance particulière sur un si faible échantillon (trois étoiles).

HD 49434, cible du premier long programme d'observation du satellite CoRoT (*LRA1*), fut proposée comme étoile hybride par Uytterhoeven et al. (2008) qui déterminèrent un ensemble de onze fréquences entre 0.2 et 12 c/j. Cependant, cette étoile est possiblement un rotateur rapide ($v \cdot \sin i = 87$ km.s⁻¹, $v_{\text{rot}} = 234$ km.s⁻¹ selon la fréquence identifiée comme fréquence de rotation par Uytterhoeven et al. 2008) et toutes ses fréquences peuvent être expliquées par le *splitting* rotationnel de modes g (Bouabid et al. 2009 - cf. annexe B, et chapitre 6).

Enfin, Ripepi et al. (2011) analysèrent l'étoile CoRoT 102699796, observée dans le "champ exoplanètes" durant le programme d'observation *LRA1*. Cinq fréquences entre 3.32 et 6.80 c/j furent détectées. Ils avancèrent la possibilité que cette étoile fasse partie de la classe Ae de Herbig et oscille avec des pulsations hybrides γ Dor/ δ Scuti. Cependant, il est surprenant que ces fréquences soient toutes supérieures à celles typiquement attendues dans des étoiles γ Dor. En cas de confirmation, cette étoile serait la première étoile PMS de type Ae de Herbig présentant de telles oscillations.

Avec les missions spatiales telles que CoRoT et *Kepler*, le nombre de candidates hybrides augmente de manière exponentielle. Hareter et al. (2010) déterminèrent l'existence de 25 candidates hybrides γ Dor/ δ Scuti dans le "champ exoplanète" du satellite CoRoT, durant le seul programme *LRA1*. Les observations continues du satellite *Kepler* permirent également la découverte d'étoiles candidates A et F semblant présenter à la fois des oscillations γ Dor et δ Scuti. À ce jour, plus de 250 candidates hybrides sont recensées dans

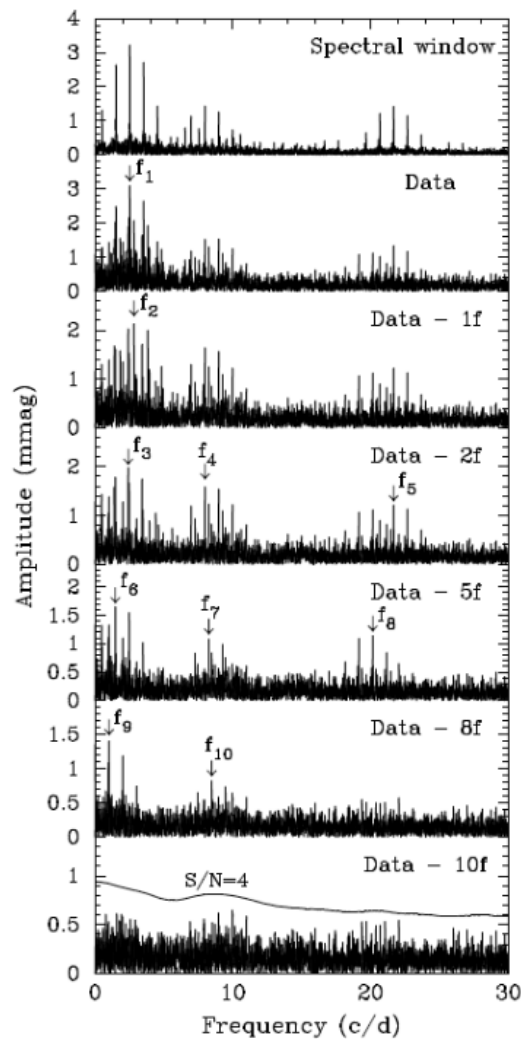


FIGURE 3.8 – Exemple de spectre d’une étoile hybride γ Dor/ δ Sct : fenêtre spectrale et spectre de fréquences issus des courbes de lumières de HD 8801. Figure issue de Handler (2009).

les données *Kepler* (Catanzaro et al. 2011; Grigahcène et al. 2010b; Uytterhoeven et al. 2011). Étant donné ce grand nombre de candidates, deux sous classes d’hybrides ont été établies :

- les γ Doradus/ δ Scuti, dont la fréquence d’amplitude maximale se situe dans la gamme de fréquences des modes g d’ordres radiaux élevés ($< 5c/j$),
- les δ Scuti/ γ Doradus, dont la fréquence d’amplitude maximale se situe dans la gamme de fréquences des modes g d’ordres radiaux faibles et des modes p ($> 5c/j$),

Si un grand nombre de ces candidates hybrides venaient à être confirmées, une véritable étude statistique du phénomène pourrait être menée, et confirmer ou infirmer le lien entre ce comportement sismique et certaines caractéristiques physiques de ces étoiles, telles que leurs particularités chimiques, leurs températures effectives ou encore leurs vitesses de rotation.

Étoiles hybrides γ Doradus/type solaire

Comme nous l'avons souligné dans la section 2.8, les oscillations de type solaire sont théoriquement attendues dans toutes les étoiles ayant une enveloppe convective. Cependant, à ce jour, aucune oscillation de ce type n'a encore été observée dans une étoile γ Dor.

Christensen-Dalsgaard & Frandsen (1983), puis Houdek et al. (1999) estimèrent les amplitudes théoriques des oscillations excitées de manière stochastique dans des modèles stellaires de séquence principale entre 0.8 et 1.8 M_{\odot} pour la première étude et entre 0.9 et 2 M_{\odot} pour la seconde. Les résultats de ces deux études concordent : l'amplitude théorique des oscillations stochastiques augmente avec le rapport L/M de l'étoile jusqu'à $M = 1.6 M_{\odot}$ (type spectral F2), soit en plein dans la gamme de masses des étoiles γ Dor, avant de décroître pour des étoiles plus massives. Ils expliquèrent ce lien entre l'amplitude et la masse par la forte dépendance du taux de génération de bruit acoustique au nombre de Mach turbulent M_t , maximum pour une masse de 1.6 M_{\odot} .

Antoci et al. (2011) découvrirent des oscillations stochastiques dans la δ Scuti HD 187547 observée en continu durant trente jours par le satellite *Kepler*. Ils identifièrent cette étoile comme une étoile Am de température effective $T_{\text{eff}} = 7500 \pm 250$ K tournant lentement ($v \cdot \sin i = 10.3 \pm 2.3$ km.s⁻¹). Le diagramme échelle de cette étoile montre une grande séparation de l'ordre de $\Delta\nu = 40.5 \pm 0.6$ μHz (≈ 3.5 c/j) et une fréquence dominante de mode stochastique à 682 μHz ⁸ (≈ 58.9 c/j) alors que le mode δ Scuti dominant se situe à une fréquence de 251 μHz (≈ 21.7 c/j).

Plus récemment encore, Guzik et al. (2011) étudièrent θ Cygni, étoile la plus brillante du champ d'observation de *Kepler*, observée par ce satellite durant 90 jours de juin à septembre 2010, mais pour des raisons techniques, seuls 42 jours d'observation ont pu être utilisés lors de l'analyse fréquentielle. Cette étoile de type F4 ($T_{\text{eff}} = 6745 \pm 150$ K), c'est à dire située du côté rouge de la bande d'instabilité γ Dor présente des oscillations de type solaire dans la gamme de fréquences 103-216 c/j. Bien que des modes g excités soient prédits dans des modèles rendant compte des propriétés physiques de cette étoile, aucun ne fut détecté.

La qualité des données issues du satellite *Kepler* aidera grandement à la détection de telles étoiles A et F présentant à la fois des modes γ Doradus, δ Scuti et/ou stochastiques de type solaire permettant ainsi de sonder l'ensemble de la structure de l'étoile, des couches les plus internes jusqu'à l'enveloppe convective.

Étoiles hybrides γ Doradus/roAp

Récemment, Balona et al. (2011) analysèrent l'étoile A5p KIC 8677585 observée par le satellite *Kepler*. Ils mirent en évidence le caractère roAp de cette étoile pour laquelle de nombreuses fréquences autour de 140 c/j ont été observées. De plus, une fréquence est clairement présente à 3.142 c/j. La faible vitesse de rotation projetée de cette étoile ($v \cdot \sin i = 4.2 \pm 0.5$ km.s⁻¹) exclut la possibilité que cette fréquence soit sa fréquence de rotation. Ils émirent alors l'hypothèse d'une oscillation de type γ Doradus. Toutefois, cette fréquence unique peut être également due à la force de marée induite par un compagnon très peu brillant. Deux autres étoiles issues des données *Kepler*, classées comme Ap, montrent également des oscillations δ Scuti et γ Doradus. Cependant, leur caractère

8. Le mode dominant dans le Soleil a une fréquence d'environ 3000 μHz

chimique particulier n'est pas confirmé à ce jour. De telles observations pourraient amener à la révision des modèles astérosismiques d'étoiles γ Dor, à condition bien sûr que le caractère Ap des candidates soit confirmé.

3.3.3 Ère spatiale : vers une nouvelle stratégie observationnelle

La caractérisation observationnelle des étoiles γ Doradus est la première pierre de l'édifice menant à une compréhension globale de ces étoiles. Le nombre de candidates γ Doradus augmentant de manière exponentielle depuis l'avènement de l'astérosismologie spatiale, les méthodes d'analyses au cas par cas commencent à montrer leurs limites d'utilisation. S'il est évident que l'étude d'étoiles particulières reste une nécessité, il nous faut néanmoins envisager d'autres moyens d'étude observationnelle de ces étoiles.

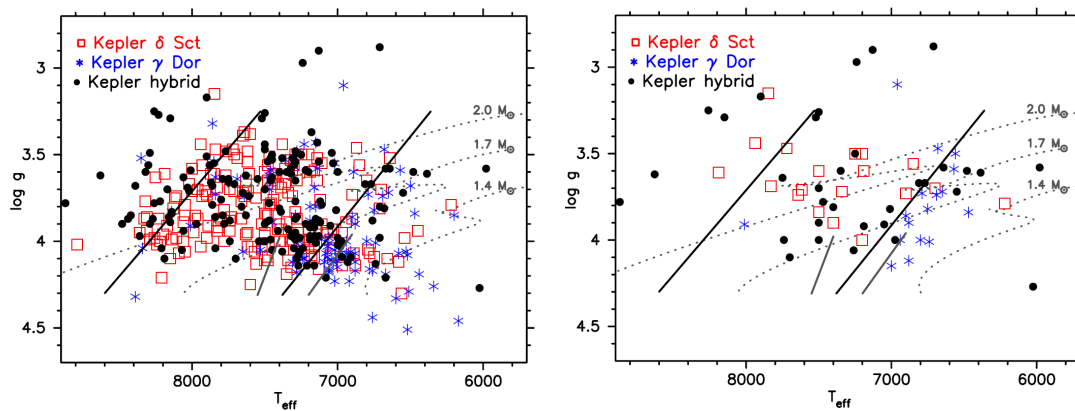


FIGURE 3.9 – Panneau gauche : Diagramme $T_{\text{eff}} - \log g$ des candidates γ Dor, δ Sct et hybrides détectées par le satellite *Kepler*. Panneau droit : Sélection des étoiles présentées dans le panneau gauche pour lesquelles il existe une définition précise des paramètres atmosphériques. Figure issue de Uytterhoeven et al. (2011).

Uytterhoeven et al. (2011) se sont parfaitement rendus compte de cette évidence lors de leur étude d'un échantillon de 750 candidates A et F issues des données du satellite *Kepler*. Leur étude combine les caractéristiques physiques de ces étoiles (issues d'observations spectroscopiques au sol et de données de la littérature), à leurs courbes de lumière. Environ 63% de ces étoiles présentent des pulsations δ Scuti et/ou γ Doradus. Pour ces deux classes de pulsateurs, de nombreuses candidates se situent au delà des bandes d'instabilité établies il y a plus de dix ans à partir d'observations terrestres (figure 3.9). En particulier, les candidates hybrides couvrent l'entièreté des bandes d'instabilité des étoiles γ Doradus et δ Scuti. Ces auteurs estiment que ces différences sont dues au grand nombre de candidates dont les oscillations ont des amplitudes faibles, difficiles à détecter depuis le sol. Ainsi, il semble nécessaire de définir de nouvelles bandes d'instabilité pour les étoiles pulsantes A et F. Ces auteurs détaillèrent une étude statistique de ces étoiles en terme de nombre de fréquences détectées, de gamme de fréquences, d'amplitudes des modes de pulsations. Ils définirent également deux nouvelles variables construites sur des données observationnelles reflétant les caractéristiques internes de ces étoiles, à savoir l'*efficacité* (de la convection) définie comme

$$efficacite = (T_{\text{eff}} \log g)^{-2/3} \quad (3.7)$$

et l'énergie (du mode de pulsation de plus grande amplitude)

$$\text{energie} = A_{\max} f_{\max}, \quad (3.8)$$

où A_{\max} et f_{\max} sont l'amplitude et la fréquence du mode dominant. Ces deux grandeurs sont empiriques et leur détermination ne nécessite aucune modélisation. Bien que cette nouvelle approche ait besoin d'être plus approfondie, elle définit le point de départ de nouvelles investigations à "grande échelle" de la relation entre les γ Doradus et les δ Scuti.

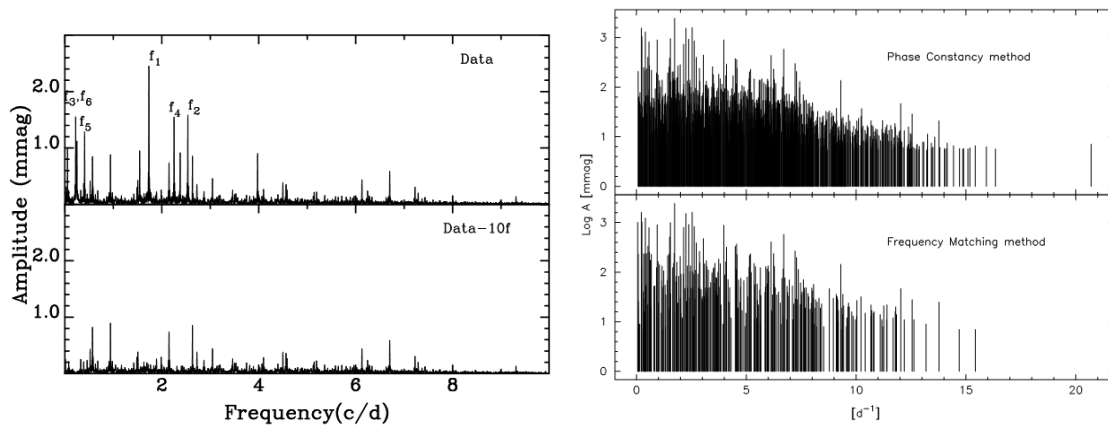


FIGURE 3.10 – Panneau gauche : Spectre en fréquence de l'étoile HD 49434, cible du satellite CoRoT durant le premier *long run* (*Lra1*). Panneau droit : distribution des fréquences détectées dans la courbe de lumière CoRoT. Les deux méthodes utilisées (*Phase Consency Method* et *Frequency Matching method*) sont détaillées par Chapellier et al. (2011), dont est issue cette figure.

L'astérosismologie spatiale a également la capacité de fournir des données observationnelles d'une qualité sans précédent. La figure 3.10 montre le spectre en fréquence et l'ensemble des fréquences détectées dans la courbe du lumière CoRoT de l'étoile HD 49434. Au total, 1686 fréquences furent détectées par Chapellier et al. (2011). Dans ce cas de figure, le spectre est si dense qu'il est difficile d'en ressortir une information comme, par exemple, un *period-spacing*, il faut, dans ce cas également, repenser notre manière d'aborder l'étude astérosismique d'une étoile particulière, tant observationnelle que théorique.

3.4 Les oscillations γ Doradus : connaissances théoriques

Maintenant que nous avons une idée globale de la structure interne et évolutive des étoiles γ Doradus, ainsi que des mécanismes physiques d'intérêt majeur opérant dans ces étoiles, il est nécessaire de comprendre quel(s) phénomène(s) physiques mènent à l'excitation des modes de pulsation caractéristiques de ces étoiles.

3.4.1 Le mécanisme d'excitation : influence de la convection

De manière générale, un mode d'oscillation est globalement excité si la période du mode est de l'ordre du temps thermique local dans une région propice à l'existence d'un mécanisme d'excitation. Dans une étoile γ Doradus, cette région dite "de transition" se situe près de la base de l'enveloppe convective, telle que le montre la figure 3.11 comparant la valeur du temps thermique local dans la région autour de la base de l'enveloppe convective et la gamme de périodes des modes g excités pour un modèle classique d'étoiles γ Dor en séquence principale.

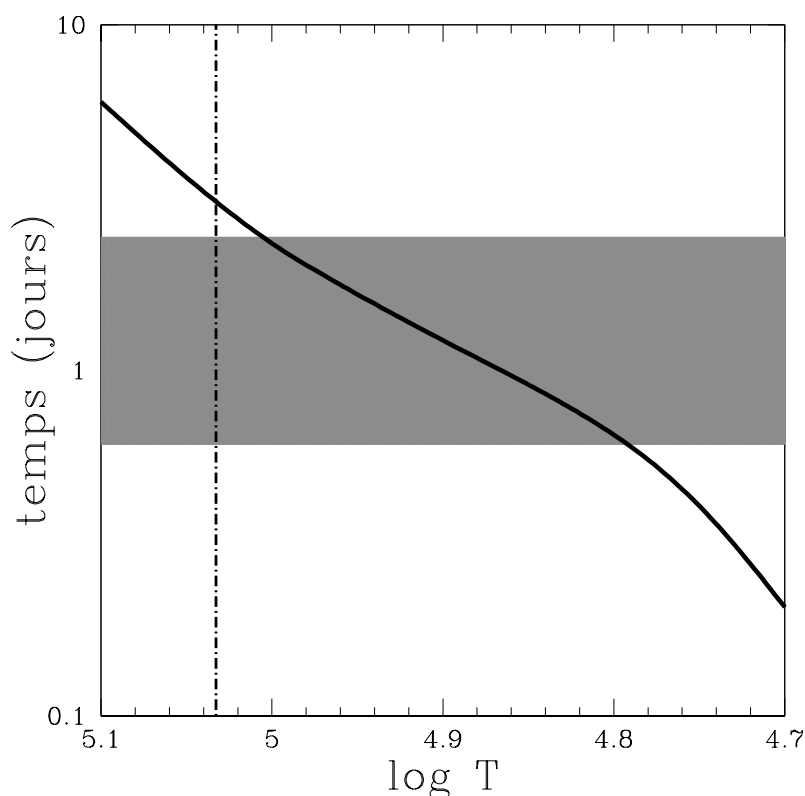


FIGURE 3.11 – Temps thermique local (courbe décroissante noire) dans les régions proches de la base de l'enveloppe convective (droite verticale) comparé à la gamme de périodes de pulsation des modes g excités (région grisée) pour un modèle typique de γ Doradus de $1.6 M_{\odot}$ en séquence principale.

Le mécanisme déstabilisant les modes g d'ordres élevés observés dans les étoiles γ Doradus n'est pas un mécanisme κ classique et resta une question ouverte jusqu'à l'étude théorique proposée par Guzik et al. (2000). Ces auteurs utilisèrent un code d'oscillation non adiabatique incluant l'approximation de la convection gelée⁹ (FC pour Frozen convection) et assimilèrent le mécanisme d'excitation des modes γ Doradus à un blocage du flux radiatif à la limite de l'enveloppe convective, la convection ne s'adaptant pas au transport de luminosité additionnelle durant un cycle de pulsation. Ce mécanisme fut introduit par Pesnell (1987) et développé par Li (1992). Cependant, cette approximation

9. L'approximation de la convection gelée consiste à négliger les variations du flux convectif dues aux oscillations. Nous y reviendrons en détail dans le chapitre 4, section 4.3.1

n'est valable que pour les couches de l'étoile où le temps convectif local est très supérieur aux périodes d'oscillations. Comme les étoiles γ Doradus se trouvent dans la région où la profondeur de l'enveloppe convective varie fortement en fonction de la température effective de l'étoile, cette hypothèse n'est valable que dans une région profonde très restreinte de ces étoiles. Warner et al. (2003) utilisèrent néanmoins cette approximation pour proposer la première bande d'instabilité théorique des γ Doradus. S'ils n'étendirent pas leurs calculs théoriques aux fréquences plus élevée, dans la gamme des modes δ Scuti, le recouvrement entre la bande d'instabilité théorique des γ Doradus qu'ils calculèrent et la bande d'instabilité des δ Scuti déterminée par Rodríguez & Breger (2001) les amena à conclure à la possible existence d'étoiles hybrides γ Doradus δ Scuti.

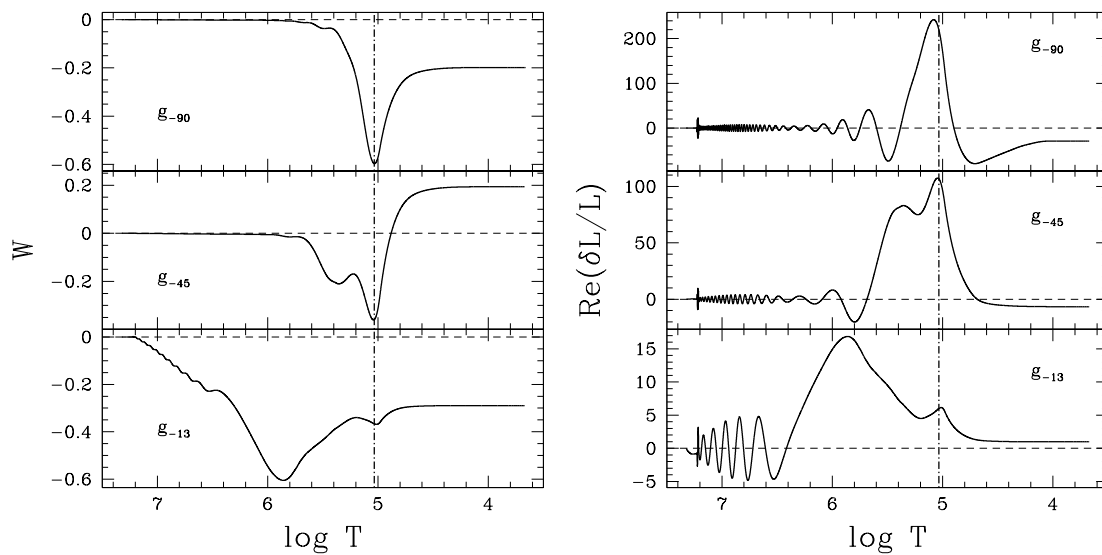


FIGURE 3.12 – Panneau gauche : Intégrales de travail de modes g d'ordres radiaux $n = -90$ (haut), $n = -45$ (milieu) et $n = -13$ (bas) dans un modèle de γ Doradus en MS ($M = 1.6 M_{\odot}$). La ligne verticale représente la base de l'enveloppe convective. Panneau droit : Fonctions propre $\delta L/L$ de ces mêmes modes.

Ainsi, s'il parut évident que le mécanisme d'excitation de ces étoiles était en rapport avec la base de l'enveloppe convective, il fallut attendre les travaux de Grigahcène et al. (2005), tenant compte de l'interaction convection-pulsation via l'implémentation de la convection dépendant du temps (TDC pour "*Time Dependant Convection*") dans leur code de pulsations non-adiabatiques, pour mieux comprendre les mécanismes influençant la stabilité des modes dans ces étoiles. Dupret et al. (2004) utilisèrent la TDC pour calculer de nouvelles bandes d'instabilité théoriques pour ces étoiles. Ils mirent en avant la très grande sensibilité de la localisation des bords de cette bande d'instabilité au paramètre de longueur de mélange α , exprimant l'efficacité de la convection. Leur bande d'instabilité théorique est en meilleur accord de la bande d'instabilité observationnelle γ Dor lorsqu'elle est établie à partir des modèles calculés avec $\alpha = 2$. Ils mirent également en évidence la possibilité d'observer à la fois des modes γ Dor et δ Scuti dans des modèles dont les oscillations sont calculées en tenant compte de la TDC. Le rôle de la convection n'étant plus nécessairement passif, Dupret et al. (2005a) n'expriment plus ce mécanisme comme un "blocage" mais comme une "modulation" du flux radiatif à la base de l'enve-

loppe convective.

La figure 3.12 (panneau gauche) illustre la forme des intégrales de travail (cf. section 2.7.2) de modes g calculés avec la TDC et se propageant dans un modèle typique des étoiles γ Doradus de $1.6 M_{\odot}$ en séquence principale. Le mode g_{-45} est globalement excité et le mécanisme principal menant à cette excitation se situe à la base de l'enveloppe convective. Notons également pour ce mode la contribution à l'excitation due à un mécanisme κ lié à la zone d'ionisation partielle des éléments du groupe du fer, vers $\log T \simeq 5.2$. Les modes g_{-13} et g_{-90} ne sont pas excités. Dupret et al. (2005a) expliquèrent la stabilité des modes g d'ordres radiaux faibles et très élevés comme étant due à l'amortissement radiatif. Le panneau droit de la figure 3.12 illustre la forme des fonctions propres $\delta L/L$ pour les trois modes g considérés. L'amortissement radiatif est lié au comportement de ces dernières dans la cavité des modes g . Dans le cas du mode g_{-13} , l'amplitude des fonctions propres des modes est importante dans cette cavité comparée à sa valeur dans les couches plus superficielles (figure 3.12 panneau gauche). Cela engendre un amortissement radiatif efficace dans les régions radiatives. La fonction propre du mode g_{-90} oscille rapidement dans cette cavité et la valeur de sa dérivée seconde, considérée dans l'expression de l'intégrale de travail (Dupret et al. 2005a - équation (7)), est grande. Cela fait tendre l'intégrale de travail vers des valeurs plus négatives dans la région de propagation des modes g . Pour ces deux types de modes, l'excitation à la base de l'enveloppe convective n'est pas suffisante pour contrebalancer l'efficacité de l'amortissement radiatif. L'amplitude de la fonction propre $\delta L/L$ du mode g_{-45} est beaucoup plus faible dans les couches profondes de la région de propagation comparée à sa valeur dans des régions plus proches de la base de l'enveloppe convective, et le nombre de nœuds est bien moins important que celui de $\delta L/L$ du mode g_{-90} . Le mode g_{-45} est donc moins affecté que les deux autres par l'amortissement radiatif.

Nous reviendrons en détail sur le mécanisme d'excitation des modes g et sur la comparaison des traitements FC et TDC de l'interaction convection-pulsation dans les étoiles γ Doradus dans le chapitre 4, section 4.3.

3.4.2 Influence de la structure interne et de la rotation sur les modes de gravité

Les modes g se propagent dans les régions internes des étoiles γ Doradus (cf. figure 2.3) et sont donc particulièrement sensibles à la structure de l'étoile dans ces mêmes régions. Miglio et al. (2008) montrèrent que l'évolution du cœur convectif durant la séquence principale, tout comme la considération de mélanges au delà de la limite du cœur convectif (*overshooting*, diffusion turbulente, etc.) peuvent significativement modifier la forme de la fréquence de Brunt-Väisälä (N) dans cette région. Cette modification laisse une signature notable dans la valeur des périodes d'oscillation de ces étoiles. En effet, les modes g d'ordres radiaux élevés sont théoriquement dans un régime asymptotique, et leurs périodes devraient être régulièrement espacées (Tassoul 1980). Cependant, dans une étoile de séquence principale, le gradient de composition chimique à la limite du cœur convectif, s'il existe, provoque une variation rapide de N à la limite de ce dernier, et la dérivée dN/dr est discontinue. Une telle variation rend invalide l'approximation asymptotique au premier ordre, et le calcul complet des oscillations adiabatiques montre que les périodes des modes de pulsation diffèrent de leurs valeurs asymptotiques (cf. par exemple

Miglio et al. 2008). Dans le cas d'une étoile en pré-séquence principale ou d'un mélange au delà de la frontière du cœur convectif lissant le profil de composition chimique, la variation de N est plus lisse (sa dérivée est continue) et les périodes retrouvent un comportement asymptotique. Nous exploiterons cette différence de comportement oscillatoire dans les chapitres 5 et 6 pour étudier la possibilité de discerner l'état évolutif d'une étoile et le type de mélange agissant à la limite de son cœur convectif.

De manière générale, la rotation lève la dégénérescence des modes de pulsation. Qui plus est, les modes g ont des fréquences d'oscillation comparables aux fréquences de rotation des étoiles A et F, ce qui génère un couplage entre ces deux mécanismes physiques. Ainsi, l'interaction entre la rotation et les pulsations joue un rôle important sur le comportement physique des modes g (fréquences, stabilité, région de propagation) et ne peut être négligée : elle doit être considérée dans la résolution des équations de pulsation. Dans le chapitre 6, nous décrirons brièvement les différentes approches permettant de traiter l'effet de la rotation sur le spectre des fréquences et détaillerons en particulier les résultats que nous avons obtenus en implémentant l'approximation traditionnelle de l'interaction rotation-pulsation dans notre code de pulsations non adiabatiques.

3.4.3 Modélisation des étoiles γ Doradus : acquis et défis.

La figure 3.13 reprend les étapes principales de la caractérisation astérosismique d'une étoile particulière, de son observation à l'établissement d'un modèle stellaire. Dans cette section, nous reviendrons sur chacune de ces étapes et mettrons en avant les spécificités liées à l'étude des étoiles γ Doradus.

La première étape consiste bien évidemment en l'observation de l'étoile choisie par spectroscopie et/ou photométrie. Une mesure instantanée d'un spectre dans une plage de longueurs d'onde donnée ou de la magnitude de l'étoile à travers différents filtres photométriques permet la caractérisation de ses paramètres fondamentaux : température effective, magnitude, gravité de surface, champ magnétique, composition chimique de surface et vitesse de rotation projetée, etc. L'observation de l'étoile au cours du temps met en évidence sa variabilité, soit par effet Doppler sur les raies spectrales, soit par variation de l'intensité lumineuse. L'analyse fréquentielle de cette variabilité mène à la détermination des observables astérosismiques tels que les fréquences, amplitudes et phases des modes d'oscillation, les éventuels battements d'amplitudes de modes couplés. Cette analyse peut mener à des contraintes supplémentaires lorsque le nombre de modes détectés est suffisant, en détectant éventuellement les grandes et petites séparations des modes p , et le *period-spacing* pour les modes g .

Une contrainte observationnelle supplémentaire est possible en cas d'identification des degrés ℓ et des ordres azimutaux m des modes observés. Il existe deux méthodes permettant l'identification des modes. La première consiste à mesurer les rapports d'amplitudes photométriques et/ou spectroscopiques des modes de pulsation. Cela permet de sonder les variations de température et de gravité dues aux oscillations et de remonter de la sorte à l'identification du degré ℓ des modes. La seconde est l'étude des variations des profils de raies et permet de remonter au champ de vitesses radiales en 3D et de retrouver le degré ℓ et l'ordre azimutal m de chacun des modes. Nous nous référons à la revue sur l'identification des modes proposée par Telting (2008) pour plus de détails quand méthodes

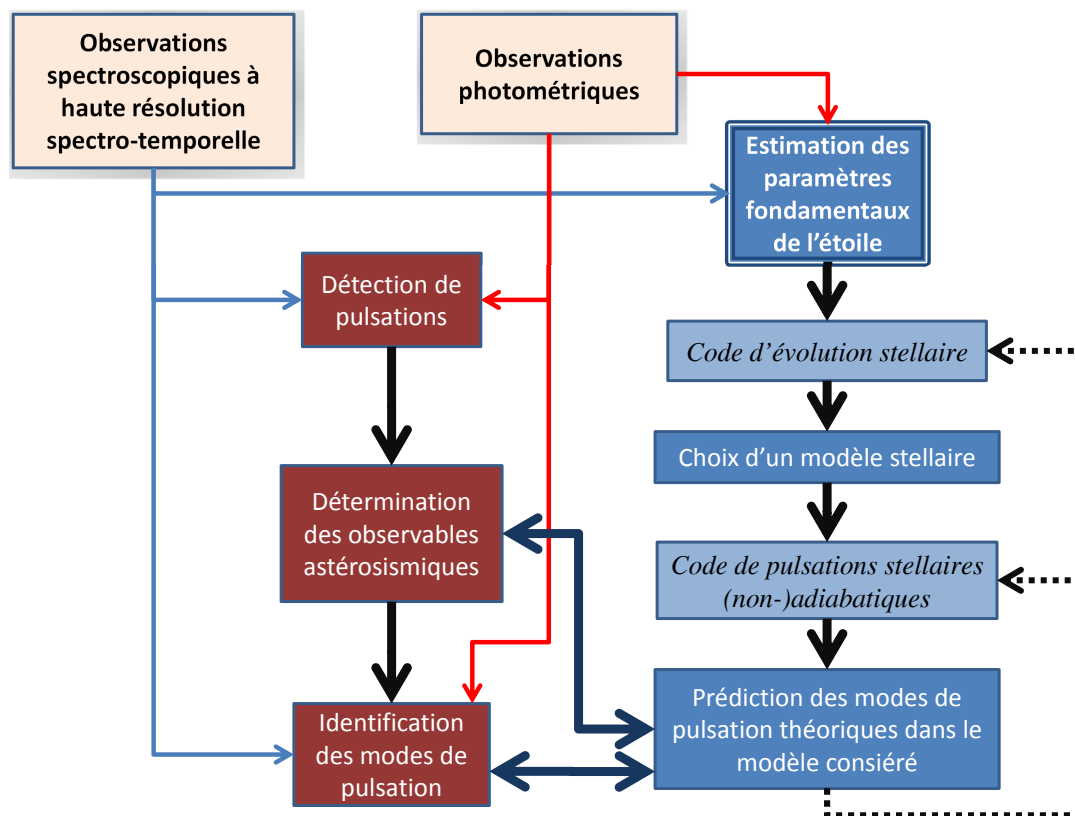


FIGURE 3.13 – Principe de la modélisation astérosismique d'une étoile.

spectroscopiques et à celle de Handler (2008) pour les méthodes basées sur la photométrie. Nous verrons dans le chapitre 7 que lorsque les observables astérosismiques se limitent à quelques fréquences uniquement, l'identification des modes est une contrainte indispensable à la modélisation d'étoiles.

Parallèlement à l'analyse astérosismique observationnelle, une fois les paramètres fondamentaux de l'étoile ont été déterminés, des modèles stellaires peuvent être calculés à l'aide de codes d'évolution stellaire. Les modèles dépendent non seulement des ingrédients physiques d'entrée de ces codes, mais également de la physique incluse dans ces derniers. Tous ne traitent pas des mêmes phénomènes liés à la physique stellaire et parfois complexes à traiter numériquement, tels que la diffusion et la lévitation radiative d'éléments chimiques, les processus non-standards comme la rotation (déformation, transport), le champ magnétique, la perte de masse, etc.

Lorsqu'un choix est arrêté sur les modèles stellaires rendant compte des observables physiques de l'étoile, l'utilisation d'un code de pulsations adiabatiques ou non-adiabatiques permet, dans le premier cas, de déterminer les fréquences des modes d'oscillation théoriques de ces modèles, et dans le second de déterminer, entre autre, si ces modes sont rendus globalement instables par un mécanisme d'excitation. Une fois encore, tous les codes de pulsations stellaires ne sont pas équivalents, certains traitant l'approche adiabatique, d'autres pas, d'autres encore se limitant aux pulsations radiales, certains enfin considérant l'influence d'interactions entre des oscillations et, notamment, la convection et/ou la rotation, avec des approches plus ou moins complètes.

Ce n'est qu'une fois que ces deux études parallèles ont été menées à terme que la comparaison entre les grandeurs théoriques et observationnelles peuvent être effectuées. Différentes méthodes sont possibles. Nous n'aborderons ici que celles ayant déjà été utilisées pour les étoiles γ Doradus.

- La première méthode est la méthode directe, qui consiste en la minimisation d'une fonction de mérite tenant compte soit uniquement des fréquences d'oscillation et de l'éventuelle identification des modes, soit considérant à la fois les paramètres astérosismiques et les paramètres physiques de l'étoile. C'est l'approche la plus couramment utilisée.
- Étant donné que les modes g d'ordres radiaux élevés sont dans le régime asymptotique, il est également possible, lorsque le spectre des fréquences observées comporte un nombre important de mode, de chercher des régularités entre leurs périodes, qu'il serait possible d'ajouter comme contrainte à la minimisation de la fonction de mérite. Cependant, comme nous le verrons dans les chapitres 5 et 6, cette régularité est affectée par la présence d'un cœur convectif ou l'influence de la rotation sur les fréquences d'oscillation.
- Enfin, Moya et al. (2005) proposèrent une méthode, appelée la FRM pour "*Frequency Ratio Method*", permettant d'obtenir des informations astérosismiques d'étoiles γ Doradus montrant au minimum trois fréquences d'oscillation. Cette méthode s'appuie sur le fait que pour une étoile donnée, la théorie asymptotique au premier ordre permet d'écrire le rapport de deux fréquences d'oscillation de même ordre azimutal comme

$$\frac{f_2}{f_1} = \frac{n_1 + 0.5}{n_2 + 0.5} * \sqrt{\frac{\ell_2(\ell_2 + 1)}{\ell_1(\ell_1 + 1)}} \quad (3.9)$$

avec n l'ordre radial du mode considéré. Ainsi, la comparaison des rapports observationnels aux rapports théoriques pour au moins trois fréquences permet d'aborder la modélisation des étoiles γ Doradus avec une méthode différente et complémentaire à la méthode directe. Ces auteurs tinrent également compte de l'influence de la rotation sur les oscillations en implémentant l'approche perturbative de l'interaction rotation-pulsation au deuxième ordre dans leur méthode (Suárez et al. 2005).

Enfin, l'analyse des minima de la fonction de mérite permet de déterminer le ou les modèles rendant le mieux compte des observables physiques et sismiques de l'étoile. Dans le cas où les modèles rendent mal compte des observation, il est possible d'être amenés à revoir la physique incluse dans les modèles considérés (mauvais paramètres d'entrée), dans le code d'évolution stellaire et/ou dans le code de pulsations (besoin de réévaluer le traitement de la physique incluse ou à inclure dans les codes numériques).

Nous ne reviendrons pas ici sur chacune des modélisations particulières d'étoiles γ Doradus présentées dans la littérature. Cependant, il en est quelques unes qu'il est important de rappeler du fait de leur approche particulière et/ou leurs résultats. Dupret et al. (2005b) s'essayèrent à la modélisation de cinq étoiles γ Doradus particulières et étudièrent plus particulièrement l'influence de la TDC sur la comparaison entre les rapports d'amplitude de modes observés dans différentes bandes passantes photométriques et ceux théoriques issus de leur code de pulsations non-adiabatiques MAD (Dupret 2001; Grigahcène et al. 2005), pouvant mener à l'identification du degré ℓ du mode. Ils conclurent que les résultats obtenus avec la TDC sont bien plus en accord avec les observations que

ceux obtenus avec la FC. Rodríguez et al. (2006a) appliquèrent la FRM à la modélisation de la γ Doradus HD 218427 sans pour autant arriver à faire ressortir de tendance précise. Enfin, Moya et al. (2010b,a) utilisèrent également la FRM pour modéliser HR 8799 et contraindre la composition chimique interne et l'âge de cette étoile hôte d'un système planétaire complexe. Cependant, le trop faible nombre de contraintes astérosismiques liées à cette étoile ne leur permet pas de déterminer de solution unique, comme nous le verrons plus en détail dans le chapitre 7

En conclusion, si différentes pistes sont développées afin de modéliser des étoiles γ Doradus particulières et d'en contraindre la structure interne, il reste à effectuer un travail important en vue de traiter de manière consistante l'ensemble des phénomènes physiques liés à ces étoiles et, en particulier, la prise en compte des effets de la rotation sur la structure interne et sur les oscillations des γ Doradus.

3.5 Catalogue des étoiles γ Doradus

Motivation et stratégie

La définition détaillée d'une classe d'étoiles pulsantes passe par la caractérisation précise des paramètres des membres lui appartenant. Cette définition peut évoluer à mesure que le nombre de données sur les étoiles membres, ou le nombre d'étoiles membres lui-même, augmentent. Ceci peut mener à la reconsidération des limites de la bande d'instabilité, des gammes de fréquences des modes excités, voir même à la création de sous-classes caractérisées par des paramètres particuliers, tels que l'existence d'anomalies chimiques ou d'un champ magnétique. Qui plus est, la modélisation d'étoiles particulières nécessite une caractérisation précise des paramètres stellaires et astérosismiques de l'étoile, afin de contraindre le plus fortement possible le nombre de degrés de liberté du problème. De nombreuses études ont permis de définir ou de préciser les paramètres de ces étoiles. Cependant, il est souvent difficile de recouper les informations propres à une étoile très étudiée, et de comparer les propriétés de différentes étoiles en un coup d'œil.

Le but de ce travail bibliographique n'est pas de redéfinir les caractéristiques de cette classe d'étoile, mais de faire une revue de l'intégralité des données publiées sur les étoiles γ Doradus considérées comme *bona fide*. Pour se faire, nous avons recherché l'ensemble des étoiles γ Doradus dans la littérature à l'aide de l'outil de recherche bibliographique en ligne de la NASA, l'*Astrophysics Data System*¹⁰. Après avoir recoupé les informations obtenues et sélectionné les étoiles à considérer, nous avons repris l'ensemble de la bibliographie de chacune d'entre elles en aidant de la base de données proposée par l'Université de Strasbourg au travers de son outil *SIMBAD Astronomical Database*¹¹.

Au total, nous avons compilé les paramètres physiques et astérosismiques de 103 étoiles γ Doradus. L'ensemble de ces variables ont été confirmées comme *bona fide*, excepté celles observées par Arentoft et al. (2007) dans l'amas NGC 2506. Cependant, si

10. <http://www.adsabs.harvard.edu/>

11. <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>

elles n'ont pas été confirmées à ce jour, ces étoiles, comprises entre 7080 K et 7370 K, présentent presque toutes des oscillations multipériodiques de fréquences allant de 0.4 à 2.5 c/j. Nous estimons que ces étoiles ont un très fort potentiel d'appartenir à la classe des γ Doradus et les considérons à la fin de notre catalogue.

Le tableau proposé en annexe C propose une revue exhaustive de l'ensemble des paramètres d'intérêt astérosismique pour toutes ces étoiles.

Perspectives

Ce catalogue se veut évolutif et n'en est qu'à sa version première et préliminaire. Ce dernier sera continuellement remis à jour à mesure que de nouvelles études observationnelles sur les étoiles γ Doradus seront publiées. L'augmentation de l'échantillon permettra de réévaluer ou de confirmer les limites propres à cette classe d'étoiles pulsantes.

Enfin, nous avons pour projet de proposer prochainement une version en ligne de ce catalogue, consultable par l'ensemble de la communauté. Cette base de donnée se voudra à la fois exhaustive et interactive, permettant à toute personne intéressée de retrouver en un clic l'ensemble des mesures propres à une étoile, ou de proposer de nouvelles étoiles γ Doradus récemment confirmées.

PARTIE II

ÉTUDE DU COMPORTEMENT DES MODES g DANS LES ÉTOILES γ DORADUS

4

Influence des paramètres physiques et de la convection sur le comportement des modes g dans les étoiles γ Doradus

Sommaire

4.1	Introduction	75
4.2	Modèles stellaires et influence des paramètres physiques sur les oscillations γ Doradus	76
4.2.1	Modèles stellaires	76
4.2.2	Influence des paramètres physiques sur les modes g	77
4.3	Influence du traitement de l'interaction convection-pulsation sur la stabilité des pulsations γ Doradus	84
4.3.1	Différents traitements de l'interaction convection-pulsation	84
4.3.2	Comparaison des traitements convection gelée et convection dépendant du temps des oscillations de type γ Doradus	87
4.4	Conclusion	99

4.1 Introduction

Comme nous l'avons rappelé dans le chapitre 3, les modes g sondent dans les régions internes des étoiles γ Doradus. Ils sont donc particulièrement sensibles à la structure interne de ces dernières, elle-même déterminée par les caractéristiques de l'étoile, telles que sa masse, sa température effective, son état évolutif, sa composition chimique, mais également du traitement des processus de transport, etc. Les travaux présentés dans ce chapitre ont pour but d'évaluer l'influence de différents paramètres sur le comportement des modes g dans les étoiles γ Doradus.

Afin de mener à bien cette étude, nous avons calculé un ensemble de grilles de modèles stellaires¹, changeant chaque fois un ou plusieurs ingrédients physiques. Au total, trente grilles de modèles en séquence principale possédant des paramètres d'entrée différents ont été calculées (cf. tableau 4.1). Dans la première partie de ce chapitre (section 4.2), nous nous focaliserons sur un ensemble de huit grilles de modèles stellaires afin d'étudier l'influence de la variation de six paramètres d'entrée (cf. tableau 4.2) sur les propriétés des modes de pulsation dans les étoiles γ Dor. Les résultats de cette étude sont détaillés dans la section 4.2.2. Notons que les effets de l'*overshooting* et de la métallicité sur les bandes d'instabilité des étoiles γ Dor furent étudiés de manière succincte par Grigahcène et al. (2006).

Si les paramètres physiques ont une influence évidente sur la structure interne des étoiles, donc sur le comportement des oscillations au sein de celles-ci, la physique implémentée dans le code de pulsations non-adiabatiques MAD (Dupret 2001) n'en est pas moins importante. Les étoiles γ Doradus ayant une enveloppe convective, les mouvements convectifs peuvent être sensibles à la perturbation induite par les oscillations, sur lesquelles la convection agit en retour. Ainsi, la manière de traiter l'interaction convection-pulsation joue un rôle majeur sur l'instabilité de ces étoiles.

Rappelons qu'il existe deux manières d'aborder le problème de l'interaction convection-pulsation. La première consiste simplement à ne pas en tenir compte : c'est l'approximation convection gelée (FC pour *frozen convection*), qu'utilisa Guzik et al. (2000) pour étudier le mécanisme d'excitation des γ Doradus et déterminer le lien entre la localisation de la base de l'enveloppe convective et l'excitation des modes g dans ces étoiles. Cette approximation fut également utilisée par Warner et al. (2003) pour dériver la première bande d'instabilité théorique de ces étoiles. La seconde considère l'adaptation temporelle de la convection aux mouvements induits par les oscillations. L'importance d'une telle approche de la convection est évidente pour la modélisation d'étoiles γ Dor, dont la convection joue directement sur la stabilité des modes. Si Dupret et al. (2005a) discutèrent pour ces étoiles des différences de comportement des intégrales de travail de modes g calculés avec la FC et la TDC, aucune étude n'a comparé à ce jour l'influence de la considération ou non de l'interaction convection-pulsation sur les observables astérosismiques pour des modèles situés à différents endroits stratégiques de la bande d'instabilité de ces étoiles. C'est le but de la seconde partie de ce chapitre. Après avoir détaillé ces deux approximations dans la section 4.3.1, nous comparerons les propriétés astérosismiques de modèles

1. Nous définissons une grille de modèles stellaires comme un ensemble de modèles stellaires incluant la même physique dans une gamme de masses et d'états évolutifs donnés

TABLE 4.1 – Paramètres d’entrée de l’ensemble des grilles de modèles calculées.

$Z_0 = 0.01$		$Z_0 = 0.02$	
OP AGS05 $X_0 = 0.70$	$\alpha = 1.40$ $\alpha = 1.70$ $\alpha = 2.00$	OP AGS05 $X_0 = 0.70$	$\alpha = 1.40$ $\alpha = 1.70$ $\alpha = 2.00$
OP AGS05 $X_0 = 0.73$	$\alpha = 1.40$ $\alpha = 1.70$ $\alpha = 2.00$	OP AGS05 $X_0 = 0.73$	$\alpha = 1.40$ $\alpha = 1.70$ $\alpha = 2.00$
OP GN93 $X_0 = 0.70$	$\alpha = 1.40$ $\alpha = 1.70$ $\alpha = 2.00$	OP GN93 $X_0 = 0.70$	$\alpha = 1.40$ $\alpha = 1.70$ $\alpha = 2.00$
OP AGS05 $X_0 = 0.70$ $\alpha_{ov}=0.20$	$\alpha = 1.40$ $\alpha = 1.70$ $\alpha = 2.00$	OP AGS05 $X_0 = 0.70$ $\alpha_{ov}=0.20$	$\alpha = 1.40$ $\alpha = 1.70$ $\alpha = 2.00$
OPAL AGS05 $X_0 = 0.70$	$\alpha = 1.40$ $\alpha = 1.70$ $\alpha = 2.00$	OPAL AGS05 $X_0 = 0.70$	$\alpha = 1.40$ $\alpha = 1.70$ $\alpha = 2.00$

situés à différents endroits de la bande d’instabilité théorique des étoiles γ Doradus. Ces résultats sont présentés dans la section 4.3.2.

4.2 Modèles stellaires et influence des paramètres physiques sur les oscillations γ Doradus

4.2.1 Modèles stellaires

Les modèles stellaires utilisés ont été calculés avec le code d’évolution stellaire CLES (Scuflaire et al. 2008b) pour des masses comprises entre $1.20 M_\odot$ et $2.20 M_\odot$ et avec un pas de $0.02 M_\odot$. Ces modèles intègrent l’équation d’état OPAL2001 (Rogers & Nayfonov 2002) et les taux de réactions nucléaires issus de la compilation NACRE (Angulo et al. 1999), exceptée la réaction nucléaire $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ pour laquelle nous avons adopté la section efficace calculée par Formicola et al. (2004). Les conditions limites à la surface ($T = T_{\text{eff}}$) sont fournies par le modèle d’atmosphère ATLAS (Kurucz 1998).

Nous avons calculé une grille de modèles de référence (que nous comparerons à chacune des autres grilles), pour laquelle nous avons adopté le mélange de métaux déterminé par Asplund et al. (2005) (ci-après AGS05) ainsi que les tables d’opacité correspondantes calculées sur le serveur en ligne OP² (Badnell et al. 2005), complétées à basses températures ($\log T < 4.1$) par les tables d’opacité de Ferguson et al. (2005) pour le même mélange. Les fractions de masse initiale de métaux et d’hélium sont respectivement de $Z_0 = 0.02$ et de $Y_0 = 0.28$. La composition chimique totale est telle qu’à tout instant $X + Y + Z = 1$ avec X la fraction de masse d’hydrogène. La convection a été traitée en utilisant le formalisme de la longueur de mélange (MLT - Böhm-Vitense 1958) avec un

2. <http://opacities.osc.edu>

TABLE 4.2 – Grilles de modèles stellaires décrites dans la section 4.2. En gras l’ensemble des paramètres stellaires et des paramètres de calcul de pulsations non-adiabatiques modifiés par rapport à la grille de référence.

Nom de la Grille	Modèles stellaires						Pulsations non-adiabatiques
	Mélange de métaux	Table d’opacité	X_{c0}	Z_0	α_{MLT}	α_{ov}	Interaction convection-pulsation
G_{ref}	AGS05	OP	0.70	0.02	2.00	0.00	TDC
$G_{MetalMix}$	GN93	OP	0.70	0.02	2.00	0.00	TDC
G_{OPAL}	AGS05	OPAL	0.70	0.02	2.00	0.00	TDC
G_{Y_0}	AGS05	OP	0.73	0.02	2.00	0.00	TDC
G_{Z_0}	AGS05	OP	0.70	0.01	2.00	0.00	TDC
$G_{\alpha=1.40}$	AGS05	OP	0.70	0.02	1.40	0.00	TDC
$G_{\alpha=1.70}$	AGS05	OP	0.70	0.02	1.70	0.00	TDC
$G_{\alpha_{ov}}$	AGS05	OP	0.70	0.02	2.00	0.20	TDC
G_{conv}	AGS05	OP	0.70	0.02	2.00	0.00	FC

paramètre de longueur de mélange $\alpha = 2.00$ (cf. section 4.2.2). Ces modèles de référence ont été calculés sans *overshooting* à la limite de leurs cœurs convectifs.

Chacune des sept grilles de modèles comparée à la grille de référence présente un unique ingrédient physique différent (tableau 4.2). Ces ingrédients dont nous considérons une variation sont le mélange de métaux, la table d’opacité, la fraction de masse initiale d’hydrogène, la fraction de masse initiale de métaux, le paramètre de longueur de mélange et le paramètre d’*overshooting*. Afin d’étudier l’influence de la variation de ces six paramètres d’entrée sur les propriétés des modes de pulsation dans les étoiles γ Doradus, nous avons réalisé une analyse de la stabilité des modes g de degrés $\ell = 1$ et $\ell = 2$ pour l’ensemble des modèles stellaires en séquence principale à l’aide du code de calcul d’oscillations non-adiabatiques MAD (Dupret 2001) incluant le traitement de l’interaction convection-pulsation dépendant du temps implémentée par Grigahcène et al. (2005) (cf. section 4.3.1).

4.2.2 Influence des paramètres physiques sur les modes g

La figure 4.1 montre les bandes d’instabilité théoriques des étoiles γ Doradus dans le diagramme HR pour chaque jeu de paramètres, comparées à celle issue de la grille de référence. La gamme de périodes des modes instables est donnée en fonction de la température effective des modèles dans la figure 4.2, également pour toutes les grilles de modèles. Nous détaillerons par la suite l’influence de chaque paramètre sur les trajets évolutifs des modèles en séquence principale, ainsi que sur leurs bandes d’instabilité et leurs gammes de périodes de modes excités.

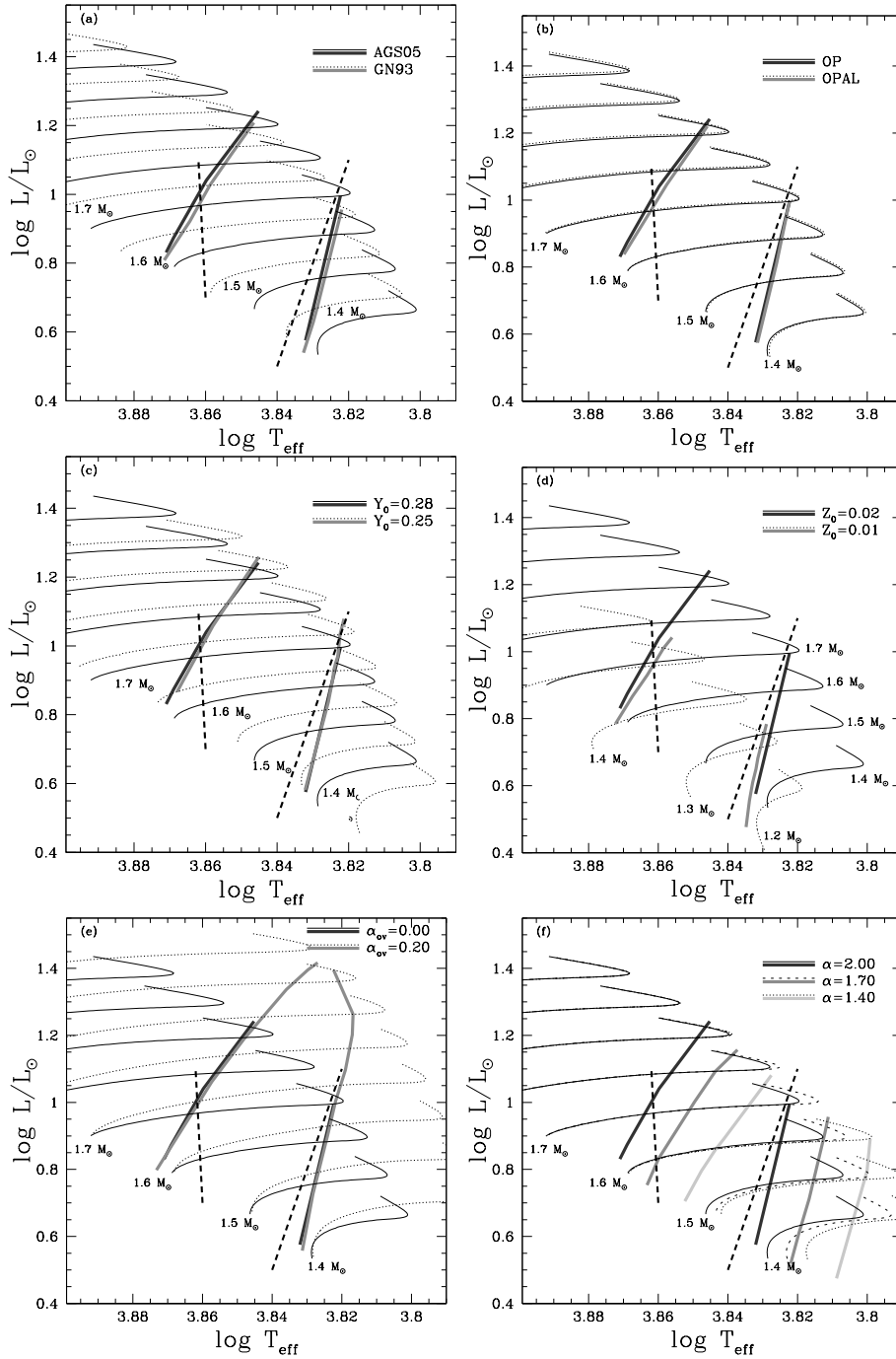


FIGURE 4.1 – Bandes d’instabilité théoriques des étoiles γ Dor pour l’ensemble des grilles de modèles étudiées. Chaque panneau compare la bande d’instabilité de modèles ayant les paramètres d’une grille donnée (lignes grises) comparée à celle donnée par les modèles de référence (lignes noires). Les lignes pointillées noires épaisses représentent la bande d’instabilité observationnelle définie par Handler & Shobbrook (2002). Les lignes fines continues et pointillées définissent les tracés évolutifs de différentes masses en séquence principale. Panneau (a) : G_{MetalMix} vs. G_{ref} - Panneau (b) : G_{OPAL} vs. G_{ref} - Panneau (c) : G_{Y_0} vs. G_{ref} - Panneau (d) : G_{Z_0} vs. G_{ref} - Panneau (e) : $G_{\alpha_{\text{ov}}}$ vs. G_{ref} - Panneau (f) : $G_{\alpha=1.40}$ (gris clair) et $G_{\alpha=1.70}$ (gris foncé) vs. G_{ref} .

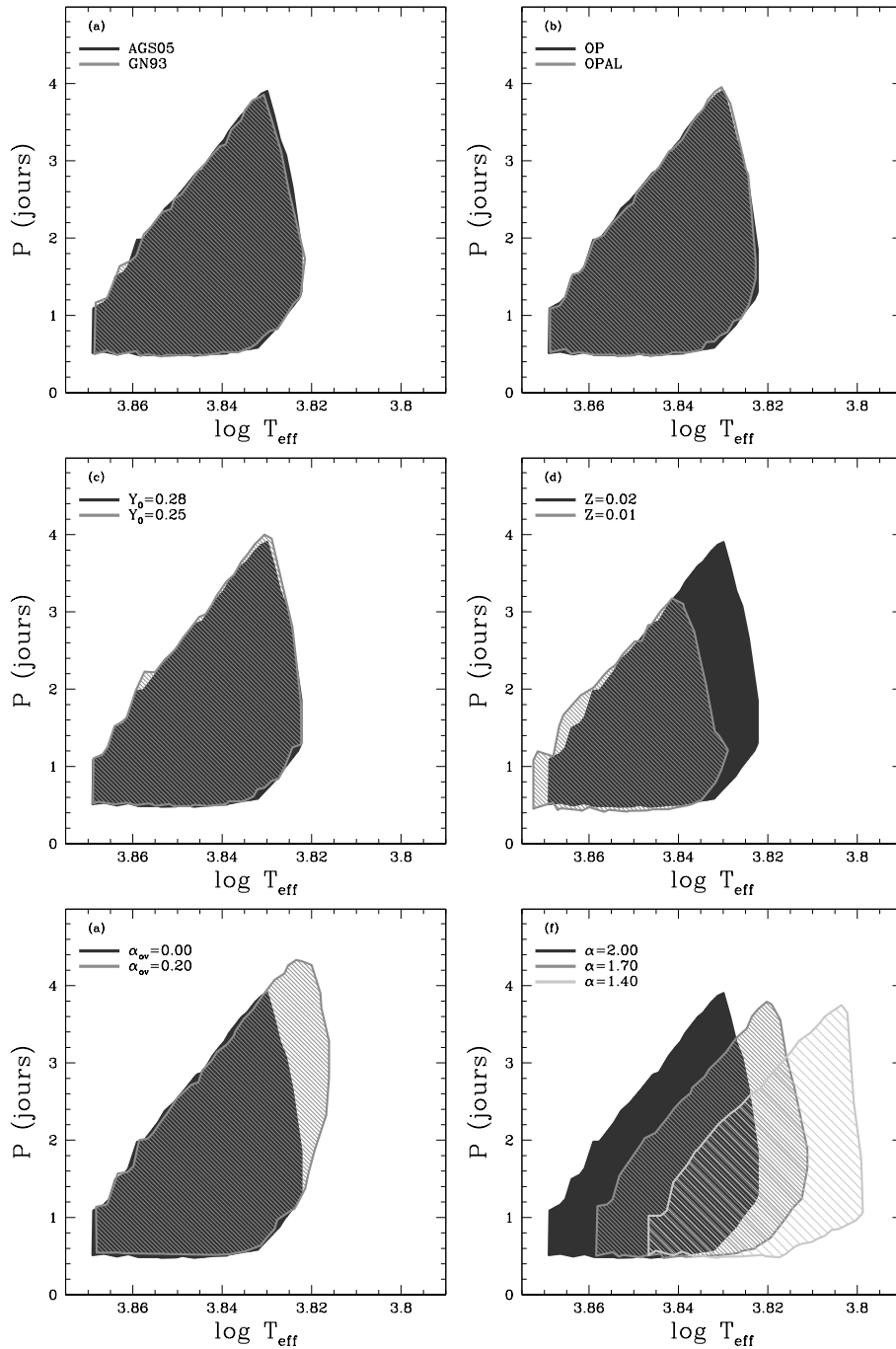


FIGURE 4.2 – Périodes d’oscillation des modes instables dans les modèles issus des différentes grilles en fonction de la température effective des modèles. Chaque panneau compare les résultats issus d’une grille donnée (contour gris) aux résultats issus de la grille de référence (contour noir) Panneau (a) : G_{MetalMix} vs. G_{ref} - Panneau (b) : G_{OPAL} vs. G_{ref} - Panneau (c) : G_{Y_0} vs. G_{ref} - Panneau (d) : G_{Z_0} vs. G_{ref} - Panneau (e) : $G_{\alpha_{\text{ov}}}$ vs. G_{ref} - Panneau (f) : $G_{\alpha=1.40}$ (gris clair) et $G_{\alpha=1.70}$ (gris foncé) vs. G_{ref} .

Mélange de métaux

La détermination des abondances de métaux dans le Soleil est en constante progression. L'analyse du spectre solaire par AGS05 a mené à une diminution significative des abondances solaires des éléments C, N, O et Ne, et la métallicité solaire est 30 % plus faible que celle calculée par l'étude de Grevesse & Noels (1993) (ci-après GN93). Pour un mélange $(X_0; Y_0; Z_0)$ donné, un modèle stellaire de $1.85 M_{\odot}$ calculé avec AGS05 présente une opacité 5% à 20% supérieure à un modèle de même état évolutif calculé avec GN93 selon les couches considérées (Montálban - figure 3). Comme nous pouvons le voir dans la figure 4.1 (panneau (a)), cette augmentation de l'opacité se traduit dans le diagramme HR par un chemin évolutif moins chaud et moins lumineux pour les modèles stellaires calculés avec le mélange AGS05.

La considération du mélange de métaux AGS05 ou GN93 n'a aucun effet significatif sur les propriétés sismiques des étoiles γ Dor. En effet, nous observons dans la figure 4.1 (panneau (a)) que la localisation des bords bleu et rouge de la bande d'instabilité des étoiles γ Dor, tout comme la luminosité des modèles présentant des modes instables restent inchangées. De même, la gamme de périodes des modes instables à une température effective donnée est identique (figure 4.2 - panneau (a)).

Table d'opacité

Les tables d'opacité calculées à l'aide de la base de données OPAL³ (Iglesias & Rogers 1996) furent à l'époque une révolution dans le monde de la physique stellaire. Notamment, l'augmentation de l'opacité des éléments du groupe du fer permit d'identifier le mécanisme de pulsation des étoiles B comme un mécanisme κ dû à ce pic d'opacité (Cox et al. 1992; Kiriakidis et al. 1992; Moskalik et al. 1992; Dziembowski et al. 1993). La mise à jour des opacités du projet OP (Badnell et al. 2005), et plus particulièrement les nouvelles données atomiques du fer engendrent une augmentation de l'opacité dans la région d'ionisation des éléments du groupe du fer. Les nouvelles opacités OP sont désormais plus proches de celles de OPAL et les différences entre les deux types de tables observées à forte densité avant cette mise à jour ne sont plus d'actualité (cf. Montálban - figure 1).

Le choix d'une table d'opacité par rapport à une autre ne produit non seulement aucun effet sur les trajets évolutifs de ces étoiles, et n'engendre également aucun effet sur leur stabilité (figures 4.1 et 4.2 - panneau (b)). En effet, la position de la zone convective de ces étoiles est insensible aux différences entre les profils d'opacité OPAL et OP, tout comme au mélange de métaux choisi.

Fractions de masses initiales de métaux et d'hélium

Deux grilles de modèles ont été calculées avec des compositions chimiques différentes de la grille de référence, définies en jouant sur les fractions de masse initiale d'hélium et de métaux de sorte que $(X_0; Y_0; Z_0) = (0.73; 0.25; 0.02)$ pour la première grille (G_{Y_0}), et $(X_0; Y_0; Z_0) = (0.70; 0.29; 0.01)$ pour la seconde (G_{Z_0}).

3. <http://opalopacity.llnl.gov/opal.html>

L'opacité de l'hélium étant plus faible que celle de l'hydrogène, la diminution de l'abondance initiale d'hélium pour une abondance initiale de métaux inchangée s'accompagne d'une réduction de température effective. par ailleurs, elle engendre une diminution du poids moléculaire moyen. La luminosité radiative, fortement dépendante du poids moléculaire moyen ($L_R \propto \kappa \nabla T \propto \mu^{7.5}/Z$ puisque $T \propto p\rho^{-1}\mu$), diminue donc également. Ainsi, la séquence évolutive d'une masse donnée se retrouve déplacée vers des températures effectives et des luminosités plus faibles. Ceci accroît la durée de vie d'un modèle de masse donnée sur la séquence principale (MS pour "*Main Sequence*").

La diminution de l'abondance initiale de métaux affecte l'opacité radiative et déplace les trajets évolutifs en MS vers des T_{eff} et des luminosités plus élevées ($L_R \propto \mu^{7.5}/Z$).

Si la variation de la fraction de masse initiale d'hélium n'a aucune influence significative sur la stabilité des modes γ Dor (figure 4.2 - panneau (c)), nous observons sur la figure 4.1 (panneau (d)) que la diminution de Z_0 déplace quant à elle la ZAMS⁴ et la TAMS⁵ vers des luminosités plus basses. Cependant, cette diminution ne produit pas d'effet sur l'efficacité de la convection et la profondeur de la zone convective à une T_{eff} donnée reste inchangée. Ainsi, les bords bleu et rouge de la bande d'instabilité ne sont pas décalés, mais cette dernière glisse vers des luminosités plus faibles. Cela se traduit par une diminution de la gamme de T_{eff} des modèles présentant des modes instables (figure 4.2 - panneau (d)).

Paramètre d'overshooting

Dans la figure 4.2 (panneau (e)), nous considérons des trajets évolutifs incluant de l'*overshooting* à la limite du cœur convectif avec un paramètre d'*overshooting* $\alpha_{\text{ov}} = 0.20$. L'augmentation du paramètre d'*overshooting* amplifie la taille de la région mélangée. Ainsi, une plus grande quantité d'hydrogène est disponible pour alimenter des réactions nucléaires et l'étoile passe plus de temps sur la séquence principale ; son trajet évolutif le long de la MS est rallongé vers des T_{eff} plus petites. L'accroissement du nombre de réactions nucléaires augmente globalement le poids moléculaire moyen, provoquant une augmentation de la luminosité des modèles stellaires en MS pour une température effective donnée.

L'extension des trajets évolutifs en séquence principale vers des luminosités plus grandes et des températures plus faibles étend la bande d'instabilité des γ Dor à des modèles stellaires plus lumineux et plus massifs (figure 4.2 - panneau (e)). Cependant, l'*overshooting* n'ayant pas été considéré dans l'enveloppe convective, les couches externes de l'étoile restent inchangées et la base de la zone convective se situe à la même profondeur que pour un modèle sans *overshooting* de même T_{eff} . Ainsi, si la bande d'instabilité est étendue à des modèles avec *overshooting* ayant des luminosités plus élevées et couvrant une région du diagramme HR qu'aucun trajet en MS de la grille de référence n'atteint, la gamme de périodes des modes instables est inchangée pour une température effective donnée.

4. Début de la séquence principale. ZAMS pour "*Zero Age Main Sequence*".

5. Fin de la séquence principale. TAMS pour "*Terminal Age Main Sequence*".

Paramètre de longueur de mélange

La convection est l'une des clés de l'excitation des modes g dans les étoiles γ Doradus (cf. chapitre 3).

Une diminution du paramètre de longueur de mélange α (cf. chapitre 3, section 3.2) rend la convection moins efficace. En effet, le libre parcours moyen des bulles convectives devient plus court et le gradient de température nécessaire pour transporter de l'énergie par convection devient plus grand. Les limites de ce gradient étant définies par la température effective de l'étoile et la température à la base de sa zone convective, une convection moins efficace tend à diminuer la température effective de l'étoile pour une profondeur de zone convective donnée. La figure 4.3 présente l'évolution des régions convectives externes en fonction de la température effective le long d'une séquence principale de $1.60 M_{\odot}$ pour les trois valeurs de $\alpha = 1.40, 1.70, 2.00$. Pour les α les plus faibles, nous remarquons l'existence de deux zones convectives distinctes en début de MS lorsque la température effective est trop élevée pour que le transport convectif soit totalement efficace. Ces régions convectives sont dues aux régions d'ionisation partielle He II pour la plus profonde et He I/HI pour la superficielle. L'efficacité de la convection augmentant à mesure que la densité augmente dans les modèles plus froids, la température effective à laquelle ces deux zones distinctes fusionnent dépend de la valeur du paramètre α . L'augmentation de ce dernier jusqu'à une valeur $\alpha = 2$ permet d'obtenir une seule et unique zone convective dès le début de la MS pour le modèle considéré.

Nous observons également dans la figure 4.2 (panneau (f)) une influence de ce paramètre sur les trajets évolutifs en MS. Le flux convectif dans l'enveloppe convective est fonction du libre parcours moyen des éléments convectifs et du gradient de température dans cette région

$$F_C \propto \alpha^2 (\nabla - \nabla_{\text{ad}})^{3/2}. \quad (4.1)$$

Une augmentation de α permet d'obtenir une valeur de flux convectif identique pour un gradient de température $\nabla = d \ln T / d \ln p$ moindre. Pour une température et une pression à la base de la zone convective externe similaires, la température effective de l'étoile doit augmenter à mesure que la convection devient plus efficace. L'importance de cet effet est fonction de la T_{eff} de l'étoile considérée. Cependant, pour des étoiles trop chaudes, la zone convective est très superficielle et peu dense et la convection est de toute façon peu efficace : la majorité du transport de flux se fait par radiation ($F_C \ll F_R$), même dans la région convective. Dans un tel cas, le gradient de température est pratiquement égal au gradient radiatif ($\nabla \simeq \nabla_{\text{rad}}$) et une variation de α n'a pas d'influence sur la T_{eff} ou le rayon de l'étoile.

L'influence du paramètre de longueur de mélange α sur la bande d'instabilité des étoiles γ Dor est importante. En effet, comme le montre la figure 4.2 (panneau (f)), une diminution de α déplace considérablement les deux bords de la bande d'instabilité vers des températures effectives plus faibles. Dans la figure 4.3, les modèles présentant des modes γ Dor instables sont mis en évidence par des traits plus épais. Nous observons bien qu'avec le traitement de l'interaction convection-pulsation dépendant du temps, un modèle situé dans la région du diagramme HR des étoiles γ Dor présente des modes g excités dès l'état évolutif pour lequel a lieu la jonction entre les deux zones convectives, ce qui montre clairement l'influence de l'efficacité du transport convectif sur les pulsations

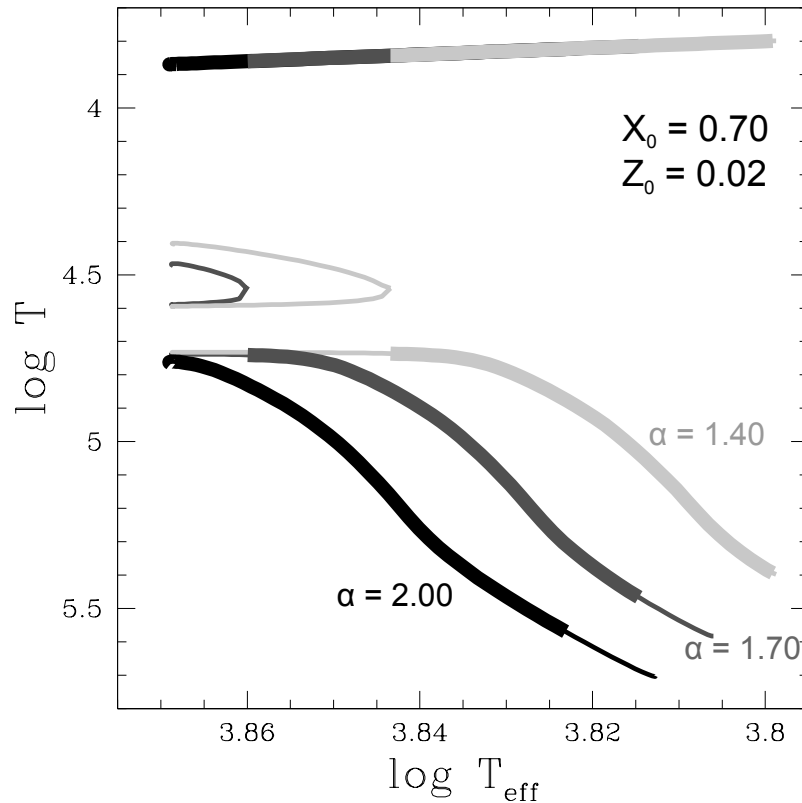


FIGURE 4.3 – Évolution de la profondeur de la l’enveloppe convective le long de la séquence principale pour trois valeurs du paramètre α : $\alpha = 2.00$ (noir), $\alpha = 1.70$ (gris foncé), $\alpha = 1.40$ (gris clair). L’épaisseur des lignes définit si le modèle présente des modes instables (lignes épaisses) ou s’il est globalement stable (lignes fines).

de type γ Dor. Nous retrouvons les résultats présentés par Dupret et al. (2005a), soit un décalage important de la bande d’instabilité vers des températures effectives plus faibles à mesure que le paramètre de la longueur de mélange diminue. Si le paramètre α a un effet remarquable sur la localisation des bandes d’instabilité, il ne joue cependant aucun rôle sur la gamme de périodes des modes instables, cette dernière étant uniquement déplacée vers des températures effectives plus basses, tout en conservant sa forme (figure 4.2 - panneau (f)).

À l’exception du paramètre de longueur de mélange, les modifications induites dans la description physique de nos modèles n’ont aucun effet notable sur la localisation des bords de la bande d’instabilité ou sur les gammes de périodes des modes instables des étoiles γ Dor. En effet, il est par exemple possible de retrouver les caractéristiques de la bande d’instabilité et des périodes de pulsations des modèles de la grille de référence en considérant des modèles ayant une fraction de masse initiale de métaux moindre et un paramètre d’*overshooting* $\alpha_{ov} \neq 0$.

4.3 Influence du traitement de l'interaction convection-pulsation sur la stabilité des pulsations γ Doradus

Si une modification de l'efficacité de la convection entraîne un déplacement significatif de la gamme de températures effectives couvertes par la bande d'instabilité des γ Dor, il est intéressant d'étudier l'influence de l'interaction convection-pulsation sur les propriétés des modes g dans ces étoiles. Pour ce nous comparerons dans cette section les propriétés sismiques des étoiles γ Doradus lorsque les pulsations sont calculées avec la l'interaction convection-pulsation dépendant du temps ou avec l'approximation de la convection gelée.

4.3.1 Différents traitements de l'interaction convection-pulsation

Dans les sections précédentes, les pulsations stellaires ont été traitées comme des perturbations d'une étoile statique faite de gaz au repos. Cependant, cette hypothèse n'est pas valide dans les régions convectives des étoiles où des bulles de gaz subissent des mouvements ascendants et descendants. Dans ces régions, les mouvements convectifs interagissent avec les mouvements de matière induits par les oscillations. Nous présentons dans cette section différentes manières d'aborder ce problème.

L'approximation de la convection gelée

La difficulté liée à la prise en compte de l'interaction convection-pulsation peut être contournée en utilisant l'approximation simple de la convection gelée (FC pour "*frozen convection*"). Cette approximation consiste à négliger les variations des grandeurs convectives⁶ dues aux oscillations. Dans ce cas de figure, la convection est supposée ne pas avoir le temps de s'adapter aux oscillations. Cette décorrélation entre les deux phénomènes permet de considérer, d'un côté, les fluctuations convectives, correspondant aux différences entre les conditions physiques d'une cellule convective et celles du milieu environnant, et de l'autre les perturbations de la structure stellaire correspondant aux oscillations.

Il existe différents moyens de geler la convection au travers des équations de pulsation. Grigahcène et al. (2007) discutèrent l'influence des différentes façons de geler la convection sur les prédictions théoriques issues des calculs non-adiabatiques des oscillations stellaires dans les étoiles γ Dor. Bien qu'aucun d'entre eux ne semble clairement plus approprié qu'un autre, les plus fréquemment utilisés consistent à :

- ignorer la variation lagrangienne du flux convectif :

$$\delta(\vec{F}_C) = \vec{0}, \quad (4.2)$$

- ignorer la variation lagrangienne de la divergence du flux convectif (Saio & Cox 1980) :

$$\delta(\vec{\nabla} \cdot \vec{F}_C) = 0, \quad (4.3)$$

6. Nous entendons ici par "grandeurs convectives" le flux convectif, la pression turbulente, le tenseur de Reynolds et la dissipation d'énergie cinétique en chaleur.

- ignorer la variation lagrangienne de la luminosité convective (Unno et al. 1989; Pesnell 1990) :

$$\delta L_C = \delta(4\pi r^2 F_C(r)) = 0 \quad (4.4)$$

méthode implémentée dans le code de pulsations stellaires non-adiabatiques MAD.

L'interaction convection-pulsation dépendant du temps

Il est également possible de développer une approche permettant de tenir compte des interactions entre la convection et les pulsations stellaires en ne négligeant pas les termes de couplage convection-pulsation dans les équations d'oscillations présentées dans la section 2.4.3. De nombreux auteurs ont étudié la problématique de l'interaction convection-pulsation (TDC pour *Time-Dependant Convection*), ont été proposés (cf. Grigahcène et al. 2005 pour une revue. En particulier, deux différentes approches de la MLT dépendant du temps dans le cas d'oscillations radiales ont été proposées : l'une par Unno (1967), l'autre par Gough (1977). Dans le cas d'étoiles sans pulsations, les deux théories donnent les mêmes résultats, mais elles diffèrent dans le cas dépendant du temps.

La théorie de Gough (1977) se base sur l'idée originale de Taylor (1915) et Prandtl (1925) qui consiste en l'analogie entre la turbulence et la théorie cinétique des gaz. La théorie développée par Unno (1967) pour les oscillations radiales, elle même établie à partir des idées originales de Prandtl (1932), permet de retrouver les équations de théorie de la longueur de mélange à partir d'un raisonnement tout à fait différent comparé à celui adopté par la méthode classique. La convection est cette fois modélisée par un écoulement stationnaire où la poussée d'Archimède est exactement compensée par les frictions turbulentes dues à la viscosité. Le développement de cette dérivation dans le cas de pulsations permet de décrire la façon dont la convection s'habitue aux oscillations.

Si l'interaction convection-pulsation dépendant du temps généralisée au cas non-radial fut parfois discutée (cf. Houdek & Gough (2001) pour une discussion suivant la théorie de Gough 1977), il fallut attendre les travaux de Grigahcène et al. (2005) pour que cette dernière soit implémentée dans un code non-adiabatique traitant des oscillations non-radiales (le code MAD, Dupret 2001). Dupret et al. (2005a) déterminèrent les bandes d'instabilité théoriques des δ Scuti et des γ Dor sur les bases de cette théorie, avant de l'utiliser à des fins de modélisation d'étoiles particulières (Dupret et al. 2005b). Le formalisme utilisé dans le code de pulsations non-adiabatiques MAD fut proposé par Gabriel et al. (1974) puis Gabriel (1996) pour des oscillations non-radiales, sur les bases de la théorie de Unno (1967).

L'approche habituelle consiste en la modélisation de chaque grandeur physique perturbée de sorte qu'une grandeur quelconque X s'écrit alors en fonction du temps comme

$$X(t) = \bar{X}(t) + \Delta X(t), \quad (4.5)$$

avec $\bar{X}(t)$ la valeur moyenne et $\Delta X(t)$ la valeur liée aux fluctuations turbulentes. Afin de bien comprendre ce qui se cache derrière l'interaction convection-pulsation dépendant du temps, il est important de détailler chaque étape menant à la dérivation des équations d'oscillation incluant la variation des termes convectifs. Nous reprenons ici de manière succincte les étapes développées dans les annexes de l'article de Grigahcène et al. (2005), et nous nous référons à ce dernier pour le développement mathématique et numérique de cette théorie.

Dans un premier temps, chaque grandeur physique des équations de conservation est remplacée par son terme moyen et son terme lié à la convection, à la manière de l'équation (4.5). Suite à cela, ces équations sont moyennées. Cette moyenne doit se faire sur une échelle spatiale et/ou temporelle très inférieure à l'échelle des oscillations stellaires afin d'obtenir les valeurs moyennes des fluctuations convectives sans pour autant moyenner les variations liées aux pulsations.

Les équations moyennées font apparaître les valeurs moyennes des grandeurs convectives. La linéarisation de ces équations par la méthode des petites oscillations mène aux équations d'oscillation considérant l'interaction convection-pulsation dépendant du temps via la considération des grandeurs convectives et de leurs variations. Par exemple, dans le cas stationnaire le flux convectif s'écrit

$$\vec{F}_C = \rho T \Delta s \vec{V}, \quad (4.6)$$

et sa variation temporelle s'exprime comme

$$\overline{\delta F_C} = \vec{F}_C \left(\frac{\delta \rho}{\rho} + \frac{\delta T}{T} \right) + \bar{\rho} \bar{T} \left(\overline{\delta \Delta s \cdot \vec{V}} + \Delta s \cdot \overline{\delta \vec{V}} \right), \quad (4.7)$$

où δ décrit la perturbation des grandeurs par les oscillations et Δ la perturbation due à la convection.

Les différences entre les équations instantanées et les équations moyennées permettent d'isoler les équations des fluctuations convectives. Ces dernières sont simplifiées d'une manière telle que leurs solutions stationnaires retombent sur la MLT. La MLT ne tenant pas compte de la caractéristique spectrale de la convection, cette simplification consiste à exprimer l'ensemble des perturbations des grandeurs contenues dans l'expression des termes de fermeture de l'équation de mouvement et de l'équation d'énergie comme une seule variation :

$$\delta \left(\frac{\Delta s}{\tau_{\text{conv}}} \right) = \frac{\Delta s}{\tau_{\text{conv}}} \left(\frac{\delta \Delta s}{\Delta s} - \frac{\delta \tau_{\text{conv}}}{\tau_{\text{conv}}} \right). \quad (4.8)$$

Cette simplification garantit la compatibilité des traitements de la convection lors du calcul de nos modèles stellaires et lors des calculs de leur stabilité. τ_{conv} est défini comme le temps de vie moyen d'un élément convectif (ou temps convectif)

$$\tau_{\text{conv}} = \frac{l}{v_{\text{conv}}} = l \left(\frac{\alpha}{2} \sqrt{\frac{p_T p}{2 p_\rho \rho}} (\nabla - \nabla') \right)^{-1}, \quad (4.9)$$

où v_{conv} est la vitesse moyenne d'un élément convectif et $\nabla' = d \ln T / d \ln p|_{\text{conv}}$ le gradient de température moyen vu par un élément convectif durant son temps de vie. La variation du temps convectif impose de déterminer la variation du libre parcours moyen des éléments convectifs, l . Cependant, il n'existe aucune contrainte physique imposant a priori la manière de perturber le libre parcours moyen des éléments convectifs. Dans le code MAD, sa variation est paramétrée comme

$$\frac{\delta l}{l} = \frac{1}{1 + \left(\frac{\tau_{\text{conv}}}{P} \right)^2} \frac{\delta H_p}{H_p}. \quad (4.10)$$

Lorsque la convection est très efficace et que le temps de vie d'un élément convectif est très inférieur aux période de pulsation, $\delta l / l \rightarrow \delta H_p / H_p$ et la convection s'adapte instantanément aux oscillations. À l'inverse, lorsque $\tau_{\text{conv}} \ll P$, $\delta l / l \rightarrow 0$, ce qui se rapproche du

cas de la convection gelée.

Le code de pulsations non-adiabatiques MAD permet de modéliser l'interaction convection-pulsation de différentes manières. Tout d'abord, la perturbation du flux convectif est toujours prise en compte. Il est également possible de tenir compte des variations de pression turbulente ou de la perturbation du taux de dissipation d'énergie turbulente en chaleur. Dupret et al. (2005a) mirent en évidence la compensation de ces deux termes dans l'intégrale de travail d'un mode typique d'une étoile γ Dor (cf. leur figure 11), et nous avons décidé de ne pas tenir compte de ces derniers. Enfin, dans la version de la TDC implémentée dans le code MAD, la turbulence est supposée isotrope et le tenseur de Reynolds est un tenseur diagonal dont toutes les composantes sont égales à la pression turbulente. Le cas d'une turbulence anisotrope n'est pas utilisé ici. Cela mènerait à une diagonale non-constante et à des termes non-diagonaux non nuls lors de la perturbation de tenseur par les oscillations.

Comme toute théorie, la TDC présente des limites. Comme nous l'avons montré, le besoin de retomber sur la MLT dans le cas stationnaire nécessite de faire des simplifications drastiques des fluctuations de l'ensemble des termes liés à la convection. Ainsi, tout comme la MLT, la TDC ne tient pas compte du comportement spectral de la convection et la perturbation temporelle de la cascade d'énergie qui lui est associée par les oscillations n'est pas considérée. Ainsi, lorsque la convection ne s'adapte pas de manière instantanée aux oscillations (si l'échelle de temps moyenne des mouvements convectifs n'est pas très inférieure aux périodes de pulsation de l'étoile), des oscillations non-physiques des fonctions propres apparaissent. Ces dernières sont liées à la trop grande simplification du problème et ont une longueur d'onde bien plus petite que la longueur de mélange (cf. Grigahcène et al. 2005 - figure 1). Les étoiles sur le bord rouge de la bande d'instabilité des γ Dor et les étoiles de type solaire présentent de telles complications. Il est toutefois possible de lisser ces oscillations en introduisant un paramètre libre complexe β ($\mathbb{R}(\beta); \mathbb{I}(\beta)$) dans la perturbation du terme $\Delta s/\tau_{\text{conv}}$

$$\delta\left(\frac{\Delta s}{\tau_{\text{conv}}}\right) = \frac{\Delta s}{\tau_{\text{conv}}}\left(\left(1 + \beta\frac{\tau_{\text{conv}}}{P}\right)\frac{\delta\Delta s}{\Delta s} - \frac{\delta\tau_{\text{conv}}}{\tau_{\text{conv}}}\right). \quad (4.11)$$

Ce paramètre β est une façon de paramétrer la réaction de toute la cascade d'énergie due aux mouvements convectifs à l'interaction avec les oscillations, et lorsque la convection réagit instantanément aux oscillations, l'équation (4.11) revient à l'équation (4.8). Placé comme il l'est dans cette équation, il permet de lisser les fonctions propres des modes, en ajoutant cependant un degré de liberté à la théorie. Nous reviendrons sur ce paramètre libre dans la dernière partie de la section suivante.

4.3.2 Comparaison des traitements convection gelée et convection dépendant du temps des oscillations de type γ Doradus

La figure 4.4 montre d'une part les bandes d'instabilité théoriques des étoiles γ Dor calculées avec les deux approximations de l'interaction convection-pulsation décrites dans la section précédente (grilles G_{ref} et G_{conv} , cf. tableau 4.2), et d'autre part les périodes des modes instables en fonction de la température effective des modèles. Notons que les

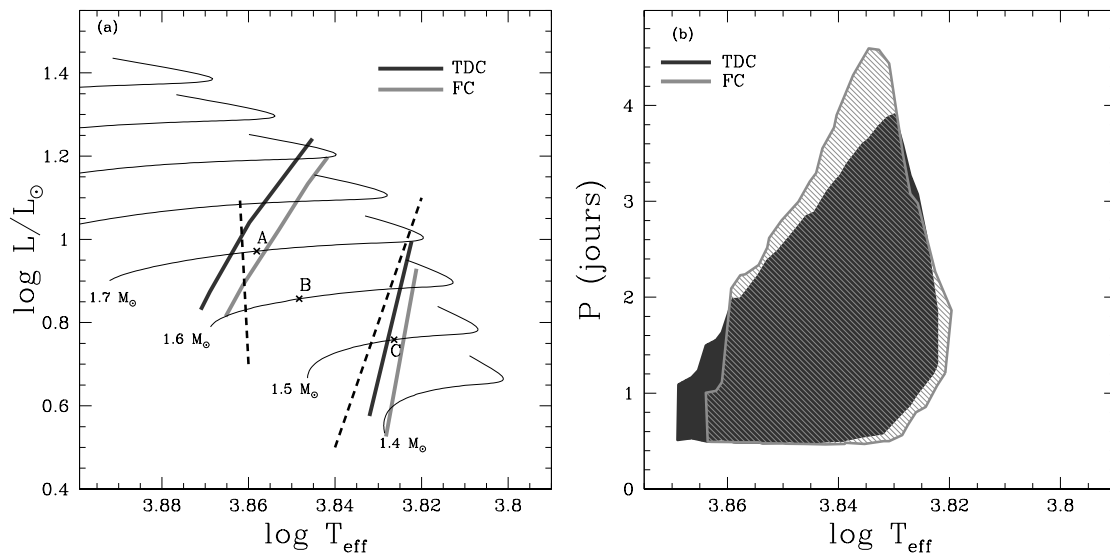


FIGURE 4.4 – Panneau (a) : Bandes d’instabilité des modèles de la grille de référence, dont les pulsations ont été calculées en incluant la TDC, et ceux la grille G_{conv} , de paramètres physiques identiques mais dont la stabilité a été calculée avec la FC. Les lignes pointillées épaisses indiquent les limites de la bande d’instabilité observationnelle dérivée par Handler & Shobbrook (2002). Les lignes fines définissent les tracés évolutifs de différentes masses en séquence principale. Panneau (b) : Périodes d’oscillation des modes instables en fonction de la température effective des modèles (noir : TDC, gris : FC).

TABLE 4.3 – Paramètres physiques des modèles étudiés dans la section 4.3 et grandeurs liées aux modes de pulsation issus de ces modèles (degré, ordre radial et fréquence adimensionnelle). Le rapport X_c/X_{c0} est significatif de l’état évolutif des modèles.

Modèle	M/M_{\odot}	T_{eff} (K)	$\log L/L_{\odot}$	$\log g$	R/R_{\odot}	age (10^9 ans)	X_c/X_{c0}	mode 1			mode 2		
								ℓ	n	ω	ℓ	n	ω
A	1.70	7212	0.972	4.082	1.965	1.041	0.50	1	-27	0.246	-	-	-
B	1.60	7051	0.857	4.131	1.802	1.107	0.57	1	-26	0.246	1	-93	0.007
C	1.50	6704	0.759	4.114	1.780	1.659	0.42	1	-29	0.246	-	-	-

bandes d’instabilité calculées avec la TDC et la FC ne présentent pas de différences majeures si ce n’est un léger décalage des bords rouge et bleu vers des températures plus élevées pour les modèles calculés avec la TDC. Les gammes de périodes des modes excités présentent également une différence : certains modèles, dont les oscillations ont été calculées avec la FC, montrent des modes instables de périodes plus élevées comparées à celles des modes calculés avec la TDC.

L’étude de ces différences de stabilité en fonction de la localisation au sein de la bande d’instabilité nous amènera à redéfinir la limite de validité du traitement de la convection dépendant du temps dans le cas des étoiles γ Dor et à comprendre l’influence différente de la convection sur les oscillations selon la position considérée dans la bande d’instabilité. L’ensemble des paramètres physiques des différents modèles étudiés dans cette section et les paramètres des modes étudiés dans ces modèles sont résumés dans le tableau 4.3.

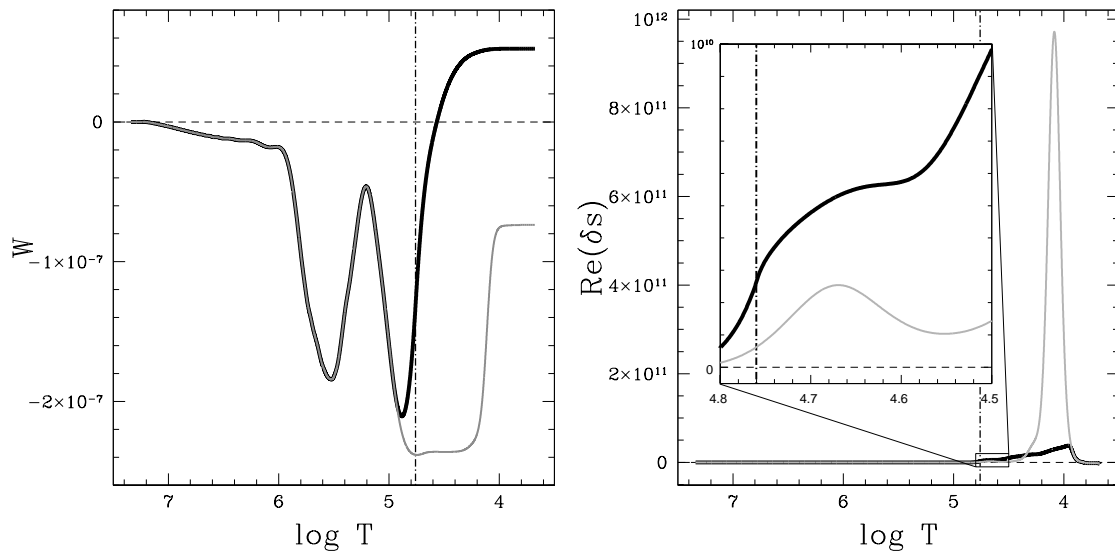


FIGURE 4.5 – Panneau gauche : Intégrale de travail des modes $g_{TDC,A}$ (ligne noire) et $g_{FC,A}$ (ligne grise) issus du modèle A situé sur le bord bleu de la bande d’instabilité. La ligne pointillée verticale indique la localisation de la base de l’enveloppe convective. Panneau droit : Variation de l’entropie liée à l’oscillation de ces même modes. En noir pour la TDC, en gris pour la FC. Un zoom est fait sur le comportement de cette fonction à la base de l’enveloppe convective.

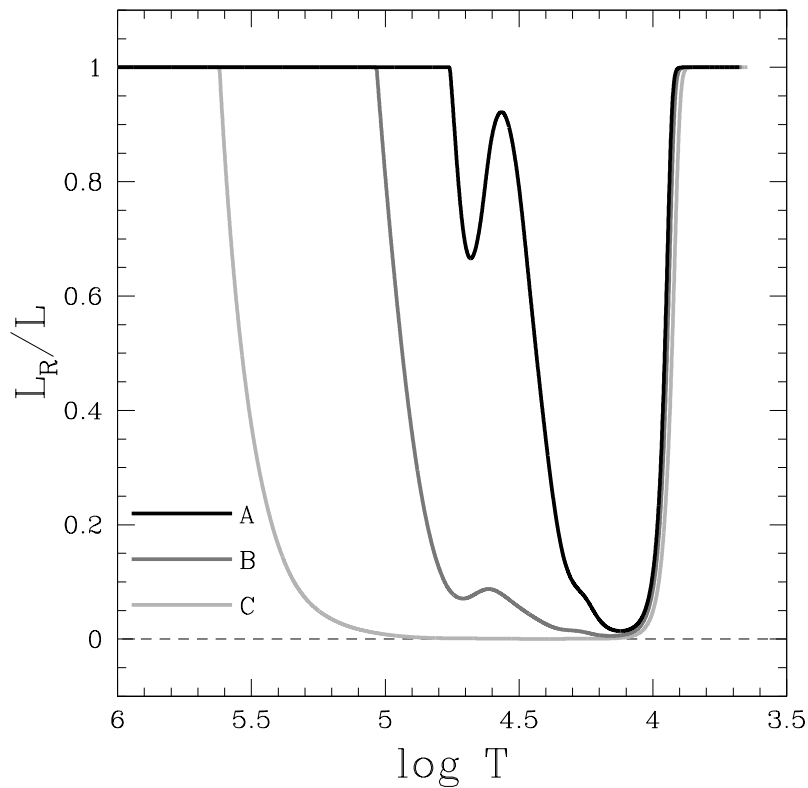


FIGURE 4.6 – Rapport luminosité radiative sur la luminosité totale dans les couches externes ($\log T \leq 6.5$) des modèles A (noir), B (gris foncé) et C (gris clair).

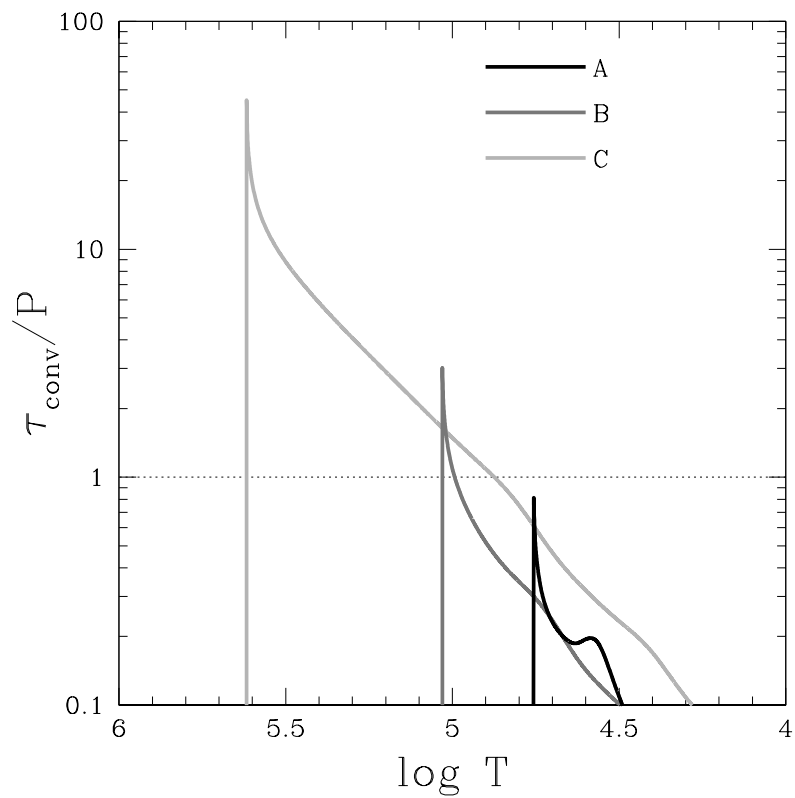


FIGURE 4.7 – Rapport du temps convectif sur la période de pulsation des modes 1 (cf. tableau 4.3) dans l’enveloppe convective des modèles A (noir), B (gris foncé) et C (gris clair). La ligne pointillée horizontale représente la limite $\tau_{conv}/P = 1$.

Bord bleu de la bande d'instabilité

La stabilité des modes dans un modèle A situé sur le bord bleu de la bande d'instabilité des étoiles γ Dor (cf. tableau 4.3) dépend du choix de considérer ou non l'interaction convection-pulsation dépendant du temps. Le modèle que nous choisissons d'étudier est globalement instable lorsque la TDC décrit l'interaction convection pulsation, et il est stable lorsque la FC est considérée. L'observation de telles différences nous invite à étudier le comportement des fonctions propres d'un mode g d'ordre radial donné, instable dans le premier cas et stable dans le second. Nous appellerons ces modes respectivement $g_{\text{TDC,A}}$ et $g_{\text{FC,A}}$. Les intégrales de travail de ces modes sont présentées dans la figure 4.5 (panneau gauche). Alors que l'excitation principale du mode $g_{\text{TDC,A}}$ est clairement localisée à la base de la zone convective, le mode $g_{\text{FC,A}}$ ne réagit pas à cette sollicitation. Remarquons cependant que le mode $g_{\text{FC,A}}$ est partiellement excité autour du pic d'opacité He I/He I, zone qui n'a par contre aucun effet sur le mode $g_{\text{TDC,A}}$. En effet, l'existence d'un mécanisme κ à l'intérieur de l'enveloppe convective n'est pas permis par la TDC car il mènerait à des gradients super-adiabatiques trop grands, soit des variations trop importantes du flux convectif, qui est contrôlé par le fait qu'avec la TDC, $\delta L = \delta L_R + \delta L_C$.

Dans le cas de pulsations non-adiabatiques calculées avec l'approximation de la convection gelée, le mécanisme responsable de l'excitation des modes g dans les étoiles γ Dor est un blocage périodique du flux radiatif à la base de la zone convective, la convection étant supposée ne pas avoir le temps de s'adapter au besoin de transport de flux additionnel (Guzik et al. 2000). Ce blocage est efficace si la base de la zone convective se situe dans la région de transition des modes considérés et que le flux radiatif (F_R) chute significativement dans cette région. Il faut pour ce faire que la zone convective externe soit de taille suffisante, c'est-à-dire que les deux régions convectives issues respectivement de la zone d'ionisation He II ($\log T \simeq 4.7$) et de la zone d'ionisation HI/He I ($\log T \simeq 4.2$) ne fassent plus qu'une (figure 4.3). La figure 4.6 présente le profil du rapport flux radiatif sur flux total dans l'étoile. Dans un modèle chaud, à la limite bleue de la bande d'instabilité, la convection transporte peu de flux ($F_C \ll F_R$). Ainsi, à la limite interne de la zone convective liée au pic d'opacité He II, la luminosité radiative ne chute pas de manière significative, et remonte même entre les deux pics d'opacités. Le temps convectif à la base de la zone convective est inférieur à, ou du même ordre que la période du mode g considéré (figure 4.7), et la convection s'adapte rapidement à la modulation du flux par l'oscillation. L'approximation "convection gelée" n'est pas valable dans cette partie de la bande d'instabilité et le blocage convectif n'est pas le mécanisme permettant de correctement décrire l'excitation des modes g à la frontière bleue de la bande d'instabilité. Quel est alors le mécanisme permettant d'exciter les modes g dans les modèles à la frontière bleue de la bande d'instabilité calculée avec la TDC ?

Comme nous l'avons brièvement évoqué quelques lignes plus haut, lorsque la convection est prise en compte dans le problème des oscillations stellaires, le flux exprimé dans l'équation de conservation de l'énergie (2.8) se décompose en une partie radiative et une partie convective. Cette équation imposant un contrôle sur la valeur du flux total, les variations de flux convectif prises en compte par la TDC doivent rester raisonnables afin d'être en accord avec le bilan énergétique. Cela se traduit par un contrôle sur la variation d'entropie due aux oscillations (δs) dans l'enveloppe convective. La figure 4.5 (panneau

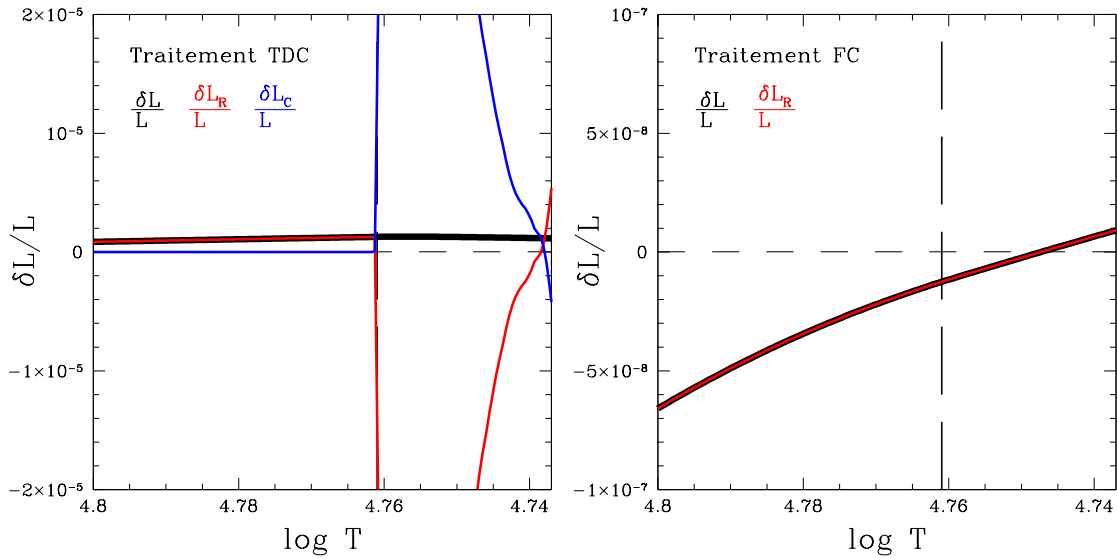


FIGURE 4.8 – Panneau gauche : variation des luminosités totale (noir), radiative (rouge) et convective (bleu) dans la région de la base de l’enveloppe convective (ligne pointillée noire verticale) dans un modèle sur le bord bleu calculé avec la TDC. Panneau droit : variation des luminosités totale (noir), et radiative (rouge) dans la région de la base de l’enveloppe convective (ligne pointillée noire verticale) dans un modèle sur le bord bleu calculé avec la FC. Dans cette approximation, la variation δL_C est par définition nulle.

droit) présente le profil de δs pour les modes $g_{TDC,A}$ et $g_{FC,A}$ et met en avant cette notion de contrôle. En effet, à l’intérieur de la zone convective, δs varie lentement pour le mode $g_{TDC,A}$, alors qu’aucune contrainte n’est imposée à δs pour le mode $g_{FC,A}$, δF_C étant par définition nul. Afin d’obtenir un gradient raisonnable de δs , les modèles incluant la TDC présentent des variations importantes de la luminosité radiative δL_R à la base de la zone convective, telles qu’observées dans la figure 4.8 montrant la variation des luminosités totale, radiative et convective dues aux oscillations. Cet effet est contrebalancé par une variation toute aussi brusque de la luminosité convective δL_C , autorisée par l’efficacité de la convection dans ces couches. Ainsi, la variation de luminosité globale $\delta L = \delta L_R + \delta L_C$ à la base de la zone convective reste raisonnable. Ce cas de figure est impossible pour un mode calculé avec la FC, puisque dans cette approximation, δL_C est supposé négligeable comparé à δL_R . Notons que, pour le mode calculé avec la TDC, nous ne retrouvons pas de plateau net de δs tel qu’observé dans les modèles de naines blanches ZZ Ceti (Van Grootel et al., en préparation) : si dans notre cas la convection s’adapte rapidement aux oscillations, le temps convectif reste comparable aux périodes d’oscillations dans une γ Dor alors que la convection réagit instantanément aux oscillations dans une ZZ Ceti.

Sur le bord bleu, la convection est suffisamment efficace dans les régions les plus profondes de l’enveloppe convective pour qu’une partie de l’énergie soit transportée par la convection, et un petit gradient d’entropie ∇s suffit à assurer le transport par la convection. Le changement de comportement de δs provenant du choix entre FC et TDC (figure 4.5 - panneau droit) joue un rôle crucial sur l’excitation des modes. La valeur de δs à la base de la zone convective est plus grande pour le mode $g_{TDC,A}$ que pour le mode $g_{FC,A}$. Ainsi, le mode $g_{TDC,A}$ peut avoir des échanges calorifiques significatifs avec les mouve-

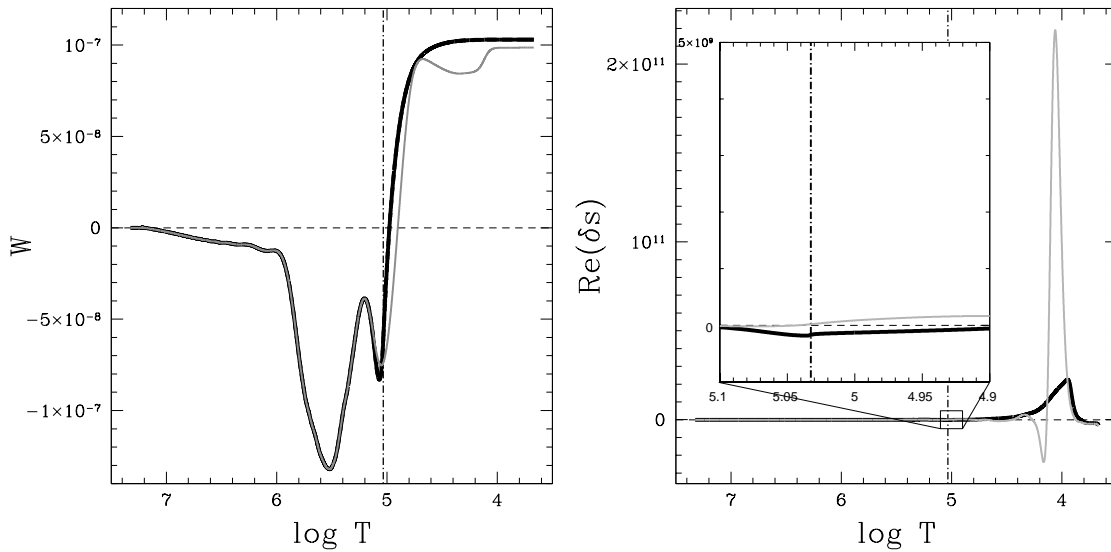


FIGURE 4.9 – Même figure que la figure 4.5 pour le modèle B (modes g_{TDC,B_1} et g_{FC,B_1}), situé au centre de la bande d’instabilité des γ Dor.

ments convectifs dans la région de transition. Cet échange de chaleur à la base de la zone convective entraîne un gain de chaleur durant la phase de contraction bien plus important que pour le mode calculé avec la FC. Ce gain, transformé en énergie mécanique, excite globalement le mode. Par le contrôle imposé par la TDC sur la variation du flux convectif, δs doit être continu à la base de l’enveloppe convective, et la variation d’entropie ne peut pas être immédiatement nulle dans la région radiative. Cela explique qu’avec la TDC l’excitation du mode commence légèrement en-dessous de la frontière de l’enveloppe convective, comme nous le montre le profil de l’intégrale de travail du mode $g_{TDC,A}$ (cf. figure 4.5 - panneau gauche).

En conclusion, du côté bleu de la bande d’instabilité, la convection a un rôle actif sur l’excitation des modes g et non pas un rôle passif du type blocage convectif comme avancé par Guzik et al. (2000). Les modes sont ainsi globalement plus excités lorsque la TDC est incluse, ce qui entraîne une température légèrement plus élevée du bord bleu calculé avec la TDC comparé à celui calculé avec la FC. Il est cependant important de rappeler que l’approximation de l’interaction convection-pulsation dépendant du temps telle qu’implémentée dans le code MAD ne tient pas compte de la perturbation de l’ensemble des termes liés à la convection (cf. section 4.3.1). Ainsi, s’il est clair que le rôle de la convection de ce côté ci n’est en rien comparable à un blocage convectif, la considération de tels ajouts est nécessaire à la description de la physique du mécanisme d’excitation des étoiles γ Doradus dans cette région du diagramme HR.

Centre de la bande d’instabilité

À mesure que l’étoile évolue le long de la séquence principale, la température effective diminue, la base de la zone convective plonge vers des couches plus profondes, de températures et densités plus élevées, et le rapport temps convectif sur période de pulsation à la base de la zone convective augmente (figure 4.7). Considérons désormais un mo-

dèle B au centre de la bande d'instabilité (cf. tableau 4.3 et figure 4.4). Nous observons que si les deux traitements de l'interaction convection-pulsation permettent l'excitation de modes de type γ Dor, les gammes de périodes de modes excités diffèrent, le modèle traité avec la FC présentant une extension de cette gamme vers des plus grandes périodes (figure 4.4 - panneau (b)). L'influence de la convection dans cette région de la bande d'instabilité dépend donc toujours du traitement utilisé. Afin de comprendre ces différences, nous comparons les fonctions propres d'un mode excité avec les deux traitements de la convection (g_{TDC,B_1} et g_{FC,B_1}), puis celles d'un mode de période plus élevée, excité avec le traitement FC (g_{FC,B_2}) mais stable avec le traitement TDC (g_{TDC,B_2}).

La figure 4.9 (panneau gauche) présente les intégrales de travail des modes g_{TDC,B_1} et g_{FC,B_1} . Pour de tels modes, les approximations FC et TDC donnent des résultats comparables. Le temps convectif est supérieur à la période de pulsation du mode à la base de la zone convective, mais le rapport entre les deux reste de l'ordre de l'unité (figure 4.7). Bien que le flux radiatif chute considérablement à la base de la zone convective (figure 4.6), les variations de la luminosité totale et de ses composantes radiative et convective, illustrées dans la figure 4.10, mettent en évidence le fait qu'à la base de l'enveloppe convective, $\delta L_C/L$ n'est pas négligeable comparé à $\delta L_R/L$. Ainsi, le rapport τ_{conv}/P n'est pas encore suffisant pour conclure que la convection n'a pas le temps d'interagir avec l'oscillation et le traitement convection gelée ne permet toujours pas de correctement décrire l'instabilité. Notons que pour le mode calculé avec la FC nous observons toujours une influence (minime dans ce cas-ci) du mécanisme κ dû à la région d'ionisation partielle He I/H I. Nous observons sur la figure 4.9 (panneau droit) présentant les profils de la variation d'entropie pour les modes g_{TDC,B_1} et g_{FC,B_1} que l'excitation du mode g_{TDC,B_1} n'est plus due à une valeur non négligeable de δs dans la région de transition du mode. Au contraire, quelque soit le traitement de l'interaction convection-pulsation utilisé, δs et sa dérivée sont petits à la base de la zone convective. Bien que δL_C ne soit pas suffisant pour compenser totalement la chute de δL_R lorsqu'on entre dans la zone convective, les modes sont globalement excités par un mécanisme pouvant être assimilé à un blocage convectif.

Comme la période de pulsation d'un mode augmente avec l'ordre radial considéré, les modes d'ordres radiaux élevés présentent un rapport $\tau_{\text{conv}}/P \leq 1$ et la convection est sensible aux mouvements induits par les oscillations ; l'approximation de la convection gelée n'est plus applicable dans un tel cas. Afin de mieux comprendre l'influence de la FC et de la TDC sur la stabilité de modes d'ordres radiaux plus élevés, comparons les fonctions propres des modes g_{TDC,B_2} et g_{FC,B_2} , présentées en figure 4.11. La région de transition d'un mode (pour laquelle $\tau_{\text{th}} \sim P$) définit la frontière entre sa région de propagation quasi-adiabatique, plus profonde, et sa région de propagation hautement non-adiabatique, vers la surface. Les régions de transition des modes dont les périodes de pulsation sont plus élevée sont plus profondes. Ces modes traversent une plus grande partie de la région non-adiabatique de l'étoile, dans laquelle δs peut être non nul, et atteignant la base de la zone convective. Ainsi, le mode g_{FC,B_2} a une valeur suffisante de δs à la base de la zone convective pour que ce mode soit globalement excité. Dans le cas du mode g_{TDC,B_2} , le contrôle de δs par la TDC implique une variation d'entropie très faible dans cette région. Ce mode est alors globalement stabilisé par un amortissement radiatif efficace localisé dans les régions plus profondes du modèle.

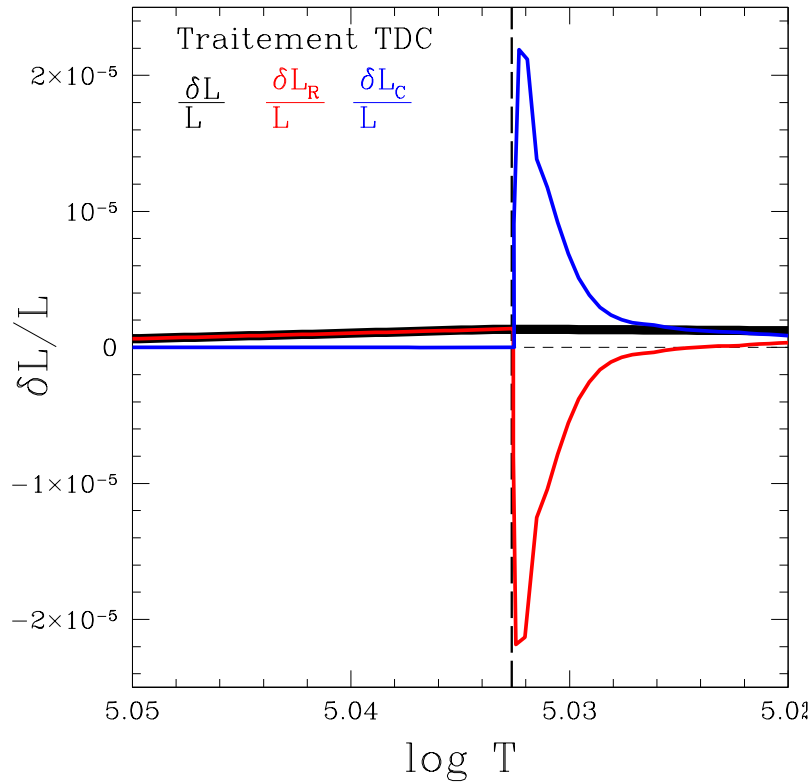


FIGURE 4.10 – Variation des luminosités totale (noir), radiative (rouge) et convective (bleu) dans la région de la base de l’enveloppe convective (ligne discontinue noire verticale) dans un modèle calculé avec la TDC et situé au centre de la bande d’instabilité.

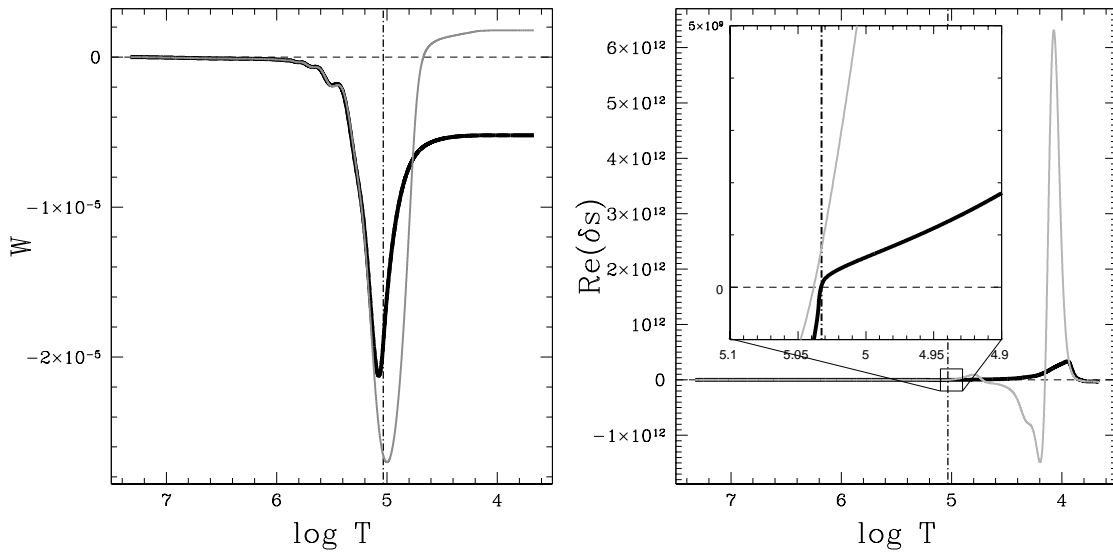


FIGURE 4.11 – Même figure que la figure 4.9 pour un mode de période plus grande, excité lorsque calculé avec la FC (g_{FC,B_2} , ligne grise) et stable lorsque calculé avec la TDC (g_{TDC,B_2} , ligne noire).

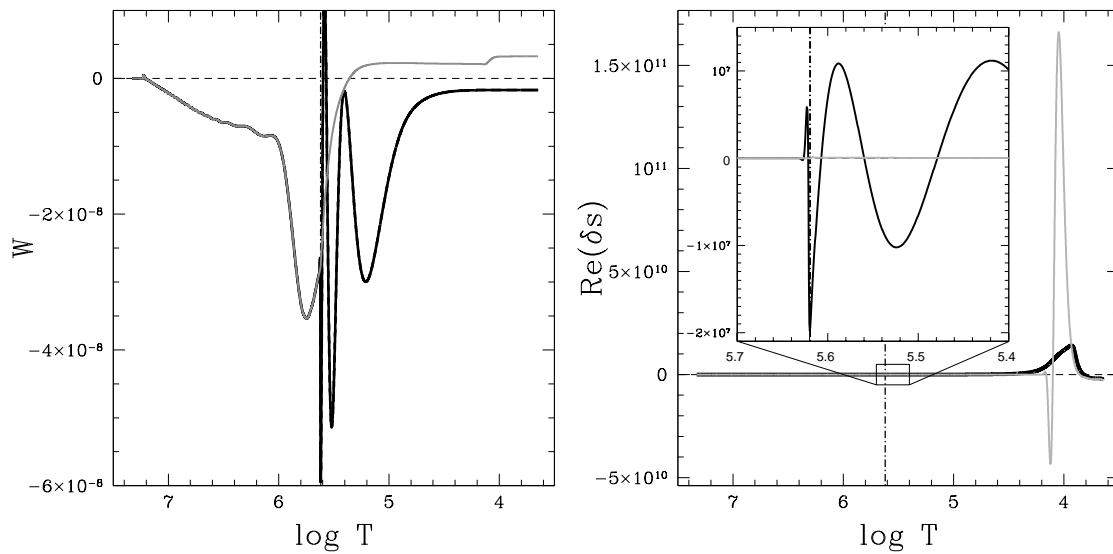


FIGURE 4.12 – Même figure que la figure 4.5 pour le modèle C (modes $g_{TDC,C}$ et $g_{FC,C}$), situé sur le bord rouge de la bande d’instabilité des γ Dor.

Bord rouge de la bande d’instabilité

À première vue, la stabilité d’un modèle C situé sur le bord rouge de la bande d’instabilité (cf. tableau 4.3 et figure 4.4) est, tout comme du côté bleu, dépendante de l’utilisation ou non de l’interaction convection-pulsation dépendant du temps dans notre code de pulsations non-adiabatiques. Cependant, les intégrales de travail d’un mode choisi comme excité dans le cas FC et stable dans le cas TDC (figure 4.12 - panneau gauche), montrent des oscillations non-physiques du mode calculé avec TDC. Ce problème numérique, abordé brièvement dans la section précédente, est détaillé dans Grigahcène et al. (2005) et Dupret et al. (2005a). Ces oscillations s’observent dans les régions du modèle stellaire dans lesquelles la convection est très efficace, soit où $\tau_{\text{conv}} \gg P$ (cf. figure 4.7). Comme nous l’avons déjà expliqué, l’approche TDC s’appuie sur l’approximation MLT, considérée dans le cas stationnaire. Dans cette description de la convection, plusieurs processus physiques complexes, tels que l’ensemble de la cascade d’énergie des éléments convectifs, sont extrêmement simplifiés par la dimension unique de la MLT (qui se résume à une seule et unique longueur de mélange). L’absence de considération de l’aspect spectral de la convection et de l’influence que pourraient avoir les oscillations sur ce problème multi-échelles font du bord rouge de la bande d’instabilité des étoiles γ Doradus la limite de validité de l’approximation de la TDC telle qu’utilisée ici.

Néanmoins, l’introduction d’un paramètre complexe libre β , paramétrisant la réaction de la cascade d’énergie liée aux mouvements convectifs à l’interaction avec les oscillations permet de lisser ces oscillations, comme le montre l’intégrale de travail présentée dans la figure 4.13. Un ensemble d’essais-erreurs nous permet de définir la valeur de $\beta = (1, -1)$ comme étant la plus à même de réduire les oscillations des fonctions propres sans pour autant rendre leur comportement très différent de celui des fonctions propres calculées avec la FC pour les modèles du côté rouge de la bande d’instabilité.

Dans un modèle ayant une T_{eff} de l’ordre de 6800 K, la taille de l’enveloppe convective est telle qu’à sa base, le temps convectif est largement supérieur à la période des modes

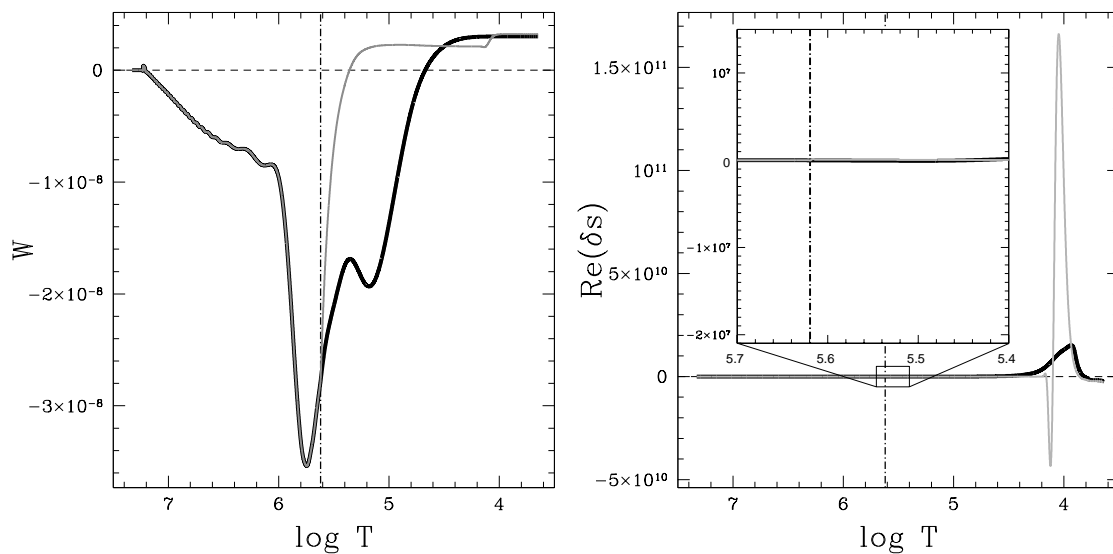


FIGURE 4.13 – Même figure que la figure 4.12 en incluant un paramètre $\beta = (1; -1)$ dans le calcul du mode $g_{TDC,C}$.

g excités (figure 4.7). Dans cette région, la convection n'a pas le temps de s'adapter aux oscillations et reste insensible aux fluctuations engendrées par les modes de pulsations. Le mécanisme d'excitation des modes de type γ Dor du côté rouge de la bande d'instabilité est bien un mécanisme de blocage convectif. Cependant, le choix d'utiliser la FC ou la TDC dans cette région du diagramme HR n'est pas évident. Si il semblerait que le blocage convectif est convenablement pris en compte par l'approximation de la convection gelée, rien n'indique que différents moyens de geler la convection donneraient la même température de la frontière rouge.

D'un autre côté, si l'introduction du paramètre libre β permet d'obtenir avec la TDC des résultats numériquement stables dans cette région du diagramme HR, ce dernier ajoute un paramètre libre, dont d'influence sur la stabilité des modes est non-négligeable, au problème. En conclusion, si le fait de considérer ou non l'interaction convection-pulsation dépendant du temps n'a pas un effet considérable sur la température du bord rouge de la bande d'instabilité γ Dor comparé à l'effet d'un choix de paramètre de longueur de mélange α , l'utilisation d'une théorie plus développée, telle que le développement d'une TDC plus poussée tenant compte, entre autres, de la variation du tenseur de Reynolds, est nécessaire à la stabilité numérique des calculs des fonctions propres des modes dans cette région du diagramme HR.

Importance de la valeur du paramètre libre complexe β sur l'excitation des modes de pulsation γ Doradus

Si l'adoption d'un paramètre $\beta \neq 0$ permet de lisser les oscillations non-physiques liées au traitement TDC du côté rouge de la bande d'instabilité, il est également important que la valeur de β choisie n'ai pas d'influence majeure sur le comportement *physique* des fonctions propres. Il est donc nécessaire d'évaluer l'influence de la valeur de β sur la stabilité de modes calculés avec la TDC dans des modèles ne présentant pas d'oscillations non-physiques, c'est à dire ne se situant pas du côté rouge de la bande d'instabilité théo-

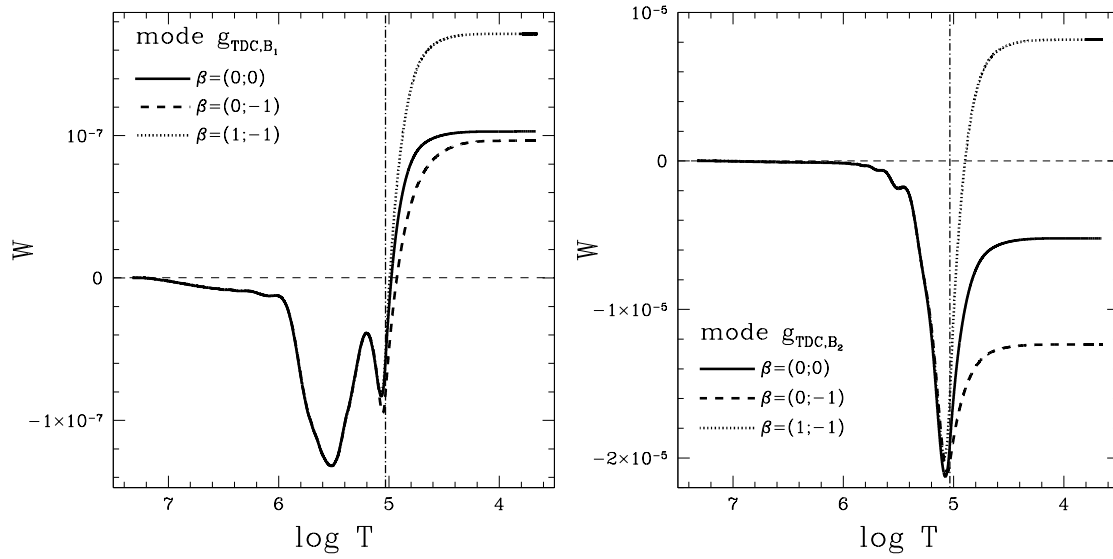


FIGURE 4.14 – Influence de la valeur du paramètre β sur l'intégrale de travail des modes g_{TDC,B_1} et g_{TDC,B_2} .

rique des γ Doradus. Rappelons que pour le calcul de la stabilité de tels modèles, il n'est pas nécessaire d'introduire un paramètre $\beta \neq 0$.

Nous calculons à nouveau la stabilité des modes g_{TDC,B_1} et g_{TDC,B_2} du modèle B pour deux valeurs de β différentes : $\beta = (0; -1)$ et $\beta = (1; -1)$. La figure 4.14 compare les intégrales de travail de ces modes avec celles calculées avec $\beta = 0$. Si la valeur $\beta = (1; -1)$ permet d'amortir raisonnablement les oscillations non-physiques du côté rouge tout en permettant aux fonctions propres de conserver un comportement proche de celles calculées avec la FC, elle surévalue très nettement la valeur de l'intégrale de travail des modes issus d'un modèle en milieu de bande d'instabilité, allant même jusqu'à rendre globalement instables des modes qui étaient stables lorsque $\beta = 0$. Le cas $\beta = (0; -1)$, incapable de rendre compte du bord rouge calculé avec la FC car ne lissant pas assez efficacement les oscillations numériques, permet cette fois-ci d'approcher les valeurs obtenues lorsque β est nul pour un mode excité, mais sous-évalue encore l'excitation, même insuffisante, d'un mode globalement stabilisé.

L'effet de différentes valeurs de β sur la gamme de périodes d'oscillation de modes de degré $\ell = 1$ dans un modèle au milieu de la bande d'instabilité (Modèle B figure 4.4 et tableau 4.3) est illustré dans la figure 4.15. Nous observons une très nette variation de cette gamme de périodes, de l'ordre de $\pm 30\%$, selon le β considéré. Si cette influence aura tendance à diminuer à mesure que l'on se dirige vers le bord bleu et vers des rapports $\tau_{conv}/P \leq 1$ (cf. équation (4.11)), elle reste au moins du même ordre de grandeur que la différence entre les périodes des modes calculés avec la TDC ou la FC pour les modèles au centre de la bande d'instabilité.

Ainsi, l'utilisation de ce paramètre doit se faire en restant bien conscient que la théorie de la convection dépendant du temps utilisée dans cette étude montre l'une de ses limites lorsque la valeur de β influence de manière non-négligeable sur la stabilité des modes g d'ordres radiaux élevés. Si nous avons mis le doigt sur une incertitude sur la stabilité qui est liée à la physique des modes, il est important de se rappeler qu'en plus de cette incertitude liée au flux convectif, d'autres, liées par exemple aux composantes non-diagonales

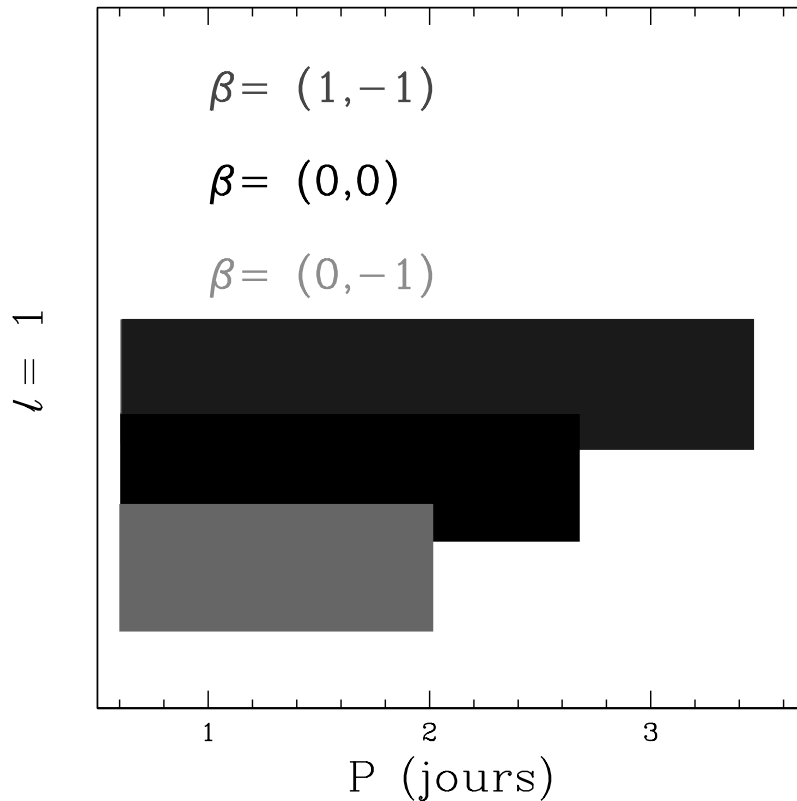


FIGURE 4.15 – Influence de la valeur du paramètre β sur la gamme de périodes des modes de degré $\ell = 1$ excités dans un modèle en milieu de séquence principale (modèle B l'intégrale de travail des modes g_{TDC,B_1} et g_{TDC,B_2}).

du tenseur de Reynolds, ne sont pas considérées dans cette étude.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes, dans un premier temps, appliqués à étudier l'influence de la physique et de certains des paramètres inclus dans notre code d'évolution stellaire sur la bande d'instabilité et les gammes de périodes des modes instables dans des modèles d'étoiles γ Doradus. Parmi les aspects physiques explorés, seule l'efficacité de la convection, paramétrée par la longueur de mélange, a une influence majeure sur la bande d'instabilité des étoiles γ Dor. Nous retrouvons par la même occasion les résultats obtenus par Dupret et al. (2005a), à savoir le décalage des bords de la bande d'instabilité vers des températures plus basses inféré par une diminution du paramètre α . Lorsque α est inférieur à 2, la bande d'instabilité théorique est en désaccord avec la bande d'instabilité observée pour ces étoiles (figure 4.1 - panneau (f)).

Les étoiles γ Doradus ont une enveloppe convective dont la taille varie fortement en fonction de la température effective de l'étoile. Les échelles de temps des mouvements convectifs pouvant être du même ordre de grandeur que les périodes des modes g , il est important de considérer l'interaction entre les mouvements convectifs et les perturbations dues aux pulsations dans les calculs de pulsations non-adiabatiques. Dans la seconde par-

tie de ce chapitre, nous nous sommes intéressé à l'influence du traitement de l'interaction convection-pulsation sur les propriétés sismiques des modèles d'étoiles γ Doradus. Pour cela nous avons comparé de manière consistante les effets de l'approximation de la convection gelée ou l'approximation de la convection dépendant du temps sur les caractéristiques non-adiabatiques des modes g . Les résultats obtenus sont les suivants :

- Bien que ces deux approches soient très différentes l'une de l'autre, elles ne donnent pas de différence majeure quant à la localisation des bords bleu et rouge de la bande d'instabilité théorique des γ Dor, si ce n'est un léger décalage des deux limites vers des températures effectives plus faibles lorsque les calculs sont effectués en intégrant la FC.
- Nous notons une extension de la gamme de périodes des modes instables vers des valeurs plus élevées lorsque ces derniers sont calculés avec l'approximation FC.

Afin de comprendre ces différences de comportement, nous avons comparé les valeurs propres de modes de fréquences adimensionnelles égales dans des modèles sur le bord bleu, au centre et sur le bord rouge de la bande d'instabilité de ces étoiles.

Sur le bord bleu de la bande d'instabilité :

- la convection est encore suffisamment efficace pour transporter de l'énergie, et elle s'adapte très rapidement aux variations induites par les oscillations (temps convectif plus petit que les périodes d'oscillations). La convection a un rôle actif sur l'excitation des modes g dans les γ Doradus. Ces modes sont excités non pas par un blocage du flux radiatif par la convection, mais par la présence d'un gradient d'entropie non-négligeable dans cette même région lorsque les variations de flux convectif sont considérées dans le calcul des oscillations.

Au centre de la bande d'instabilité :

- les deux approximations donnent des résultats similaires pour un mode dont la période est inférieure au temps convectif et le mécanisme d'excitation est alors assimilable à un blocage convectif.
- les deux approximations n'amènent pas aux mêmes conclusions pour les modes d'ordres radiaux élevés. Ces modes sont excités par un gradient d'entropie non-négligeable dans le cas FC, qui n'est pas autorisé par le contrôle de la TDC sur la variation d'entropie. Ces différences semblent justifier l'utilisation de la TDC dans cette partie de la bande d'instabilité des étoiles γ Dor.

Sur le bord rouge de la bande d'instabilité :

- la convection est très efficace et le temps convectif à la base de l'enveloppe convective est très supérieur aux périodes de pulsations des étoiles γ Dor. L'approximation FC est justifiable. Cependant, il n'est pas certain que tous les moyens de geler la convection donnent pour autant des résultats similaires.
- les modes calculés avec la TDC présentent un comportement oscillatoire non-physique qu'il est possible de lisser en introduisant un paramètre complexe β dans l'équation d'énergie. Cependant, ce paramètre engendre parfois, dans des modèles plus chauds, une mauvaise évaluation de la valeur de l'intégrale de travail à la surface par rapport à celle calculée avec $\beta = 0$. Ce paramètre libre engendre une nouvelle incertitude sur le calcul des fonctions propres des modes g incluant la TDC.

Nous avons cependant montré que si une valeur de β permet aux fonctions propres calculées avec la TDC d'approcher un comportement oscillatoire physique du côté rouge, elle engendre dans des modèles plus chauds une forte surévaluation de la valeur de l'intégrale de travail à la surface par rapport à celle calculée avec $\beta = 0$, qui se répercute

sur la gamme de périodes des modes excités, qui varie de $\pm 30\%$ selon le β considéré. Ce paramètre libre engendre une nouvelle incertitude sur le calcul des fonctions propres des modes g incluant la TDC.

Bien que la TDC montre ses limites du côté rouge, Dupret et al. (2005b) mirent en évidence le caractère indispensable du traitement temporel de l'interaction convection-pulsation sur la détermination des rapports d'amplitude entre différentes bandes passantes photométriques, et du déphasage entre les courbes de lumières et les courbes de vitesse, permettant ainsi l'identification des modes dans les étoiles γ Dor. Ainsi, la détermination de la stabilité et des périodes des modes sur le bord rouge, tout comme la localisation précise de ce dernier, restent un défi important pour ces étoiles. Pour ce faire, l'étude menée dans ce chapitre doit aller encore plus loin, en comparant de manière poussée les différents moyens de geler la convection à une approche TDC plus complète, tenant compte des variations dues aux oscillations de tous les termes liés aux mouvements convectifs.

Notons également que le paramètre de longueur de mélange nécessaire pour reproduire théoriquement la localisation de la bande d'instabilité observationnelle des γ Doradus est 10% plus élevée que celle nécessaire à reproduire le rayon du Soleil actuel ($\alpha_{\odot} = 1.8$) alors que l'efficacité de la convection diminue à mesure que l'on considère des étoiles plus chaudes. Ce point est également l'une des inconsistances de l'explication du mécanisme d'excitation de ces modes qu'il sera nécessaire de discuter dans une prochaine étude.

En conclusion, l'importance de l'utilisation de la TDC pour l'étude astérosismique des γ Doradus reste, à notre sens, très dépendante du type d'étude, globale ou locale, abordée. Si l'utilisation TDC est cruciale pour étudier la physique des modes et déterminer les gammes de périodes de modes excités partout sauf du côté rouge, la différence de localisation de la bande d'instabilité issue des calculs avec FC et TDC reste tout à fait minime par rapport à l'influence du paramètre α .

5

Propriétés sismiques théoriques des étoiles γ Doradus en pré-séquence principale

Sommaire

5.1	Introduction	105
5.2	Revue des études observationnelles d'étoiles candidates γ Doradus en pré-séquence principale	108
5.3	Structure interne des étoiles de masse intermédiaire en pré-séquence principale et en séquence principale	109
5.4	Comparaison des propriétés adiabatiques des spectres de pulsations de modèles stellaires en pré-séquence principale et en séquence principale	112
5.4.1	Évolution du period-spacing sous l'approximation asymptotique au premier ordre	112
5.4.2	La structure du period-spacing comme signature de l'état évolutif d'une étoile	115
5.5	Analyse non-adiabatique des propriétés sismiques d'étoiles en pré-séquence principale	117
5.5.1	Comparaison des propriétés non-adiabatiques des modèles γ Doradus en PMS et en MS	120
5.6	Conclusions et perspectives	123

Les résultats présentés dans ce chapitre ont été publiés dans les articles suivants :

- **Bouabid, M.-P. ; Montalbán, J. ; Miglio, A. ; Dupret, M.-A. ; Grigahcène, A. ; Noels, A. :** *Theoretical seismic properties of pre-main sequence γ Doradus pulsators*, (2011) A&A 531, 145
- **Bouabid, M.-P. ; Montalbán, J. ; Miglio, A. ; Dupret, M.-A. ; Grigahcène, A. ; Noels, A. :** *Theoretical study of γ Doradus pulsations in pre-main sequence stars*, (2010), AN 331, 1044

5.1 Introduction

Les travaux théoriques sur les étoiles γ Dor se consacrent systématiquement aux modèles de séquence principale (MS pour "*main sequence*"). Cependant, des tracés évolutifs d'étoiles de masses intermédiaires en MS, mais aussi en pré-séquence principale¹ (PMS pour "*pre-main sequence*") coupent la bande d'instabilité observée des étoiles γ Dor (figure 5.1).

Une étoile passe la plupart de sa vie en séquence principale, brûlant paisiblement de l'hydrogène en son centre. Sa phase de pré-séquence principale est quant à elle beaucoup plus rapide. Prenant l'exemple d'une séquence évolutive de $1.8 M_{\odot}$, l'étoile passe dix fois moins de temps dans la bande d'instabilité γ Doradus pendant la phase PMS que durant la séquence principale. Ainsi la proportionnalité d'étoiles en PMS par rapport au nombre d'étoiles MS à un instant t est sans équivoque. Toutefois, de nombreuses étoiles PMS de masses intermédiaires sont régulièrement observées et certaines d'entre elles, telles que les étoiles Ae/Be de Herbig, présentent l'évidence d'une forte variabilité (cf., par exemple, Herbig 1960 et Finkenzeller & Mundt 1984). Si une part de cette variabilité est certainement due à l'activité intense de ces étoiles et à leur interaction avec un environnement circumstellaire dense, l'éventualité d'une variabilité intrinsèque due à des oscillations de type δ Scuti n'est pas à exclure (cf., par exemple, Kurtz & Marang 1995; Balona et al. 2002; Fumel & Boehm 2011).

Méthodes de caractérisation de l'âge et de l'état évolutif d'une étoile de pré-séquence principale

La caractérisation de l'âge et de l'état évolutif d'une étoile se fait selon différentes méthodes dépendant de la situation de l'astre.

- Dans le cas d'une étoile appartenant à un amas stellaire, il est possible de caractériser l'âge de ce dernier en regardant la distribution des étoiles lui appartenant dans un diagramme HR, et de déterminer ainsi leurs âges et états évolutifs. Cependant, il n'est pas évident de déterminer l'appartenance d'une étoile à un amas. Qui plus est, les modèles d'évolution stellaire permettant de définir l'âge d'un amas ne sont pas infiniment précis.
- De cette première méthode en découle une deuxième, développée dans les années 1960 (cf. Eggen 1965, références comprises), liée à l'appartenance d'une étoile à

1. Nous considérons les modèles stellaires comme étant en PMS tant que les réactions nucléaires en leur centre n'ont pas atteint l'équilibre.

un groupe diffus d'étoiles ("*moving group*") ayant été formées dans la même région mais ne formant plus d'amas. Le vecteur mouvement et l'âge sont cependant identiques pour toutes ces étoiles.

- La caractérisation de l'état évolutif d'une étoile isolée est plus compliquée. Généralement, une étoile jeune est caractérisée par une distribution spectrale d'énergie (SED pour "*spectral energy distribution*") particulière en raison d'un environnement circumstellaire encore dense (tel qu'un disque d'accrétion), absorbant le rayonnement de l'étoile dans l'ultraviolet (UV) et le réémettant dans l'infrarouge (IR). Ainsi les étoiles présentant un spectre d'énergie déficitaire dans l'UV et en excès dans l'IR sont potentiellement jeunes et en pré-séquence principale. Cependant, il existe des étoiles post-AGB qui présentent de telles SED lorsqu'elles perdent de la masse. L'analyse de la forme résolue du disque d'accrétion ou de la forme détaillée de la SED peut aider à différencier ces deux états évolutifs (Vieira et al. 2011).
- Les étoiles PMS peu évoluées étant en phase de contraction gravifique, il est possible de lier leur âge à la valeur de la gravité surfacique. Le rapport des raies d'absorption Fe (8186.7 Å ou 8204.9 Å) et Na (8183.3 Å ou 8194.8 Å) augmente lorsque le $\log g$ diminue, et est très différent pour une étoile en MS ou une étoile PMS, à température effective donnée. La détermination du $\log g$ à ± 0.2 permet de déterminer l'âge de l'étoile à un facteur 1.5 près (Takagi et al. 2010).
- L'activité due au champ magnétique (activité chromosphérique, photosphérique, coronale, émission forte en rayon X), généralement décroissante à mesure que l'étoile évolue, est régulièrement utilisée comme indicateur de l'état évolutif des étoiles (cf. la revue de Schulz et al. 2009, et Kaye & Strassmeier 1998 pour l'application de cette méthode aux candidates γ Dor). L'observation d'un excès photométrique dans la longueur d'onde $H\alpha$ est signe d'une activité chromosphérique importante et, combinée à la position de l'étoile considérée dans le diagramme HR, permet de déterminer son état évolutif (Romaniello 1998).
- L'observation d'un système stellaire binaire permet de déterminer la masse de chacune des deux étoiles grâce à la mesure de leurs vitesses radiales et de l'angle d'inclinaison du système. Combinée à la détermination des paramètres fondamentaux (et de la composition chimique de l'étoile), cette technique permet de placer l'étoile dans un diagramme HR et de la comparer à des modèles stellaires de masses identiques, réduisant ainsi le nombre de variables libres du problème de modélisation.
- Il existe une région extrême du diagramme HR, du côté rouge, qu'aucun tracé évolutif de MS ou post-MS n'est capable d'atteindre. Ainsi les étoiles présentant une telle couleur (ou température effective) et une luminosité adéquate sont des étoiles situées en pré-séquence principale.

Cependant, le cas d'une étoile pré-séquence principale en phase de mise à l'équilibre des réactions nucléaires, approchant la ZAMS², isolée et sans disque d'accrétion, montre les limites des techniques de détermination d'âge et/ou d'état évolutif présentées ci-dessus. L'astérosismologie, par l'observation de l'évolution des fréquences d'oscillations et des grandeurs s'y rapportant (cf. section 2.6), fournit une nouvelle approche permettant de contraindre l'état évolutif d'une étoile. Cette technique fut utilisée par Guenther et al. (2007), qui déterminèrent l'état évolutif de cinq étoiles PMS δ Scuti par la méthode de

2. La *Zero Age Main Sequence* (ZAMS) est le point de départ de la séquence principale, soit un état évolutif ponctuel transitoire entre la PMS et la MS.

modélisation astérosismique, ou encore Moya et al. (2010a) qui tentèrent de contraindre l'âge du système stellaire HR 8799 (cf. chapitre 7).

Les buts de ce chapitre sont de caractériser les propriétés des modes g dans les étoiles PMS croisant la bande d'instabilité des γ Doradus et d'observer d'éventuelles différences significatives avec les propriétés sismiques des étoiles γ Dor en séquence principale. De telles différences permettraient d'ajouter une méthode complémentaire aidant à la détermination de l'état évolutif de ces étoiles.

Après une revue sommaire des efforts observationnels effectués afin de détecter et caractériser des étoiles γ Doradus en pré-séquence principale dans la section 5.2, nous aborderons l'étude théorique des propriétés sismiques des γ Dor PMS. Nous détaillerons dans la section 5.3 les structures internes des modèles stellaires PMS et MS et analyserons leurs différences. Les effets de ces différences de structures sur les propriétés adiabatiques des spectres de fréquences en PMS et en MS seront analysés dans la section 5.4. Dans la section 5.5, nous nous concentrerons sur la stabilité et les caractéristiques non-adiabatiques des modes g dans les modèles PMS et nous les comparerons aux modes de type γ Dor présents dans les modèles MS. Enfin, un résumé de cette étude sera proposé dans la section 5.6.

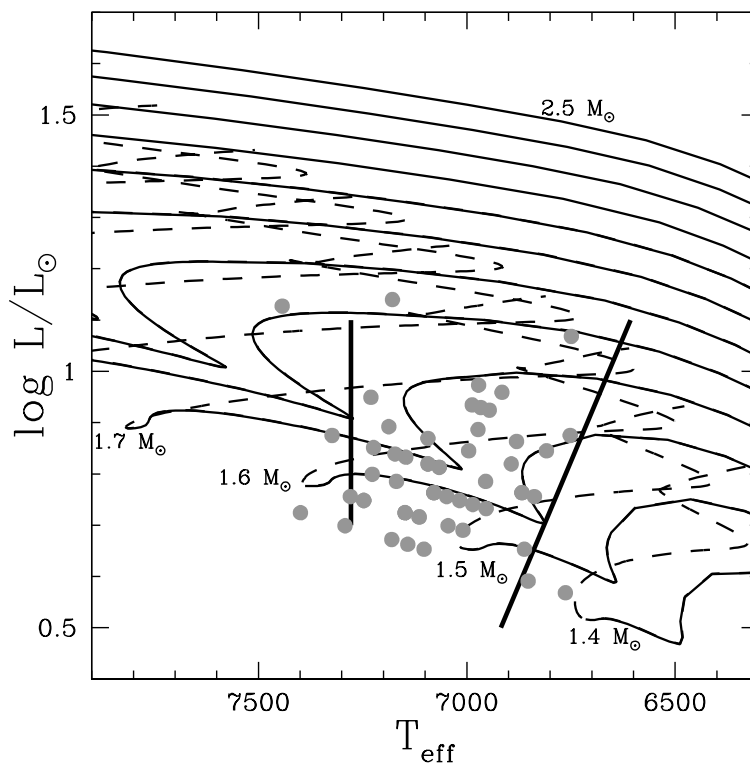


FIGURE 5.1 – Trajets évolutifs en pré-séquence principale (lignes pleines) et en séquence principale (lignes pointillées) croisant la bande d'instabilité observationnelle (segments épais) déterminée par Handler & Shobbrook (2002). Les points gris représentent les γ Doradus confirmées par Henry et al. 2007.

5.2 Revue des études observationnelles d'étoiles candidates γ Doradus en pré-séquence principale

Depuis l'avènement de l'ère de l'astérosismologie spatiale avec le lancement des satellites MOST³ (Walker et al. 2003), CoRoT⁴ (Baglin & Fridlund 2006) et *Kepler* (Borucki et al. 2010), le nombre d'étoiles variables pulsantes détectées a considérablement augmenté. S'en suit en toute logique une augmentation du nombre d'étoiles pulsantes potentiellement PMS. Récemment, plusieurs études observationnelles ont été lancées afin de détecter des étoiles γ Doradus PMS. Nous présentons ici les dernières avancées dans le domaine.

Les observations photométriques du jeune amas NGC 884 (χ Persei) effectuées par Saesen et al. (2010) ont révélé la présence de candidates γ Doradus qui, étant donné l'âge de cet amas (12.6 millions d'années [Myr] - Slesnick et al. 2002), pourraient être en PMS. Sans pour autant détailler la liste des étoiles candidates γ Dor et leurs caractéristiques, les auteurs donnent l'exemple d'une étoile de type spectral F montrant quatre fréquences distinctes entre 0.243 et 1.083 cycles par jour.

Des efforts importants ont également été fournis pour trouver des étoiles γ Dor PMS dans l'amas NGC 2264 (3 à 10 millions d'années - Sung et al. 2004; Sagar et al. 1986) grâce à la photométrie du satellite MOST (Zwintz et al. 2009). Cette étude révéla la présence de huit candidates γ Dor et deux candidates hybrides γ Dor/ δ Sct dans ce dernier (Zwintz, communication privée, mai 2011). Des résultats récents, s'appuyant sur l'observation de cet amas par le satellite CoRoT durant le programme d'observation *SRa1* (pour "*Short Run anticenter 1*") de 23.4 jours en mars 2008, ont confirmé la présence de deux γ Dor appartenant à l'amas (Zwintz, communication privée, octobre 2011). Ces deux étoiles ont une température effective légèrement en deçà de la frontière rouge théorique de la bande d'instabilité dérivée avec nos paramètres d'entrée, soit $T_{\text{eff}} = 6300 \pm 200$ K pour les deux, et leurs vitesses de rotation projetées ont été mesurées à $v \sin i = 42 \pm 2$ km.s⁻¹ et $v \sin i = 18 \pm 1$ km.s⁻¹. Elles présentent respectivement 11 et 7 fréquences, toutes inférieures à 1.5 c/j.

Ripepi et al. (2011) proposèrent une étude étendue de l'étoile CoRoT 102699796, observée par le satellite CoRoT dans le "champ exoplanètes" durant le programme d'observation (*run*) *LRa1*⁵. Leurs travaux vont de l'analyse en fréquence à la modélisation sur base d'une étude astérosismique adiabatique, en passant par la détermination de paramètres fondamentaux. Ils avancèrent la possibilité que cette étoile fasse partie de la classe Ae de Herbig et présente des pulsations hybrides γ Dor/ δ Sct. Cinq fréquences entre 3.32 et 6.80 c/j furent détectées. Cependant, il est surprenant que ces fréquences soient toutes supérieures à celles typiquement attendues dans des étoiles γ Dor (cf. section 3.1). Une analyse fréquentielle supplémentaire ainsi qu'une modélisation se basant sur des calculs d'oscillations non-adiabatiques seraient nécessaires à la discussion de son statut d'étoile pulsante hybride. En cas de confirmation, cette étoile serait la première étoile PMS sous métallique présentant de telles oscillations.

Enfin, le statut évolutif de l'étoile HR 8799, une variable γ Dor hôte de quatre objets

3. Microvariabilité & Oscillations STellaires

4. COnvection, ROTation et Transits planétaires

5. "*Long Run anticenter 1*" - 140 jours (du 15/10/2007 au 03/03/2008).

(planètes ou naines brunes - Marois et al. 2008, 2010), est toujours sujet à débat (Moya et al. 2010a; Moro-Martín et al. 2010b). Nous reviendrons en détail sur ce dernier cas dans le chapitre 7.

5.3 Structure interne des étoiles de masse intermédiaire en pré-séquence principale et en séquence principale

TABLE 5.1 – Paramètres stellaires des modèles PMS et MS étudiés dans ce chapitre. X_c/X_{c0} définit la fraction de masse centrale d’hydrogène par rapport à sa valeur initiale.

État évolutif	Modèles			
	PMS	MS	PMS	MS
Masse (en M_\odot)	1.8	1.8	2.1	1.9
T_{eff} (K)	6963	6963	6676	6662
$\log L/L_\odot$	1.10	1.09	1.26	1.26
$\log g$	3.92	3.92	3.75	3.71
R/R_\odot	2.44	2.42	3.20	3.22
age (Myr)	6.89	1182	4.49	1354
X_c/X_{c0} (%)	99.9	23.3	100	18.5

Par convention, la naissance d’une étoile issue de la contraction gravitationnelle d’un nuage interstellaire est définie par l’instant auquel l’équilibre hydrostatique est atteint. Lors de cette phase évolutive, l’étoile présente une température effective (T_{eff}) basse, un rayon (R) grand et, par conséquent, une luminosité (L) très élevée comparée aux phases évolutives à suivre (au moins jusqu’à la fin de la phase de combustion centrale de l’hydrogène en couches). Elle se situe alors dans le diagramme HR en haut de la phase évolutive appelée branche de Hayashi. Lors de cette phase purement convective, l’étoile subit une contraction gravifique à température presque constante, conduisant à une baisse considérable de sa luminosité à mesure que son rayon diminue, ce qui se traduit dans le diagramme HR par une évolution quasi-verticale le long de la branche de Hayashi. L’augmentation de la température consécutive à la contraction, particulièrement dans les couches centrales, y réduit l’opacité, et un cœur radiatif apparaît et grossit : l’étoile évolue le long de la pré-séquence principale avec une température effective croissante. Lorsque la température centrale est suffisamment élevée ($\sim 1.7 \cdot 10^7$ K), le cycle de réactions nucléaires CNO démarre⁶. Étant donné la grande sensibilité en température de la réaction nucléaire $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}(\beta^+ \nu)^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$ ($\propto T^{19}$), un cœur convectif naît, et sa masse évolue à mesure que l’étoile se dirige vers le début de la séquence principale défini par la mise à l’équilibre de toutes les réactions nucléaires du cycle CNO au sein de l’étoile. Pour les étoiles légèrement plus massives que le Soleil, ce cœur convectif demeure durant la séquence principale. Il est utile de rappeler que la phase de pré-séquence principale est

6. Les étoiles de masses inférieures à $\sim 1.2 M_\odot$ brûlent de l’hydrogène grâce aux réactions nucléaires de la chaîne $p - p$ pendant la première partie de la MS.

très rapide à l'échelle de l'évolution stellaire, d'autant plus si l'on considère cette phase uniquement avant la mise en route des réactions nucléaires. Comme présenté dans la figure 5.1, le degré d'évolution d'une étoile en pré-séquence principale traversant la bande d'instabilité des γ Dor dépend de sa masse. Alors qu'un cœur convectif existe déjà pour les étoiles de moindres masses, les plus massives présentent encore un cœur radiatif, sont homogènes et en contraction gravitationnelle lorsqu'elles traversent la bande d'instabilité.

D'un point de vue théorique, les propriétés des modes g d'ordres élevés sont déterminées par la stratification de la matière dans l'étoile, décrite par la fréquence de Brunt-Väisälä N définie en une couche de l'étoile par les équations (2.45) et (2.46) que nous rappelons ici ;

$$N^2 \simeq g \left(\frac{1}{\Gamma_1} \frac{d \ln p}{dr} - \frac{d \ln \rho}{dr} \right) \propto \left(\nabla_{\text{ad}} - \nabla_T + \frac{\varphi}{\delta} \nabla_\mu \right), \quad (5.1)$$

où g , ρ , p , r sont respectivement la gravité, la densité, la pression et le rayon de la couche considérée, Γ_1 le premier exposant adiabatique, ∇_{ad} et ∇_T respectivement les gradients de température adiabatique et réel, ∇_μ le gradient de poids moléculaire moyen, φ et δ les dérivées logarithmiques de la densité par rapport à μ et à la température.

En utilisant la théorie asymptotique au premier ordre (Tassoul 1980) telle qu'exposée dans la section 2.6, le lien entre la structure interne de l'étoile et le spectre de périodes des modes de gravité devient évident. Avec cette approximation, il est possible d'exprimer la période d'un mode g d'ordre radial élevé n et de degré ℓ se propageant dans une étoile possédant un cœur et une enveloppe radiatifs par

$$P_{n,\ell} \simeq \frac{\pi^2}{\sqrt{\ell(\ell+1)} \int_{r_0}^{r_1} \frac{N}{r} dr} (2n+1), \quad (5.2)$$

r_0 et r_1 étant les limites de la cavité de propagation des modes g définie par $\omega^2 \ll N^2, L_\ell^2$, ω la fréquence du mode considéré et L_ℓ la fréquence de Lamb pour les modes de degré ℓ . L'équation (5.2) met en évidence le rôle joué par les régions centrales dans la détermination des propriétés oscillatoires des γ Dor au travers de N . Il est ainsi probable que les différences entre les structures stellaires en PMS et en MS engendrent des différences notables entre les propriétés sismiques d'étoiles dans ces états évolutifs.

La figure 5.2 présente les tracés évolutifs de modèles théoriques de 1.8 (panneau gauche), 1.9 et 2.1 M_\odot (panneau droit). Les trajets évolutifs d'une étoile de 1.8 M_\odot en pré-séquence principale et en séquence principale se croisent en différents points du diagramme HR, et particulièrement à l'intérieur de la bande d'instabilité des γ Dor. La comparaison de deux modèles passant en un même point du diagramme HR permet de s'affranchir des effets dus à des températures effectives et rayons différents sur la structure stellaire. Les propriétés physiques de ces deux modèles de 1.8 M_\odot sont reprises dans le tableau 5.1 et leurs profils de N sont donnés dans la figure 5.3 (panneau gauche). Par leur densité moyenne et leur température effective identiques, les fréquences de Brunt-Väisälä des deux modèles présentent un comportement similaire dans les couches externes, et les bases de leurs zones convectives externes sont situées à la même profondeur. Les deux profils montrent également une augmentation de N dans les régions plus centrales, liée à la distribution de densité. Les régions centrales du modèle PMS sont suffisamment chaudes pour amorcer la réaction $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}(\beta^+ \nu)^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$, permettant ainsi l'apparition d'un petit cœur convectif. En plus d'un cœur convectif bien plus grand, le modèle MS présente

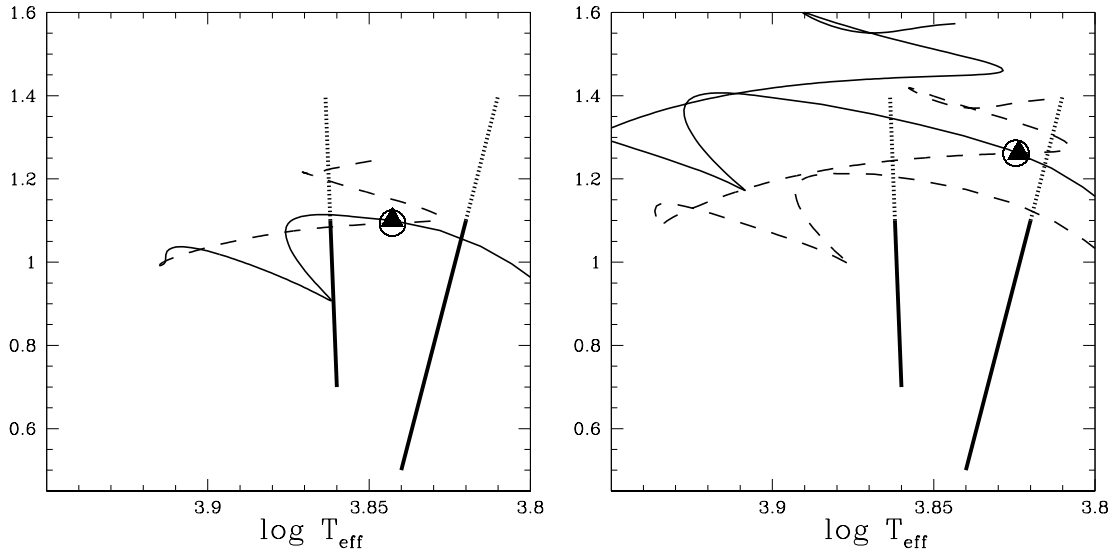


FIGURE 5.2 – Trajets évolutifs de différents modèles théoriques croisant la bande d’instabilité observationnelle des γ Dor (Handler & Shobbrook 2002). Panneau gauche : trajet évolutif de $1.8 M_{\odot}$ pour lequel les phases d’évolution PMS (ligne continue) et MS (ligne pointillée) se croisent à l’intérieur de la bande d’instabilité (cercle : modèle PMS, triangle : modèle MS). Panneau droit : trajets évolutifs de 1.9 (ligne pointillée) et $2.1 M_{\odot}$ (ligne continue) présentant des modèles PMS de $2.1 M_{\odot}$ (cercle) et en fin de MS de $1.9 M_{\odot}$ (triangle) se situant en un même point du diagramme HR.

une variation importante de N à la limite de ce dernier. Cette variation abrupte est due au gradient de poids moléculaire moyen apparaissant dans les couches à la frontière du cœur convectif qui recède suite à la réduction d’opacité accompagnant la transformation d’hydrogène en hélium. Étant donné le faible ∇_{μ} dans le modèle PMS, et ce malgré le démarrage des réactions nucléaires, le profil de N à la limite du cœur convectif est lisse et sans aucune variation brusque.

Comme mentionné précédemment, les modèles PMS plus massifs traversant la bande d’instabilité des γ Dor sont moins évolués que ceux de plus faibles masses. Dès lors, il est nécessaire de considérer des modèles MS avec de l’*overshooting* à la limite du cœur convectif (cf. section 3.2.1) afin que ceux-ci aient des températures effectives suffisamment basses et des luminosités suffisamment élevées pour croiser les modèles PMS plus massifs. L’intersection entre les séquences évolutives de 1.9 et $2.1 M_{\odot}$ dans la bande d’instabilité des γ Dor a lieu alors que d’une part le modèle PMS de $2.1 M_{\odot}$ présente encore une structure totalement radiative et quasi-homogène en deçà de l’enveloppe convective, et d’autre part le modèle MS de $1.9 M_{\odot}$ est en fin de MS (cf. figure 5.3, panneau droit, et tableau 5.1 pour les propriétés physiques de ces modèles). Le modèle MS présente un ∇_{μ} plus important que celui décrit dans le paragraphe précédent. De plus, bien que les rayons de ces deux modèles soient comparables, leurs gravités sont différentes. Par conséquent, leurs profils de densité dans les régions externes, ainsi que la profondeur de la base de leurs zones convectives, sont différents.

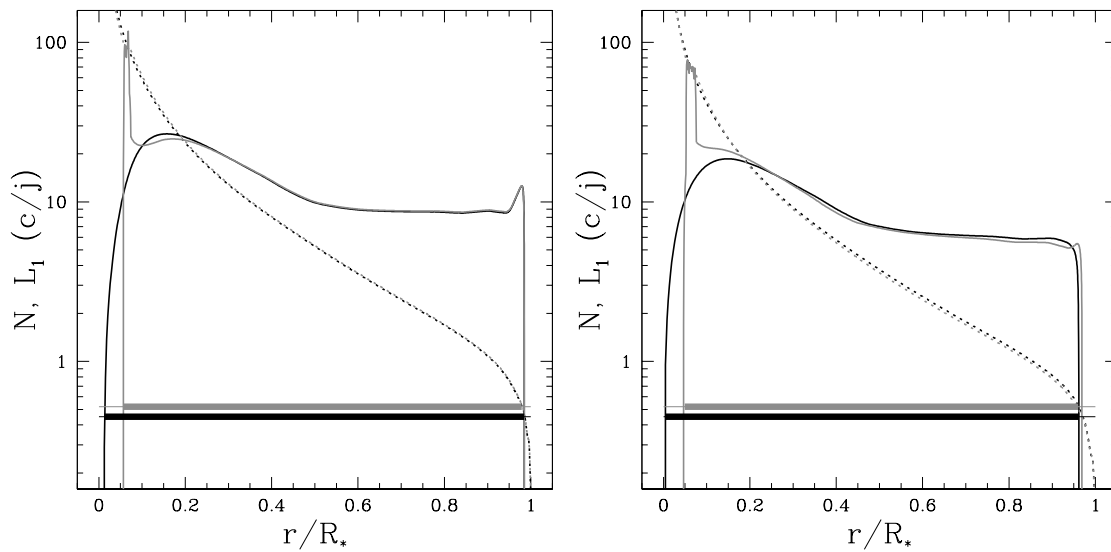


FIGURE 5.3 – Diagramme de propagation des modèles présentés dans la figure 5.2. Fréquences de Brunt-Väisälä (lignes continues) et de Lamb pour les modes $\ell = 1$ (lignes pointillées) pour des modèles en PMS (lignes noires) et MS (lignes grises) de même masse (panneau gauche) ou de masses différentes (panneau droit). La ligne horizontale épaisse représente la région de propagation pour des modes g ayant des fréquences typiques pour des étoiles γ Dor.

5.4 Comparaison des propriétés adiabatiques des spectres de pulsations de modèles stellaires en pré-séquence principale et en séquence principale

Les fortes différences de structure interne des étoiles en PMS et en MS dans la région du diagramme HR des étoiles de type γ Doradus peuvent être liées à des quantités astérosismiques issues d'un calcul d'oscillations stellaires adiabatiques, telles que l'espacement entre des périodes d'oscillations de modes consécutifs, appelé "*period-spacing*".

5.4.1 Évolution du *period-spacing* sous l'approximation asymptotique au premier ordre

Dans un premier temps, rappelons l'expression asymptotique du *period-spacing* $\langle \Delta P \rangle$ entre deux modes g d'ordres radiaux consécutifs et de même degré ℓ dérivée dans la section 2.6.2 :

$$\langle \Delta P_n \rangle \equiv P_{n+1} - P_n \simeq \frac{2\pi^2}{\sqrt{\ell(\ell+1)} \int_{r_0}^{r_1} \frac{N}{r} dr}, \quad (5.3)$$

où r_0 et r_1 sont les limites de la région de propagation des modes g . Cette approximation prédit une valeur constante du *period-spacing*, indépendante de l'ordre radial considéré, pour des modes d'un degré donné.

La figure 5.4 (panneau (c)) montre l'évolution du *period-spacing* asymptotique, calculé à l'aide de l'équation (5.3), pour une étoile de $1.8 M_\odot$ de la PMS à la fin de la séquence principale (figure 5.4 - panneau (a)). La variation du *period-spacing* au cours de l'évolu-

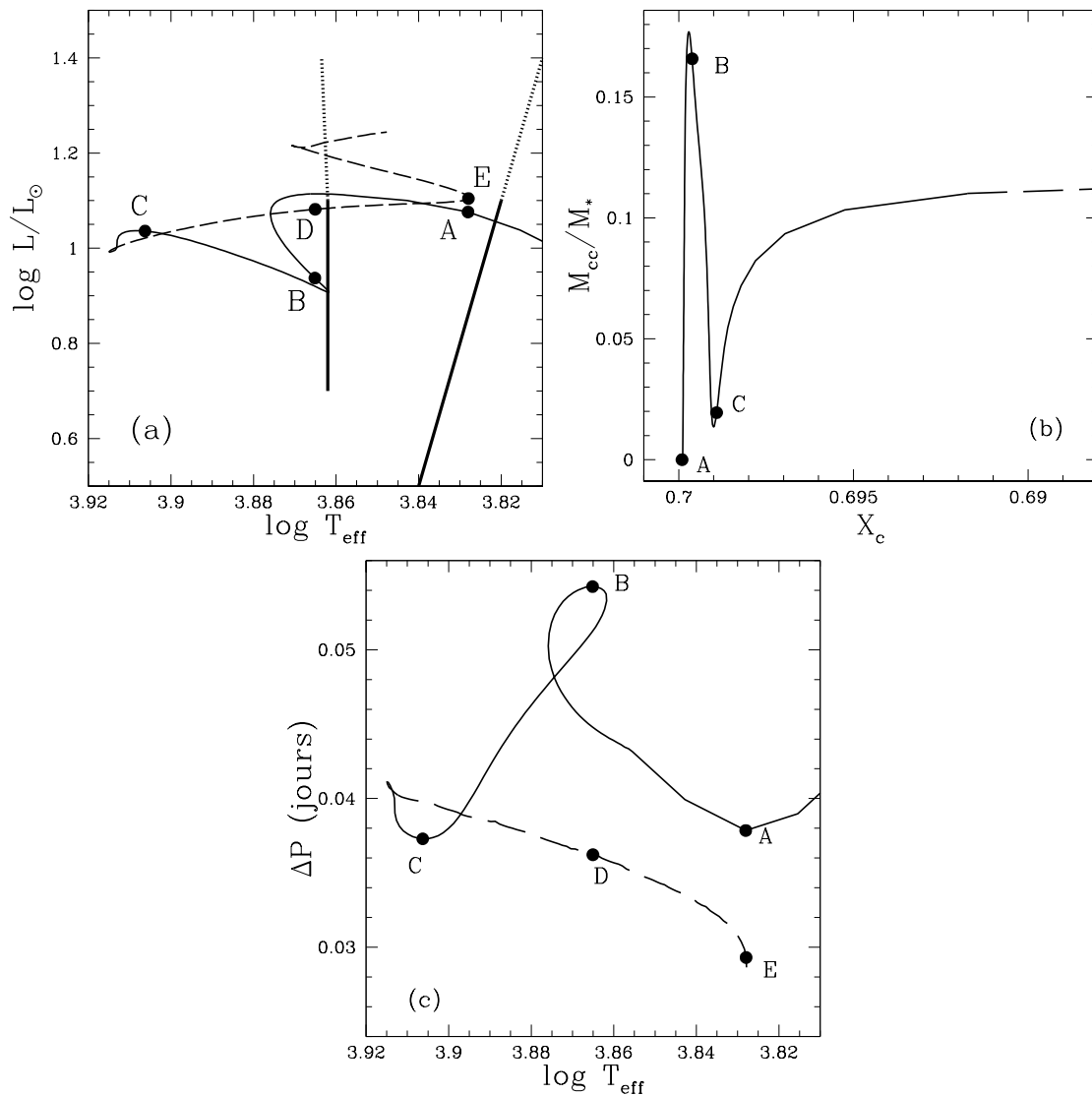


FIGURE 5.4 – Panneau (a) : Évolution d’une étoile de $1.8 M_{\odot}$ dans le diagramme HR (phase PMS en ligne pleine noire et phase MS en ligne pointillée grise) croisant la bande d’instabilité γ Dor (traits noirs épais, Handler & Shobbrook 2002). Panneau (b) : Variation de la masse du cœur convectif de ce modèle stellaire de la phase PMS au début de la phase MS ($X_c = 0.688$). Panneau (c) : Évolution du *period-spacing* asymptotique des modes $\ell = 1$ en fonction de la température effective de l’étoile depuis la phase PMS jusqu’à la fin de la séquence principale (point E).

tion de l’étoile est très fortement liée à l’évolution de la masse du cœur convectif, qui varie considérablement durant la phase de pré-séquence principale (figure 5.4 - panneau (b)). La plus grande différence entre les *period-spacings* de deux modèles ayant la même T_{eff} , l’un en PMS l’autre en MS, est d’environ 0.02 jours et correspond au modèle PMS ayant le cœur convectif le plus important (figure 5.4, points B et D).

Le rapport de la fréquence de Brunt-Väisälä sur le rayon normalisé de l’étoile (N/x) est présenté figure 5.5 pour les modèles A à E. La limite de la cavité de propagation des modes g d’ordres élevés tels qu’observés dans les γ Dor coïncide avec les limites de la région radiative se situant entre le cœur et l’enveloppe convectifs. Ainsi, la contribution du rapport N/x à la valeur de $\langle \Delta P \rangle$ provient de la zone radiative de l’étoile. En comparaison

des autres modèles, le modèle B montre un cœur convectif plus étendu, d'où une plus petite valeur de $\int \frac{N}{x} dx$, et un *period-spacing* moyen plus grand. Bien que les structures des modèles A, C et D soient très différentes, l'intégration du profil de N sur l'ensemble de la région radiative donne finalement des valeurs de *period-spacing* très similaires pour ces trois modèles. Dans le modèle D, la forte contribution à l'intégrale de N de la région possédant un ∇_{μ} important équilibre la contribution des régions plus centrales du modèle A, qui présente un cœur convectif plus petit, mais aucune augmentation brusque de N à la limite de celui-ci. Enfin, la valeur importante de N/x dans la région de fort ∇_{μ} du modèle D est contrebalancée par sa plus faible valeur dans les couches plus externes comparée à celle du modèle C.

La figure 5.6 présente l'évolution des *period-spacings* pour des séquences évolutives de 1.5 à $2.3 M_{\odot}$. En généralisant ainsi l'analyse précédente, nous observons que les valeurs de *period-spacing* des modèles PMS sont globalement plus élevées que celles des modèles en MS. Cependant, ces deux valeurs s'approchent à mesure que l'on se dirige vers la fin de la PMS (et la jonction avec la MS), $\langle \Delta P \rangle$ étant, sur la fin de la PMS, inférieur ou égal aux valeurs en MS à température effective donnée. Ainsi, la valeur moyenne du *period-spacing* calculée sur base de l'approximation asymptotique, bien qu'étant très différente entre un modèle PMS peu évolué et un modèle en MS, ne permet pas, à elle seule, de distinguer un modèle de pré-séquence principale d'un modèle en séquence principale.

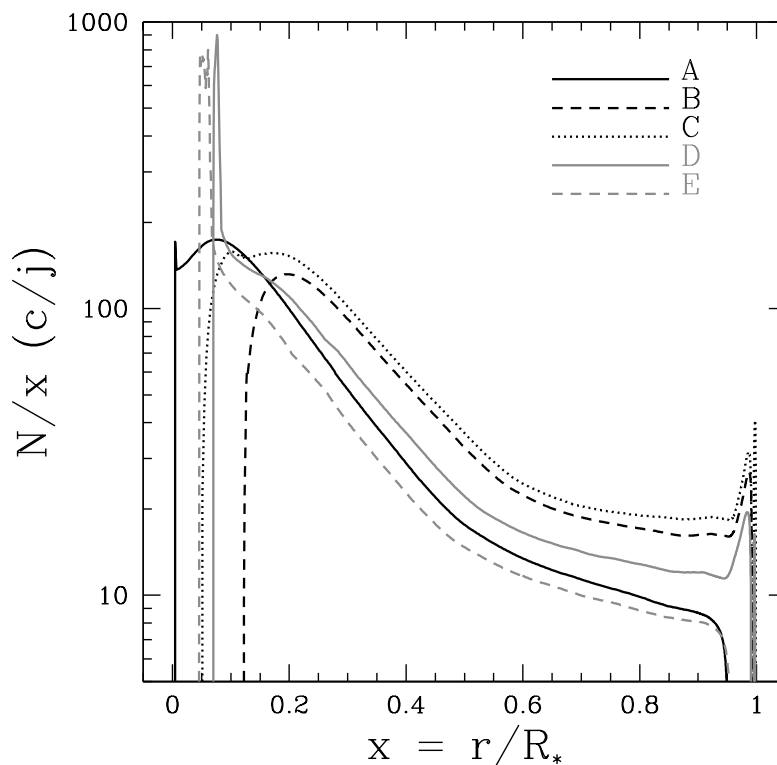


FIGURE 5.5 – Rapport $\frac{N}{x}$ en fonction du rayon normalisé pour les modèles A, B, C (respectivement en traits noirs plein, pointillés longs et pointillés courts), D et E (respectivement en traits gris plein et pointillés longs).

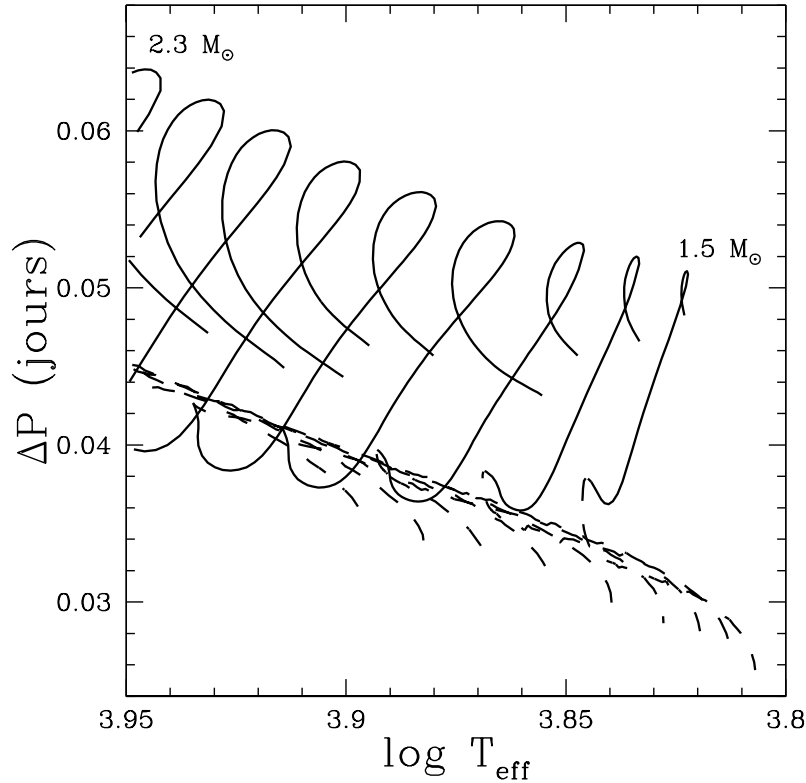


FIGURE 5.6 – Évolution du *period-spacing* pour les modes $\ell = 1$ en fonction de la température effective pour tous les modèles des séquences évolutives PMS (lignes pleines) et MS (lignes pointillées) entre 1.5 et 2.3 M_{\odot} dans la gamme de T_{eff} de la bande d’instabilité γ Dor.

5.4.2 La structure du *period-spacing* comme signature de l’état évolutif d’une étoile

Sur base des travaux effectués par Berthomieu et al. (1984) et Brassard et al. (1992) sur les propriétés des modes de gravité dans les naines blanches, Miglio et al. (2008) ont investigué les propriétés théoriques des modes g d’ordres radiaux élevés dans les étoiles de séquence principale et ont montré que la variation importante du profil de N à la limite du cœur convectif laisse une signature astérosismique qui se caractérise par l’oscillation du *period-spacing* autour de sa valeur asymptotique. Ils définissent δP_n comme la différence entre les périodes de pulsations d’une étoile caractérisée par une variation forte de N due au ∇_{μ} et les périodes d’oscillations d’un modèle fictif présentant une même valeur de $\int_{r_0}^{r_1} \frac{N}{r} dr$ que l’étoile considérée mais ayant un profil de N lisse, tel que celui d’une étoile PMS. Sur base de l’approximation asymptotique (cf. section 2.5), la fonction δP_n pour un profil de N modélisé par une fonction escalier peut être exprimée comme

$$\delta P_n \propto \frac{\Pi_0}{L} \frac{1 - \zeta^2}{\zeta^2} \cos\left(2\pi \frac{\Pi_0}{\Pi_{\mu}} n + \Phi\right), \quad (5.4)$$

où $L = \sqrt{\ell(\ell + 1)}$, Φ est la constante de phase, $\zeta = \left(\frac{N_+}{N_-}\right)$, N_+ et N_- étant respectivement les valeurs de la fréquence de Brunt-Väisälä aux bords extérieurs et intérieurs de la région

de fort $\nabla\mu$. Le rayon d'Archimède (*buoyancy radius*) à la profondeur x est défini comme

$$\Pi_x^{-1} = \int_{x_0}^x \frac{N}{x} dx. \quad (5.5)$$

Le rayon d'Archimède total s'exprime comme

$$\Pi_0^{-1} = \int_{x_0}^{x_1} \frac{N}{x} dx, \quad (5.6)$$

et le rayon d'Archimède à la profondeur de la forte variation de N s'écrit

$$\Pi_\mu^{-1} = \int_{x_0}^{x_\mu} \frac{N}{x} dx, \quad (5.7)$$

x_1 étant le rayon normalisé à la limite extérieure de la cavité de propagation des modes g , et x_0 et x_μ les rayons normalisés, respectivement, aux limites du cœur convectif et de la région de fort $\nabla\mu$.

L'équation (5.4) décrit la signature apposée par l'augmentation abrupte de N au bord du cœur convectif sur la variation du *period-spacing* comme une composante sinusoïdale d'amplitude dépendant de $\nabla\mu$. La périodicité de cette composante en terme d'ordre radial est exprimée comme

$$\Delta n \sim \frac{\Pi_\mu}{\Pi_0}. \quad (5.8)$$

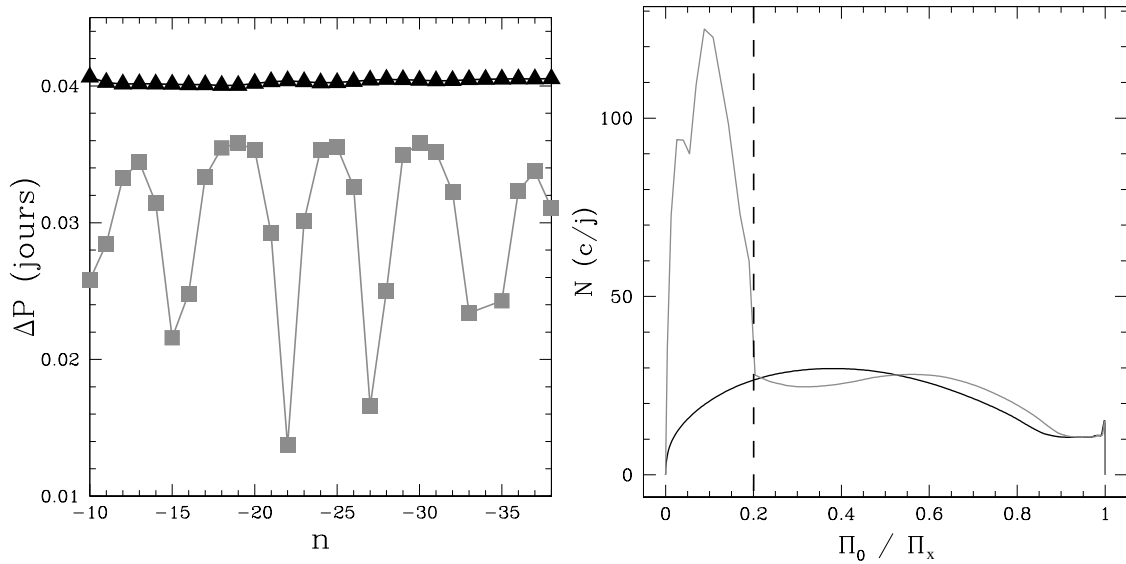


FIGURE 5.7 – Panneau gauche : structure du *period-spacing* pour les modes $\ell = 1$ en fonction de l'ordre radial n des modes pour les modèles PMS (triangles noirs) et MS (carrés gris) ayant une masse identique ($M = 1.8 M_\odot$). Panneau droit : fréquence de Brunt-Väisälä en fonction de Π_0/Π_x pour ces modèles PMS (noir) et MS (gris) de $1.8 M_\odot$. La ligne verticale pointillée indique la localisation de $\frac{\Pi_0}{\Pi_\mu}$ dans le modèle MS.

Cette divergence de la valeur de ΔP par rapport à sa valeur asymptotique est visible dans la figure 5.7 (panneau gauche), qui montre le *period-spacing* pour les modes $\ell = 1$

des modèles PMS et MS de $1.8 M_{\odot}$ décrits dans la section 5.3. Les profils de N tracés en fonction du rayon d'Archimède normalisé pour ces deux modèles sont présentés dans la figure 5.7 (panneau droit). Dans le cas du modèle PMS, le ∇_{μ} n'est pas significatif, et aucune variation brutale de N n'apparaît dans la région radiative. Ainsi le ΔP du modèle PMS est constant. La structure du *period-spacing* du modèle en MS, elle, présente une oscillation telle que prédite par la théorie développée ci-dessus. La périodicité de cette oscillation est en moyenne de 5 ordres radiaux, ce qui correspond à l'inverse du rayon d'Archimède normalisé à la profondeur de la forte variation de N ($\Pi_0/\Pi_{\mu} = 1/5 = 0.2$, figure 5.7 - panneau droit, la ligne pointillée verticale). Nous retrouvons ainsi le lien direct entre la périodicité du *period-spacing* et la structure des couches proches du cœur convectif tel qu'expliqué par Miglio et al. (2008). Cette oscillation n'est pas sinusoïdale, comme prédit par l'équation (5.4) car les approximations utilisées pour dériver cette expression sont uniquement valables dans le cas particulier de petites variations du profil de N comparativement au modèle lisse.

5.5 Analyse non-adiabatique des propriétés sismiques d'étoiles en pré-séquence principale

Nous présentons dans cette section les résultats de notre étude sur les oscillations non-adiabatiques pour laquelle nous avons calculé les modes g de degré $\ell = 1$ et $\ell = 2$ sur l'ensemble des modèles stellaires MS et PMS de notre grille de référence ainsi que sur l'ensemble des modèles MS de la grille avec *overshooting*, toutes deux présentées dans la section 4.2.

Les bandes d'instabilité théoriques obtenues pour les modèles en MS et PMS possédant au minimum un mode g instable dans la région du diagramme HR des γ Dor sont détaillées dans la figure 5.8. Des modèles PMS présentant des modes g d'ordres radiaux élevés instables existent et recouvrent la même gamme de température effective que la bande d'instabilité des modèles de type γ Dor en séquence principale. L'unique différence entre les deux bandes d'instabilité réside dans le fait que celle des modèles PMS est étendue vers les plus grandes luminosités. Ce biais vient du fait qu'avec la gamme de paramètres physiques de ces grilles, aucun tracé évolutif en séquence principale n'atteint cette région supérieure du diagramme HR où il existe des modèles PMS massifs et peu évolués.

La figure 5.9 montre la gamme de périodes des modes instables en fonction de la température effective pour tous les modèles MS et PMS ayant des modes g excités. Les domaines d'instabilité MS et PMS sont similaires dans toute la gamme de températures effectives, excepté du côté du bord rouge où seuls des modèles PMS jeunes et massifs montrent des modes excités jusqu'à des périodes $P_n \approx 6$ jours. Afin de comprendre ce résultat, il est nécessaire d'étudier le comportement de deux grandeurs non-adiabatiques.

- L'intégrale de travail (W), définie dans la section 2.7.3, que nous utilisons sous sa forme adimensionnelle (équation (2.84)).

Rappelons que l'intégrand de la relation (2.84) donne la contribution d'une région de l'étoile à l'excitation ou à l'amortissement de ce mode. Ainsi, les régions dans lesquelles W augmente ($dW/dm > 0$) contribuent à rendre le mode instable alors que celles dans lesquelles W diminue ($dW/dm < 0$) contribuent à son amortissement.

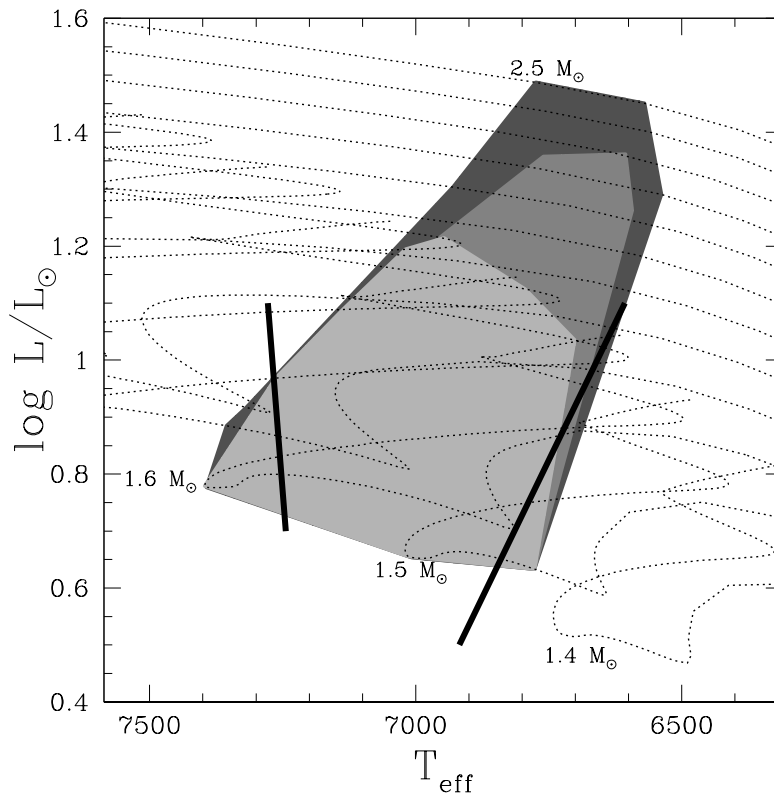


FIGURE 5.8 – Bandes d’instabilité théoriques pour les modèles MS (gris clair), MS avec *overshooting* (gris) et PMS (gris foncé) présentant au minimum un mode g instable, comparées à la bande d’instabilité observationnelle des γ Dor (traits épais, Handler & Shobbrook 2002). Les lignes fines pointillées représentent les séquences évolutives pour des masses situées entre 1.4 et 2.5 M_{\odot} de composition chimique $X = 0.70$, $Z = 0.02$.

Finalement, le mode est globalement instable si $W > 0$ à la surface du modèle stellaire.

- La fonction propre $\delta p/p$ qui est liée aux amplitudes des oscillations. Seules les régions dans lesquelles la valeur de $\delta p/p$ est suffisante jouent un rôle significatif pour l’excitation ou l’amortissement d’un mode.

Avant d’aborder le cœur de l’étude non adiabatique, il est utile et important de rappeler succinctement les processus de stabilité des modes g dans les étoiles γ Doradus. L’excitation des oscillations de type γ Doradus est due à la modulation du flux radiatif à la base de la zone convective. De même, rappelons que pour qu’un mode soit globalement instable, le procédé d’excitation à la base de la zone convective doit être plus efficace que l’amortissement radiatif qui a lieu, quant à lui, dans la région de propagation des modes g (cf. section 3.4 pour plus de détail sur la stabilité des modes de type γ Doradus).

Sur les bases de la théorie asymptotique, Van Hoolst et al. (1998), Dziembowski et al. (2001), et Godart et al. (2009) ont proposé une expression simple de l’amortissement radiatif η , proportionnel à

$$\eta \propto \int_{r_0}^{r_1} \frac{\nabla_{\text{ad}} - \nabla_T}{\nabla_T} \frac{\nabla_{\text{ad}} N g L}{Pr^5} dr. \quad (5.9)$$

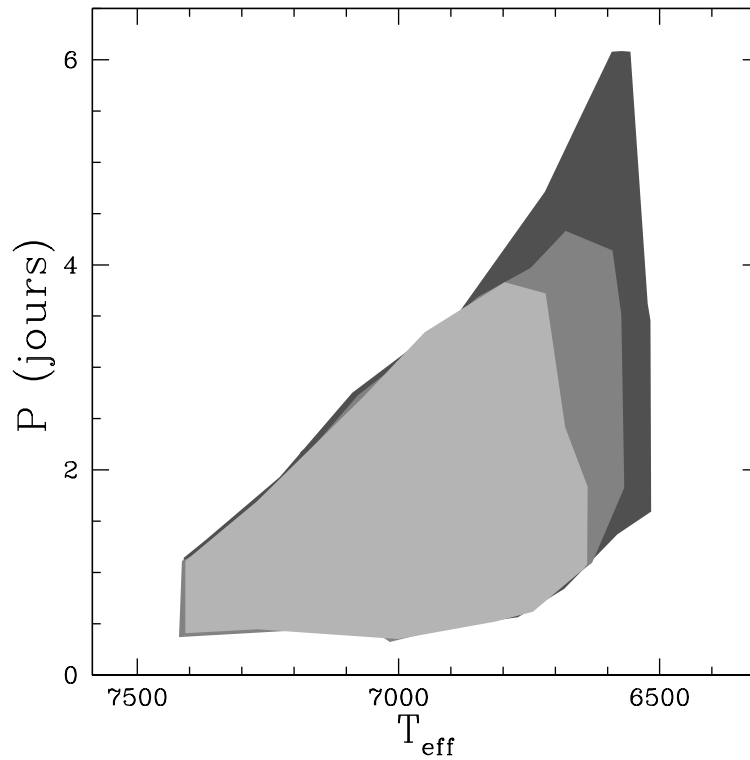


FIGURE 5.9 – Gamme de périodes pour les modes instables de degré $\ell = 1$ pour tous les modèles PMS (gris foncé), MS (gris clair) et MS avec *overshooting* (gris) en fonction de leurs températures effectives.

Il est possible de réécrire cette expression sous une forme adimensionnelle telle que

$$\eta \propto \frac{R^6}{(GM)^2} \int_{r_0}^{r_1} \frac{\nabla_{\text{ad}} - \nabla_T}{\nabla_T} \frac{\nabla_{\text{ad}} N g L}{P r^5} dr = \int_{x_0}^{x_1} I(x) dx. \quad (5.10)$$

Étant donné les facteurs $1/r^5$ et N de l'équation ci-dessus, l'amortissement radiatif dépend fortement de la stratification de la matière dans les régions centrales de l'étoile.

TABLE 5.2 – Modèle, degré, ordre radial, fréquence et fréquence adimensionnelle des modes comparés dans la section 5.5.1.

Modèle	ℓ	n	fréquence (cycles/jour)	fréquence adimensionnelle
PMS $1.8 M_{\odot}$	1	-43	0.566	0.188
MS $1.8 M_{\odot}$	1	-51	0.576	0.188
PMS $2.1 M_{\odot}$	1	-31	0.662	0.307
MS $1.9 M_{\odot}$	1	-43	0.637	0.307
PMS $2.1 M_{\odot}$	1	-32	0.637	0.298
MS $1.9 M_{\odot}$ ($\alpha = 2.07$)	1	-45	0.614	0.299

5.5.1 Comparaison des propriétés non-adiabatiques des modèles γ Doradus en PMS et en MS

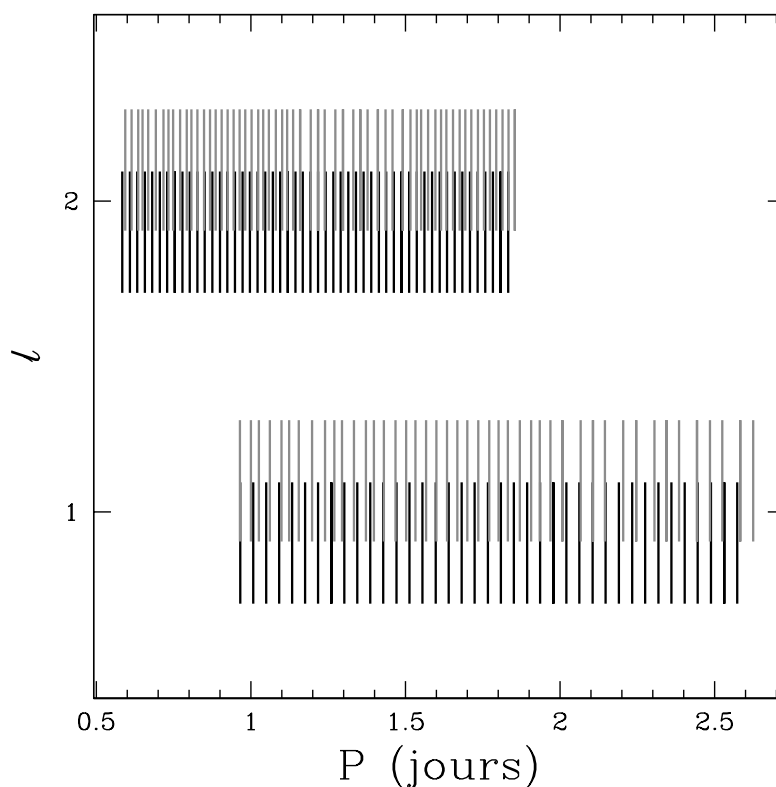


FIGURE 5.10 – Gamme de périodes des modes instables de degré $\ell = 1$ et $\ell = 2$ pour les modèles PMS (noir) et MS (gris) de $1,8 M_{\odot}$.

Les gammes de périodes des modes instables de degrés $\ell = 1$ et $\ell = 2$ des modèles PMS et MS de $1,8 M_{\odot}$, dont les propriétés sont définies dans le tableau 5.1, sont présentées dans la figure 5.10. Ces deux modèles, en milieu de bande d'instabilité, présentent un domaine d'instabilité similaire. Afin de comprendre cette similarité, nous comparons en figure 5.11 les intégrales de travail et les fonctions propres de deux modes instables ayant la même fréquence adimensionnelle de pulsation (cf. tableau 5.2). Dans les deux modèles, la base de l'enveloppe convective correspond à la région excitatrice principale (région de transition) à partir de laquelle on note une augmentation rapide de W . Les bases des zones convectives des deux modèles se situant à la même température, le comportement de leurs fonctions non-adiabatiques est semblable dans les régions externes. Les seules différences entre les fonctions propres des modes PMS et MS sont perçues dans les couches internes des modèles et sont dues à leurs structures centrales différentes. Quoiqu'il en soit, pour un mode comme pour l'autre, l'amplitude de $\delta p/p$ dans les régions centrales est trop petite pour que ces couches jouent un rôle significatif sur la valeur en surface des fonctions propres, et les différences entre les deux structures stellaires n'ont pas d'impact sur l'excitation des modes.

La figure 5.12 illustre bien cette observation en montrant la variation du terme $I(x)$ de l'équation (5.10) pour les modèles considérés jusqu'ici. Dans ce cas de figure, $I(x)$, équivalent à l'amortissement radiatif, se comporte de la même manière dans les deux modèles,

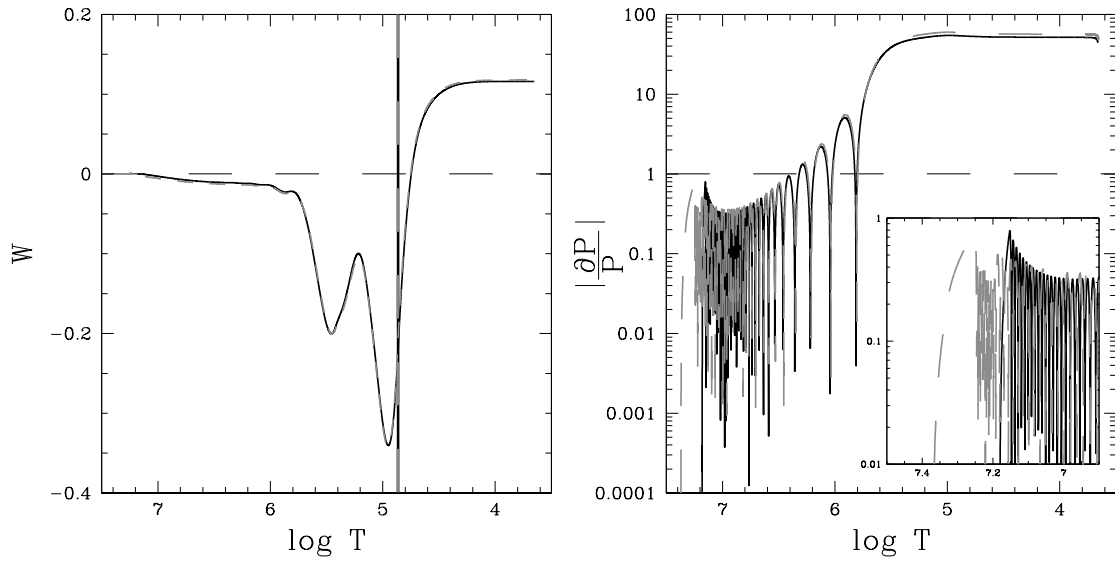


FIGURE 5.11 – Intégrale de travail (panneau gauche) et fonctions propres (panneau droit) des modes présentant la même fréquence adimensionnelle et issus des modèles PMS (noir) et MS (gris) de $1.8 M_{\odot}$. Les lignes verticales symbolisent les bases des zones convectives.

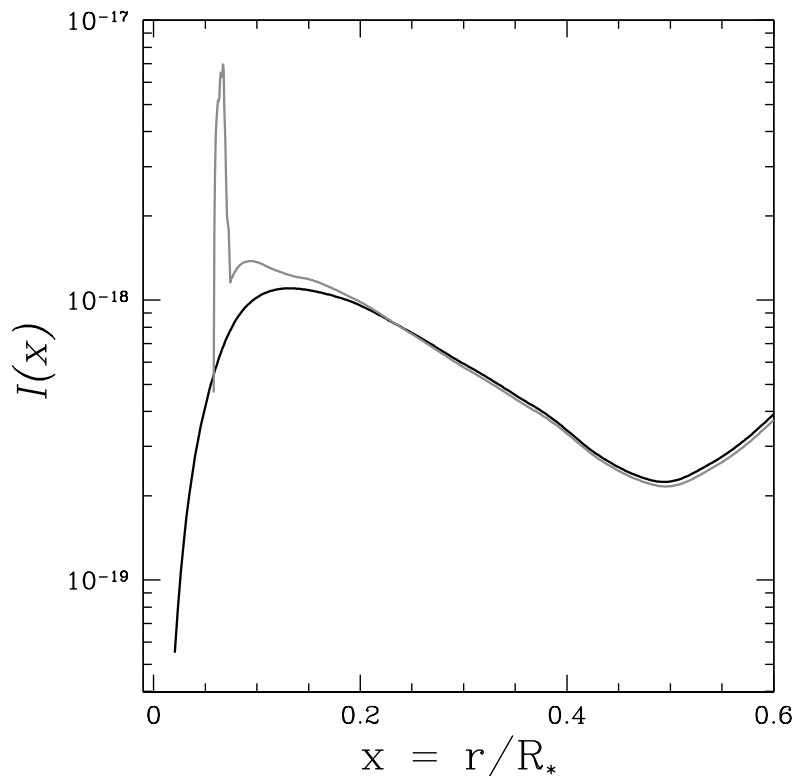


FIGURE 5.12 – $I(x)$ ($\propto \eta$) en fonction du rayon normalisé pour les modèles PMS (ligne noire) et MS (ligne grise) de $1.8 M_{\odot}$.

excepté dans les régions très centrales. Cependant, la quantité à comparer afin de mesurer la force de l'amortissement radiatif est l'intégrale de $I(x)$ sur l'ensemble de la zone radiative, c'est à dire l'aire sous chacune des deux courbes. Celles-ci étant équivalentes, les

valeurs très proches du η dans ces deux modèles expliquent la similarité de leurs domaines de périodes d'oscillations.

Dans un second temps, nous avons porté notre intérêt sur le comportement non-adiabatique des oscillations dans les modèles de masses différentes situés en un même point du diagramme HR décrits dans la section 5.3. Ces modèles, de masses $2.1 M_{\odot}$ pour celui en PMS et $1.9 M_{\odot}$ pour celui en MS, se situent vers le bord rouge de la bande d'instabilité des γ Dor, où les gammes de périodes des modes g diffèrent d'un état évolutif à l'autre (cf. figure 5.9). La figure 5.13 montre les gammes de périodes des modes $\ell = 1$ et $\ell = 2$ excités dans ces deux modèles. Bien que le nombre de modes instables soit sensiblement le même dans les deux cas, le domaine de périodes correspondant est plus petit pour le modèle en MS que pour celui en PMS. En effet, différents profils de N produisent différentes gammes de périodes et différentes valeurs de *period-spacing* (cf. équations (5.2) et (5.3)). Ces différences de structure interne entraînent une plus grande densité de modes et une plus petite gamme de périodes dans le modèle MS, comparativement au modèle PMS ayant la même position dans le diagramme HR.

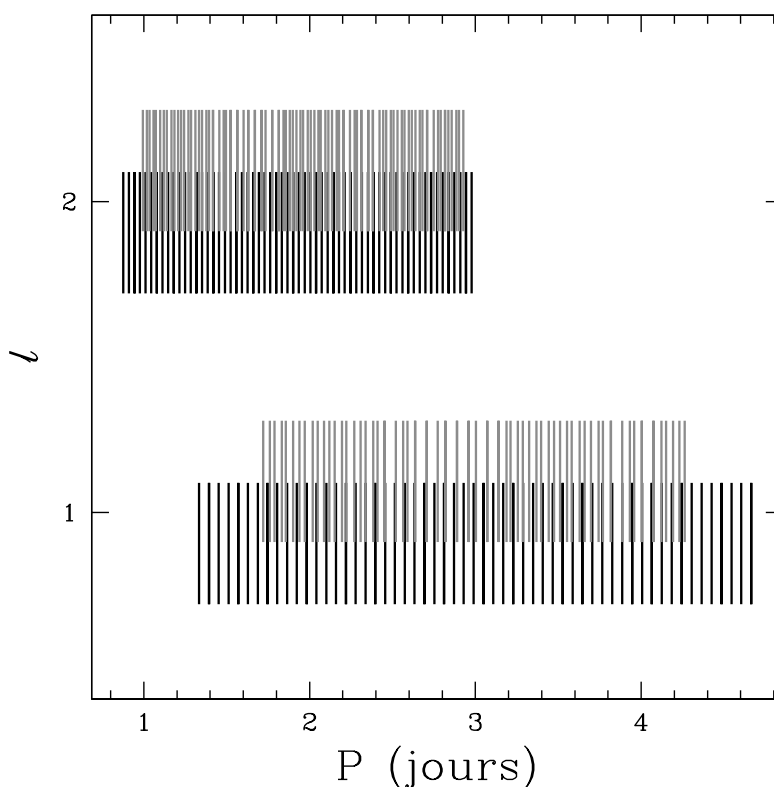


FIGURE 5.13 – Même figure que la figure 5.10 pour les modèles PMS de $2,1 M_{\odot}$ (noir) et MS de $1,9 M_{\odot}$ (gris).

Comme les modèles de $1.8 M_{\odot}$, il est intéressant de comparer dans la figure 5.14 les intégrales de travail et les fonctions propres de deux modes ayant la même fréquence adimensionnelle. Ici toutefois, le mode considéré dans le modèle MS est stable alors que celui du modèle PMS est instable. Nous observons deux différences majeures entre ces deux modes :

- étant donné les différentes températures des bases des zones convectives, ma région de transition pour ces modes n'est pas la même, et les périodes $\cdot L$

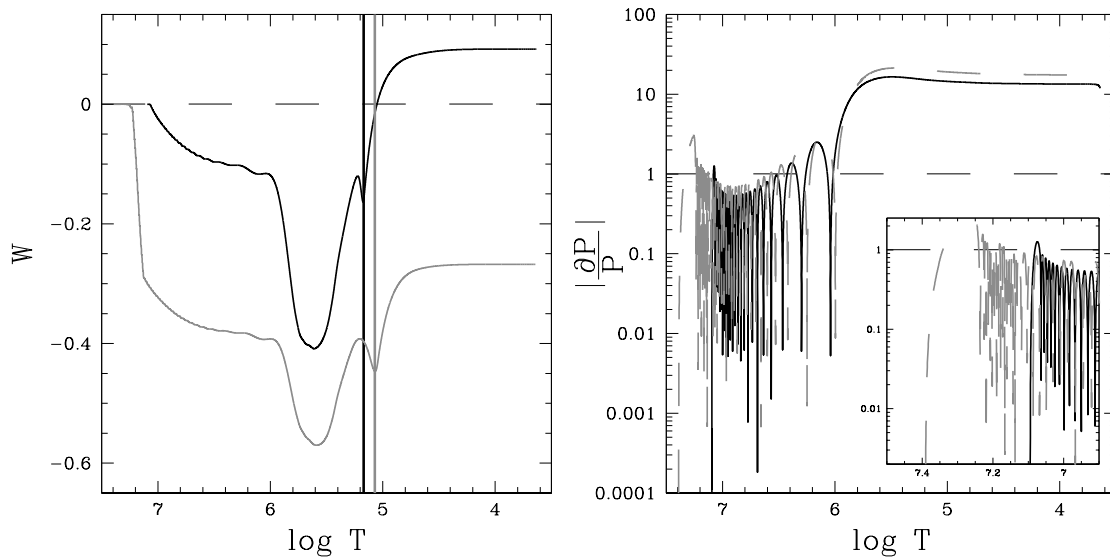


FIGURE 5.14 – Même figure que la figure 5.11 pour les modèles PMS de $2,1 M_{\odot}$ (noir) et MS de $1,9 M_{\odot}$ (gris).

- un amortissement radiatif significatif intervient dans les couches profondes du modèle en MS, conséquence de l’oscillation très rapide de la fonction propre dans la région la plus chaude de la cavité des modes g .

En vue d’analyser l’importance de chacun de ces deux facteurs sur la stabilité du mode issu du modèle en MS, il est nécessaire d’augmenter le paramètre de longueur de mélange α de 2.00 à 2.07 afin de déplacer la base de la zone convective vers l’intérieur de l’étoile. Ainsi, le modèle MS de $1.9 M_{\odot}$ garde la même température effective que le modèle PMS plus massif, et possède également la même température à la base de la zone convective. La figure 5.15 présente une fois encore la gamme de périodes des modes instables dans ces deux modèles. Le domaine d’instabilité du modèle MS est toujours plus petit que celui en PMS. En effet, l’amortissement radiatif est toujours aussi efficace, comme nous pouvons l’observer dans la figure 5.16. Les profils d’amortissement radiatif au sein des modèles sont présentés en figure 5.17 par le biais de l’intégrant de l’équation (5.10) $I(x)$. L’aire sous la courbe du modèle en MS est clairement plus grande que celle du modèle PMS, et ce particulièrement dans les régions centrales où le modèle MS est caractérisé par un ∇_{μ} important. En effet, l’importante variation du profil de la fréquence de Brunt-Väisälä génère des oscillations de courte périodicité de la fonction propre dans ces régions, favorisant un amortissement radiatif plus efficace (Dupret et al. 2005a).

5.6 Conclusions et perspectives

Ce chapitre décrit les résultats de notre étude théorique sur les propriétés sismiques des modèles en pré-séquence principale dans la région d’instabilité des étoiles γ Doradus ainsi que la comparaison de ces propriétés avec celles des modèles en séquence principale. Nous avons tout particulièrement analysé la manière dont les variations de structures internes entre ces deux phases évolutives influencent leurs grandeurs sismiques adiabatiques et non-adiabatiques. Notre intérêt a également été porté sur la possibilité de différencier

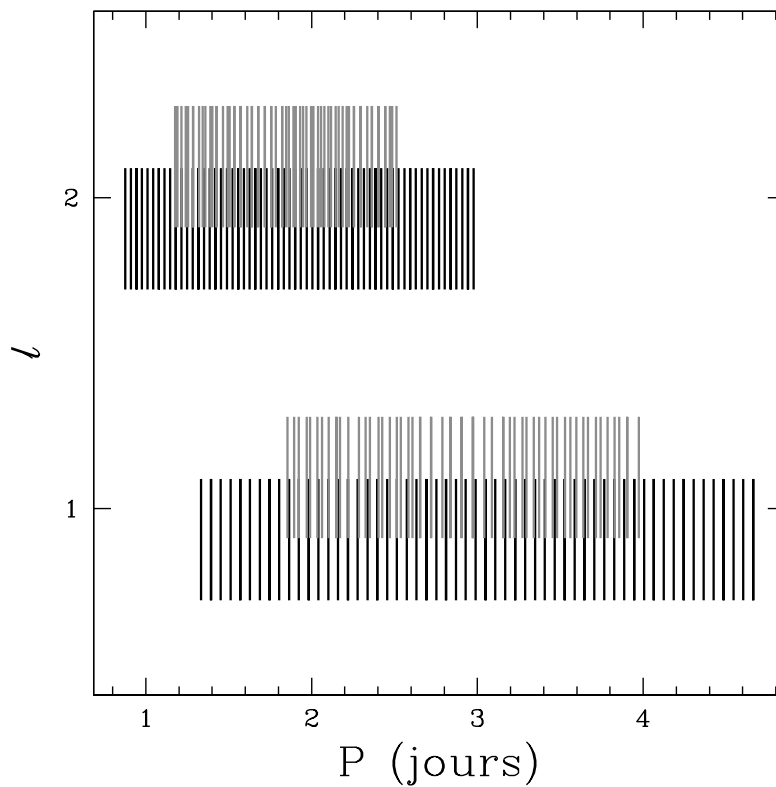


FIGURE 5.15 – Même figure que la figure 5.10 pour les modèles PMS de $2, 1 M_{\odot}$ (noir) et MS de $1, 9 M_{\odot}$ (gris) ayant les bases de leur enveloppe convective à la même profondeur.

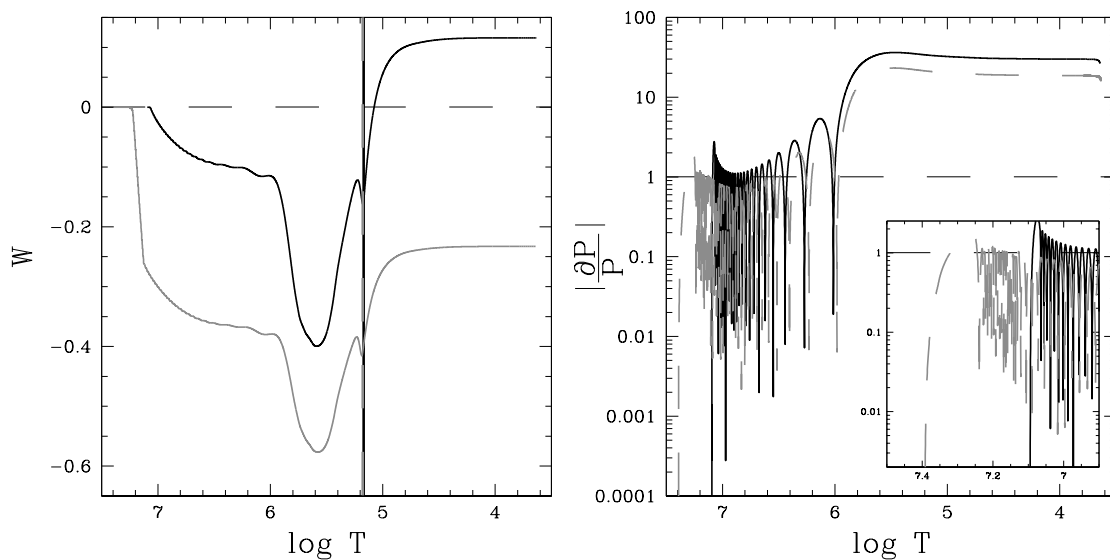


FIGURE 5.16 – Même figure que la figure 5.11 pour les modèles PMS de $2, 1 M_{\odot}$ (noir) PMS et MS de $1, 9 M_{\odot}$ (gris) ayant la base de leurs enveloppes convectives à la même profondeur.

ces deux états évolutifs sur base de leurs propriétés sismiques observables.

La différence la plus significative entre les structures stellaires d'une étoile en PMS ou en MS dans cette gamme de masses provient de la présence d'un important gradient de composition chimique à la limite du cœur convectif des modèles en MS alors que la com-

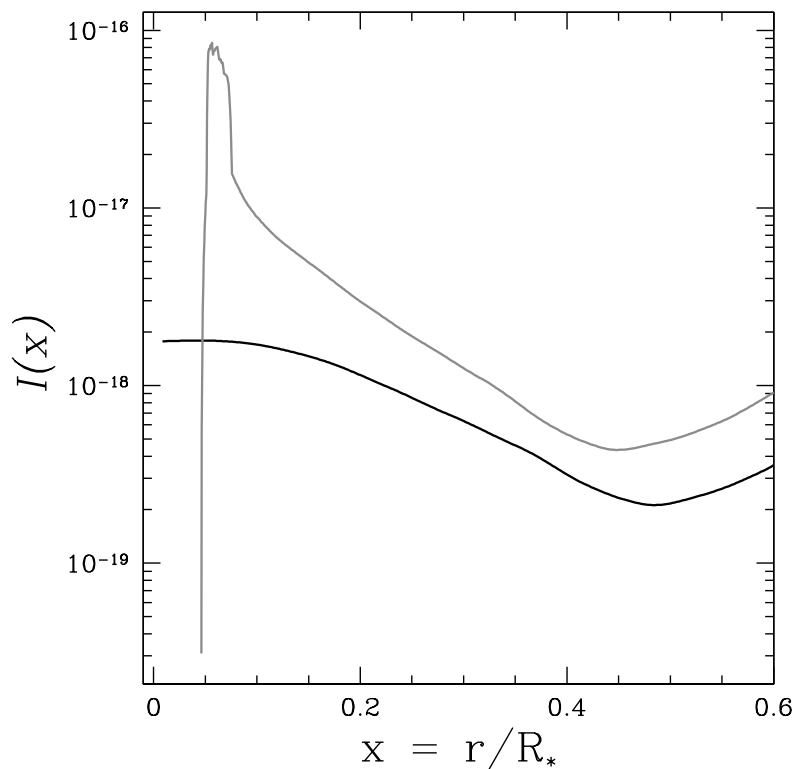


FIGURE 5.17 – Même figure que la figure. 5.12 pour les modèles PMS de $2,1 M_{\odot}$ (noir) et MS de $1,9 M_{\odot}$ (gris).

position chimique des modèles PMS est presque homogène. Les résultats des comparaisons des calculs adiabatiques et non-adiabatiques effectués nous amènent aux conclusions suivantes.

- En conséquence de l'évolution du cœur convectif dans les phases PMS et MS, la valeur du *period-spacing* telle que calculée par l'approximation asymptotique au premier ordre change à mesure que l'étoile évolue. De manière générale, $\langle \Delta P \rangle$ est plus grand pour les modèles en PMS que pour ceux en MS, et il atteint sa valeur maximale lorsque la masse du cœur convectif est maximale durant la phase PMS. Cependant, lorsque le modèle PMS approche la ZAMS, la valeur de son $\langle \Delta P \rangle$ devient du même ordre de grandeur que celui d'un modèle en MS. La mesure de cette grandeur n'est donc pas suffisante pour pouvoir faire la distinction entre les deux phases évolutives.
- Le gradient de poids moléculaire moyen qui se développe à la limite du cœur convectif durant la séquence principale génère une variation périodique du *period-spacing* dont les propriétés sont liées à la localisation et à l'amplitude de ce gradient. À l'inverse, le *period-spacing* d'un modèle PMS chimiquement homogène est constant et suit remarquablement l'approximation asymptotique au premier ordre. Ainsi, la régularité ou la variabilité du *period-spacing* observé dans certaines étoiles peut être utilisé comme un indicateur de l'état évolutif de ces dernières.
- Les bandes d'instabilité MS et PMS se recouvrent dans la région du diagramme HR où des modèles des deux états évolutifs existent.
- Le domaine de périodes des modes instables est similaire pour les modèles PMS et

MS, excepté du côté du bord rouge de la bande d'instabilité. Dans cette région du diagramme HR, les modèles MS sont très évolués et possèdent un ∇_{μ} particulièrement grand à la limite de leurs cœurs convectifs, générant un amortissement radiatif bien plus significatif que dans les modèles PMS massifs et peu évolués présentant une structure radiative et homogène du centre à la base de l'enveloppe convective. Cet amortissement affecte les propriétés oscillatoires de ces deux types de modèles de manière très différente.

L'étude théorique détaillée dans ce chapitre est une pierre apportée à l'édifice de la caractérisation des étoiles en pré-séquence principale, particulièrement des étoiles γ Dor. La détection de fréquences de modes ayant des ordres radiaux consécutifs est en mesure d'être généralisée par le gain en précision et en résolution des instruments d'observation terrestres et spatiaux. Ainsi, la détection de la structure du *period-spacing* pour les modes de degré faible devient envisageable, rendant possible cette méthode de caractérisation de l'état évolutif des γ Doradus. La prochaine étape de cette étude passera nécessairement par la modélisation des étoiles γ Doradus PMS confirmées, appartenant à l'amas NGC 2264 (Zwintz, communication privée, octobre 2011). La comparaison de nos prédictions avec ces observations permettra de tester la précision de nos modèles de structure stellaire, ainsi que l'application de la théorie non-adiabatique des pulsations stellaires aux étoiles de types spectraux A-F.

6

Effets de la force de Coriolis sur les modes de gravité d'ordres élevés dans les étoiles γ Doradus

Sommaire

6.1	Introduction	129
6.2	Revue des études de l'interaction rotation-pulsation pour les modes g	130
6.3	Approximation traditionnelle de la rotation	132
6.4	Influence de la rotation sur les oscillations d'un modèle stellaire	137
6.4.1	Évolution de la période des modes de pulsation	140
6.4.2	Évolution du period-spacing	145
6.4.3	Effet combiné du mélange induit par la rotation et de la force de Coriolis de la rotation sur le period-spacing	149
6.4.4	Évolution de la stabilité des modes de pulsation	154
6.5	Influence de la rotation sur la bande d'instabilité des γ Doradus	155
6.6	Discussions et perspectives	159
6.7	Conclusions	162

Les résultats présentés dans ce chapitre ont été publiés dans l'article suivant :

- **Bouabid, M.-P. ; Dupret, M.-A. ; Salmon, S. ; Montalbán, J. ; Miglio, A. ; Noels, A. :** *Effects of the Coriolis force on high-order g-modes in γ Doradus stars*, MNRAS, soumis

6.1 Introduction

Les missions spatiales CoRoT¹ (Baglin & Fridlund 2006) et *Kepler* (Borucki et al. 2010), dédiées à l'observation d'étoiles variables et à la détection de transits planétaires, fournissent des données photométriques de très grande qualité durant des temps d'observation particulièrement longs. Les spectres de fréquences issus de ces observations sont beaucoup plus riches et complexes que ceux provenant de données photométriques terrestres. Dans le cas particulier des étoiles γ Dor, les cibles observées par CoRoT présentent une gamme des spectres de pulsation particulièrement denses et variés, contenant souvent des centaines de fréquences détectées (Mathias et al. 2009; Chapellier et al. 2011). Qui plus est, les vitesses de rotation des étoiles de types spectraux A et F couvrent un large domaine de valeurs, allant typiquement d'environ 50 km.s⁻¹ pour les étoiles F, et pouvant atteindre 300 km.s⁻¹ pour les étoiles A tournant très vite (cf. par exemple Abt & Morrell 1995; Royer et al. 2007). Dans le cas particulier des étoiles γ Dor, même pour des vitesses de rotation modérées, les fréquences de rotation peuvent être du même ordre de grandeur que les fréquences d'oscillations (cf., par exemple, De Cat et al. 2006; Uytterhoeven et al. 2008). Dès lors, le traitement des effets de la rotation sur les pulsations est essentiel à l'identification correcte ainsi qu'à l'interprétation des fréquences de pulsations observées dans les étoiles γ Dor.

Physiquement, quand une étoile est en rotation, la loi de conservation du moment angulaire joue un rôle essentiel sur les mouvements des fluides dans l'étoile. L'effet de la rotation apparait dans le terme inertiel $\vec{v} \cdot \vec{\nabla} \vec{v}$ de l'équation de conservation de la quantité de mouvement (équation (2.6)). Ce terme s'écrit alors comme la combinaison de deux forces inertielles : la force centrifuge et la force de Coriolis dans le référentiel comobile. Dans une étoile en rotation uniforme, la force centrifuge s'écrit sous la forme d'une force conservative $\nabla(|\vec{\Omega} \times \vec{r}|^2/2)$, et peut être traitée en même temps que la gravité. La dépendance latitudinale de la force de gravité effective (gravité plus force centrifuge) déforme la structure à l'équilibre de l'étoile, qui n'est plus sphérique mais aplatie aux pôles. Bien que cette force n'affecte que faiblement de manière directe les équations de pulsations stellaires, elle modifie la cavité de propagation des modes de pulsation et implique ainsi une variation des propriétés sismiques des modes de pulsation. Plus particulièrement, on observe une concentration de l'amplitude des modes dans les régions équatoriales et une désertion des régions polaires à mesure que la vitesse de rotation augmente (cf. par exemple Ballot et al. 2010 pour les modes g et Lignières et al. 2006 pour les modes p , références comprises). La force de Coriolis, quant à elle, s'écrit comme $2\vec{v} \times \vec{\Omega}$. L'apparition de la vitesse du fluide \vec{v} produit un nouveau terme dans les équations de pulsations,

1. COnvection, RObtation et Transits planétaires

qui influence directement les propriétés sismiques des modes p et g . De plus, cette force génère l'apparition de nouveaux modes d'oscillation appelés modes mixtes rétrogrades. Ces modes, qui n'existent pas dans le cas d'une étoile qui ne tourne pas, ont un comportement hybride entre les ondes de Rossby et les modes gravito-inertiels².

Nous discuterons dans ce chapitre de l'effet de la force de Coriolis sur les propriétés des modes gravito-inertiels dans les γ Dor en développant cette étude dans le cadre de l'approximation traditionnelle de l'interaction rotation-pulsation (ou approximation traditionnelle de la rotation). Cette approche non-perturbative de l'interaction rotation-pulsation sera présentée dans la section 6.3. Nous développerons cette analyse en suivant le travail proposé par Townsend (2005a) qui appliqua cette méthode à l'étude du rôle joué par la force de Coriolis sur la stabilité des étoiles "Slowly Pulsating B" (SPB). Nous aborderons tout d'abord l'influence de la rotation sur les propriétés sismiques d'un modèle donné (section 6.4) avant de généraliser l'étude à l'ensemble de la bande d'instabilité théorique des étoiles γ Dor (section 6.5).

6.2 Revue des études de l'interaction rotation-pulsation pour les modes g

La manière la plus simple de tenir compte de l'interaction rotation-pulsation est d'utiliser l'approche perturbative au premier ordre dérivée par Ledoux (1951). L'effet premier de la rotation sur les oscillations est la levée de la dégénérescence des fréquences de modes de même degré (ℓ) et ordre radial (n), mais d'ordres azimutaux (m) différents. Dans le cadre de cette approximation, cette levée de dégénérescence dépend linéairement de la fréquence de rotation. Pour une rotation uniforme, les fréquences influencées par la rotation s'écrivent :

$$\omega = \omega_0 - m(1 - C_{n\ell})\Omega = \omega_0 - m\beta_{n\ell}\Omega \quad (6.1)$$

avec $\beta_{n\ell}$ un paramètre approximativement égal à $[\ell(\ell + 1)]^{-1}$ pour les modes g d'ordres radiaux élevés, et lié à la constante de Ledoux définie pour chaque mode comme

$$C_{n\ell} = \frac{\int_0^R (2\xi_r\xi_h + \xi_h^2)r^2\rho dr}{\int_0^R (2\xi_r^2 + \ell(\ell + 1)\xi_h^2)r^2\rho dr}, \quad (6.2)$$

où ξ_h et ξ_r sont respectivement les composantes horizontale et radiale du vecteur déplacement. La description des effets de la rotation sur les pulsations proposée par cette méthode est très incomplète puisque même dans le cas d'une rotation uniforme, la force de Coriolis doit être prise en compte dans les équations d'oscillations, provoquant des effets non-linéaires dans l'évolution des fréquences avec la rotation.

Le deuxième ordre de cette approche perturbative fut développé par Saio (1981), et Dziembowski & Goode (1992) l'étendirent au cas de la rotation différentielle. Enfin, Soufi et al. (1998) développèrent le troisième ordre de ce formalisme perturbatif. Le premier ordre de cette approximation est suffisant au traitement de l'interaction rotation-pulsation dans les étoiles ayant une fréquence de rotation basse par rapport à leurs fréquences de

2. Modes g influencés par la rotation

pulsation (telles que le Soleil). Cependant, il faut nécessairement considérer au minimum le deuxième ordre de cette approche, ou des traitements non-perturbatifs de la rotation, dans le cas d'étoiles en rotation modérée à rapide, ce qui est souvent le cas des δ Scuti et/ou présentant des modes g , telles que les étoiles SPB et γ Doradus.

D'un point de vue théorique, de nombreux efforts ont été fournis afin de proposer des méthodes alternatives au traitement des effets de la rotation sur les modes g d'ordres élevés. Dans un premier temps, Clement (1981) proposa de résoudre l'ensemble du système d'équations dynamiques linéaires en tenant compte de l'intégralité des termes rotationnels. Toutefois, ce problème devient un système d'équations couplées difficile à résoudre numériquement. Lee & Saio (1987b) utilisèrent une méthode similaire afin de calculer les effets des forces de Coriolis et centrifuge sur les grandeurs adiabatiques liées aux modes g dans un modèle typique d'une étoile B, mais en utilisant uniquement les deux premiers harmoniques sphériques. Lee & Baraffe (1995) étendirent cette méthode au cas non-adiabatique et Lee (1998) l'utilisa afin de revisiter la stabilité des oscillations dans les modèles déformés d'étoiles B en rotation uniforme. Cet auteur appliqua ensuite un traitement complet non-perturbatif de la force de Coriolis sur un modèle stellaire sphérique et montra que la rotation génère un couplage entre les modes jouant un rôle non-négligeable sur la stabilité des oscillations (Lee 2001). Le cas des γ Doradus fut abordé par Dintrans & Rieutord (2000) qui appliquèrent une méthode non-perturbative à un modèle sphérique de $1.5 M_{\odot}$ sur la ZAMS et traitèrent l'interaction rotation-pulsation de manière adiabatique et anélastique. Ils conclurent que, pour ce modèle particulier, l'approximation perturbative au deuxième ordre atteint ses limites pour des fréquences de rotation égales ou supérieures à 0.3 cycles par jour (c/j). Dernièrement, Ballot et al. (2010) étudièrent l'influence de la rotation sur les modes g dans des polytropes totalement radiatifs de masses typiques d'une étoile SPB et d'une étoile γ Dor en appliquant un traitement global adiabatique incluant à la fois la déformation centrifuge et la force de Coriolis. Ils déterminèrent la limite de validité du deuxième ordre de l'approche perturbative à des vitesses de rotation de l'ordre de 100 km.s^{-1} pour les modes de fréquences élevées (ordres radiaux petits). Cette limite peut être étendue à quelques dizaines de km.s^{-1} en considérant les termes du troisième ordre. Pour les modes g d'ordres élevés, ce domaine est notablement réduit. Qui plus est, ce domaine de validité se réduit à mesure que les fréquences d'oscillation considérées diminuent et, en particulier, les méthodes perturbatives ne permettent pas de décrire les fréquences de pulsations lorsqu'elles sont inférieures à deux fois la fréquence de rotation (régime inertiel, cf. section 6.4.1). Afin d'expliquer cette limite, ils émirent l'hypothèse de la non-prise en compte par la théorie perturbative du changement de nature des modes g en modes gravito-inertiels dans ce régime de rotation particulier. En effet, les modes gravito-inertiels peuvent se propager dans les régions convectives de l'étoile, mais sont confinés en latitude et ne peuvent atteindre les régions polaires de l'étoile. Nous reviendrons sur les caractéristiques de ces modes dans la section 6.4.1.

Cependant, toutes ces méthodes non-perturbatives sont difficiles à appliquer à des modèles stellaires, et trop gourmandes en temps de calcul pour être utilisables dans le cadre d'études astérosismiques sur des grilles de modèles permettant d'étudier les effets de la rotation sur les bandes d'instabilité d'étoiles pulsant avec des modes g d'ordres radiaux élevés. Un autre moyen de discuter du comportement de ces modes consiste à adopter

une approche ni trop simple, pour permettre l'étude de modes g dans une étoile en rotation, ni trop complexe, pour être employable, avec les capacités de calcul actuelles, à des études d'influence de la rotation sur des bandes d'instabilités et à la modélisation d'étoiles particulières. L'approximation traditionnelle de la rotation (Eckart 1960) est une méthode permettant un tel compromis entre complexité et faisabilité.

De plus, Ballot et al. (2011) mirent en évidence la concordance entre le comportement de la valeur asymptotique du *period-spacing* des modes $\ell = 1$ calculé avec l'approximation traditionnelle de la rotation et celui issu de leurs calculs complets de la rotation dans un polytrophe totalement radiatif déformé par la force centrifuge. Leurs résultats diffèrent uniquement pour les modes PS quand $\nu 3$ lorsqu'ils considèrent la distorsion centrifuge dans leur modèles 2D, et ceux-ci sont en excellent accord avec l'approximation traditionnelle lorsqu'ils considèrent un modèle sphérique (cf. leur figure 2).

6.3 Approximation traditionnelle de la rotation

L'approximation traditionnelle de la rotation (TAR pour "*Traditional Approximation of Rotation*") est une approximation non-perturbative du traitement de la rotation dans les équations d'oscillations stellaires. Cette approximation fut introduite dans un premier temps en géophysique et en physique atmosphérique par Eckart (1960). Lee & Saio (1987a) l'appliquèrent ensuite au problème des pulsations stellaires dans les étoiles en rotation.

Cette approximation est applicable à des étoiles en rotation lente à modérée comparée à leurs fréquence de rotation critique, définie dans le modèle de Roche³ par

$$\Omega_c \simeq \sqrt{\frac{8GM}{27R^3}}, \quad (6.3)$$

où M et R sont la masse et le rayon de l'étoile considérée et G la constante de gravitation universelle. Cette hypothèse permet de négliger les effets de la force centrifuge sur la structure de l'étoile dont la sphéricité est ainsi conservée.

L'équation de conservation de la quantité de mouvement, telle que décrite dans la section 2.4.1 pour une étoile sans rotation

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \cdot \vec{\nabla} \vec{v} \approx \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \approx \frac{\partial^2 \vec{\delta r}}{\partial t^2} = -\frac{\vec{\nabla} p}{\rho} - \vec{\nabla} \psi, \quad (6.4)$$

peut également s'écrire dans le cas d'une étoile en rotation uniforme pour laquelle nous nous plaçons dans le référentiel comobile, en tenant compte de l'accélération de Coriolis $2i\omega_{co}\vec{\Omega} \times \vec{\delta r}$

$$\frac{\partial^2 \vec{\delta r}}{\partial t^2} = -\frac{\vec{\nabla} p'}{\rho} + \frac{\rho'}{\rho^2} \vec{\nabla} p - \vec{\nabla} \psi' - 2i\omega_{co}\vec{\Omega} \times \vec{\delta r}, \quad (6.5)$$

où Ω et ω_{co} sont respectivement les fréquences de rotation et de pulsation dans le référentiel comobile.

3. En première approximation, la surface d'une étoile atteignant sa vitesse de rotation critique peut être décrite en supposant que toute la masse est concentrée en son centre

L'équation (6.5) se décompose en coordonnées sphériques $(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\phi)$ sous la forme

$$\omega_{\text{co}}^2 \xi_r = \frac{\partial \psi'}{\partial r} + \frac{\rho'}{\rho} \frac{Gm}{r^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial r} - 2i\omega_{\text{co}}\Omega \sin \theta \xi_\phi, \quad (6.6)$$

$$\omega_{\text{co}}^2 \xi_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\psi' + \frac{p'}{\rho} \right) - 2i\omega_{\text{co}}\Omega \cos \theta \xi_\phi, \quad (6.7)$$

$$\omega_{\text{co}}^2 \xi_\phi = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\psi' + \frac{p'}{\rho} \right) + 2i\omega_{\text{co}}\Omega (\cos \theta \xi_\theta + \sin \theta \xi_r). \quad (6.8)$$

L'approximation traditionnelle, valable pour les modes dont les déplacements horizontaux sont bien plus importants que les déplacements radiaux - ce qui est le cas des modes gravito-inertiels - consiste à négliger la force de Coriolis associée au déplacement radial et la composante radiale de la force de Coriolis associée au déplacement horizontal dans l'équation de conservation du mouvement. Ajoutant à cela l'approximation de Cowling (cf. section 2.5.2), il est possible de simplifier les équations précédentes :

$$\omega_{\text{co}}^2 \xi_r = \frac{\rho'}{\rho} \frac{Gm}{r^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial r}, \quad (6.9)$$

$$\omega_{\text{co}}^2 \xi_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \frac{p'}{\rho} - 2i\omega_{\text{co}}\Omega \cos \theta \xi_\phi, \quad (6.10)$$

$$\omega_{\text{co}}^2 \xi_\phi = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \frac{p'}{\rho} + 2i\omega_{\text{co}}\Omega \cos \theta \xi_\theta. \quad (6.11)$$

En isolant ξ_θ et ξ_ϕ dans ces équations, on trouve :

$$\xi_\theta = \frac{1}{r\omega_{\text{co}}^2} \frac{1}{1 - \nu^2 \cos^2 \theta} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} - i\nu \cotan \theta \frac{\partial}{\partial \phi} \right) \frac{p'}{\rho}, \quad (6.12)$$

$$\xi_\phi = \frac{1}{r\omega_{\text{co}}^2} \frac{1}{1 - \nu^2 \cos^2 \theta} \left(i\nu \cos \theta \frac{\partial}{\partial \theta} - \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \right) \frac{p'}{\rho}, \quad (6.13)$$

avec ν le paramètre de spin, défini comme

$$\nu \equiv \frac{2\Omega}{\omega_{\text{co}}}.$$

Les expressions (6.12) et (6.13) peuvent être substituées dans l'équation de conservation de la masse

$$\rho' + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \xi_r + \frac{1}{r \sin \theta} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \xi_\theta + \frac{\partial \xi_\phi}{\partial \phi} \right) = 0, \quad (6.14)$$

de sorte que celle-ci s'écrive sous la forme

$$\begin{aligned} \rho' + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \xi_r + \frac{1}{r^2 \omega_{\text{co}}^2 \sin \theta} \\ \times \left\{ \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{\sin \theta}{1 - \nu^2 \cos^2 \theta} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} - i\nu \cotan \theta \frac{\partial}{\partial \phi} \right) \frac{p'}{\rho} \right] \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial \phi} \left[\frac{1}{1 - \nu^2 \cos^2 \theta} \left(i\nu \cos \theta \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \frac{p'}{\rho} \right) \right] \right\} = 0. \end{aligned} \quad (6.15)$$

Il est possible de réécrire les grandeurs ρ' , p' et ξ_r en appliquant la méthode de séparation des variables :

$$\begin{aligned}\rho' &= \rho'(r)\Theta(\mu; \nu)e^{im\phi}e^{i\omega t}, \\ p' &= p'(r)\Theta(\mu; \nu)e^{im\phi}e^{i\omega t}, \\ \xi_r &= \xi_r(r)\Theta(\mu; \nu)e^{im\phi}e^{i\omega t},\end{aligned}$$

où m est l'ordre azimutal, $\mu = \cos\theta$, et $\Theta(\mu; \nu)$ est une fonction régulière définie sur $-1 \leq \mu \leq 1$ appelée fonction de Hough. Ainsi, l'équation (6.15) s'écrit

$$\rho'(r)\Theta(\mu; \nu) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 \rho \xi_r(r)] \Theta(\mu; \nu) + \frac{\rho}{r^2 \omega_{\text{co}}^2} \frac{p'(r)}{\rho} \mathcal{L}_\nu [\Theta(\mu; \nu)] = 0, \quad (6.16)$$

où $\mathcal{L}_\nu [\Theta(\mu; \nu)]$ est défini par

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_\nu [\Theta(\mu; \nu)] &\equiv \frac{d}{d\mu} \left[\frac{1 - \mu^2}{1 - \mu^2 \nu^2} \frac{d}{d\mu} \Theta(\mu; \nu) \right] - \frac{1}{1 - \mu^2 \nu^2} \\ &\times \left(\frac{m^2}{1 - \mu^2} + m\nu \frac{1 + \mu^2 \nu^2}{1 - \mu^2 \nu^2} \right) \Theta(\mu; \nu).\end{aligned} \quad (6.17)$$

En introduisant la constante de séparation λ de telle manière que

$$\mathcal{L}_\nu [\Theta(\mu; \nu)] = -\lambda \Theta(\mu; \nu), \quad (6.18)$$

l'équation (6.16) devient

$$\frac{\rho'(r)}{\rho} + \frac{1}{\rho r^2} \frac{d}{dr} [r^2 \rho \xi_r(r)] - \lambda \frac{g/r}{\omega_{\text{co}} g r \rho} \frac{p'(r)}{\rho} = 0. \quad (6.19)$$

L'équation (6.18) est connue sous le nom d'équation de marée de Laplace dont les fonctions propres sont les fonctions de Hough, Θ (cf., par exemple, Chapman & Lindzen 1970).

Notons qu'à la limite où l'étoile ne tourne pas ($\nu \rightarrow 0$), l'équation (6.18) est réduite à l'équation différentielle associée aux fonctions de Legendre avec $\lambda = \ell(\ell + 1)$. Dans ce cas, $\Theta = P_\ell^m(\mu)$ où $P_\ell^m(\mu)$ est la fonction associée de Legendre qui, multipliée par $e^{im\phi}$, donne les harmoniques sphériques. Dès lors, dans la limite d'une étoile sans rotation, nous retrouvons bien les solutions dérivées dans le chapitre 2. Ce problème est donc le même que celui sans rotation où $\ell(\ell + 1)$ a été remplacé par λ .

La cavité de propagation de ces modes est définie par

$$\omega_{\text{co}} < N^2, S_\lambda^2 \simeq \lambda c^2 / r^2,$$

et le nombre d'onde local du mode est défini pour les modes g d'ordres radiaux élevés comme

$$n = \frac{\sqrt{\lambda} N}{r}.$$

L'équation de marée de Laplace peut être résolue en utilisant une méthode de relaxation (Unno et al. 1989), permettant ainsi de déterminer les valeurs propres λ du problème.

Cependant, le but de cette section n'est pas de proposer un tel développement mathématique complet, pour lequel nous nous référons à l'étude de Lee & Saio (1997), références comprises. L'équation (6.18) a une infinité dénombrable de fonctions propres et valeurs propres pour un couple (ν, m) donné. Afin de distinguer chaque valeur propre et fonction propre, Lee & Saio (1997) les désignèrent par λ_{km} et $\Theta_{km}(\mu; \nu)$, avec k un indice définissant le type de mode considéré. Pour les modes $k \geq 0$, correspondant à des modes g modulés par la rotation, les valeurs propres sont ordonnées de telle manière que $\lambda_{km} = (|m| + k)(|m| + k + 1)$ pour le cas sans rotation ($\nu = 0$), ce qui correspond à $\ell(\ell + 1)$, avec $\ell = |m| + k$. Les valeurs propres avec $k < 0$ sont ordonnées de sorte que $\lambda_{-1m} > \lambda_{-2m} > \lambda_{-3m} > \dots$. Ces valeurs négatives de k correspondent à des modes n'apparaissant que dans le cas d'une étoile en rotation. D'un point de vue physique, λ_{km} est proportionnel à l'intensité de la compression horizontale à la phase chaude, ou, en d'autres termes, au nombre d'onde horizontal de la pulsation, k_{\perp} , via $k_{\perp} = \lambda_{km}/r^2$ (cf., par exemple, Townsend 2000). Bien que l'expression de k_{\perp} peut suggérer que λ_{km} soit strictement positif, ce dernier peut également avoir des valeurs négatives.

Dans le cas d'un traitement non-adiabatique des oscillations, l'approximation traditionnelle de la rotation ne permet pas la séparabilité de l'équation de conservation de l'énergie selon θ . Savonije et al. (1995) proposèrent de retrouver la séparabilité de l'ensemble des équations du problème en négligeant les termes angulaires de la perturbation du flux radiatif ce qui, concrètement, revient à négliger la divergence de la perturbation eulérienne du flux horizontal dans l'équation de conservation d'énergie. Cette approximation est valable pour des étoiles dont les oscillations sont des modes g , et dont la très forte stratification en température, particulièrement dans les couches externes, permet à la longueur d'onde horizontale de l'oscillation ($\lambda_h = k_h^{-1} \propto r/\ell$) d'être beaucoup plus grande que la hauteur d'échelle de température radiale H_T . Cette approche, appelée NARF pour "*Non-Adiabatic Radial Flux*", fut utilisée par Townsend (2003b, 2005a) afin d'étudier l'influence de la force de Coriolis sur les oscillations non-adiabatiques dans les étoiles SPB. Dans notre implémentation, nous avons préféré remplacer le terme $\ell(\ell + 1)$ de l'équation de conservation de l'énergie par $\lambda_{km}(\mu, \nu)$ plutôt que d'utiliser l'approximation NARF. La contribution des parties horizontales des perturbations de flux radiatif et convectif ne jouant pas un rôle conséquent dans la fonction intégrale du travail d'un mode g typique d'une étoile γ Dor (cf. Dupret et al. 2005a, figure 11), cette différence ne devrait pas mener à des changements significatifs de comportement de nos résultats comparés à ceux de Townsend (2005a).

La figure 6.1 présente l'ensemble des valeurs propres λ_{km} (ou plus exactement $\lambda/|\lambda| \cdot \log(1 + |\lambda|)$) en fonction de ν pour $m = -2$. Par convention, les modes dont l'indice $m\nu$ est positif (négatif) sont rétrogrades (progrades). Nous observons différents comportements de λ_{km} , qui permettent de discerner différentes familles de modes. La première famille est celle des modes de Poincaré, ou modes gravito-inertiels, dont la force de rappel est une combinaison de la force d'Archimède et de la force de Coriolis. Rappelons que ces modes d'indices $k \geq 0$ existent pour toute valeur de ν , et leurs propriétés sont identiques à celles des modes g classiques en l'absence de rotation. Les valeurs propres ayant des indices $k \geq 1$ passent par un minimum lorsque ν est très légèrement positif, avant de croître rapidement.

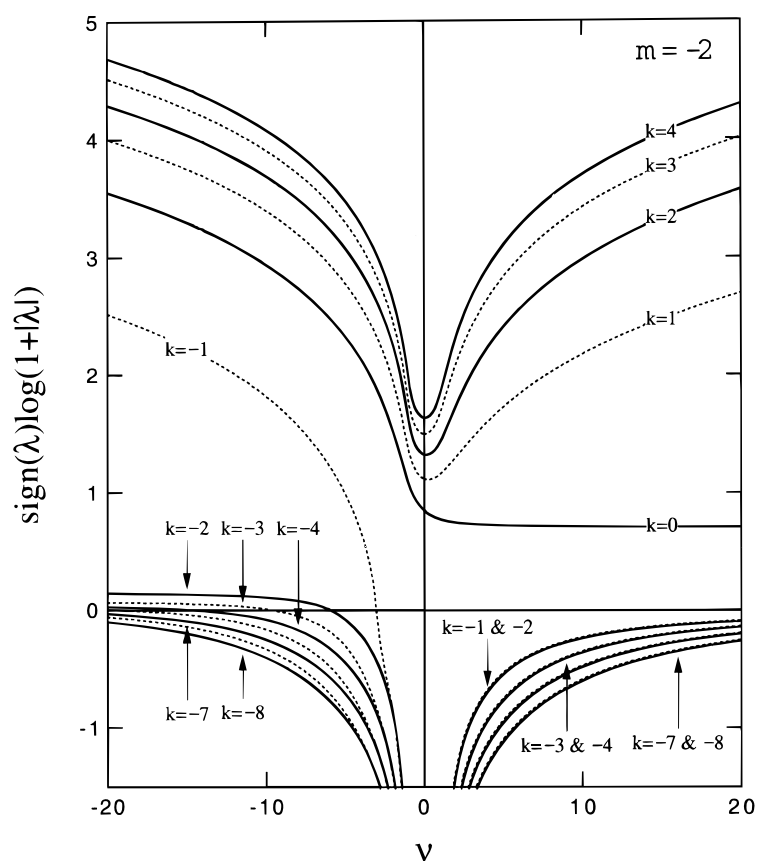


FIGURE 6.1 – Fonctions propres λ_{km} de l'équation de marée de Laplace pour $m = -2$, où les quantités $\lambda/|\lambda| \cdot \log(1 + |\lambda|)$ sont tracées en fonction de $\nu = 2\Omega/\omega_{co}$. Les courbes sont pointillées ou continues selon que les solutions possèdent un k impair ou pair. Par convention, les modes dont l'indice $m\nu$ est positif (négatif) sont rétrogrades (progrades). Figure issue de Lee & Saio (1997)

Notons le caractère particulier de λ_{0m} , pour $k = 0$. Bien que ces modes répondent à la désignation des modes de Poincaré, leurs valeurs propres sont tout d'abord décroissante, puis tendent vers une constante pour des valeurs suffisamment grandes et positives de ν . Ces modes, d'ordre azimutal $m = -\ell$, sont appelés modes de Kelvin.

Lorsque la rotation augmente ($|\nu| > 1$), d'autres types de modes, d'indice k négatif, apparaissent.

- Les modes liés à une valeur propre λ_{km} négative correspondent à des modes dont les fonctions propres oscillent dans la zone convective ($\omega^2 > 0 > L_\lambda^2, N^2$), déstabilisés par la force de Coriolis (cf., par exemple, Lee & Saio 1997). Comme le montre la figure 6.1, il en est ainsi pour tous les modes $\nu > 0, k < 0$ (modes progrades).
- Les modes caractérisés par $\nu < 0$ et $k < 0$ (modes rétrogrades) s'identifient à des modes de Rossby et se propagent dans des couches radiatives de l'étoile. Lorsque $|\nu| < |m| + 1$, la valeur propre λ est négative. Le déplacement de ces modes est quasiment totalement toroïdal et ces derniers ont des propriétés d'ondes de Rossby. Lorsque $|\nu| > |m| + 1$, λ est positif et les modes correspondant empruntent le caractère de modes gravito-inertiels lorsque $\nu \gg (|m| + 1)$ (modes d'indice $k = -1$). Ces derniers sont appelés "modes mixtes rétrogrades" ou encore "modes de Yanai", en l'honneur de leur découverte dans l'atmosphère terrestre par Yanai & Maruyama (1966). Les propriétés théoriques de ces modes dans des modèles stellaires de type SPB ont fait l'objet d'une étude particulière proposée par Townsend (2005b).

Dans cette étude, nous nous limiterons à l'étude de l'influence de la force de Coriolis sur les modes gravito-inertiels.

6.4 Influence de la rotation sur les oscillations d'un modèle stellaire

Afin d'étudier les effets de la force de Coriolis sur les périodes et la stabilité des modes g de degrés $\ell = 1$ et $\ell = 2$ dans une γ Doradus, nous avons sélectionné un modèle stellaire typique d'une étoile de ce type en séquence principale. L'augmentation de la densité centrale d'une étoile durant la séquence principale provoque une diminution du *period-spacing* (augmentation de N), et la densité de modes g croît à mesure que l'étoile évolue. Nous avons sélectionné un modèle, appelé par la suite Modèle 1, suffisamment proche de la ZAMS pour présenter un spectre de périodes d'oscillations suffisamment espacées, permettant de suivre l'évolution de chaque mode avec la rotation. Les propriétés stellaires du Modèle 1 sont résumées dans le tableau 6.1. Les calculs non-adiabatiques ont été exécutés à l'aide du code de pulsations non-adiabatiques MAD incluant la TDC⁴ (Dupret 2001; Grigahcène et al. 2005), et dans lequel nous avons implémenté l'approximation traditionnelle de la rotation. Ces calculs ont été effectués pour toutes les valeurs possibles d'ordre azimutal $-\ell \leq m \leq \ell$ et pour une gamme de fréquences de rotation $0 \leq \Omega/\Omega_c \leq 0.5$.

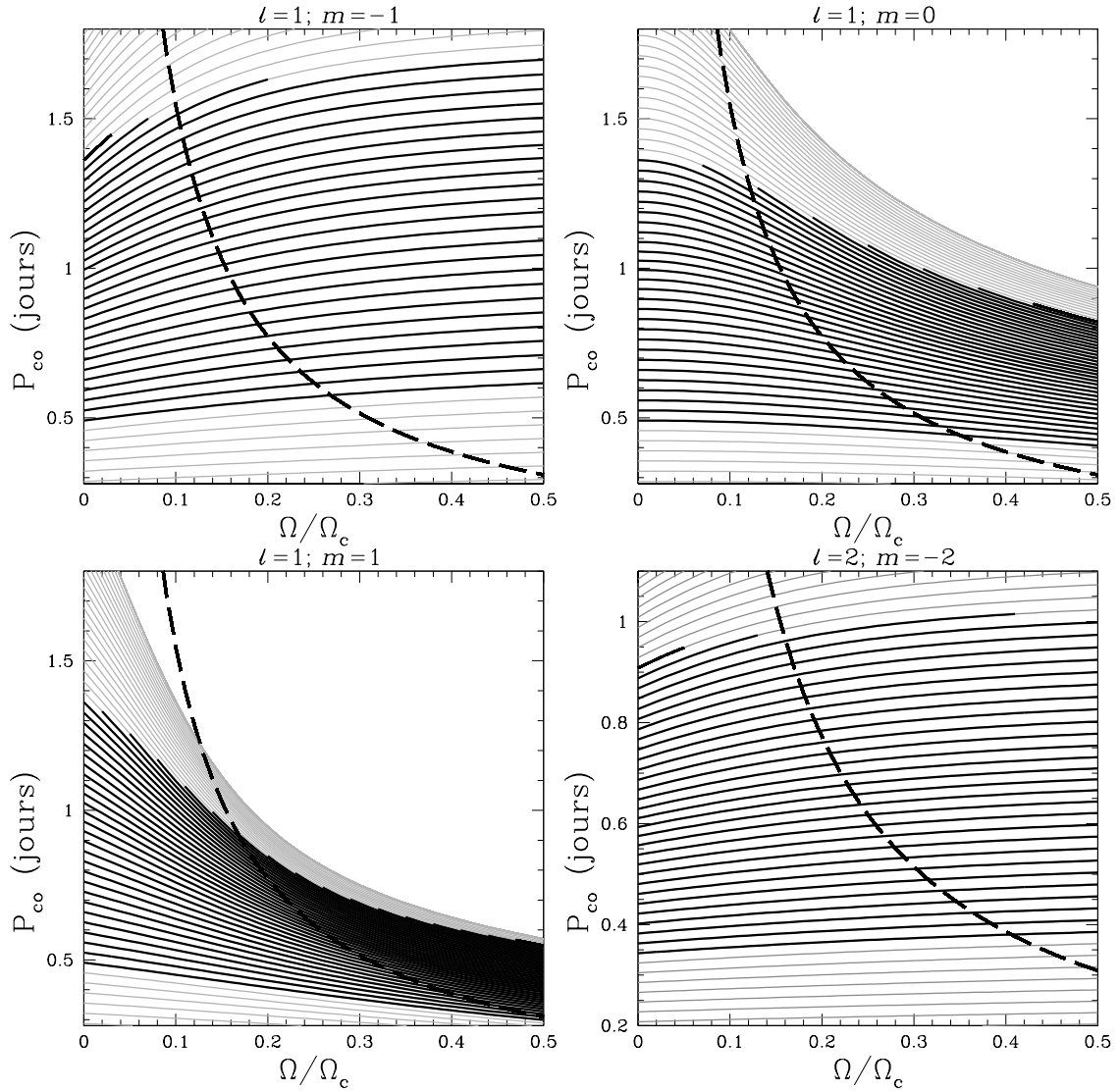


FIGURE 6.2 – Évolution des périodes d’oscillation des modes de degrés $\ell = 1$ et $\ell = 2$ dans le référentiel comobile pour le Modèle 1 en fonction de la fréquence de rotation normalisée Ω/Ω_c . Chaque courbe représente un mode d’ordre radial donné, n . Le poids de la courbe indique si le mode est stable (courbe fine) ou instable (courbe épaisse). La courbe noire épaisse pointillée correspond à la limite du régime inertiel.

TABLE 6.1 – Paramètres stellaires des modèles γ Doradus utilisés dans la section 6.4. X_c/X_{c0} définit la fraction de masse d’hydrogène central par rapport à sa valeur initiale.

	Modèle 1	Modèle 2
M/M_\odot	1.46	1.60
T_{eff} (K)	6900	6900
$\log L/L_\odot$	0.632	0.870
$\log g$	4.28	4.08
R/R_\odot	1.45	1.91
age (10^6 ans)	471	1322
X_c/X_{c0}	0.87	0.46
$\Omega_c.R$ (km.s^{-1})	238.3	217.6

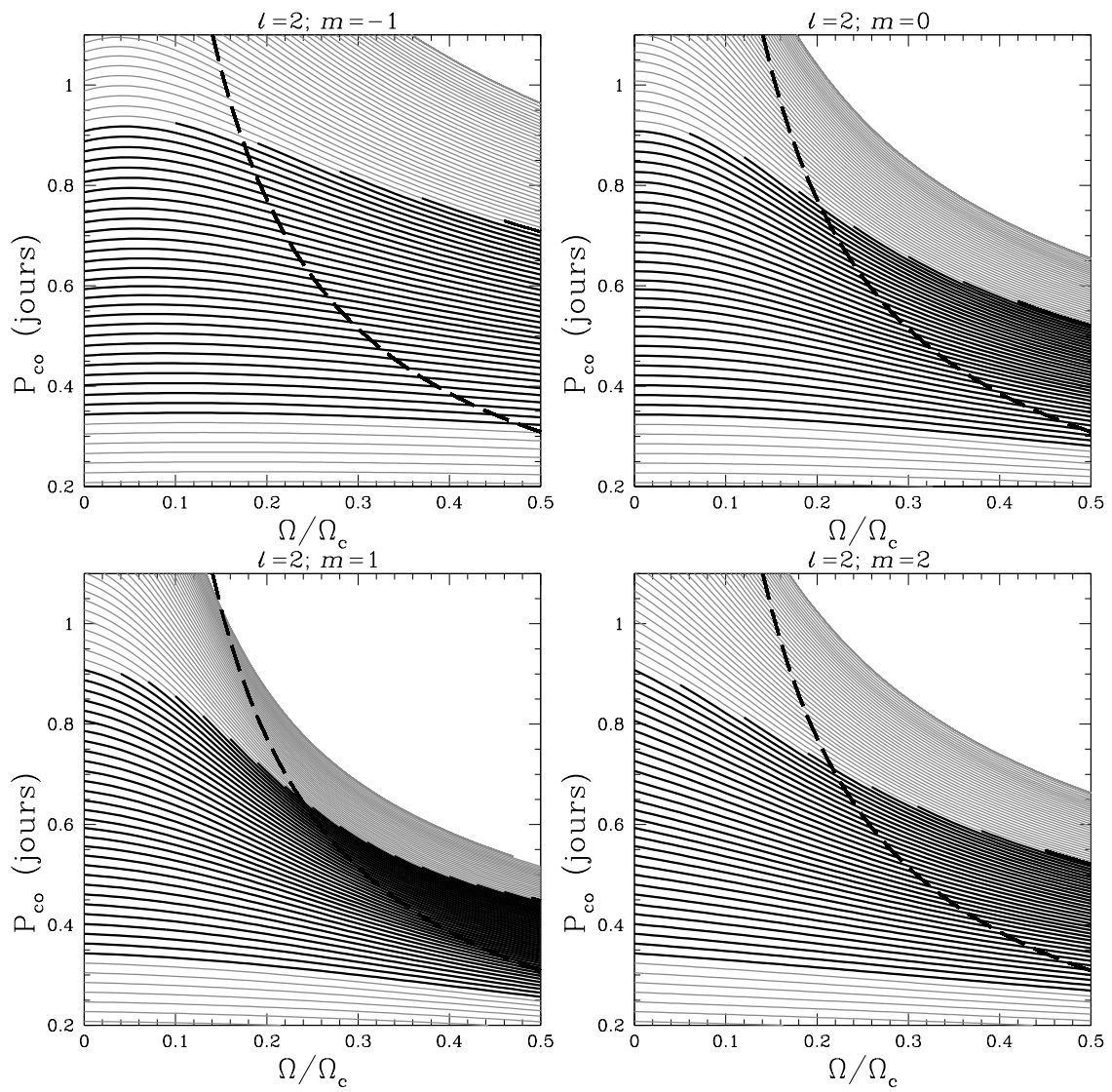


FIGURE 6.2 – suite.

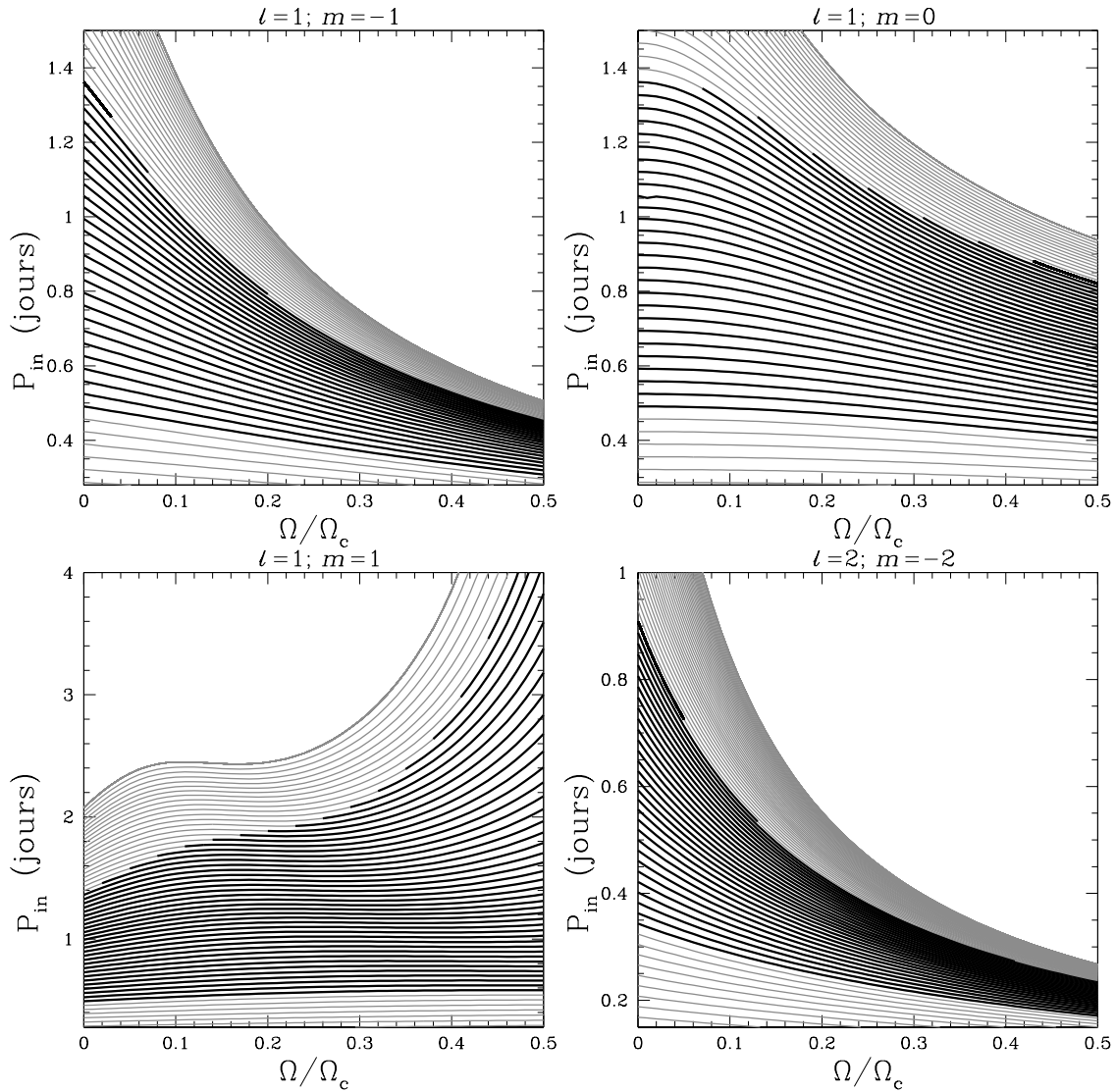


FIGURE 6.3 – Même figure que la figure 6.2, dans le référentiel inertiel.

6.4.1 Évolution de la période des modes de pulsation

L'équation (2.76), décrivant l'expression asymptotique de la période d'un mode g d'ordre radial élevé dans une étoile avec un cœur et une enveloppe convectifs, peut s'écrire dans le cadre de l'approximation traditionnelle de la rotation comme

$$P_{\text{co}}(n) \simeq \frac{\pi^2}{\sqrt{\lambda_{km}} \int_{r_0}^{r_1} \frac{N}{r} dr} (2n + 1), \quad (6.20)$$

avec P_{co} la période du mode dans le référentiel comobile. La mise en parallèle des résultats issus de nos calculs rigoureux avec cette expression asymptotique nous permettra d'interpréter les tendances observées dans cette section.

La figure 6.2 présente les périodes d'oscillation du modèle dans le référentiel comobile en fonction du rapport de la fréquence de rotation angulaire sur la fréquence de rotation

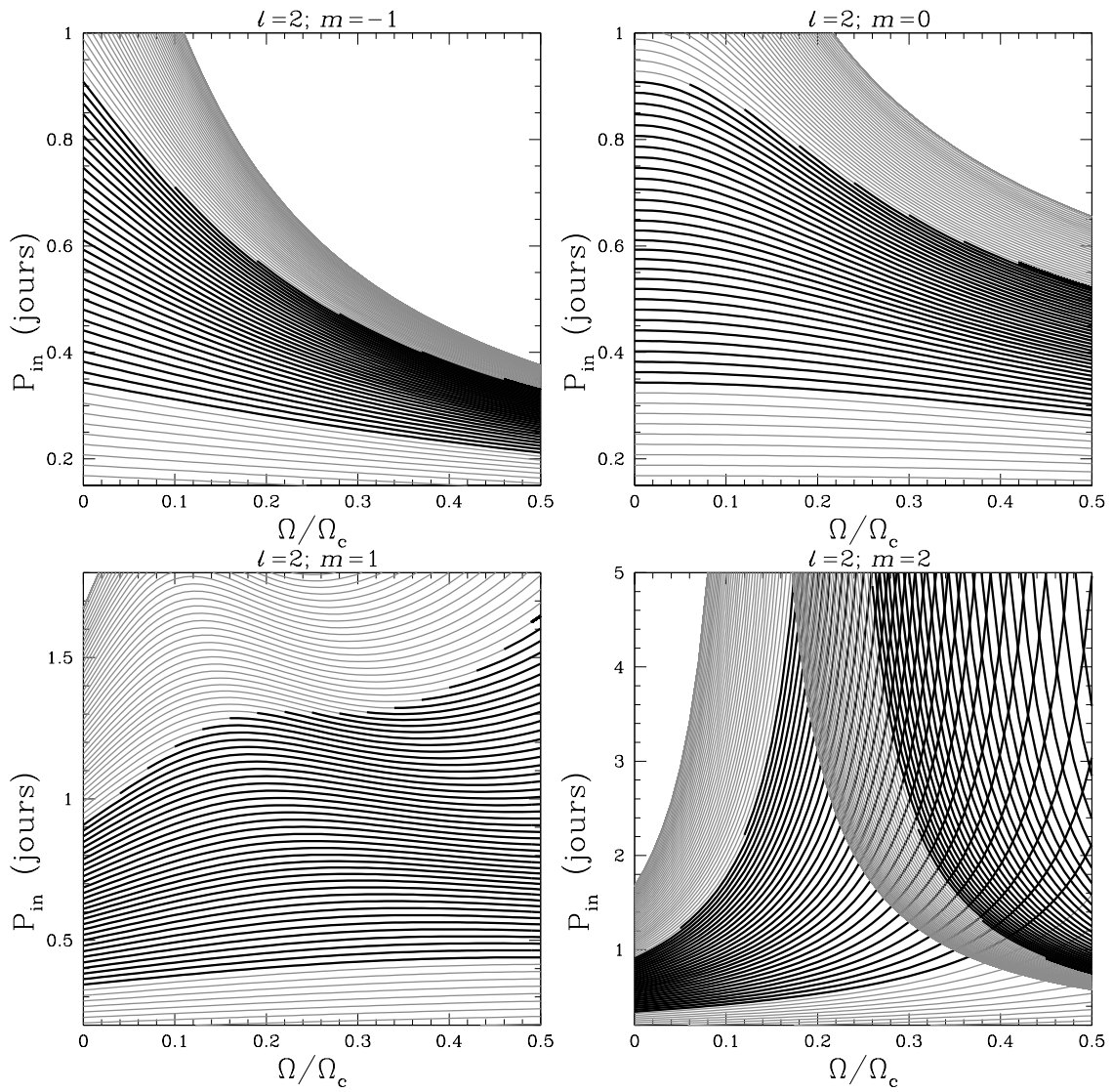


FIGURE 6.3 – suite.

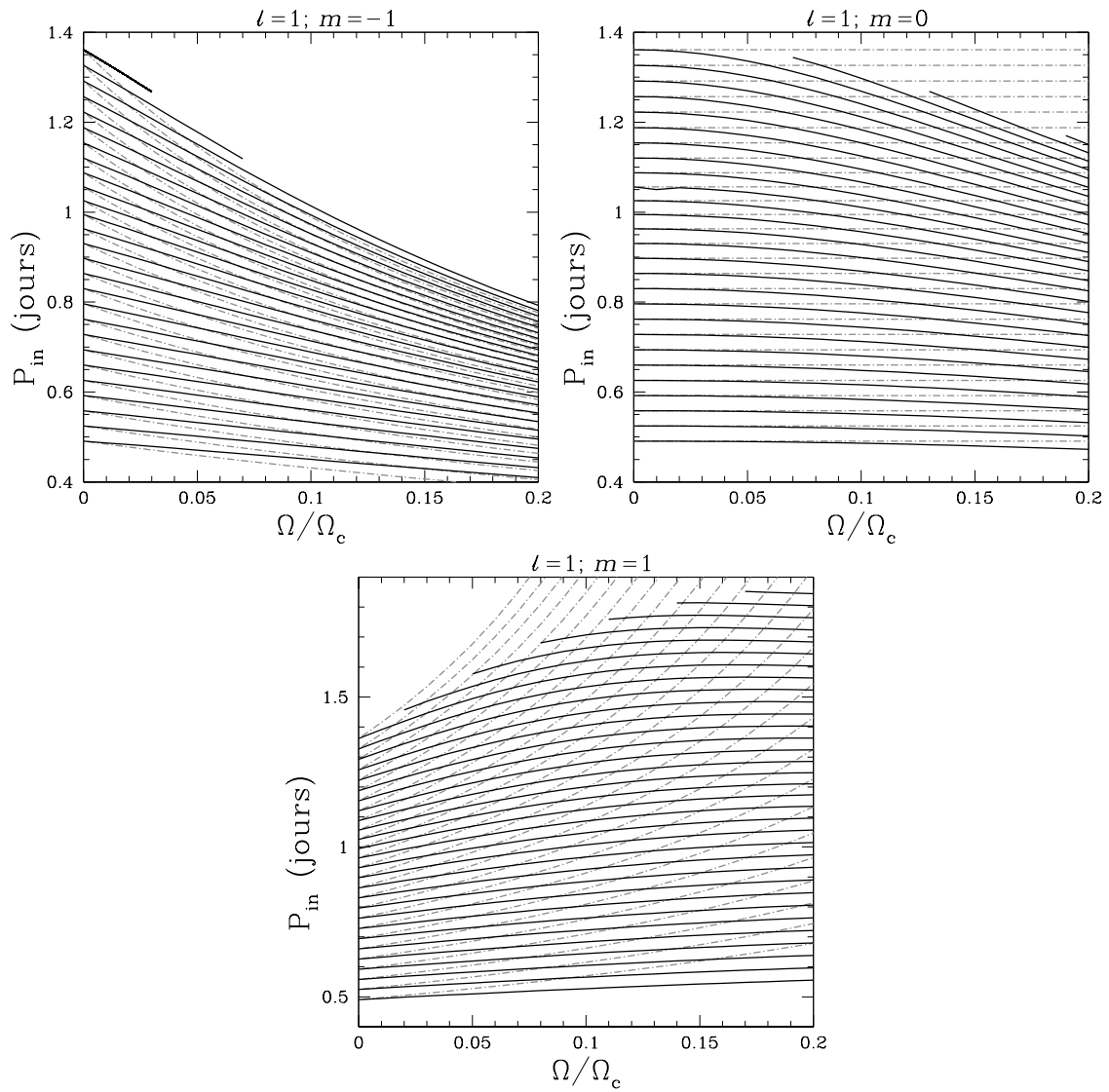


FIGURE 6.4 – Comparaison de l'évolution des périodes dans le référentiel inertiel pour les modes instables de degré $\ell = 1$ en fonction de la rotation pour les approximations traditionnelle (courbes continues) et perturbative au premier ordre (courbes discontinues). Chaque panneau représente une valeur donnée du couple (ℓ, m) .

angulaire critique (Ω/Ω_c). Notons que la multiplication de l'axe des abscisses par $\Omega_c R$ (cf. tableau 6.1) donne la vitesse équatoriale correspondante. Chaque courbe correspond à un mode particulier et l'épaisseur de ces courbes indique si le mode est stable (courbe fine) ou instable (courbe épaisse) par rapport au mécanisme d'excitation des étoiles γ Dor. Pour $\Omega = 0$, les modes sont dégénérés selon leur ordre azimutal m . Lorsque la rotation entre en jeu, la dégénérescence est levée par un *splitting* rotationnel non linéaire et les périodes de pulsations de tous les modes, excepté les modes progrades sectoriels (PS, $m < 0$), tendent à décroître à mesure que la rotation augmente. Notons que cette évolution des périodes est également valable pour les modes zonaux ($m = 0$) alors que la théorie perturbative au premier ordre prédit une invariance de leurs périodes de pulsation.

Afin de déterminer l'importance de la force de Coriolis sur la propagation d'un mode donné, nous pouvons comparer sa longueur d'onde λ au rayon de Rossby (cf. par exemple Gill 1982)

$$R_r = \left| \frac{c}{2\Omega} \right|, \quad (6.21)$$

où c est la vitesse de phase de l'onde. Ce rayon, mesure de la distance de propagation de l'onde durant une période de rotation, est l'échelle de longueur fondamentale sur laquelle la force de Coriolis se fait sentir. Si λ est plus grande que cette échelle, la dynamique de l'onde est dominée par la force de Coriolis, qui devient une force de rappel à part entière. À l'inverse, si $\lambda < R_r$, cette force n'aura qu'une contribution à la force de rappel de l'onde, dominée par la poussée d'Archimède. Le régime dans lequel la dynamique des modes est dominée par la force de Coriolis est couramment appelé "régime inertiel". La longueur d'onde et la vitesse de phase azimutales d'un mode étant respectivement données par $\lambda = 1/m$ et $c = -\omega_{co}/m$, la force de Coriolis domine la dynamique du mode dès que la condition

$$\nu = \frac{2\Omega}{\omega_{co}} > 1, \quad (6.22)$$

ce qui équivaut à

$$P_{co} \geq \frac{\pi}{\Omega}. \quad (6.23)$$

Dans la figure 6.2, la limite de ce régime est représentée par la courbe pointillée épaisse. Dans cette configuration, des modes changent de nature et deviennent des modes gravito-inertiels. Dintrans & Rieutord (2000) montrèrent que dans un modèle sphérique, les modes gravito-inertiels de fréquence adimensionnelle ω_{co} se propagent uniquement dans les régions où

$$\Gamma = r^2 \omega_{co} (N^2 + 4\Omega^2 - \omega_{co}^2) - (2\Omega N z)^2, \quad (6.24)$$

où r et z définissent les coordonnées cylindriques radiale et verticale. Cette relation implique que lorsque $\omega_{co} < \Omega$, une latitude critique $\theta_c = \arcsin[\omega_{co}/(2\Omega)]$, au-delà de laquelle les modes ne peuvent plus se propager, apparaît. Ainsi, contrairement aux modes purement gravitationnels, ces modes peuvent se propager dans les régions convectives, mais ne peuvent pas explorer les régions polaires, et la taille angulaire de cette zone "interdite" augmente avec ν . Lorsque $\Omega \rightarrow 0$, cette condition limite de propagation revient à la condition classique $\omega_{co} < N$.

Rappelons que la fréquence de l'oscillation dépend de la force de rappel sur les éléments déplacés, soit la force d'Archimède dans le cas d'une étoile statique (cf., par

exemple, Lighthill 1987). Lorsque la rotation entre en jeu, l'intensité de la force de rappel est augmentée par la force de Coriolis, générant un accroissement de la valeur propre λ_{km} , et donc une diminution de sa période. L'importance de cette diminution dépend de la période de pulsation du mode et de la vitesse de rotation de l'étoile. Townsend (2005a) obtient des résultats similaires en appliquant l'approximation traditionnelle de la rotation à des modèles stellaires d'étoiles SPB. Il explique la compression de la gamme de périodes comme étant due à la dépendance de l'effet de la force de Coriolis au paramètre ν (équation (6.22)). Par conséquent, les modes de plus longues périodes sont plus fortement influencés que ceux de périodes plus petites, menant ainsi à une augmentation de la densité de modes à mesure que la vitesse de rotation de l'étoile croît.

Cependant, cette analyse ne fonctionne pas pour les modes PS. Dans ce cas particulier, l'intensité de la force de Coriolis est également liée à la valeur du paramètre ν mais, lorsque la rotation entre en jeu, ces modes endossent le même type de comportement que les ondes de Kelvin (Gill 1982; Unno et al. 1989; Townsend 2003a). Les modes de Kelvin, tout comme ceux de Rossby, sont générés par la conservation de la vorticité spécifique. Ils sont entre autre caractérisés par l'équilibre géostrophique, défini par l'équilibre entre la force de Coriolis provenant des mouvements de fluide azimutaux et le gradient de pression (cf., par exemple, Gill 1982; Rieutord 1997). Étant donné cet équilibre, la force de rappel n'est pas influencée par la force de Coriolis de la même manière que dans le cas des modes non-PS. Cela se traduit non pas par une augmentation des valeurs propres (diminution des périodes) lorsque la rotation augmente, mais par une légère diminution (augmentation) de ces dernières à faible rotation, suite à quoi les valeurs propres tendent vers des asymptotes horizontales (cf. figure 6.1, $k = 0$). Suivant le comportement des valeurs propres, les périodes des modes PS croissent lentement et tendent asymptotiquement vers des valeurs constantes à mesure que la rotation augmente.

Les périodes de pulsations dans le référentiel inertiel, c'est à dire celui d'un observateur extérieur, peuvent s'écrire en fonction des périodes dans le référentiel comobile

$$P_{\text{in}} = \frac{P_{\text{co}}}{1 - m \frac{P_{\text{co}}}{P_{\Omega}}}, \quad (6.25)$$

où P_{in} est la période de pulsation dans le référentiel inertiel et P_{Ω} la période de rotation de l'étoile. La figure 6.3 présente l'évolution des périodes d'oscillation en fonction de la rotation dans le référentiel inertiel. Le comportement des périodes observées peut être facilement expliqué en se basant sur l'équation (6.25). Dans le cas des modes zonaux, le dénominateur de cette équation est égal à 1 et les périodes ne sont pas influencées par le changement de référentiel. Dans le référentiel comobile, les périodes des modes progrades non-sectoriels diminuent lorsque la fréquence de rotation augmente tandis que celles des modes progrades sectoriels augmentent mais tendent très rapidement vers des asymptotes horizontales. Étant donné la valeur négative de l'ordre azimutal, le dénominateur de l'équation (6.25) devient supérieur à 1 lorsque l'étoile est en rotation, ce qui entraîne une diminution de la valeur des périodes des modes progrades à mesure que la rotation augmente. Le cas des modes rétrogrades est moins évident car leur variation n'est pas uniforme lorsque la rotation augmente. En observant les modes $\ell = 2$, $m = 1$ sur la figure 6.3, il est possible de définir trois régimes pour trois gammes de rotation.

Tout d'abord, les périodes sont croissantes pour de faibles fréquences de rotation, suite à quoi elles atteignent un plateau horizontal avant de croître à nouveau fortement. Ces régimes sont explicables en reformulant l'équation (6.25) à partir de l'équation (6.20) et de l'expression du paramètre ν

$$P_{\text{in}} \propto \frac{1}{\sqrt{\lambda} \left(1 - m \frac{\nu}{2}\right)}, \quad (6.26)$$

où le facteur $\sqrt{\lambda}^{-1}$ vient de l'expression de P_{co} et le facteur $\frac{1}{1 - m \frac{\nu}{2}}$ est dû au changement de référentiel. Alors que le premier facteur diminue continuellement à mesure que ν augmente (c'est à dire que la rotation augmente pour un mode donné ou que la période de pulsation augmente pour une rotation donnée), le second est une fonction croissante de ν avec une asymptote verticale pour $\nu = 2$. Dans le premier régime, l'effet de changement de référentiel domine le comportement des périodes de pulsations inertielles. Cet effet est ensuite contrebalancé par la diminution de P_{co} dans le deuxième régime. Enfin, dans le troisième et dernier régime, le facteur provenant du changement de référentiel tend vers une asymptote verticale et domine entièrement le comportement de l'équation (6.26), engendrant ainsi une augmentation significative de P_{in} . Les modes rétrogrades présentent également une autre particularité : comme nous pouvons le voir dans le cas des modes $(\ell, m) = (2, 2)$, des périodes décroissantes avec la rotation apparaissent à partir d'une certaine fréquence de rotation. Les périodes de ces modes sont en fait décalées vers des valeurs négatives dans le référentiel inertiel ($m\nu/2 < 1$). Dans la figure 6.3 ces périodes restent positives puisqu'un observateur observe la valeur absolue de ces dernières.

La figure 6.4 compare l'approximation traditionnelle et la méthode perturbative au premier ordre dérivée par Ledoux (1951) en présentant l'évolution avec la rotation des périodes de modes instables de degré $\ell = 1$ dans le référentiel inertiel pour les deux approximations. Quel que soit l'ordre azimutal considéré, les différences entre les deux approximations sont plus prononcées pour les modes d'ordres radiaux plus élevés pour lesquels la force de Coriolis a un poids plus important dans l'équation de conservation du mouvement. Pour les modes d'ordres radiaux plus faibles, les deux approximations donnent des résultats comparables pour des rotations très faibles (de l'ordre de 10% de la fréquence de rotation critique dans le meilleur des cas, pour les modes zonaux d'ordres radiaux faibles).

6.4.2 Évolution du period-spacing

Dans le cas d'un modèle stellaire statique, l'expression asymptotique de l'espacement des périodes de modes g ayant des ordres radiaux consécutifs et de même degré est donnée par l'équation (2.77) que nous rappelons ci-dessous

$$\Delta P \simeq P(n+1) - P(n) = \frac{2\pi^2}{\sqrt{\ell(\ell+1)} \int_{r_0}^{r_1} \frac{N}{r} dr}. \quad (6.27)$$

Lorsque la rotation intervient, le *period-spacing* ne peut plus être exprimé tel que dans l'équation précédente mais dépend de $1/\sqrt{\lambda}$, qui est fonction du mode considéré puisque

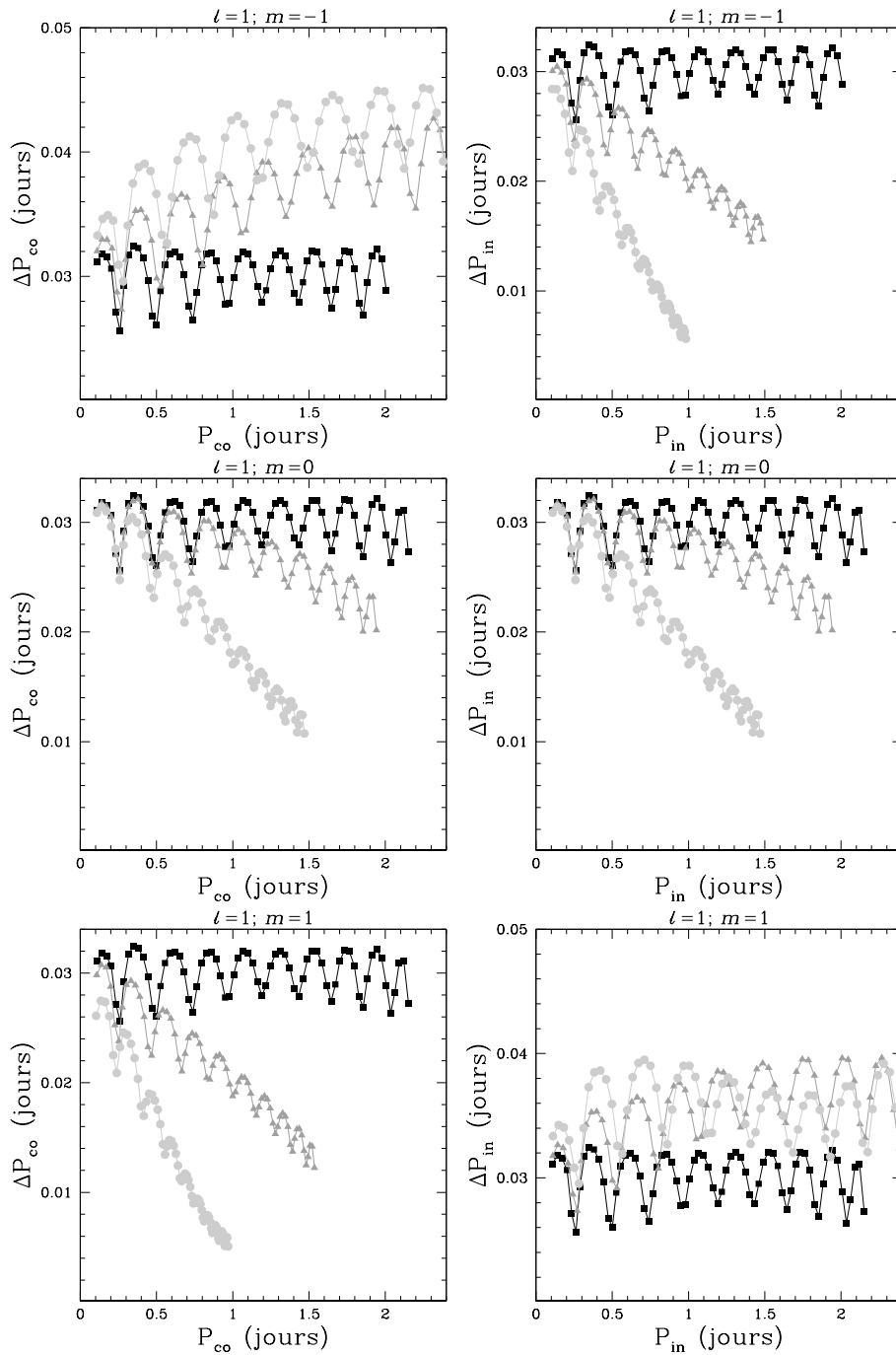


FIGURE 6.5 – *Period-spacing* du Modèle 2 en fonction de la période des modes ($\Delta P(P)$) pour trois fréquences de rotation différentes : $\Omega/\Omega_c = 0$ ($v_{\text{eq}} = 0 \text{ km.s}^{-1}$, noir) ; 0.1 ($v_{\text{eq}} = 21.8 \text{ km.s}^{-1}$, gris foncé) ; 0.25 ($v_{\text{eq}} = 54.4 \text{ km.s}^{-1}$, gris clair) pour chaque couple ($\ell = 1, |m| \leq \ell$) dans les référentiels comobile (panneaux gauches) et inertiel (panneaux droits).

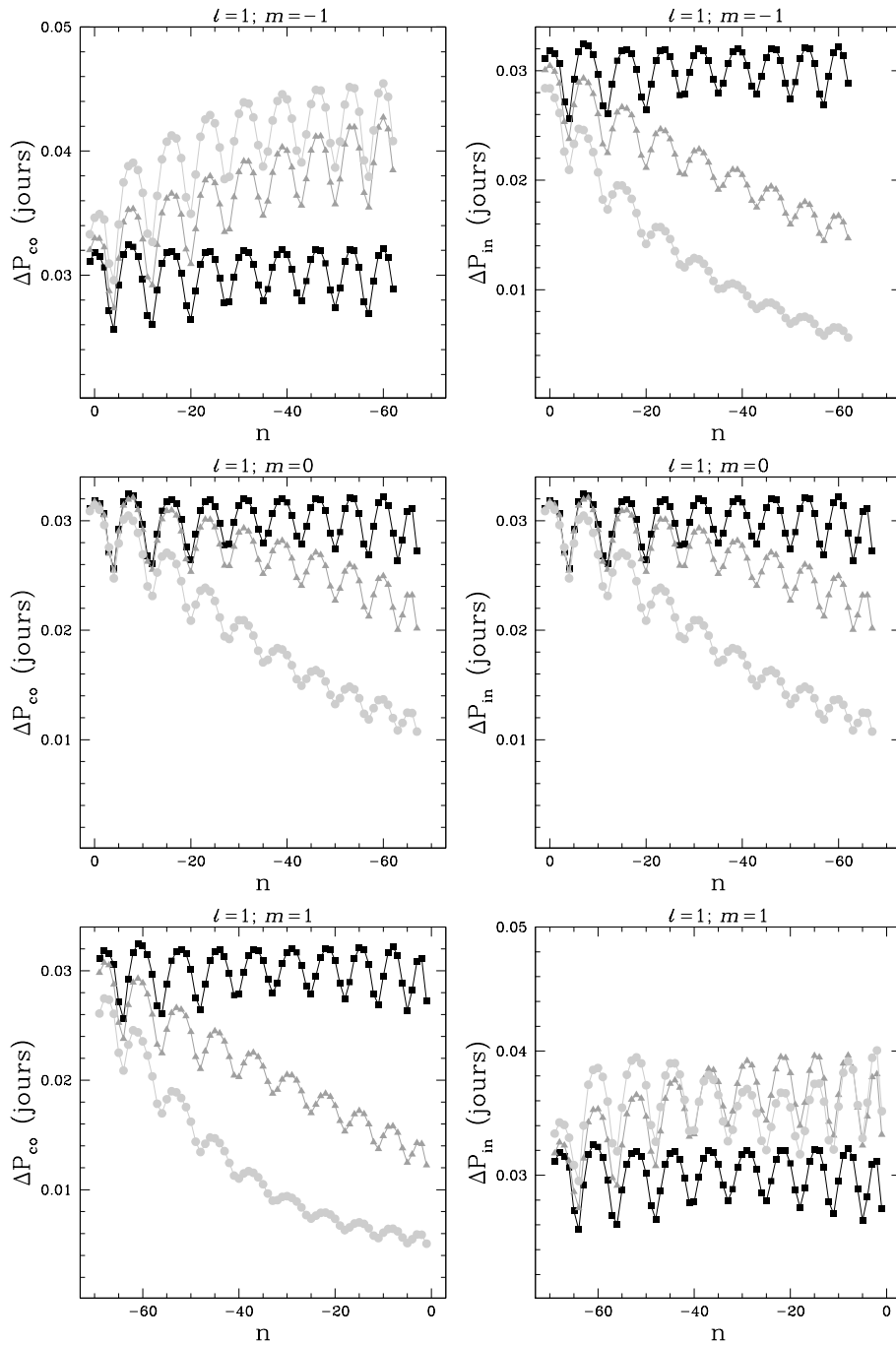


FIGURE 6.6 – Même figure que la figure 6.5, mais en fonction de l'ordre radial des modes ($\Delta P(k)$)

λ dépend de la valeur de la période de pulsation. L'expression du *period-spacing* peut alors s'écrire comme

$$\begin{aligned} \langle \Delta P_{\text{co}} \rangle &= P_{\text{co}}(n+1) - P_{\text{co}}(n) & (6.28) \\ &\simeq \frac{2\pi^2(n+1+\frac{1}{2})}{\sqrt{\lambda_{km(n+1)}} \int_{r_0}^{r_1} \frac{N}{r} dr} - \frac{2\pi^2(n+\frac{1}{2})}{\sqrt{\lambda_{km(n)}} \int_{r_0}^{r_1} \frac{N}{r} dr} \\ &\simeq \frac{2\pi^2}{\sqrt{\lambda_{km(n+1)}} \int_{r_0}^{r_1} \frac{N}{r} dr} + \frac{2\pi^2(n+\frac{1}{2})}{\int_{r_0}^{r_1} \frac{N}{r} dr} \left(\frac{1}{\sqrt{\lambda_{km(n+1)}}} - \frac{1}{\sqrt{\lambda_{km(n)}}} \right). \end{aligned}$$

En appliquant le premier ordre du développement de Taylor au second terme du membre de droite de l'équation ci-dessus, nous obtenons

$$\langle \Delta P_{\text{co}} \rangle \simeq \frac{2\pi^2}{\sqrt{\lambda_{\ell,m,\nu(n+1)}} \int_{r_0}^{r_1} \frac{N}{r} dr} - \frac{P_{\text{co}}(n)}{P_{\Omega}} \frac{d \ln \lambda}{d \nu} (P_{\text{co}}(n+1) - P_{\text{co}}(n)). \quad (6.29)$$

En rappelant que $P_{\text{co}}(n)/P_{\Omega} = \nu/2$, et que

$$\frac{\nu}{2} \frac{d \ln \lambda}{d \nu} = \frac{1}{2} \frac{d \ln \lambda}{d \ln \nu}, \quad (6.30)$$

nous trouvons l'expression du *period-spacing* asymptotique dans le cadre de l'approximation traditionnelle de la rotation

$$\langle \Delta P_{\text{co}} \rangle \simeq \frac{2\pi^2}{\sqrt{\lambda_{\ell,m,\nu(n+1)}} \int_{r_0}^{r_1} \frac{N}{r} dr \left(1 + \frac{1}{2} \frac{d \ln \lambda}{d \ln \nu} \right)}. \quad (6.31)$$

Dans la section précédente, le modèle choisi était suffisamment peu évolué pour montrer un spectre de périodes de pulsations peu dense, permettant de suivre clairement l'évolution des périodes avec l'augmentation de la rotation. Cependant, ce modèle est trop peu évolué pour qu'un gradient de composition chimique (∇_{μ}) se soit développé à la limite de son cœur convectif, et son *period-spacing* ne présente pas d'oscillation (cf. section 5.4.2). Le modèle stellaire considéré dans cette sous-section est plus évolué, avec un spectre de fréquences dense, mais également un pic dans le profil de la fréquence de Brunt-Väisälä à la limite du cœur convectif, provoquant, dans le cas sans rotation, une oscillation du *period-spacing* autour de sa valeur asymptotique (Miglio et al. 2008). Les caractéristiques de ce modèle (Modèle 2) sont données dans le tableau 6.1.

Dans le cas sans rotation, la périodicité du *period-spacing* est liée à la localisation du gradient de composition chimique, et donc à la taille du cœur convectif (Miglio et al. 2008). La structure du *period-spacing* en fonction de la période de pulsation est présentée dans les figures 6.5 et 6.6 pour l'ensemble des modes $\ell = 1$, $|m| \leq \ell$ et pour trois fréquences de rotation différentes ($\Omega/\Omega_c = 0$; $\Omega/\Omega_c = 0.1$; $\Omega/\Omega_c = 0.25$). Le comportement du *period-spacing* dans le référentiel comobile (panneaux gauches) est fortement influencé par la fréquence de rotation de l'étoile, même pour des fréquences de rotation faibles. La rotation a trois effets sur la structure de ΔP :

- Le *period-spacing* asymptotique au premier ordre n'est plus constant, et sa variation dépend de la vitesse de rotation de l'étoile et du couple (ℓ, m) considéré.

- Le *period-spacing* n’oscille plus autour d’une valeur moyenne constante. La valeur moyenne entre deux minima consécutifs décroît à mesure que la période augmente pour les modes non PS et tend à augmenter avec la période pour les modes PS.
- La périodicité des oscillations dépend des périodes des modes considérés. Elle diminue à mesure que les périodes augmentent pour les modes non PS, alors qu’elle augmente avec les périodes pour les modes PS. Notons que lorsque le *period-spacing* est tracé en fonction de l’ordre radial n , sa périodicité est conservée.

Les deux effets énumérés ci-dessus sont directement issues de la dépendance de l’effet de la force de Coriolis au paramètre ν (équation (6.22)). Pour une fréquence de rotation donnée, la compression des périodes des modes non PS à mesure que l’ordre radial considéré augmente explique la diminution du *period-spacing* entre deux modes consécutifs. Le nombre moyen de modes compris dans une oscillation du *period-spacing* reste constant, mais la relation entre n et P n’est plus linéaire dans une étoile en rotation. Le comportement du *period-spacing* des modes PS dans le référentiel comobile est également lié aux effets de la force de Coriolis sur les périodes de ces modes. Cependant, la périodicité du *period-spacing* des modes PS, tout comme sa valeur moyenne entre deux modes consécutifs, augmente lorsque ν augmente.

L’influence du changement de référentiel sur la valeur des périodes des modes affecte fortement la structure du *period-spacing* lors du passage du référentiel comobile au référentiel inertiel. Le comportement de ΔP dans le référentiel de l’observateur peut être compris en reprenant l’explication de l’évolution des périodes de pulsation avec la rotation dans ce référentiel, donnée dans la section 6.4.1. Ainsi, la concordance exacte entre les structures du *period-spacing* des modes zonaux dans les deux référentiels est évidente, de même que la diminution du *period-spacing* des modes progrades et la structure plus complexe du *period-spacing* des modes rétrogrades.

6.4.3 Effet combiné du mélange induit par la rotation et de la force de Coriolis de la rotation sur le *period-spacing*

Il est désormais communément accepté que des processus de mélange doivent agir au-delà de la limite du cœur convectif afin d’expliquer les observations d’amas et de binaires (cf. par exemple Andersen et al. 1990; Ribas et al. 2000). Cependant, il n’existe pas à ce jour de consensus quant à la physique de ce mélange, et plusieurs mécanismes ont été proposés, tels que l’*overshooting* (Schaller et al. 1992) instantané ou diffusif, la diffusion microscopique (Michaud et al. 2004), le mélange turbulent induit par la rotation (Maeder & Meynet 2000; Mathis et al. 2004, références comprises), les ondes internes (Young & Arnett 2005). Aucun consensus n’existe non plus concernant l’extension de cette région de mélange dans la zone radiative.

L’un des mécanismes ayant eu le plus de succès est celui décrit par Zahn (1992) et Maeder & Zahn (1998), et qui fut implémenté dans les codes d’évolutions stellaires de Genève (Eggenberger et al. 2008) et STAREVOL. Dans cette approche, l’évolution du moment angulaire à l’intérieur de l’étoile et le mélange des éléments chimiques sont liés. Alors que le premier doit être traité en tenant explicitement compte des processus advectifs et diffusifs, le mélange des éléments chimiques, résultant d’un traitement consistant des effets de la rotation (circulation méridienne, perte et évolution du moment cinétique,

turbulence verticale et horizontale induites par la rotation différentielle), peut être décrit comme un processus de mélange purement diffusif.

Cette description prédit un profil de rotation interne différentiel. Cependant, ce résultat est en contradiction avec le profil de rotation rigide observé pour le Soleil par l'héliosismologie. Afin de pallier cette divergence, d'autres processus tels que le transport de moment cinétique par les ondes internes (Talon et al. 2002; Talon & Charbonnel 2005) et l'effet du champ magnétique (Mestel 1953; Garaud 2002) ont été proposés.

Nous sommes conscients des différents effets de la rotation sur la structure stellaire et de la complexité de ce problème. Puisque nous utilisons dans cette étude l'approche traditionnelle de l'interaction rotation-pulsation pour une rotation uniforme, nous nous concentrons ici sur l'effet que la rotation peut avoir, d'après ce modèle, sur le profil de composition chimique, qui consiste à une atténuation du gradient de composition chimique.

Le code d'évolution stellaire CLES n'inclue aucun traitement de la rotation. Ainsi, afin d'étudier l'effet d'un gradient de composition chimique lisse sur les propriétés sismiques des étoiles γ Doradus "en rotation", nous suivons la même approche que Miglio et al. (2008) en introduisant du mélange diffusif via un coefficient de diffusion D_t . Ce coefficient n'est pas dérivé d'un traitement consistant de la rotation mais est paramétré, et les valeurs que nous utilisons sont en accord avec les résultats obtenus par Mathis et al. (2004) qui calculèrent de manière consistante les valeurs du coefficient de diffusion totale pour une étoile de $1.5 M_\odot$. Bien que la relation $D_t - \Omega$ ne soit pas directement dérivée, et que la valeur réelle de D_t dépend en fait de l'évolution du moment cinétique, nous adoptons deux valeurs différentes de ce paramètre, soit $D_t = 100 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ et $D_t = 300 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, faisant l'hypothèse que ces derniers puissent avoir été produits par des passés rotationnels différents. Nous appliquons ces valeurs au calcul de modèles évolutifs de $1.60 M_\odot$. Les modèles que nous choisissons d'étudier ont un état évolutif similaire à celui du Modèle 2 (cf. tableau 6.1). Si la diffusion turbulente et de l'*overshooting* instantané peuvent avoir des effets comparables sur les tracés évolutifs en séquence principale (figure 6.7, cf. également Talon et al. 1997; Goupil & Talon 2002; Miglio et al. 2008), les profils de composition chimique au bord du cœur convectif sont totalement différents (figure 6.8 - panneau gauche), et l'astérosismologie peut potentiellement aider à différencier le premier processus de transport du second.

Le profil de la fréquence de Brunt-Väisälä en fonction du rayon d'Archimède (défini dans la section 5.4.2) est illustré dans la figure 6.8 (panneau droit) pour les différentes valeurs du coefficient D_t . La diminution de ∇_μ à la limite du cœur convectif engendre un lissage de la variation brusque de N dans ces mêmes régions. Comme nous l'avons vu dans la section 5.4.2, les différences de profil de N ont un effet direct sur les propriétés des modes g (cf. également Miglio et al. 2008). Ainsi, alors que l'approximation asymptotique au premier ordre prédit un *period-spacing* uniforme, indépendant de la période (donc de l'ordre radial) considérée, l'approximation au premier ordre est valable lorsque les variables décrivant la structure ne changent pas sur l'échelle des longueurs d'ondes des oscillations, alors que N peut varier parfois de façon très brusque. Il est possible d'exprimer par une fonction δP la différence entre les périodes de pulsation d'une étoile caractérisée par une variation forte de N à la limite du cœur convectif et celles d'un mo-

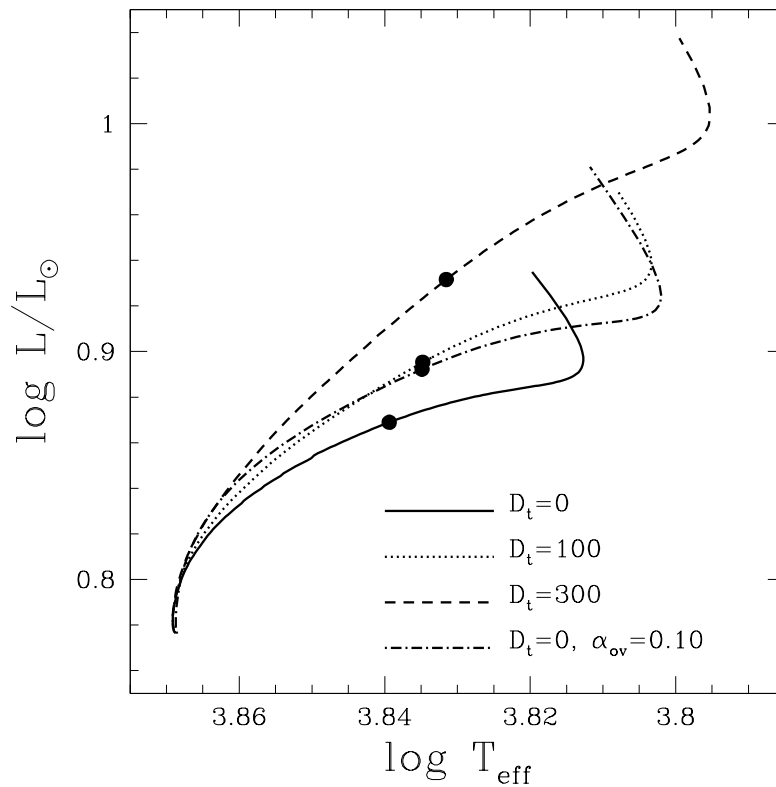


FIGURE 6.7 – Trajets évolutifs en séquence principale pour des modèles de même masses ($M = 1.60 M_{\odot}$) calculés avec différentes valeurs de D_t (en $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$), comparés à un trajet calculé avec *overshooting* ($\alpha_{\text{ov}} = 0.20$). Les cercles pleins mettent en évidence les modèles de même état évolutif étudiés dans cette section.

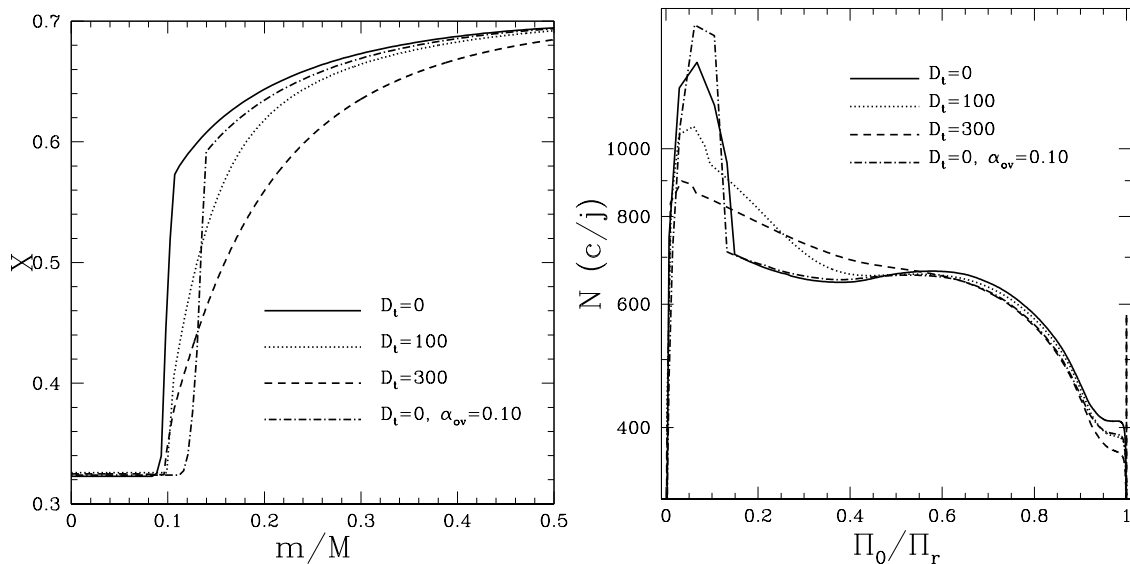


FIGURE 6.8 – Panneau gauche : Profil d’hydrogène des modèles étudiés, de même état évolutif, mais calculés soit avec de l’*overshooting*, soit différents paramètres de diffusion turbulente (en $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$). Panneau droit : Profils de la fréquence de Brunt-Väisälä en fonction du rayon d’Archimède de ces mêmes modèles.

dèle fictif ayant un profil de N lisse et présentant une même valeur de $\int_{r_0}^{r_1} \frac{N}{r} dr$ que l'étoile considérée (Miglio et al. 2008; Brassard et al. 1992 - cf. section 5.4.2). Ce développement permet d'étudier les modifications apportées par différents profils de N sur les prédictions de l'approximation au premier ordre. Cette variation de périodes s'exprime par exemple sous la forme de l'équation (5.4) lorsque N est approximée par une fonction escalier, et dans une telle situation l'amplitude de la composante oscillante du *period-spacing* (ΔP) est constante. Un profil de N variant moins brusquement, lissé par exemple par l'effet de la diffusion, peut être modélisé par une fonction rampe (cf. Miglio et al. 2008 - figure 5), et δP s'exprime comme

$$\delta P_n \propto \frac{1}{P_n} \frac{\Pi_0 \Pi_\mu}{L} \frac{1 - \zeta^2}{\zeta^2} \cos\left(2\pi \frac{\Pi_0}{\Pi_\mu} n + \Phi\right). \quad (6.32)$$

Nous nous référons à la section 5.4.2 pour la définition de l'ensemble de ces termes. Notons que dans ce cas ci, δP est modulé par un facteur $1/P_n$ et l'amplitude de la variation des périodes décroît lorsque l'ordre radial augmente. Cela se traduit par une dépendance de l'amplitude de la composante oscillatoire de ΔP à l'ordre radial du mode.

L'influence conjointe du mélange diffusif et de la force de Coriolis sur la structure du *period-spacing* dans le référentiel inertiel est présentée dans la figure 6.9. Nous détaillons dans cette figure l'ensemble des combinaisons $\Omega/\Omega_c (= 0; 0.1; 0.25) - D_t (0; 100; 300 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1})$. Nous présentons également les résultats issus de la combinaison $\Omega/\Omega_c = 0 - D_t \geq 0$, le mélange diffusif pouvant être produit par un processus physique différent de la rotation, ou l'étoile, tournant très lentement, pouvant avoir un profil de composition chimique plus lisse, lié à son histoire rotationnelle. Nous retrouvons, tout comme Miglio et al. (2008) dans le cas d'un modèle SPB, une signature évidente du mélange rotationnel sur la structure du *period-spacing*.

Observons tout d'abord le cas $\Omega/\Omega_c = 0$. L'amplitude de la composante périodique de ΔP , significative dans le cas $D_t = 0$, est fortement diminuée pour les modes d'ordres radiaux élevés lorsque $D_t = 100 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Cette dépendance de l'amplitude à l'ordre radial du mode provient du terme en $1/P_n$ dans l'expression de l'amplitude du *period-spacing*. Une diffusion turbulente encore plus efficace annihile cette oscillation de ΔP pour tous les modes, y compris ceux d'ordres radiaux plus faibles. L'effet conjugué de la force de Coriolis et de la diffusion turbulente simplifie la structure du *period-spacing* dans une étoile en rotation. Ce dernier tend vers sa valeur asymptotique, définie par l'équation (6.31).

En résumé, le *period-spacing* est fortement affectée par la rotation, la force de Coriolis modifiant sa structure selon la vitesse de rotation de l'étoile et les couples (ℓ, m) considérés. Ainsi, lorsque seul l'effet de la force de Coriolis sur les oscillations est considéré, le changement de la structure du *period-spacing* est telle que la recherche de motifs réguliers dans les périodogrammes d'étoiles γ Doradus, comme *period-spacing* uniforme ou oscillant périodiquement (cf. par exemple l'étude de Hareter et al. 2010) semble à première vue compromise pour des étoiles en rotation même modérée.

Cependant, dans le cas où la rotation induit également un mélange diffusif des éléments chimiques dans la zone radiative, elle a pour effet de lisser le gradient de composition chimique à la limite du cœur convectif, et diminue l'amplitude de la composante oscillante du *period-spacing*. Ainsi, dans une étoile en rotation, ΔP dépend de la période (de l'ordre radial) du mode considéré, mais ne présente plus de comportement oscillant.

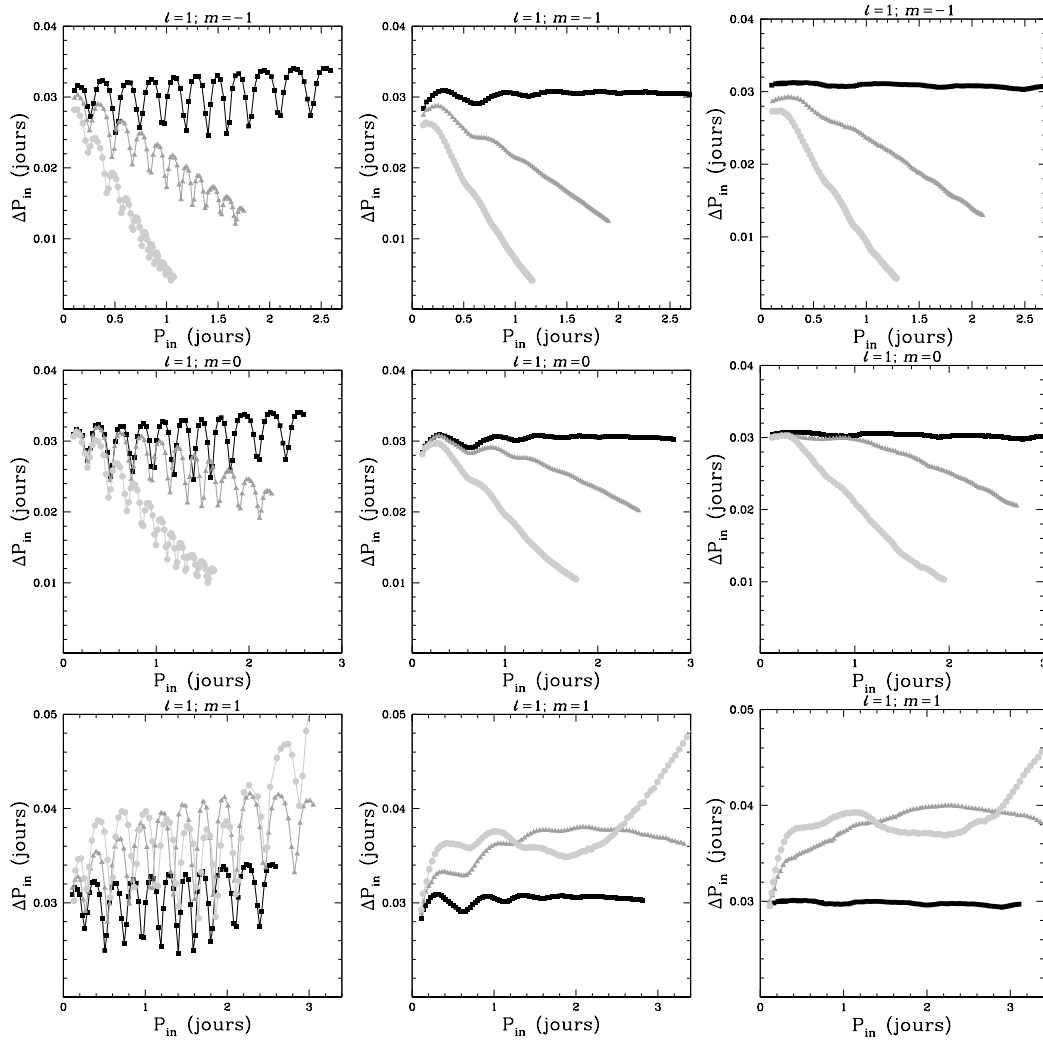


FIGURE 6.9 – Structure du *period-spacing* en fonction de la période dans le référentiel inertiel pour tous les couples $(\ell, |m|) = (1, \leq \ell)$ et pour différentes vitesses de rotation : $\Omega/\Omega_c = 0$ (noir), $\Omega/\Omega_c = 0.1$ (gris foncé), $\Omega/\Omega_c = 0.25$ (gris clair). Chaque colonne rend compte d'un paramètre de diffusion turbulente donné : $D_t = 0 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ (gauche), $D_t = 100 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ (milieu), $D_t = 300 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ (droite)

Ceci nous permet de faire ressortir des tendances, comme par exemple une décroissance régulière de ΔP en fonction de la période pour les modes non rétrogrades (soit pour les modes de $m \leq 0$). La détection de régularités du *period-spacing* se faisant généralement sur un nombre de modes consécutifs restreint, il est raisonnable d'espérer la détection de telles tendances dans les spectres de fréquences observées, et ce particulièrement pour des données de qualité telles que celles fournies par les missions spatiales CoRoT et Kepler.

Enfin, rappelons que Ballot et al. (2011) montrèrent l'adéquation du comportement du *period-spacing* asymptotique ($\langle \Delta P_{\text{co}} \rangle$) des modes $\ell = 1$ calculé avec la TAR et celui issu de leurs calculs complets de la rotation dans un polytrophe totalement radiatif déformé par la force centrifuge. Si ils observent une légère divergence lorsque $\nu \geq 3$ dans le *period-spacing* de leur polytrophe déformé, leurs résultats pour les modes PS sont en excellent accord avec la TAR lorsqu'ils considèrent un modèle sphérique (cf. leur figure 2). Ces résultats encourageants nous permettent d'être très optimistes quand à la possibilité d'extraire des régularités dans le ΔP d'étoiles observées en rotation modérée.

6.4.4 Évolution de la stabilité des modes de pulsation

La rotation a non seulement un effet sur la valeur des périodes des modes de pulsations, mais également sur la stabilité de ces derniers. Cette section traite de l'influence de la force de Coriolis sur la stabilité des modes g calculés dans le modèle stellaire Modèle 1. Il existe une fois encore une différence entre la stabilité des modes progrades sectoriels et celle des modes non-PS. Le nombre de modes PS ($m = -\ell$) instables diminue lorsque la fréquence de rotation augmente alors qu'en un même temps le nombre de modes non PS instables augmente (figure 6.2).

Afin de comprendre ces comportements, il est utile de rappeler succinctement les conditions nécessaires à l'excitation des modes de type γ Dor telles que détaillées dans le chapitre/la section 3.4.1.

- a) Les régions de l'étoile jouant un rôle prépondérant dans la stabilité d'un mode sont celles pour lesquelles la période de pulsation de ce dernier est du même ordre de grandeur que l'échelle locale de temps de relaxation thermique. L'excitation du mode sera efficace si sa période de pulsation est similaire à l'échelle de temps de relaxation thermique dans les couches de l'étoile où l'excitation a lieu (soit à la base de l'enveloppe convective dans le cas des γ Dor). De ce fait, *l'excitation est efficace pour des modes se situant dans une gamme donnée de périodes d'oscillations.*
- b) Le mécanisme d'excitation à la base de la zone convective externe doit être plus important que l'amortissement radiatif qui se produit dans les régions radiatives plus profondes de l'étoile. Ce mécanisme d'amortissement est efficace à la fois pour les modes d'ordres radiaux très élevés et ceux d'ordres radiaux faibles (Dupret et al. 2005a), *l'amortissement radiatif est faible pour des modes dans une gamme d'ordres radiaux donnée.*

Considérant ces deux aspects, il nous est possible de comprendre l'influence de la force de Coriolis sur la stabilité des modes observés dans les étoiles γ Doradus. Si la stabilité de ces modes était uniquement sensible au mécanisme d'excitation, nous obtiendrions des modes instables sur une gamme constante de périodes, quelle que soit la rotation considérée. Dans le cas opposé de modes uniquement sensibles au mécanisme d'amortissement, nous observerions des modes instables pour une gamme constante d'ordres ra-

diaux. Finalement, la stabilité globale d'un mode provient de l'équilibre entre excitation et amortissement. Lorsque la rotation augmente, les périodes des modes non-PS diminuent et le nombre de modes satisfaisant la condition a) augmente. Cependant, les ordres radiaux de ces modes sont plus élevés et leur sensibilité à l'amortissement radiatif augmente également. Ainsi leur stabilité est liée à la valeur de leurs périodes, mais également à celle de leurs ordres radiaux. L'augmentation des périodes des modes PS avec la rotation entraîne que, pour une période de pulsation donnée et pour tout ordre radial, les modes ne satisfont plus la condition a) et ne sont donc pas excités.

Le tableau 6.2 reprend les gammes de modes instables du Modèle 1. Les ordres radiaux et les périodes dans les référentiels comobile et inertiel sont repris pour les modes instables délimitant le domaine d'instabilité pour chaque couple (ℓ, m) . La gamme de périodes observées augmente de manière significative avec la rotation, passant de 0.343–1.36 jours dans le cas sans rotation à 0.231 – 89.5 jours pour une fréquence de rotation $\Omega = 0.25\Omega_c$, jusqu'à 0.171 – 54.8 jours pour une étoile tournant à 50% de sa fréquence de rotation critique. Il est dès lors possible d'expliquer les modes observés à très basses fréquences (très grande période) dans les spectres d'étoiles γ Dor (cf., par exemple, Chapellier et al. 2011) sur simple base d'un décalage dû à la rotation. De plus, la rotation décale la gamme de périodes des modes PS vers des valeurs plus petites, soit des fréquences plus hautes. Ces fréquences atteignent des valeur allant jusqu'à $= 4.33$ c/j pour $\Omega/\Omega_c = 25\%$ et $= 5.85$ c/j pour une étoile tournant à une vitesse moitié moindre que sa vitesse de rotation critique.

6.5 Influence de la rotation sur la bande d'instabilité des γ Doradus

Dans les sections précédentes, nous avons exploré les effets de la rotation sur les périodes et la stabilité des modes g dans un modèle d'étoile γ Doradus. Cette section abordera l'influence de la force de Coriolis sur la bande d'instabilité théorique de ces étoiles en analysant les résultats du calcul des modes de degrés $\ell = 1$ et $\ell = 2$ à l'aide du code de pulsations non-adiabatiques MAD incluant la TAR sur l'ensemble des modèles de la grille de référence, dont les paramètres physiques sont détaillés dans la section 4.2 et synthétisés dans le tableau 4.2. Le calcul a été effectué pour quatre vitesses de rotation : $v_{\text{eq}} = 0, 30, 60, 90$ km.s⁻¹. Nous supposons 90 km.s⁻¹ comme une vitesse de rotation caractéristique de ce genre d'étoiles, et suffisamment faible pour être très petite comparée à la valeur moyenne de la vitesse de rotation critique de telles étoiles ($v_c \simeq 200\text{--}250$ km.s⁻¹, cf. tableau 6.1).

Les bandes d'instabilité théoriques des étoiles γ Dor sont représentées dans la figure 6.10 pour chaque combinaison (ℓ, m) et chaque vitesse de rotation. Tout modèle avec au moins un mode g instable est pris en compte dans ces bandes d'instabilité. Aucune différence notable entre les positions des bords bleu et rouge de la bande d'instabilité théorique des γ Dor ne peut être dégagée lorsque les modèles tournent à des vitesses de rotation allant jusqu'à $v_{\text{eq}} = 90$ km.s⁻¹. Cependant, la tendance très nettement observée par Townsend (2005a) pour les bandes d'instabilité des étoiles SPB, à savoir un décalage

TABLE 6.2 – Gamme de modes instables du Modèle 1 pour les fréquences de rotation $\Omega/\Omega_c = 0$, $\Omega/\Omega_c = 0.25$ et $\Omega/\Omega_c = 0.5$. Les gammes d'ordres radiaux et de périodes de pulsation dans les référentiels comobile et inertiel sont données pour chaque couple (ℓ, m) .

ℓ	m	$ n $	P_{co} (jours)	P_{in} (jours)
$\Omega/\Omega_c = 0.00 ; v_{\text{eq}} = 0 \text{ km.s}^{-1}$				
1	-1	15-41	0.491 - 1.36	0.491 - 1.36
1	0	15-41	0.491 - 1.36	0.491 - 1.36
1	1	15-41	0.491 - 1.36	0.491 - 1.36
2	-2	17-46	0.343 - 0.908	0.343 - 0.908
2	-1	17-46	0.343 - 0.908	0.343 - 0.908
2	0	17-46	0.343 - 0.908	0.343 - 0.908
2	1	17-46	0.343 - 0.908	0.343 - 0.908
2	2	17-46	0.343 - 0.908	0.343 - 0.908
$\Omega/\Omega_c = 0.25 ; v_{\text{eq}} = 59.6 \text{ km.s}^{-1}$				
1	-1	15-38	0.571 - 1.62	0.390 - 0.700
1	0	15-45	0.463 - 1.08	0.463 - 1.08
1	1	15-49	0.386 - 0.753	0.566 - 1.94
2	-2	17-44	0.369 - 0.989	0.231 - 0.380
2	-1	17-48	0.343 - 0.838	0.268 - 0.499
2	0	17-50	0.323 - 0.706	0.323 - 0.706
2	1	17-54	0.310 - 0.634	0.415 - 1.31
2	2	17-49	0.308 - 0.677	0.615 - 89.5
$\Omega/\Omega_c = 0.50 ; v_{\text{eq}} = 119 \text{ km.s}^{-1}$				
1	-1	15-38	0.616 - 1.70	0.308 - 0.452
1	0	15-48	0.407 - 0.820	0.407 - 0.820
1	1	15-57	0.300 - 0.548	0.582 - 4.97
2	-2	17-43	0.385 - 0.998	0.171 - 0.235
2	-1	17-51	0.323 - 0.708	0.212 - 0.329
2	0	17-53	0.281 - 0.521	0.281 - 0.521
2	1	17-62	0.257 - 0.454	0.440 - 1.63
2	2	17-53	0.269 - 0.522	0.753 - 54.8

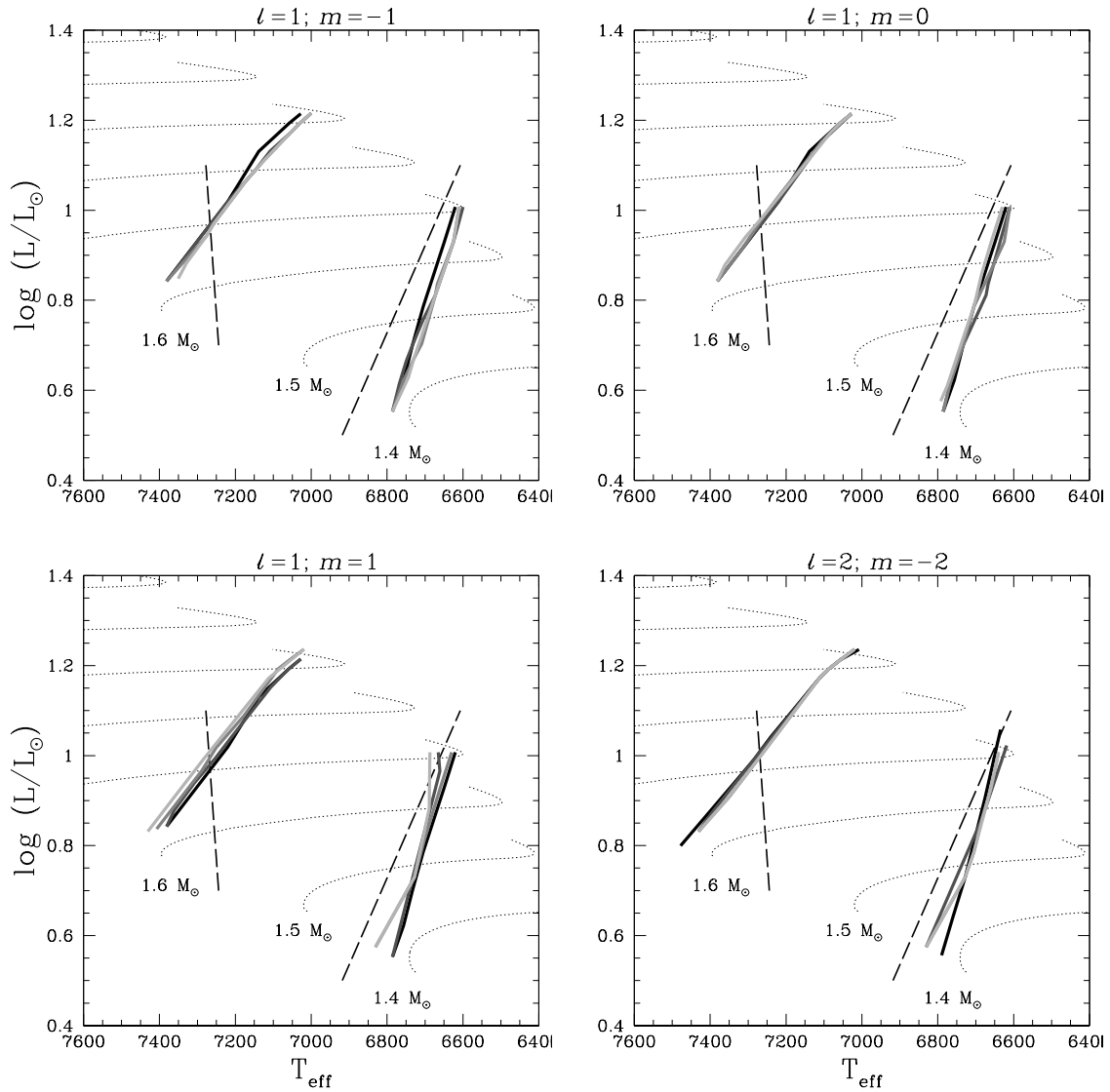


FIGURE 6.10 – Bandes d’instabilités des étoiles γ Doradus dans le diagramme HR pour chaque couple (ℓ, m) et quatre vitesses de rotation différentes : $v_{\text{eq}} = 0 \text{ km.s}^{-1}$ (noir), $v_{\text{eq}} = 30 \text{ km.s}^{-1}$ (gris foncé), $v_{\text{eq}} = 60 \text{ km.s}^{-1}$ (gris), $v_{\text{eq}} = 90 \text{ km.s}^{-1}$ (gris clair). Les lignes pointillées représentent la bande d’instabilité observationnelle des étoiles γ Dor déterminée par Handler & Shobbrook (2002). Les lignes fines pointillées correspondent aux trajets évolutifs en séquence principale pour des modèles de masses allant de $1.4 M_{\odot}$ à $2.1 M_{\odot}$.

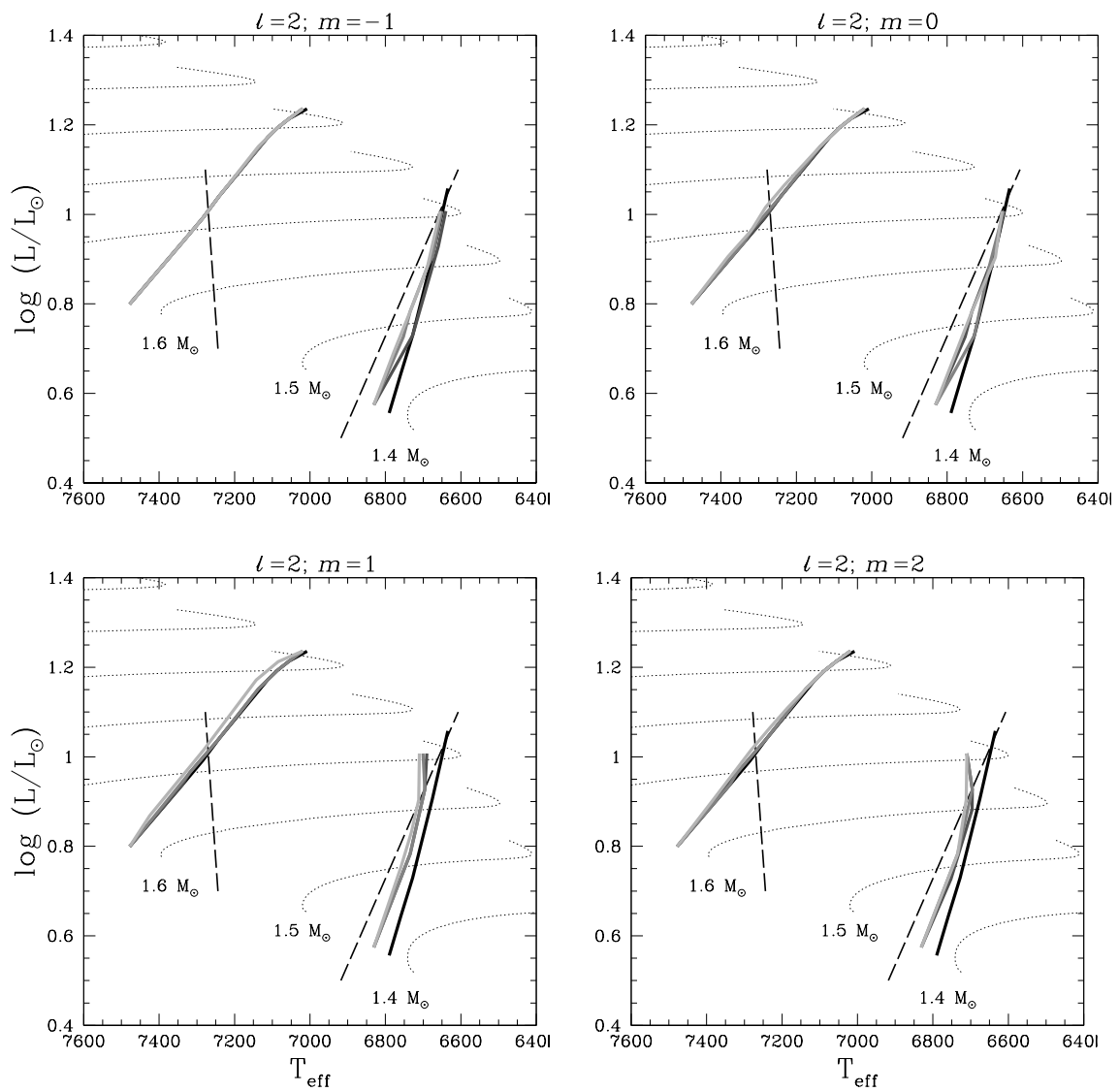


FIGURE 6.10 – suite

de la bande d'instabilité des modes non-PS vers des T_{eff} plus grande à mesure que la rotation augmente, alors que dans un même temps la bande d'instabilité calculée pour les modes PS couvre une gamme de T_{eff} de plus en plus faibles. et une dim est également remarquée dans notre étude, bien qu'étant donné les plus faibles taux de rotation considérés ici, celle-ci ne soit pas aussi déterminée que dans l'étude citée. Il est ainsi possible de mettre en évidence la dichotomie entre les modes progrades sectoriels et les modes non-PS. La bande d'instabilité des premiers a tendance à être déplacée vers les modèles de plus faible température effective à mesure que la vitesse de rotation augmente, alors que la bande d'instabilité des seconds se déplace vers les modèles de température effective plus chaude avec la rotation. Une fois encore, cet effet peut être expliqué par la comparaison des échelles de temps thermiques dans les couches stellaires où l'excitation des modèles γ Doradus a lieu et les valeurs des périodes d'oscillation des modes g d'ordres radiaux élevés. Considérant une étoile de température effective plus chaude (plus froide), la profondeur de la base de l'enveloppe convective sera moins (plus) profonde, et l'échelle de temps thermique à cette profondeur sera plus petite (plus grande). Comme les périodes des modes PS dans le référentiel comobile augmentent avec la rotation, il est nécessaire, pour que ces modes soient excités, que l'échelle de temps thermique dans la région de transition soit plus grande, donc que la base de la zone convective soit plus profonde, ce qui correspond à des modèles plus froids. Les périodes des modes non PS étant plus petites à mesure que la vitesse de rotation augmente, les modèles présentant des modes instables sont plus chauds, avec une profondeur moindre de la base de l'enveloppe convective, et une échelle de temps thermique plus petite à cette profondeur. Cet effet de la force de Coriolis est particulièrement prononcé pour les modes les plus influencés par la rotation, tels que les modes $(\ell, m) = (2, 1)$ (cf. Townsend 2005a).

La figure 6.11 montre l'effet de la force de Coriolis sur les périodes de pulsation des modes instables en fonction de la température effective des modèles considérés, pour l'ensemble des couples $(\ell = 1, m \leq \ell)$ dans les référentiels comobile et inertiel. Dans le référentiel comobile, la compression de la gamme de périodes des modes non progrades sectoriels est directement liée à la force de Coriolis alors que dans un même temps la gamme de périodes des modes progrades sectoriels augmente et atteint rapidement une limite supérieure. Cette limite est facile à comprendre si l'on considère le caractère asymptotique horizontal de l'augmentation de la valeur des périodes de pulsation avec la rotation (figure 6.2). Celles-ci atteignent un plateau déterminé par la valeur de l'échelle de temps thermique à la limite de l'enveloppe convective des modèles. Dans le référentiel inertiel, les gammes de périodes des modes progrades et zonaux excités diminuent lorsque la rotation est plus importante alors que celles des modes rétrogrades excités augmentent jusqu'à des valeurs bien plus grandes que dans le cas statique.

6.6 Discussions et perspectives

L'observation, pour le Modèle 1 (cf. tableau 6.1), de l'extension de la gamme de fréquences dans le référentiel inertiel par la force de Coriolis de $0.735 - 2.92 c/j$ dans le cas sans rotation, à $0.018 - 5.85 c/j$ pour une rotation égale à la moitié de la rotation critique, peut être généralisée à l'ensemble de la grille de modèles. Cela confirme le fait bien établi

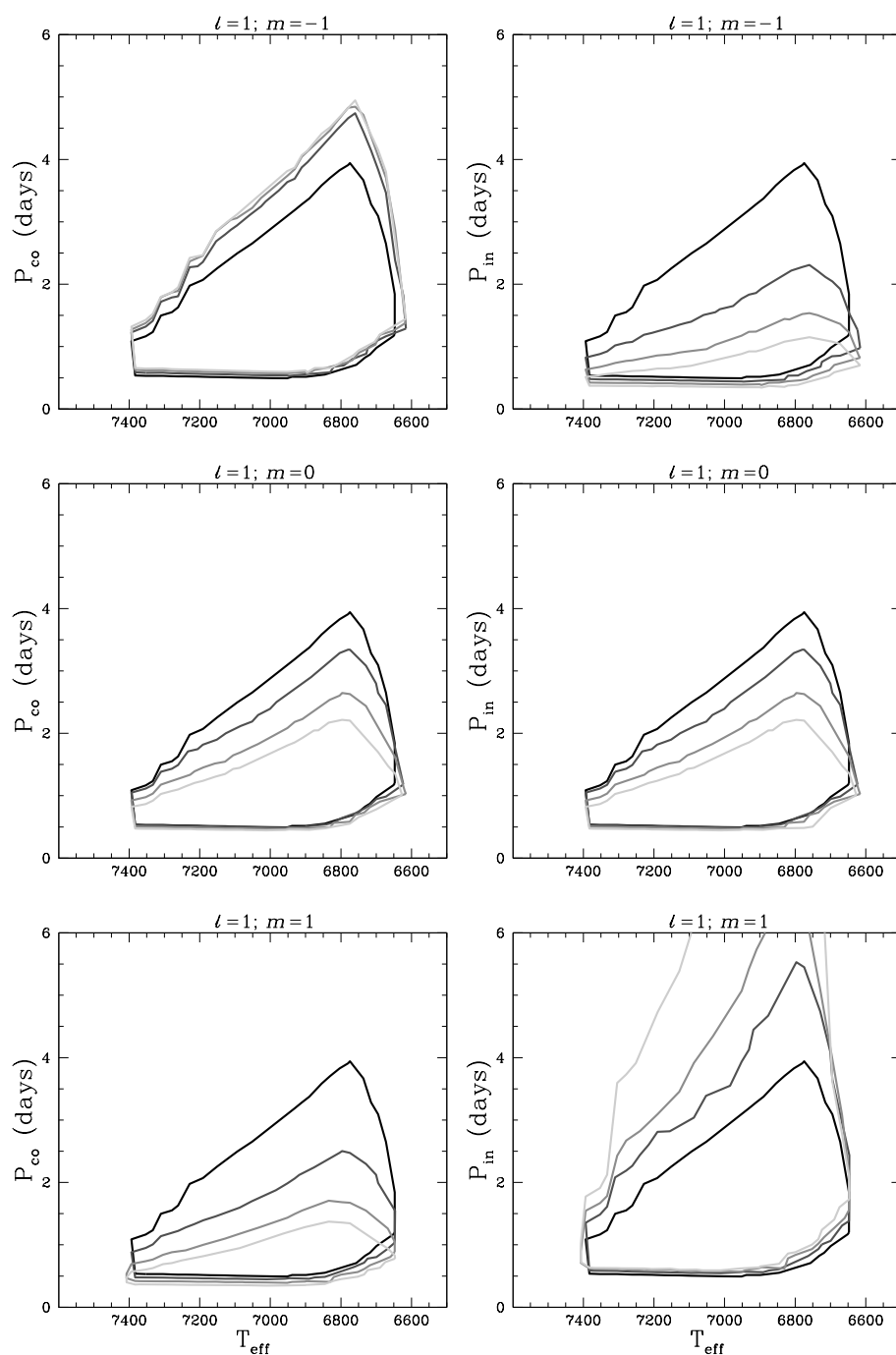


FIGURE 6.11 – Gamme de périodes pour les modes instables ($\ell = 1, |m| \leq \ell$) dans les référentiels comobile (panneaux gauches) et inertiel (panneaux droits) pour des vitesses de rotation $v_{\text{eq}} = 0$ km.s^{-1} (noir), $v_{\text{eq}} = 30$ km.s^{-1} (gris foncé), $v_{\text{eq}} = 60$ km.s^{-1} (gris), $v_{\text{eq}} = 90$ km.s^{-1} (gris clair).

TABLE 6.3 – Paramètres physiques de l'étoile HD 49434, ainsi que les fréquences d'oscillation détectées depuis le sol et les modes identifiés. Toutes ces données sont issues de Uytterhoeven et al. (2008), références comprises.

	Valeur	Incertitude
T_{eff} (K)	7300	200
$\log g$	4.1	0.2
$[Fe/H]$	-0.1	0.2
$v. \sin i$ (km.s ⁻¹)	87	1

Fréquences (c/j)	ℓ	$ m $
0.23427(5)		
1.2732(8)	[5 ;7]	
1.4831(8)	[4 ;6]	[0 ;4]
1.73480(3)		
2.666(2)		
5.3311(3)	[6 ;8]	[0 ;4]
5.583(1)		
9.3070(3)	[4 ;6]	[0 ;4]
6.6841/7.6841	[3 ;5]	[0 ;4]
10.1527/9.1527	[6 ;8]	[0 ;4]
12.0332/11.0332	[6 ;8]	[0 ;2]

que la rotation permet une extension significative de la gamme de fréquences observables, allant de fréquences très basses à des fréquences de plus de 5 c/j pour les degrés $\ell = 1, 2$. En plus de ces résultats, rappelons que la gamme de fréquences des modes g d'ordres élevés augmente à mesure que l'on considère des degrés ℓ plus élevés. Cela vient du fait que pour les modes g , le problème aux valeurs propres est essentiellement fonction du paramètre $\lambda_{km}/\omega_{\text{co}}$ ($\simeq \ell(\ell + 1)/\omega$ dans le cas statique abordé par Dupret et al. 2005a). Ainsi, les fréquences observées entre la gamme de fréquences des γ Dor et celle des δ Scuti, typiquement dans la gamme 5 – 15 c/j, dans certaines étoiles A et F peuvent être expliquées simplement par le décalage rotationnel des fréquences de modes g .

L'étoile γ Dor HD 49434, cible primaire du satellite CoRoT lors du premier long programme d'observation (*LRa1*⁵) pour le premier programme d'observation CoRoT de 140 jours (du 15/10/2007 au 03/03/2008) dans la direction opposée au centre galactique.), est une bonne illustration de cette observation puisque quelques fréquences supérieures de 5 c/j furent observées depuis le sol par Uytterhoeven et al. (2008), et confirmées à l'aide de la photométrie spatiale par Chapellier et al. (2011). Ces fréquences se situent dans la gamme 5.33 – 12.02 c/j et furent identifiées par spectroscopie comme des modes $3 \leq \ell \leq 8, 0 \leq |m| \leq 4$ (Uytterhoeven et al. 2008, cf. tableau 6.3). Qui plus est, il est important de souligner que la fréquence de rotation présumée de cette étoile, $f_{\text{rot}} = 2.666$ c/j, la classe dans la gamme des rotateurs rapides. Campante et al. (2010) cherchèrent à caractériser ces modes en argumentant que dans le cas sans rotation, aucun mode n'est

5. "Long Run anticenter 1" - 140 jours (du 15/10/2007 au 03/03/2008).

déstabilisé dans l'intervalle de fréquences entre celles de type γ Dor et celles δ Sct, même dans le cas de modes de degrés élevés (cf. leur figure 2). Ils montrèrent que ces modes ne sont pas excités par un mécanisme stochastique, mais ne parvinrent pas à conclure sur une possible explication à la présence de ces fréquences. Bouabid et al. (2009) appliquèrent l'approximation perturbative au premier ordre de la rotation à un modèle γ Dor dont les paramètres stellaires sont consistants avec ceux de HD 49434, et démontrèrent que cet intervalle de fréquences peut être facilement comblé par des modes g de degré $\ell = 6$ décalés par la rotation, même pour une fréquence de rotation sous-estimée de valeur $v \cdot \sin i = 87 \text{ km.s}^{-1}$ (cf. annexe B). Cependant, la question de l'origine physique des fréquences dans cette gamme (5 – 15 c/j), détectées dans plusieurs étoiles cibles de CoRoT et *Kepler*, reste toujours matière à débat (Grigahcène et al. 2010b,a).

En sélectionnant un modèle stellaire ayant des paramètres proches de ceux de HD 49434 (cf. tableau 6.3), soit $T_{\text{eff}} = 7300 \text{ K}$, $\log L/L_{\odot} = 0.85$, $R/R_{\odot} = 1,601$ et $\log g = 4.2$, et en traitant l'interaction rotation-pulsation pour $v_{\text{eq}} = 90 \text{ km.s}^{-1}$, soit une valeur proche du $v \cdot \sin i$ de l'étoile (87 km.s^{-1}), nous obtenons des modes $\ell = 4$, $m = -4$ instables avec des fréquences allant jusqu'à $9.99 c/j$. De plus, cette étoile n'est manifestement pas vue de l'équateur, et au plus l'étoile tourne vite, au plus cette gamme de fréquences est facilement comblée par des modes g instables. De manière plus générale, la qualité de la photométrie de CoRoT et *Kepler* permet à ces instruments de détecter des modes g de degrés ℓ élevés (jusqu'à $\ell = 14$ au minimum, cf. Poretti et al. 2009). Ainsi, l'expansion de la gamme de fréquences observées avec la rotation explique facilement la présence de telles fréquences dans des étoiles pulsantes de masses intermédiaires.

6.7 Conclusions

Nous avons abordé dans ce chapitre l'étude de l'influence de la force de Coriolis sur les pulsations de type γ Doradus en incluant l'approximation traditionnelle de l'interaction rotation-pulsation dans notre code de pulsations non-adiabatiques non-radiales contenant le traitement temporel de l'interaction convection-pulsation. Nous avons considéré dans cette étude les modes de degrés $\ell = 1, 2$ et d'ordres azimutaux $-\ell \leq m \leq \ell$.

Les effets de la force de Coriolis sur ce type de modes peuvent s'expliquer par la combinaison de trois processus :

- a) l'effet de la force de Coriolis augmente avec le paramètre $\nu = 2\Omega/\omega$,
- b) la période d'oscillation doit être du même ordre que le temps thermique local dans la région de transition pour que le mode soit excité,
- c) l'efficacité de l'amortissement radiatif agissant dans les régions centrales de l'étoile augmente avec l'ordre radial du mode considéré,

dont la combinaison affecte de différentes manières les propriétés sismiques des étoiles γ Doradus.

- Le processus a) tend à accroître l'effet de la force de Coriolis sur les modes ayant une période d'oscillation plus élevée ainsi que pour des étoiles en rotation plus rapide. Cela engendre une compression de la gamme de périodes dans le référentiel comobile à mesure que la rotation augmente. Ainsi, les périodes de modes d'ordres radiaux plus élevés répondent aux conditions du processus b). Cependant, ils cor-

respondent aussi à des modes plus sensibles au processus c). La balance entre ces processus engendre l'augmentation du nombre de modes instables et la diminution de la gamme de périodes dans le référentiel comobile, soit une augmentation de la densité de modes à mesure que la rotation augmente.

- L'analyse proposée ci-dessus n'est pas applicable aux modes progrades sectoriels ($m = -\ell$), ces derniers revêtant le comportement inverse, soit une augmentation de la période d'oscillation d'un mode donné avec la rotation, dans le référentiel comobile. Ce comportement est propre aux ondes de Kelvin.
- Dans le référentiel inertiel, les modes de degrés $\ell = 1, 2$ excités dans un modèle typique de γ Doradus de séquence principale couvrent l'ensemble de la gamme de fréquences entre 0.02 et 5.7 c/j pour une vitesse de rotation $v_{\text{eq}} = 120 \text{ km.s}^{-1}$.
- L'évolution de la gamme de périodes avec le paramètre ν a un effet direct sur la valeur asymptotique du *period-spacing*, qui n'est plus constante mais dépend de la période (de l'ordre radial) du mode considéré. L'évolution de la valeur asymptotique du *period-spacing* avec la rotation étant liée dépend de la vitesse de rotation de l'étoile, mais également du couple (ℓ, m) considéré.
- La composante oscillatoire du *period-spacing* voit également sa périodicité affectée par la rotation. Si cette dernière est régulière en fonction de l'ordre radial des modes, elle varie lorsque rapportée aux périodes observées puisque la relation entre n et P n'est plus linéaire dans une étoile en rotation. Cette variabilité dépendant de la vitesse de rotation de l'étoile, des périodes d'oscillation, et également du couple (ℓ, m) des modes considérés.
Ainsi, la recherche de régularités dans le *period-spacing* d'étoiles tournant même modérément ($v_{\text{eq}} \geq 20 \text{ km.s}^{-1}$) semble à première vue peu prometteuse.
- Cependant, la rotation peut également induire un mélange à la limite du cœur convectif. Ce mélange lisse le gradient de composition chimique présent dans ces couches de nos modèles stellaires, ce qui se traduit par une diminution de l'amplitude de la composante oscillatoire de ΔP . Pour une vitesse de rotation suffisante, le *period-spacing* suit un comportement asymptotique, laissant espérer la possibilité d'une détection plus évidente de tendances régulières dans le périodogramme d'une étoile en rotation.
- Enfin, la rotation a également un effet léger sur la localisation des bords bleu et rouge de la bande d'instabilité. La force de Coriolis tend à favoriser l'apparition de modes non-progrades sectoriels ($m \neq -\ell$) dans les modèles situés sur le bord bleu de la bande d'instabilité et, à l'inverse, elle déplace très légèrement le bord rouge calculé pour des modes progrades sectoriels ($m = -\ell$) vers des températures effectives plus froides.

Cette approximation de l'interaction rotation-pulsation n'est pas aussi gourmande en temps de calcul que les autres méthodes non-perturbatives et peut être appliquée à l'étude d'une grille dense de modèles stellaires. Par conséquent, la prochaine étape consiste en l'utilisation de notre code de pulsations incluant l'approximation traditionnelle de la rotation à des fins de modélisation d'étoiles γ Dor particulières. Une étude de ce type est proposée dans le chapitre suivant.

Il existe deux autres perspectives majeures à court terme concernant cette étude. La

première étudiera l'effet combiné de la force de Coriolis et du mélange induit par la rotation sur l'excitation des modes dans les γ Doradus. La seconde analysera, suivant une stratégie similaire à cette étude, les propriétés non-adiabatiques des modes mixtes rétrogrades, existant uniquement dans une étoile en rotation et dont le comportement est hybride entre modes gravito-inertiels et ondes de Rossby.

La recherche de *period-spacing* dans les périodogrammes observés d'étoiles γ Dor passe forcément par la mise à l'épreuve de l'algorithme de recherche par des tests sur des données simulées incluant l'effet de la rotation sur les oscillations. Nous collaborons en ce sens avec l'équipe de l'Université de Vienne, et plus particulièrement Markus Hareter, dont le travail de thèse consiste en la recherche de telles régularités dans les spectres périodes des étoiles γ Doradus observées par les satellites CoRoT et *Kepler*.

Qui plus est, Ballot et al. (2011) montrèrent que le comportement de la valeur asymptotique du *period-spacing* ($\langle \Delta P_{co} \rangle$) des modes $\ell = 1$ calculé avec la TAR en fonction de ν est en accord avec le $\langle \Delta P_{co} \rangle$ issu de leurs calculs complets de la rotation dans un polytrophe totalement radiatif déformé par la force centrifuge. Cependant, le rôle d'un cœur convectif, tout comme le comportement non-adiabatique des fonctions propres ne sont pas prises en compte dans leur étude. Une étape importante consistera à contraindre le domaine de validité de l'approximation traditionnelle de la rotation pour des étoiles de type γ Dor en comparant de manière exhaustive les résultats non-adiabatiques obtenus dans ce chapitre avec ceux issus d'un code traitant la description complète de la rotation.

Enfin, dans ces travaux, nous avons fait une approximation forte en supposant un profil de rotation solide dans nos modèles. Cependant, l'approximation traditionnelle de la rotation peut être étendue au cas d'étoiles en rotation différentielle. Pour commencer, il sera possible de considérer une rotation faiblement différentielle, où la rotation est solide dans quasiment toute l'étoile, excepté dans la région radiative, soumise à une rotation différentielle résiduelle. Cette méthode fut utilisée par dans son étude du comportement des ondes internes soumises à la force de Coriolis dans une étoile en rotation différentielle. Une telle approche permettra d'utiliser le formalisme issu du traitement des ondes planétaires dans lequel se développe l'approximation traditionnelle de l'interaction rotation-pulsation (Eckart 1960; Miles 1974). Ceci constituera une première étape importante afin de comprendre l'influence de la force de Coriolis sur les modes gravito-inertiels dans des étoiles en rotation différentielle.



Application à la modélisation de HR 8799

Sommaire

7.1	Introduction	167
7.2	Caractéristiques du système	171
7.3	Enjeux de l'étude de l'ensemble du système HR 8799	175
7.4	Modélisation de HR 8799	179
7.4.1	Modèles stellaires	179
7.4.2	Calculs d'oscillations	179
7.4.3	Résultats	181
7.5	Conclusions et perspectives	192
7.5.1	Conclusions	192
7.5.2	Perspectives	193

7.1 Introduction

Depuis la découverte de la première exoplanète orbitant autour d'une étoile de séquence principale¹ par Mayor & Queloz (1995), et grâce aux avancées technologiques de ce début de XXI^{ème} siècle, d'importants progrès ont été accomplis quant à la découverte de systèmes planétaires autour d'autres étoiles que notre Soleil, principalement par la méthode de mesure de vitesse radiale ou de transit. À ce jour, environ 190 planètes ont été détectées par photométrie et environ 650 par spectroscopie et astrométrie, avec certaines redondances, pour un total (toutes méthodes confondues) de 702 exoplanètes (<http://exoplanet.eu>, le 19/11/2011). Ils existe de très nombreux outils dédiés à la détection d'exoplanètes à partir de la Terre (ASTEP² Fressin et al. 2006, TRAPPIST³ Jehin et al. 2011, etc.), la plupart du temps inclus dans de grands projets internationaux tels que HARPS⁴ (Mayor et al. 2003), HAT⁵ (Bakos et al. 2004) ou WASP⁶ (Pollacco et al. 2006), sans oublier les satellites CoRoT⁷ (Baglin & Fridlund 2006) et *Kepler* (Borucki et al. 2010), dédiés entre autre à la détection d'exoplanètes, ainsi que la mission spatiale MOST⁸ (Warner et al. 2003), Spitzer (Werner et al. 2004) et le télescope spatial Hubble. Tous ces yeux, rivés sur des étoiles candidates au titre d'étoile hôte, permettent la détection de très nombreuses exoplanètes dont le nombre ne cesse d'augmenter chaque semaine. Opérationnel courant 2013, le satellite Gaia (Lindegren et al. 2008) utilisera l'astrométrie pour estimer la masse de plusieurs centaines d'exoplanètes (Høg 2002).

Cependant, ces techniques favorisent la détection de planètes très massives et proches de leurs étoiles, appelées Jupiter chaudes, et ne sont pas optimales quant à la détection de systèmes planétaires ayant une structure analogue au système solaire. Le développement d'instruments optiques puissants a permis la naissance de nouvelles méthodes, telles que l'imagerie directe, qui a mené à la détection de planètes géantes à plusieurs dizaines d'unités astronomiques (UA) autour de Fomalhaut (Kalas et al. 2008), de HR 8799 (Marois et al. 2008), et de vingt quatre autres étoiles. Parallèlement, le télescope spatial Spitzer a observé plus de deux cent disques de débris issus de la collision de planétésimaux et situés, par rapport à leur étoile, à des distances comparables à nos ceintures d'astéroïdes et de Kuiper. L'existence de liens étroits entre les planètes et les disques de débris est désormais évidente : les planètes peuvent sculpter les disques de débris par accrétion, dispersion ou piégeage (Wyatt 2008, références comprises) et les planétésimaux peuvent mener à la migration de planètes (Kirsh et al. 2009).

L'étoile HR 8799 (HD 218396) est une étoile de type spectral A située à une distance de 40 pc de la Terre. Cette étoile est au centre d'un système stellaire complexe composé d'une étoile centrale chimiquement particulière (λ Boötis), variable (γ Doradus), centre

-
1. des planètes avaient été détectées autour de pulsars auparavant (Wolszczan & Frail 1992)
 2. Antartica Search for Transiting Extrasolar Planets
 3. TRAnsiting Planets and Planetesimals Small Telescope
 4. High Accuracy Radial velocity Planetary Search project
 5. Hungarian-made Automated Telescope
 6. Wide Angle Search for Planets
 7. COnvection, ROTation et Transits planétaires
 8. Microvariabilité & Oscillations STellaires

de gravité d'un disque de débris et de quatre objets de masses supérieures à Jupiter en orbite autour de celle-ci (Marois et al. 2010). Le grand nombre de particularités de ce système en font un sujet de recherche s'étalant sur de nombreux domaines de l'astrophysique moderne et mettent en évidence l'interaction forte pouvant exister entre ces différentes spécialités. Ce système est un fabuleux laboratoire permettant de tester les différents mécanismes et théories de formation de systèmes planétaires complexes. Pour ce faire, un maximum de paramètres du système doivent être contraints de manière précise. En effet, la dynamique de ce système dépend fondamentalement de ses propriétés intrinsèques : la formation, l'évolution et l'environnement des exoplanètes est grandement influencé par leur étoile hôte. Par exemple, l'estimation des masses des objets orbitant autour de celle-ci est directement liée à l'âge du système, soit à celui de l'étoile. Plus ce dernier est grand, plus un objet d'une luminosité donnée est massif, pouvant aller jusqu'à des masses supérieures à 13.6 fois la masse de Jupiter, définissant la limite théorique entre planète et naine brune⁹. Un tel résultat modifierait totalement les conclusions issues de l'étude dynamique de ce système.

L'estimation de l'âge de HR 8799 (nous appellerons désormais le système HR 8799 et l'étoile HR 8799a) fut la motivation de très nombreuses études impliquant un large panel de disciplines astrophysiques telles que la dynamique planétaire, la dynamique des disques, la cinématique stellaire, la mesure d'activité, l'astérosismologie, etc. Une première modélisation astérosismique de HR 8799 fut menée par Moya et al. (2010b,a). Cependant, avec seulement trois fréquences observées, ils purent uniquement déterminer deux gammes d'âges possibles très différentes. Les modèles les plus vieux ne sont pas en accord avec la majeure partie des estimations d'âge issues des études s'appuyant sur la stabilité dynamique du système.

L'objectif de notre étude est d'analyser l'influence de différents paramètres physiques et différentes contraintes astérosismiques sur la modélisation de cette étoile, en nous basant sur de nouvelles contraintes sismiques observationnelles et en utilisant les outils nouvellement disponibles, soit en particulier notre code de pulsation stellaires incluant l'approximation traditionnelle de la rotation (cf. chapitre 6). Nous présenterons une revue des caractéristiques principales du système HR 8799 dans la section 7.2. Les enjeux liés à son étude et des travaux déjà effectués en ce sens seront discutés de manière détaillée dans la section 7.3. Enfin, nous exposerons notre méthode et détaillerons nos résultats dans la section 7.4.

9. La différence entre naines brunes et planètes géantes réside en le fait que les premières sont suffisamment massives pour initier la fusion du deutérium dans leur noyau, alors qu'aucune réaction nucléaire n'est amorcée dans les secondes. Une fois le deutérium épuisé, les naines brunes refroidissent tout comme les planètes.

Étoile			Disques			Planètes / Naines brunes					
	Valeur	Δ	Ref.		Valeur	Δ	Ref.		Valeur	Δ	Ref.
fréquences (cf)	1.6498	-	(1)						L/L_{\odot}	b	(31)
	37.5	2	(8)						R/R_{Jup}	b	(31)
$v \cdot \sin i$ (km.s^{-1})	49	-	(9)								
	40	-	(10)								
	45	-	(11)								
	45	-	(12)								
	43.3	+57 -7.8									
i (°)	≥ 40	-	(13)		> 20	-	(23)		b	13 - 23	(33)
					< 25	-	(18)		\bar{d}	> 43	(34)
					20 - 30	-	(24)				
Age (MA)	30 - 160	-	(14)		30	-	(7)				
	50 - 1128	-	(15)		20 - 150	-	(25)				
	30	-	(16)		590	-	(6)		Age (MA)		
	26 - 430	-	(17)		< 50	-	(24)				
	1123 - 1625	-			30	-	(26)				

TABLE 1.1 – Caractéristiques de l'étoile, des disques et des planètes du système HR 8799 issues de la littérature. Les cases grisées indiquent les valeurs moyennes des caractéristiques, moyennes effectuées sur l'ensemble des données disponibles, ainsi que les valeurs maximales et minimales de la littérature. La colonne Δ indique l'incertitude donnée sur la mesure par ces auteurs, quand elle existe. L'indice "Jup" signifie Jupiter. D_{int} , D_{ext} et H renseignent respectivement sur le disque de poussières interne, le disque de poussières externe et le halo de petits grains. Références : (1) Zerbini et al. (1999), (2) Gray & Kaye (1999), (3) Sadakane (2006), (4) Cuyper et al. (2009), (5) Gerbaldi et al. (2003), (6) Chen et al. (2006), (7) Zuckerman & Song (2004), (8) Kaye & Strassmeier (1998), (9) Royer et al. (2007), (10) Abt & Morrell (1995), (11) Peacock & Connon-Smith (1987), (12) Rodriguez & Zerbini (1995), (13) Wright et al. (2011), (14) Marois et al. (2008), (15) Song et al. (2001), (16) Zuckerman et al. (2011), (17) Moya et al. (2010a), (18) Su et al. (2009), (19) Rhee et al. (2007), (20) Williams & Andrews (2006), (21) Patience et al. (2011), (22) Moro-Martín et al. (2010b), (23) Fabrycky & Murray-Clay (2010), (24) Reidemeister et al. (2009), (25) Moor et al. (2006), (26) Currie et al. (2011), (27) Dodson-Robinson et al. (2009), (28) Marois et al. (2010), (29) Janson et al. (2010), (30) Hinz et al. (2010), (31) Barman et al. (2011), (32) Bowler et al. (2010), (33) Lafrenière et al. (2009), (34) Bergfors et al. (2011), (35) Moro-Martín et al. (2010a).

2011, (35) Moro-Martín et al. (2010a).

7.2 Caractéristiques du système

Caractérisation des paramètres stellaires

La caractérisation des paramètres fondamentaux de HR 8799a ont été établies de manière indépendante et suivant différentes techniques par de nombreux auteurs. Zerbi et al. (1999) furent les premiers à déterminer les paramètres globaux de cette étoile. À partir de données photométriques Strömgren, ils déterminèrent une température effective de 7230 ± 30 K et une gravité de surface $\log g = 4.30 \pm 0.06$. Leurs calibrations photométriques leur permit également d'obtenir le rayon de cette étoile, $1.53 R_{\odot}$. La même année, Gray & Kaye (1999) combinèrent leurs observations spectroscopiques aux données photométriques disponibles et établirent une T_{eff} supérieure à la précédente (7430 ± 75 K), pour un $\log g$ similaire (4.35) et une luminosité $L/L_{\odot} = 4.92$. Enfin, ils paramétrèrent le rayon de HR 8799 de deux manières différentes. En premier lieu ils dérivèrent la magnitude visuelle de l'étoile à partir de leurs données photométriques couleur, elle même corrélée au diamètre angulaire (Barnes et al. (1978)) qui, combiné à la parallaxe *Hipparcos* de l'étoile (25.04 ± 0.85 mas), donne un rayon $R = 1.30 \pm 0.19$. En second lieu, ils utilisèrent le lien entre la température effective de l'étoile et sa magnitude absolue en tenant compte des corrections bolométriques pour dériver une valeur $R = 1.35^{+0.05}_{-0.11} R_{\odot}$. Finalement, ils adoptèrent une valeur moyenne $R = 1.34 \pm 0.05 R_{\odot}$. De la détermination du $\log g$ et du rayon de l'étoile, ils dérivèrent une masse $M = 1.47 \pm 0.30 M_{\odot}$.

La différence significative de détermination de température effective entre ces deux études est importante ($\Delta T = 200$ K et il n'y a pas de recouvrement des boîtes d'erreur à 1σ) et peut être discutée. Notons que la particularité chimique de cette étoile ne facilite pas la détermination de T_{eff} par spectroscopie. Cependant, cette différence n'est pas uniquement liée aux types de données utilisées puisque plusieurs analyses spectroscopiques donnent des résultats faisant pencher la balance tantôt d'un côté, tantôt de l'autre. Par exemple, Sadakane (2006), étudiant le caractère λ Boötis de cette étoile détermina une $T_{\text{eff}} = 7250$ K, alors que Zuckerman & Song (2004), puis Chen et al. (2006), utilisant tous deux les données spectroscopiques du satellite Spitzer, établirent une $T_{\text{eff}} \simeq 7400$ K. D'un autre côté, Cuypers et al. (2009), à partir de la photométrie couleur (système photométrique de Genève), fixèrent une $T_{\text{eff}} = 7350 \pm 67$ K, soit plutôt dans la fourchette haute de l'incertitude sur la température effective de cette étoile. Ces nombreuses discussions ne faisant pas sortir de tendance particulière et n'ayant pas de dépendance à la méthode utilisée, nous choisissons de ne pas pondérer le calcul de la valeur moyenne de la température de cette étoile ($\langle T_{\text{eff}} \rangle = 7324^{+181}_{-170}$ K).

Quelle que soit la méthode utilisée, la détermination du $\log g$ par l'ensemble de ces auteurs est de manière générale plus consensuelle, soit une valeur de l'ordre de 4.30 à 4.35. Notons cependant les deux valeurs extrêmes, déterminées lors de la même étude photométrique par Gerbaldi et al. (2003) qui, selon les indices de couleurs photométriques $ubv\gamma\beta$ utilisés, déterminèrent une plage de $\log g$ allant de 4.10 à 4.55. La moyenne non pondérée de cette grandeur se centre naturellement à $\langle \log g \rangle = 4.30^{+0.25}_{-0.21}$.

Le but de cette section n'étant pas de discuter de manière exhaustive et détaillée l'intégralité des études ayant déterminé les caractéristiques physiques de cette étoile, nous avons repris l'ensemble de ces grandeurs (et leurs valeurs moyennes) dans les quatre premières colonnes du tableau 7.1. *Dans notre étude, nous nous sommes restreints aux modèles stellaires entrant dans la boîte d'erreur à 2σ en T_{eff} et $\log L/L_{\odot}$.*

Particularités chimiques

Gray & Kaye (1999) caractérisèrent l'étoile HR 8799a comme appartenant à la classe des étoiles chimiquement particulières de type λ Boötis et définirent sa classe spectrale comme kA5 hF0 mA5 V λ Boo. Dans leur étude du phénomène λ Boötis, Paunzen et al. (2002) définirent ces étoiles comme des étoiles B froides à F chaudes de population I, pouvant aller d'un état évolutif peu avancé dans la phase de pré-séquence principale jusqu'à être très évoluées en séquence principale, et caractérisées par des sous-abondances de surface de la plupart des éléments du pic du fer. Ces sous-abondances peuvent être modérées, mais atteignent parfois des valeurs extrêmes (jusqu'à un facteur 100). Les éléments plus légers, à savoir C, N, O et S, présentent des abondances solaires. Paunzen (2001) établit qu'environ 2% des étoiles des classes spectrales concernées exhibent un tel caractère. Bien que le mécanisme responsable de cette sous-abondance spécifique ne soit pas clairement compris, cet auteur, en se basant sur ce pourcentage de population, en vint à la conclusion que soit le phénomène se développe sur des échelles de temps très courtes (de l'ordre d'un million d'années), soit les conditions pour un tel développement sont très particulières, sans pouvoir pour autant les déterminer.

Les études spectroscopiques de Sadakane (2006) et Cuypers et al. (2009) confirmèrent la sous-abondance métallique de HR 8799 ($-0.71 \leq [Fe/H] \leq -0.47$) pour une abondance solaire des éléments C, N et O.

Pulsations γ Doradus

HR 8799a se situe à l'intérieur des bandes d'instabilité des γ Dor et des δ Scuti. Rodriguez & Zerbi (1995) furent les premiers à détecter une variabilité de HR 8799a par la mise en évidence d'une fréquence $f_1 = 1.961$ c/j et firent le lien entre la variabilité de cette étoile et celles des étoiles 9Aur et γ Dor entre autres. Toutes ces étoiles ont été par la suite confirmées comme appartenant à la classe des étoiles pulsantes γ Doradus. Sur les bases d'une analyse photométrique, Zerbi et al. (1999) confirmèrent la fréquence observée quatre ans plus tôt ($f_1 = 1.9791$ c/j) et en découvrirent deux autres : $f_2 = 1.7268$ c/j, $f_3 = 1.6498$ c/j. Cette multipériodicité leur permit de valider la caractéristique γ Dor de cette étoile. HR 8799a fut de nouveau observée à des fins astérosismiques lors de la campagne photométrique menée par Cuypers et al. (2009), qui retrouvèrent les deux fréquences principales déterminées par Zerbi et al. (1999) (f_1 et f_2), ainsi qu'une troisième fréquence, f_3' , qu'ils classèrent comme un alias possible des fréquences f_1 et f_2 . Enfin, l'étude spectroscopique menée par Wright et al. (2011) leur permit non seulement de confirmer la fréquence de plus grande amplitude ($f_1 = 1.9875$ c/j), mais également de l'identifier comme étant un mode prograde sectoriel de degré $\ell = 1$ (PS, soit $(\ell, m) = (1, -1)$ selon la convention établie dans le chapitre 6). Ces auteurs ont par la suite affiné leur étude en combinant leurs observations spectroscopiques avec les données photométriques issues du satellite MOST. Ils en déduisirent un ensemble de huit fréquences,

dont quatre qu'ils qualifièrent de "*final confident independant frequencies*" (Wright, communication privée). Ils identifièrent également leur deuxième fréquence comme un mode PS. L'ensemble de leurs résultats sont repris dans le tableau 7.2. *Dans notre étude, nous ne tiendrons compte que des quatre fréquences confirmées par Wright, ainsi que de l'identification se rapportant aux deux modes de fréquences de plus grandes amplitudes.*

TABLE 7.2 – Fréquences, degrés et ordres azimutaux des modes de pulsation de l'étoile HR 8799 déterminés par Wright (communication privée).

#	fréquence (c/j)	ℓ	m
<i>fréquences confirmées</i>			
f_1	1.9801	1	-1
f_2	1.7390	1	-1
f_3	1.1037	-	-
f_4	1.5224	-	-
<i>fréquences probables</i>			
f_5	0.0708	-	-
f_6	1.7678	1	-1
f_7	1.8576	1	-1
f_8	1.0052	-	-

Propriétés des disques de poussières

Le caractère Vega-like de HR 8799a, soit un excès d'émission dans le domaine IR, fut observé pour la première fois par Sadakane & Nishida (1986) et confirmé par Gray & Kaye (1999). Cet excès est caractéristique d'un disque ou d'un halo circumstellaire absorbant une partie du rayonnement UV de l'étoile pour le réémettre dans l'IR. Zuckerman & Song (2004) analysèrent le système et dérivèrent, en plus des paramètres physiques de l'étoile, une première liste de paramètres propres au disque autour de cette étoile. Ils conclurent que ce disque, proéminent, a pu être sculpté par des planètes non détectées. S'en suivirent un ensemble d'études de l'environnement circumstellaire par Chen et al. (2006), Williams & Andrews (2006), Rhee et al. (2007), et Reidemeister et al. (2009) (cf. tableau 7.1). Su et al. (2009) résolurent pour la première fois l'environnement circumstellaire de HR 8799, mettant en évidence la structure complexe du disque. Ce dernier est en fait composé de trois zones distinctes :

- un disque de poussières chaudes ($T_{dA} = 150\text{K}$) situé entre l'étoile et le premier objet (6 à 10 UA) de masse $M = 1.1 \cdot 10^{-6} M_{\oplus}$ (Moro-Martín et al. 2010a), analogue à la ceinture d'astéroïdes solaire,
- un disque de poussières froides ($T_{dB} = 50\text{K}$) situé au delà du dernier objet (90 à 300 UA) de masse $M = 1.2 \cdot 10^{-1} M_{\oplus}$ (Moro-Martín et al. 2010a), comparable à notre ceinture de Kuiper,
- un halo de petits grains entre 300 et 1000 UA environ, de masse $M = 1.9 \cdot 10^{-2} M_{\oplus}$ (Patience et al. 2011).

Caractérisation des objets orbitant autour de HR 8799

Il fallut attendre quatre ans après les conclusions de Zuckerman & Song (2004) pour qu'un ensemble de trois objets en orbite (HR 8799b, HR 8799c et HR 8799d), situés à des distances projetées de 24, 38 et 68 UA de l'étoile hôte, soit détecté par imagerie directe (Marois et al. 2008). À ces trois objets s'ajouta un quatrième, HR 8799e, plus proche de l'étoile (14.5 UA), découvert deux ans après par Marois et al. (2010) (figure 7.1). Ces objets, orbitant de manière quasi circulaire dans le sens anti-horaire, furent massivement étudiés de manière globale afin de définir la stabilité dynamique du système, leur(s) mécanisme(s) de formation, mais également de manière individuelle, la spectroscopie spatialement résolue permettant de définir les propriétés individuelles de HR 8799b, HR 8799c et HR 8799d telles que leurs températures, leurs gravités surfaciques, leurs luminosités, ou encore leurs rayons (Hinz et al. 2010; Bowler et al. 2010; Barman et al. 2011, cf. tableau 7.1). Notamment, la recherche d'autres compagnons motiva des études telles que celle de Metchev et al. (2009) qui déterminèrent qu'aucun compagnon de plus de $3 M_J$ n'existe entre 68 et 160 UA (où M_J est la masse de Jupiter), ou celle de Hinkley et al. (2011) qui réfutèrent également la présence de compagnons entre 0.8 et 10 UA.

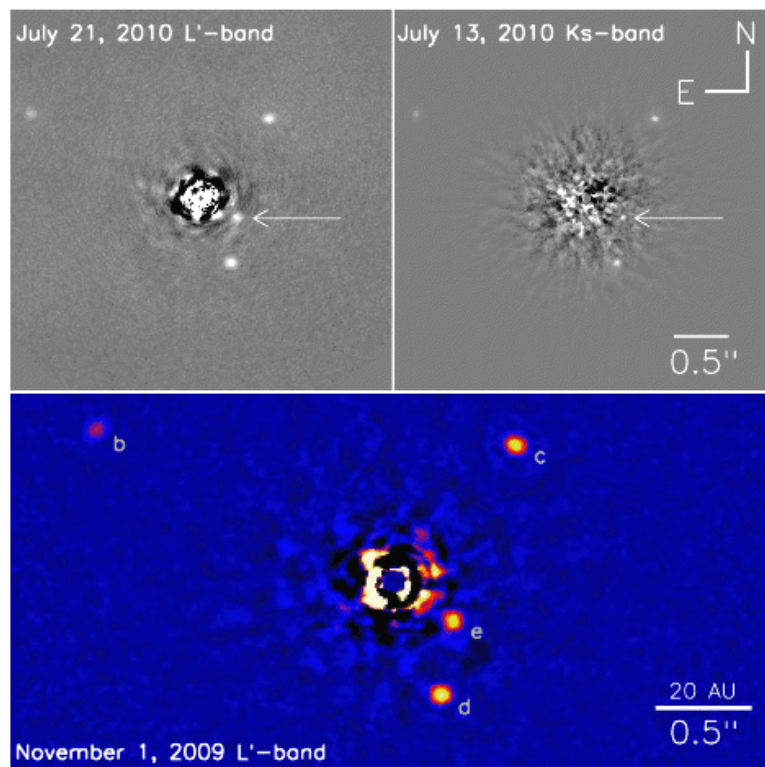


FIGURE 7.1 – Imagerie directe des quatre objets orbitant l'étoile HR 8799. Figure issue de Marois et al. (2010).

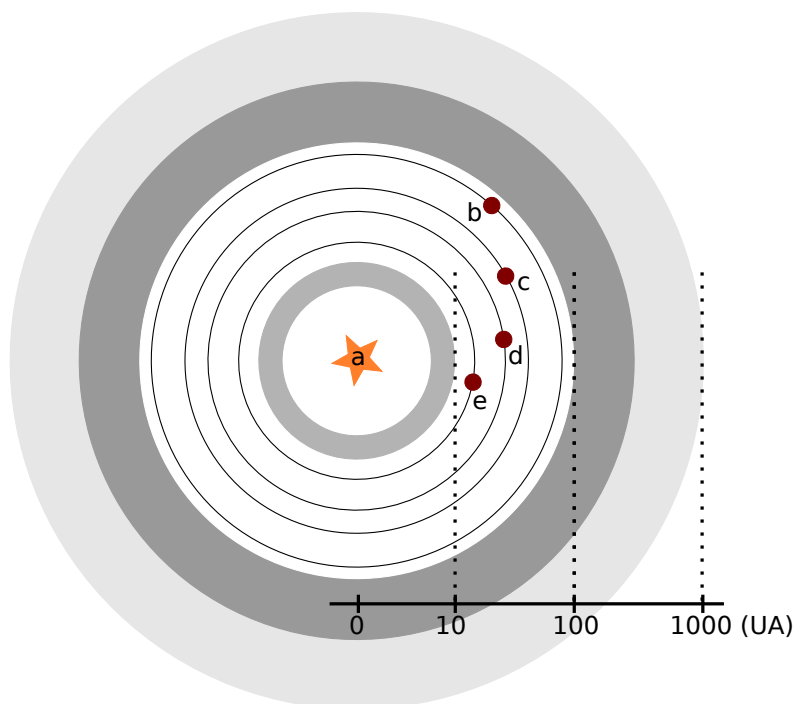


FIGURE 7.2 – Vue schématique à l'échelle logarithmique du système HR 8799 avec l'étoile centrale, les trois composantes du disque et les quatre objets en orbite.

7.3 Enjeux de l'étude de l'ensemble du système HR 8799

Ce système planétaire complexe (figure 7.2), en partie analogue à notre système solaire, fut l'objet de très nombreuses études et continue à agiter le monde de l'astrophysique stellaire, circumstellaire et exoplanétaire. En 2008, l'enjeu principal lié à HR 8799 semblait être l'estimation des masses des objets en orbite, afin de les considérer comme planètes *bona fide* ou comme naines brunes. Il s'avère désormais que l'étude de l'ensemble du système permettrait, à terme, une avancée considérable de notre compréhension des scénarios de formation de systèmes planétaires complexes. L'étude de ces mécanismes passe nécessairement par la contrainte du système, et entre autres par l'estimation des masses des objets en orbite, données essentielles à l'étude de la formation et de la stabilité de tels systèmes. Afin de pouvoir déterminer les masses des naines brunes froides et des planètes géantes, Baraffe et al. (2003) calculèrent des modèles d'évolution pour de tels objets en tenant compte de la perte d'énergie par radiation dans leurs atmosphères. Ces modèles donnent lieu à des diagrammes de refroidissement pour les objets substellaires, comme illustré dans la figure 7.3. Ces tracés théoriques iso-masse permettent a priori de déterminer la masse (ou le rayon) d'un objet à partir de sa luminosité et de l'âge du système auquel il appartient (en acceptant le fait que l'objet se soit formé rapidement après son étoile hôte). Cependant, ce diagramme théorique reste limité par des incertitudes liées, par exemple, à des tables d'opacités moléculaires incomplètes, ou encore à l'absence de détermination de séquences évolutives pour des abondances de métaux non solaires. La relation âge-luminosité est essentielle à la caractérisation des masses de ces objets. La

détermination de l'âge de ces objets est donc primordiale, et se résume en fait à la détermination de l'âge du système, problématique sur laquelle nous reviendrons dans les sections suivantes.

Formation et stabilité du système HR 8799

En plus de la découverte des objets orbitant autour de HR 8799, Marois et al. (2008, 2010) estimèrent l'âge du système entre 20 et 160 millions d'années (MA) à partir de nombreux arguments, tels que le mouvement propre de l'étoile comparé à des amas et associations stellaires proches, la comparaison de sa position dans un diagramme HR avec les isochrones d'amas connus, etc. Ils déterminèrent, à partir de ces âges et de modèles de refroidissement d'objets substellaires, les masses des 4 objets : $M_b = 11M_J$, $M_c \leq 11M_J$, $M_d \leq M_J$ et $M_e = 5 - 13M_J$. Bien que l'estimation de l'âge se base sur des méthodes statistiques et/ou compromises par le caractère λ Boötis de l'étoile (comparaison avec des isochrones calculées avec une composition chimique solaire), ces valeurs furent utilisées comme point de départ de bon nombre d'études de stabilité et de formation de ce système.

Dès lors, la validité des mécanismes de formation, à savoir l'accrétion, l'instabilité gravitationnelle, et la fragmentation du disque, le tout *in situ* ou avec migration (Crida et al. 2009), furent discutés par Nero & Bjorkman (2009); Meru & Bate (2010); Dodson-Robinson et al. (2009). Toutes ces études se basent sur la stabilité des trois objets de 2008 uniquement ainsi que sur la surestimation de la frontière externe du disque interne (15 UA, Su et al. 2009), et adoptent les masses (donc l'âge) proposé par Marois et al. (2008). À ce jour, seuls Marois et al. (2010) et Currie et al. (2011) traitèrent de la stabilité de l'ensemble du système observé. Currie et al. (2011), supposant le système coplanaire et faisant l'hypothèse de résonances entre les objets HR 8799b, c et d, confirmèrent que le système ne peut être stable au delà de 100 MA. Cependant le caractère coplanaire du système disque-planètes n'est pas évident. En effet, Bergfors et al. (2011) déterminèrent que l'angle d'inclinaison de HR 8799d était supérieur à 43° , pour un angle du disque de poussière compris entre 20° et 30° selon Reidemeister et al. (2009).

Estimation de l'âge du système

L'âge estimé par Marois et al. (2008) correspond à une phase critique de l'histoire de notre système solaire, quand les processus de formation de planètes étaient proches de l'achèvement et que la configuration dynamique de notre système était établie. Si HR 8799 est bien dans cet état évolutif, il offre une vue excitante de cette phase de formation et d'évolution des systèmes planétaires.

Cependant, d'autres estimations de l'âge de ce système ont été proposées. Certaines se rapprochent ou confirment les valeurs de Marois et al. (2008, 2010). Moór et al. (2006) estimèrent un âge de 20 à 150 MA sur base de mesure du rapport de L_{IR}/L_{bol} pour un large échantillon d'étoiles présentant des disques. Ce résultat étant purement statistique, il est à prendre avec précaution. Doyon et al. (2010), puis Zuckerman et al. (2011) établirent la possible appartenance de HR 8799 à l'association Columba, de 30 MA. Cet âge fut défini par Torres et al. (2008) qui utilisèrent la distribution de l'abondance de lithium en fonction des températures des étoiles de l'association comme indicateur de l'âge de ce groupe (cf. la revue de Jeffries 2000 pour les détails de cette méthode et son application à la détermination d'âge d'amas).

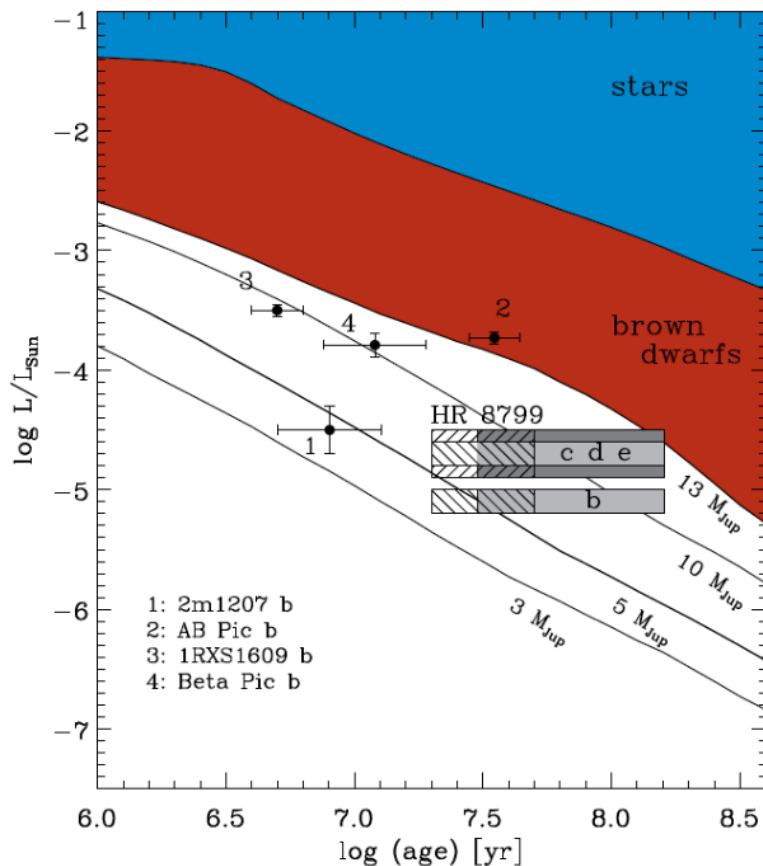


FIGURE 7.3 – Détermination des masses des objets HR 8799b,c,d,e à partir de la relation âge-luminosité définie par les modèles évolutifs d’objets substellaires établis par Baraffe et al. (2003). Les lignes représentent les tracés âge-luminosité pour des modèles d’évolution planétaire. Pour information, les masses d’autres planètes, observées autour d’autres étoiles, sont également indiquées. Figure issue de Marois et al. (2010).

À l’inverse, les résultats d’autres études tendent vers un système dans un état évolutif bien plus avancé. Song et al. (2001) estimèrent l’âge de l’étoile entre 50 et 1128 MA, en utilisant la photométrie Strömgren et des isochrones théoriques et en considérant également les effets de la rotation de l’étoile sur les indices photométriques pour les étoiles A (Figueras & Blasi 1998). L’étude spectroscopique du disque amena Chen et al. (2006) à une estimation d’âge de 590 MA.

Enfin, Moya et al. (2010a) utilisèrent les données astérosismiques issues des analyses de Zerbi et al. (1999) et Cuypers et al. (2009), soit uniquement trois fréquences sans aucune identification de modes, et proposèrent de contraindre l’âge de HR 8799 à l’aide d’une modélisation astérosismique non-adiabatique de ces fréquences. Pour se faire, ils appliquèrent leur méthode FRM (*"Frequency Ratio Method"*, Moya et al. 2005; Suárez et al. 2005), incluant la théorie perturbative de la rotation au deuxième ordre, à des grilles de modèles de différentes métallicités et en rotation solide. Leur étude se limite à des vitesses de rotation inférieures à 60 km.s^{-1} , définie comme limite supérieure à l’application correcte de la FRM à des étoiles γ Dor (Suárez et al. 2005). Dans le cas particulier de HR 8799, cela revient à se limiter à des angles d’inclinaison $i \geq 36^\circ$. Qui plus est, la FRM

se base sur le caractère asymptotique des modes g d'ordres radiaux élevés ; caractère qui, comme nous l'avons vu dans les chapitres 5 et 6, n'est pas toujours vérifié dans les étoiles γ Doradus de séquence principale et/ou en rotation modérée. Finalement, ? proposèrent deux gammes d'estimation d'âge :

- un âge compris entre 1126 et 1486 MA pour $i = 45^\circ$, soit $v_{\text{rot}} \approx 60 \text{ km.s}^{-1}$;
- un âge compris soit entre 26 et 430 MA, soit entre 1123 et 1625 MA pour $i = 60^\circ$, $v_{\text{rot}} \approx 45 \text{ km.s}^{-1}$.

Ces auteurs, conscients des limites de leur analyse, conclurent simplement que le manque de contraintes fortes sur l'angle d'inclinaison du système et sur les données astérosismiques de HR 8799a ne permettent pas de contraindre de manière efficace l'âge du système. Ainsi, l'identification des modes observés et la détection d'autres fréquences d'oscillation dans HR 8799a sont nécessaires à sa modélisation.

Estimation de l'angle d'inclinaison du système

L'étude de Moya et al. (2010a) montre l'importance de la contrainte sur l'angle d'inclinaison de l'étoile. Ce dernier est en effet indispensable à l'estimation de l'état évolutif du système. Moro-Martín et al. (2010b) appuyèrent d'ailleurs leur argumentation défendant la théorie d'un système jeune en estimant que le système ne peut être stable longtemps pour une inclinaison $i \geq 36^\circ$. Cependant, le cas d'un système dont l'inclinaison est différente de celle de l'étoile ne fut pas envisagée par ces auteurs. Cependant, il existe de nombreux cas avec des orientations très différentes des axes de rotation du disque et de l'étoile, avec une transition nette entre coplanaire et non-coplanaire dans le domaine de températures effectives correspondant à celui des étoiles F. En effet, l'axe de rotation d'une étoile peut très fortement différer du plan d'orbite de Jupiter chaudes pour des $T_{\text{eff}} \gtrsim 6250 \text{ K}$ (Winn et al. 2010; Schlaufman 2010). Ce comportement rappelle ceux des systèmes binaires, et particulièrement de l'évolution de leurs périodes orbitales.

L'angle d'inclinaison du système fut également évalué lors de différentes études. Les études de stabilité de Lafrenière et al. (2009), Reidemeister et al. (2009) et Fabrycky & Murray-Clay (2010) estimèrent toutes un angle d'inclinaison entre 13° et 30° ($75 \leq v_{\text{eq}} \leq 167 \text{ km.s}^{-1}$). Cette valeur fut également confirmée par spectroscopie ($i \leq 25^\circ$, Su et al. 2009, soit $v_{\text{eq}} \geq 89 \text{ km.s}^{-1}$).

D'autres études viennent contrebalancer ces valeurs. Rappelons que Bergfors et al. (2011) déterminèrent, via l'astrométrie, un angle d'inclinaison de l'orbite de HR 8799d $i \gtrsim 43^\circ$, autrement dit bien supérieur aux estimations précédentes. Finalement, Wright et al. (2011) déduisirent de leur étude astérosismique, plus particulièrement de l'identification de f_1 comme un mode prograde sectoriel, que l'angle d'inclinaison de l'étoile doit être supérieur à 40° ($v_{\text{eq}} \leq 60 \text{ km.s}^{-1}$) pour une visibilité correcte de ces modes confinés autour de l'équateur par l'effet de la rotation lorsque l'on se trouve dans le régime inertiel (cf. chapitre 6 et Ballot et al. 2011).

Si, une fois encore, les multiples déterminations de cette grandeur donnent des résultats très différents les uns des autres, les travaux effectués par Wright et al. (2011), indépendants de la stabilité et des caractéristiques de l'environnement de l'étoile, nous permettent d'avoir une estimation de la gamme d'angles d'inclinaison de HR 8799a susceptibles d'être considérés dans notre étude décrite dans la section suivante.

TABLE 7.3 – Paramètres variables des douze grilles de modèles stellaires utilisées pour la modélisation de HR 8799.

Nom de la grille	X_0	Z_0	α_{ov}	Nom de la grille	X_0	Z_0	α_{ov}
G1	0.724	0.008	0.00	G5	0.734	0.008	0.00
G2	0.724	0.014	0.00	G6	0.734	0.014	0.00
G3	0.724	0.008	0.20	G7	0.734	0.008	0.20
G4	0.724	0.014	0.20	G8	0.734	0.014	0.20

7.4 Modélisation de HR 8799

7.4.1 Modèles stellaires

Afin de modéliser l'étoile HR 8799a, nous avons calculé des grilles de modèles stellaires en PMS et en MS pour des masses comprises entre $1.00 M_{\odot}$ et $2.10 M_{\odot}$, avec un intervalle de masse de $0.01 M_{\odot}$. La physique utilisée reste celle de la grille de référence présentée dans la section 4.2.1 à quelques différences près, détaillées par la suite. Nous ne tenons pas compte du caractère λ Boötis de cette étoile dans les mélanges de métaux considérés. Cette sous-abondance d'éléments lourds n'a pas d'effet majeur sur la valeur de la fraction de masse des métaux, cette dernière dépendant majoritairement des abondances de C, N et O. Nous tenons cependant compte de l'influence de la variation de la métallicité Z_0 , définie comme

$$\frac{Z}{Z_{\odot}} = 10^{[M/H]} \quad (7.1)$$

en calculant des modèles pour une sous-abondance arbitraire de métaux ($Z_0 = 0.008$), et pour une abondance solaire de métaux, soit $Z_0 = Z_{\odot} = 0.014$ pour le mélange solaire déterminé par Asplund et al. (2005). Nous avons également fait varier, pour chacun de ces Z_0 , la fraction de masse initiale d'hydrogène $X_0 = 0.724$; 0.734 . Enfin, des modèles avec ($\alpha_{ov} = 0.20$) et sans *overshooting* ont été calculés pour chacun de ces jeux de paramètres. Au final, notre étude théorique de cette étoile s'appuie sur un ensemble de huit grilles de modèles stellaires PMS et MS dont les paramètres sont synthétisés dans le tableau 7.3.

Dans le cadre de cette étude, nous nous sommes restreints à l'ensemble des modèles de ces grilles appartenant à la boîte d'erreur de 2σ en température effective et luminosité de HR 8799. Nous nous sommes basés sur les valeurs moyennes des T_{eff} , $\log L/L_{\odot}$ et de leurs incertitudes, soit $6950 \leq T_{\text{eff}} \leq 7650$ et $0.61 \leq \log L/L_{\odot} \leq 0.77$ (cf. tableau 7.1). Tous les modèles PMS et MS entrant dans cette boîte d'incertitude furent conservés pour la suite de notre analyse. Ainsi, HR 8799 se situe du côté bleu de la bande d'instabilité γ Doradus (figure 7.4).

7.4.2 Calculs d'oscillations

Dans un second temps, nous avons calculé les fréquences d'oscillations adiabatiques pour l'ensemble des modèles des grilles G1 à G8 remplissant les conditions de la sélection précédente.

Notre étude s'étend à des modes g d'ordres $\ell = 1$ à 3 . Pour cela nous avons utilisé le code de pulsations adiabatique LOSC (Liège OSCillation Code, Scuflaire et al. 2008a),

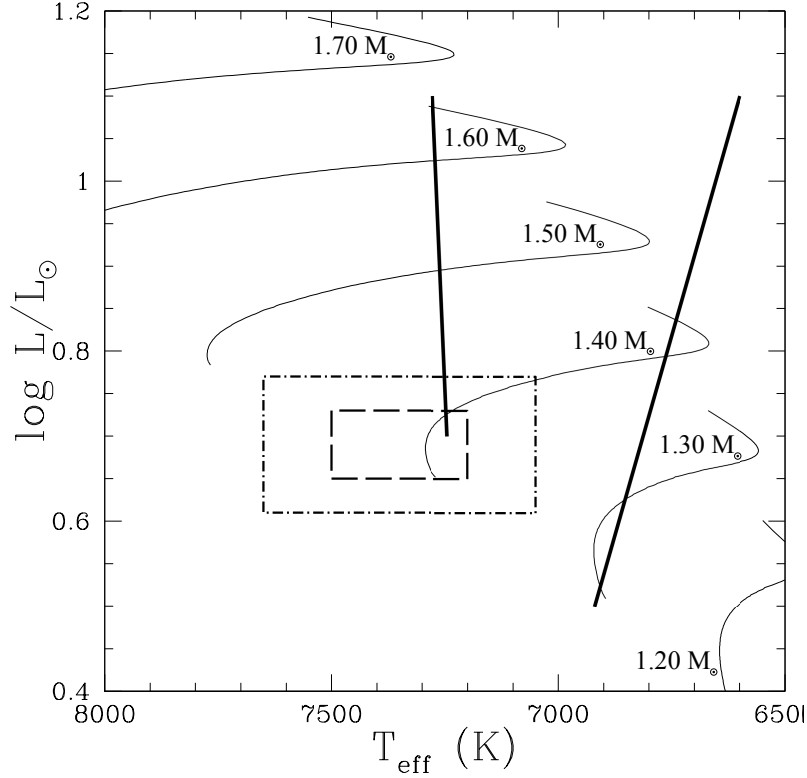


FIGURE 7.4 – Position de la boîte d’incertitude à 1 et 2σ en température effective et luminosité pour HR 8799 comparé à la bande d’instabilité observationnelle des étoiles γ Doradus dérivée par Handler & Shobbrook (2002). Les tracés évolutifs en séquence principale sont calculés à partir de la grille de modèles G2.

auquel fut implémenté l’approximation traditionnelle de la rotation (cf. chapitre 6). Nous avons alors pu considérer l’influence de la force de Coriolis sur les fréquences adiabatiques de nos modèles. Comme nous l’avons vu précédemment, l’angle d’inclinaison de l’étoile reste particulièrement mal défini. Reprenant l’argument suivant lequel l’angle d’inclinaison du disque de poussières peut être différent de celui de l’étoile, nous choisissons d’étudier une plage de vitesses de rotation correspondant à des angles d’inclinaison proches de celui déterminé par Wright et al. (2011), allant de $v_{\text{eq}} = 0 \text{ km.s}^{-1}$ à $v_{\text{eq}} = 80 \text{ km.s}^{-1}$ (équivalent à $i = 32^\circ$) par pas de 20 km.s^{-1} . Ainsi, de huit grilles de modèles stellaires, nous passons à quarante grilles "astérosismiques".

Pour cette modélisation, nous avons utilisé la méthode directe qui, comme son nom l’indique, consiste à comparer directement et simultanément les quatre fréquences de l’étoile observées et confirmées avec les fréquences calculées théoriquement à partir de modèles sélectionnés. Le maximum de vraisemblance de chacun des modèles fut calculé via la minimisation de la valeur de la fonction de mérite Ξ , définie par

$$\Xi = \frac{1}{N_{\text{obs}} < N_{\text{th}}^2 >} \sum_{i=0}^{N_{\text{obs}}} \frac{(f_{\text{obs},i} - f_{\text{th},i})^2}{\sigma_{\text{obs},i}^2 + \sigma_{\text{th},i}^2}, \quad (7.2)$$

où N_{obs} est le nombre de fréquences observées, N_{th} le nombre de fréquences théoriques comprises dans l’intervalle de fréquences observées, et $< N_{\text{th}}^2 >$ est la moyenne du nombre de fréquences théoriques comprises dans l’intervalle de fréquences observées calculée

sur l'ensemble des modèles de la grille. f_{obs} et f_{th} sont respectivement les fréquences observées et théoriques, et σ_{obs} et σ_{th} sont les incertitudes sur les fréquences observées et théoriques.

Nous utilisons comme incertitude sur les fréquences observées celle qui nous fut communiquée par Wright (communication privée), à savoir $\sigma_{\text{obs}} = 0.01$ c/j. En revanche, il n'est pas possible de déterminer une valeur de l'incertitude sur les fréquences théoriques à partir du calcul de ces dernières. Nous choisissons de définir cette incertitude théorique comme la différence moyenne entre les fréquences de modes identiques dans deux modèles consécutifs afin de tenir compte du nombre limité de modèles.

Le calcul de cette fonction de mérite a été effectué de deux manières différentes, selon les contraintes suivantes :

- contrainte 1 : les fréquences observées ajustées sont les quatre déterminées par Wright (communication privée), et aucune condition sur la valeur des degrés des modes n'est imposée, si ce n'est qu'ils aient un degré compris entre 1 et 3 ;
- contrainte 2 : les fréquences observées ajustées sont les quatre déterminées par Wright (communication privée), et les fréquences f_1 et f_2 doivent être des modes $(\ell, m) = (1, -1)$, tandis que les fréquences f_3 et f_4 peuvent avoir n'importe quelle valeur de ℓ compris entre 1 et 3 et toutes les valeurs possibles de m ;

Aucune contrainte supplémentaire sur les modèles ne put être établie, la recherche de régularités dans un *period-spacing* étant rendue impossible du fait du nombre trop faible de fréquences observées pour cette étoile.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 5, les trajets évolutifs d'étoiles γ Doradus en séquence principale (MS) et en pré-séquence principale (PMS) recouvrent la même région du diagramme HR. Afin de ne pas superposer des modèles ayant des fonctions de mérite différentes, nous détaillons pour chacune de nos grilles une sous-grille différente selon que les modèles soient en MS ou en PMS.

7.4.3 Résultats

Nous considérons dans cette section l'ensemble des résultats issus des calculs décrits dans les sections précédentes. Nous détaillerons point par point l'effet de différentes contraintes astérosismiques et/ou variations de paramètres physiques sur la distribution de la fonction de mérite détaillée dans l'équation (7.2).

Effet des observables physiques et astérosismiques

Considérons tout d'abord la calibration effectuée sans tenir compte ni de l'interaction rotation-pulsation ($v_{\text{eq}} = 0$), ni de l'identification des modes de pulsation, pour des modes dont le degré ℓ est compris entre 1 et 3.

La figure 7.5 montre un exemple de la distribution de la fonction de mérite d'un tel ajustement. Dans cette figure, nous indiquons par des niveaux de couleur la répartition des valeurs de Ξ dans un diagramme HR de la taille de la boîte d'erreur à 2σ de HR 8799. Les régions les plus bleues représentent les minima de Ξ , soit les modèles ajustant le mieux les contraintes observationnelles. Inversement, les régions les plus rouges sont celles dans lesquelles les modèles ne minimisent pas la fonction de mérite. Le rectangle discontinu noir identifie la boîte d'erreur de l'étoile à 1σ en température effective et luminosité. Les cercles noirs représentent les modèles utilisés le long de tracés évolutifs. Ainsi, la densité

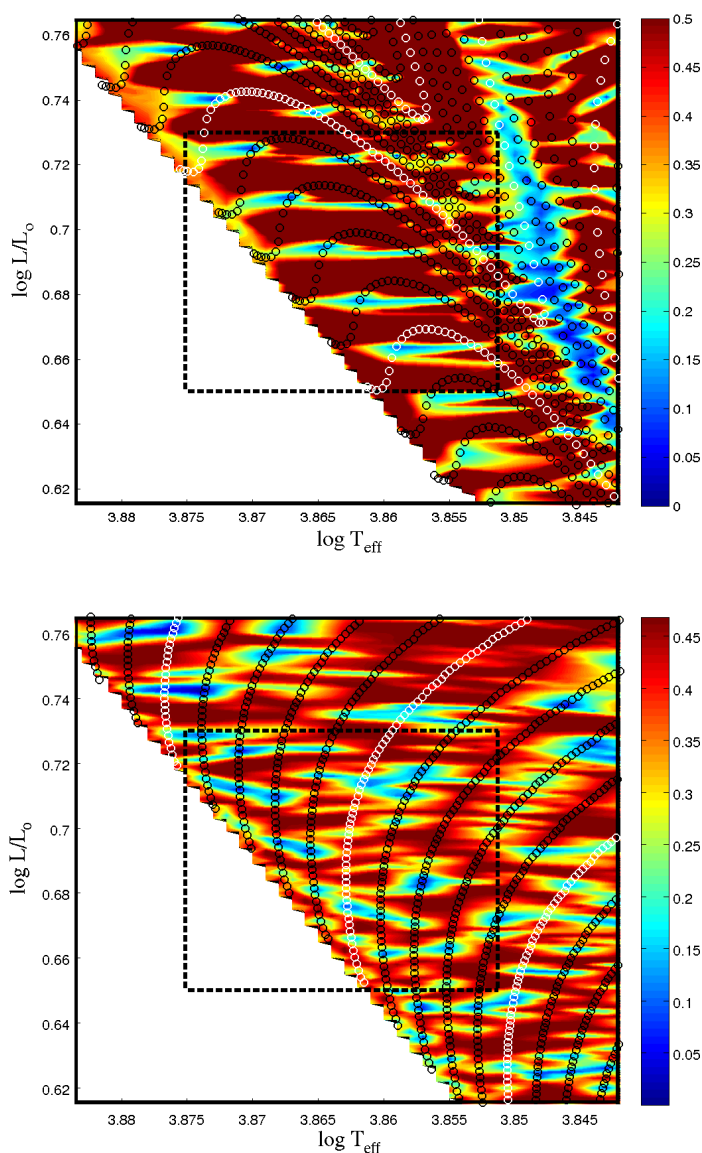


FIGURE 7.5 – Distribution de la fonction de mérite sur les fréquences dans la boîte d’erreur à 2σ en $\log T_{\text{eff}}\text{-}\log L/L_{\odot}$ pour les modèles PMS (panneau supérieur) et MS (panneau inférieur) de la grille G1. Dans ce cas ci, aucune contrainte sur l’identification n’est imposée et l’influence de la rotation n’est pas considérée. Le rectangle discontinu noir délimite la boîte d’erreur à 1σ de l’étoile. Les cercles noirs représentent les trajets évolutifs considérés. Afin de mieux nous repérer, un trajet sur cinq est de couleur blanche.

de points indique la densité de modèles, variant selon la phase évolutive considérée. Un trajet évolutif sur cinq est tracé en blanc, afin de mieux nous repérer dans les figures.

Dans cette configuration, à savoir pas de rotation ni d’identification, les contraintes imposées sont propices à l’apparition d’une multitude de minima locaux, disposés souvent de manière erratique dans la boîte d’erreur T_{eff} -luminosité à 2σ de HR 8799, que ce soit en MS ou en PMS. Ces résultats ne sont pas surprenant étant donné le manque de contraintes observationnelles imposées.

Il existe toutefois pour chacune de ces deux sous-grilles un minimum global qui, s’il ne

TABLE 7.4 – Paramètres physiques et astérosismiques des modèles MS et PMS minimisant la fonction de mérite pour la grille G2, sans identification ni interaction rotation-pulsation.

	Modèle MS	Modèle PMS
M/M_{\odot}	1.44	1.42
Âge (10^6 ans)	420	11.8
$\log T_{\text{eff}}$	3.8737	3.8451
$\log L/L_{\odot}$	0.7416	0.6770
$\log g$	4.3027	4.2468
X_c/X_{c0}	0.80	0.99
R/R_{\odot}	1.4028	1.4856
$\int_r^N dr$ (mHz)	5.094	3.5453
$\ell, m (f_1)$	1 -1	3 -3
$\ell, m (f_2)$	3 -3	2 -2
$\ell, m (f_3)$	3 -3	3 -3
$\ell, m (f_4)$	2 -3	2 -2

se détache pas particulièrement des autres minima locaux, permet néanmoins de discuter des résultats obtenus avec un tel ajustement. Les paramètres globaux de ces deux minima (PMS et MS) sont repris dans le tableau 7.4. Au delà de leurs états évolutifs très différents, c'est l'ensemble des paramètres globaux de ces modèles qui diffèrent. Si le modèle PMS est plus jeune que l'âge du système déterminé par Marois et al. (2008) (30 – 100 millions d'années), le modèle MS, lui, est beaucoup plus vieux. Nous observons également, que ce soit dans le tableau 7.4 ou dans la figure 7.6 montrant les spectres de fréquences de ces deux modèles comparés aux fréquences observées par Wright (lignes pointillées verticales), que la minimisation de la fonction de mérite ne se fait pas en ajustant les mêmes modes dans les deux cas. Notons enfin que l'augmentation de la densité de fréquences à mesure que le degré des mode augmente est bien mise en évidence dans cette figure, où l'espacement des fréquences est moindre pour les modes de degré $\ell = 3$. Ainsi, quand aucune contrainte n'est imposée quant à l'identification des modes, les modes théoriques rendant le mieux compte des fréquences observées ont très souvent un $\ell = 2$ ou 3.

La figure 7.7 met en avant l'influence de la modification de paramètres physiques sur la localisation des minima de Ξ pour des modèles MS. Les variations de paramètres physiques considérés sont : la diminution de la fraction de masse initiale de métaux ($Z_0 = 0.008$, panneau gauche, grille G1) et l'adoption d'un paramètre d'*overshooting* ($\alpha_{\text{ov}} = 0.20$, panneau droit, grille G4).

Si de telles considérations modifient la localisation des minima, ces paramètres n'ont aucun effet sur le nombre de minima, et ne restreignent aucunement les valeurs de température et de luminosité pour lesquelles ils apparaissent. Cette distribution aléatoire de minima ne nous permet pas, dans ce cas, de déterminer une gamme d'âges possibles restreinte pour cette étoile.

Rôle de la rotation

Considérons maintenant l'influence de la rotation sur les fréquences d'oscillation de nos modèles. La rotation joue un rôle majeur sur la valeur de ces fréquences. Elle a

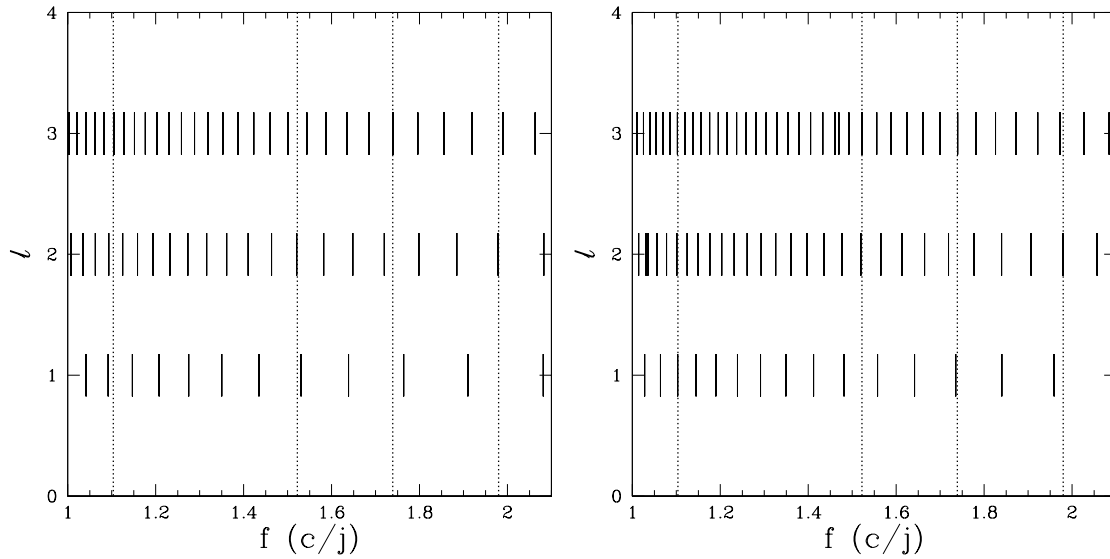


FIGURE 7.6 – Spectre de fréquences théoriques pour les minima globaux de la fonction de mérite dans la grille G2, en PMS (panneau gauche) et en MS (panneau droit). Les quatre fréquences observées par Wright sont indiquées par les lignes pointillées noires verticales.

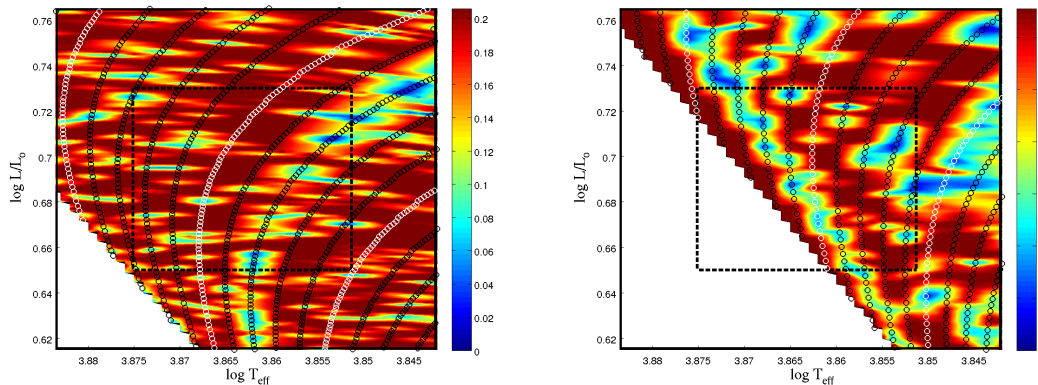


FIGURE 7.7 – Même figure que la figure 7.5 pour des modèles en MS calculés avec $Z_0 = 0.008$ (panneau gauche) ou $\alpha_{ov} = 0.20$ (panneau droit).

pour effet de lever la dégénérescence des fréquences de même degré et ordre radial, mais d'ordres azimutaux différents. Ainsi, un modèle en rotation aura un spectre de fréquence beaucoup plus dense qu'un modèle statique, et ce particulièrement pour les modes de degré $\ell = 3$, dont le nombre est multiplié par 7 ($-3 \leq m \leq 3$). La considération de la rotation fait également varier la fréquence d'un mode donné à mesure que le v_{rot} augmente. Nous avons observé dans le chapitre 6 que les gammes de périodes des modes progrades ($m < 0$) et zonaux ($m = 0$) sont fortement compressées vers des valeurs plus petites par l'effet de la force de Coriolis à mesure que la rotation augmente. Les périodes des modes rétrogrades, quand à elles, s'envolent vers de très grandes valeurs, couvrant l'intégralité de la gamme de périodes allant d'environ 0.4 à plus de 80 jours pour une vitesse de rotation autour de 60 km.s^{-1} . Cette dérive de la fréquence d'un mode donné avec la rotation engendre une modification des modes qui ajustent au mieux les fréquences observées. Ainsi, comme le montre la figure 7.8, la considération de différentes vitesses de rotation

déplace les minima locaux dans le diagramme HR.

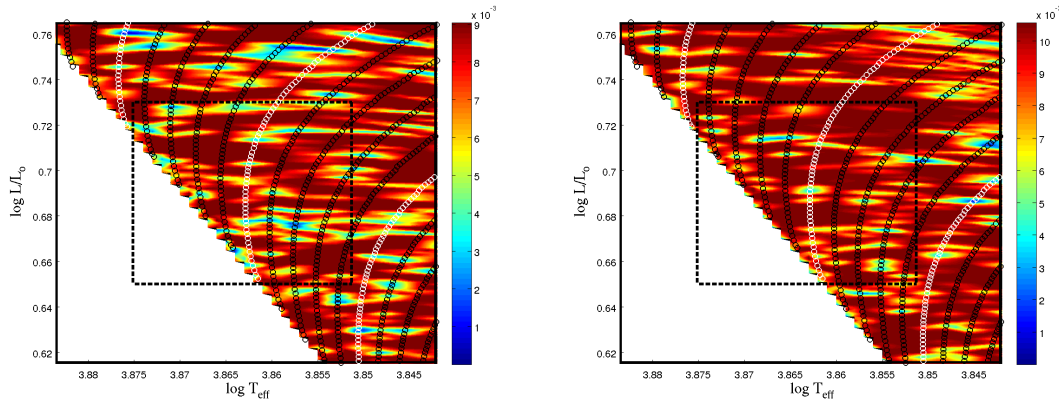


FIGURE 7.8 – Même figure que la figure 7.5 pour des modèles MS dont les fréquences d'oscillation ont été calculées avec deux vitesses de rotation différentes : $v_{\text{eq}} = 20 \text{ km.s}^{-1}$ (panneau gauche) et $v_{\text{eq}} = 60 \text{ km.s}^{-1}$ (panneau droit).

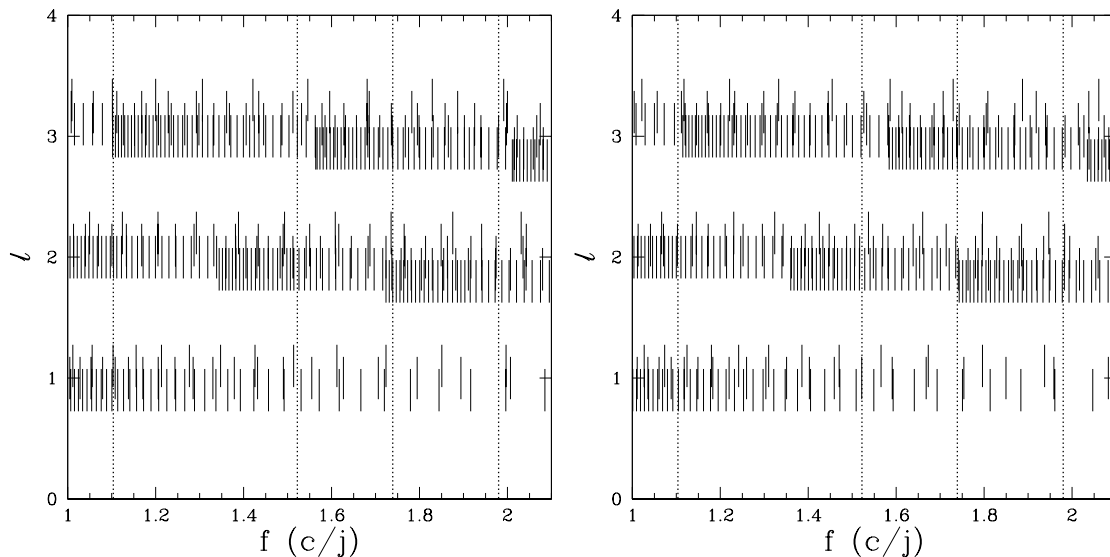


FIGURE 7.9 – Spectre de fréquences théoriques du modèle MS de la grille G2 minimisant Ξ pour une vitesse de rotation de 40 km.s^{-1} (panneau gauche), comparé à un modèle de même masse et légèrement moins évolué (panneau droit). Les quatre fréquences observées par Wright sont indiquées par les lignes pointillées noires verticales. Afin de différencier les modes de différents m , nous avons légèrement décalé les degrés ℓ d'une valeur $\ell_* = \ell + 0.1 m$.

L'augmentation de la densité de modes en fonction du degré considéré en tenant en plus compte de la levée de la dégénérescence des fréquences est particulièrement visible sur la figure 7.9. Cette figure montre le spectre théorique du modèle MS de la grille G2 minimisant Ξ pour une vitesse de rotation de 40 km.s^{-1} (appelé modèle A), comparé à un modèle de même masse, légèrement plus jeune, tournant à la même vitesse, mais dont la fonction de mérite est plus grande (appelé modèle B). Si les fréquences du modèle B ajustent très correctement les deux modes observés de plus basses fréquences, le modèle A, lui, rend très bien compte des quatre fréquences observées. Cependant, sans contrainte

sur l'identification des modes, aucune d'entre elles n'est ajustée par un mode $(\ell, m) = (1, -1)$.

Avec une telle densité de modes, il est plus probable de trouver un mode qui corresponde à une fréquence observée, si bien que nous observons dans la figure 7.10 une diminution des valeurs des minima de la fonction de mérite pour une vitesse de rotation de 40 km.s^{-1} passant de l'ordre de 0.1 dans le cas sans rotation à moins de 0.01 avec rotation. Notons également que cette vitesse de rotation est proche de l'une des valeurs utilisées par Moya et al. (2010a) pour la modélisation de cette étoile ($v_{\text{eq}} = 45 \text{ km.s}^{-1}$).

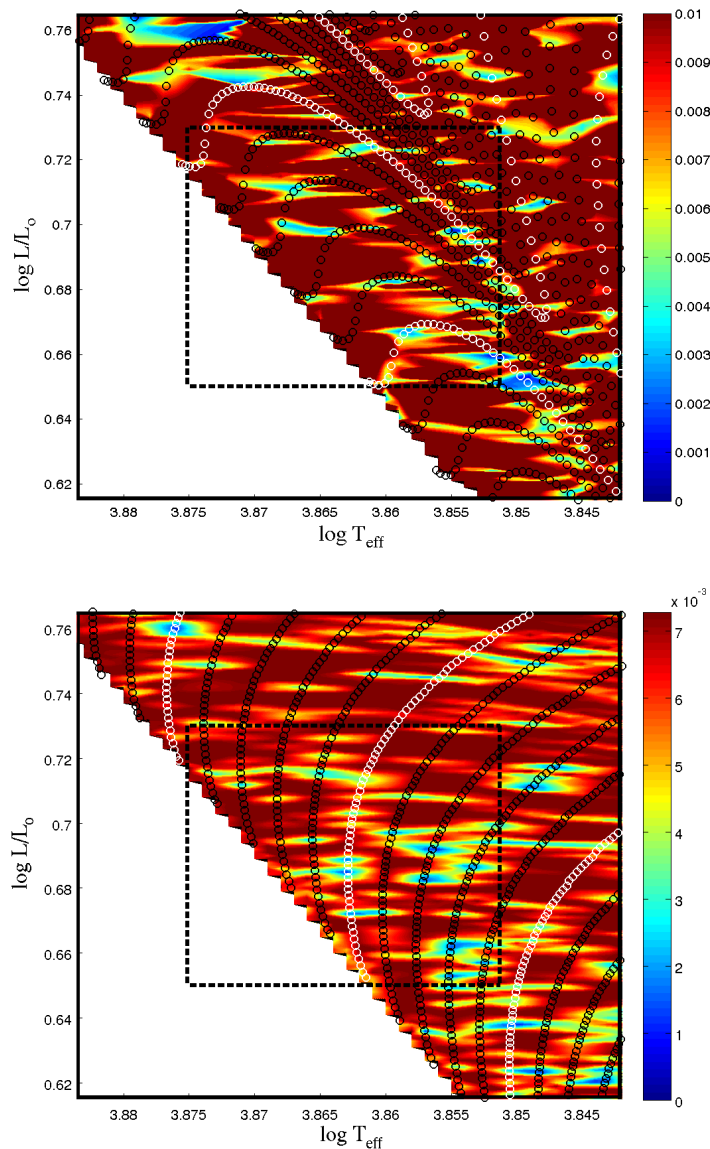


FIGURE 7.10 – Même figure que la figure 7.5 pour des modèles PMS (panneau supérieur) et MS (panneau inférieur) en considérant cette fois-ci l'interaction rotation-pulsation pour une vitesse de rotation de 40 km.s^{-1} .

Jusqu'ici, nous avons montré que sans plus de contraintes astérosismiques telles que la

découverte d'un *period-spacing* ou l'identification de modes, il est impossible de mettre en évidence une quelconque tendance permettant de conclure sur une gamme de modèles rendant particulièrement bien compte des observations ni de définir les gammes d'âges possibles du système : des minima locaux de valeurs comparables essaient le diagramme HR.

Contrainte liée à l'identification des modes de pulsation et à la rotation

L'identification des deux plus hautes fréquences observées ($f_1 = 1.9801$ c/j et $f_2 = 1.7390$ c/j) comme des modes progrades sectoriels de degré $\ell = 1$ ($m = -1$) est une contrainte forte sur les modèles ajustant les observations, les modes $\ell = 1$ étant ceux présentant la plus faible densité de fréquences. La répartition de Ξ dans la grille G2 pour une vitesse de rotation de 40 km.s^{-1} est donnée dans la figure 7.11. Si la rotation, à elle seule, ne permet pas de réduire de manière efficace le nombre de modèles rendant compte des contraintes observationnelles, l'association de l'identification de ces modes et de l'effet de la rotation sur les fréquences réduit considérablement le nombre de modèles minimisant la fonction de mérite, tant en MS qu'en PMS.

Les paramètres physiques des minima globaux en MS et en PMS sont repris dans le tableau 7.5, et leurs structures internes sont illustrées dans la figure 7.12. Une fois encore, les fréquences pour lesquels nous n'imposons pas d'identification sont ajustées par des modes de degrés $\ell \geq 2$. Notons que ces deux modèles, s'ils sont à des stades d'évolution très différents, ont des paramètres physiques globaux (température effective, luminosité, $\log g$, rayon) proches. Leur structure interne est également très similaire dans les régions externes, pour n'être différentes que dans les couches radiatives à la limite du cœur convectif, où le modèle MS montre un pic important de la fréquence de Brunt-Väisälä due à la présence d'un gradient de composition chimique. Cela impose une plus grande valeur de $\int \frac{N}{r} dr$ pour ce dernier comparé au modèle PMS, qui explique la plus forte densité de fréquences dans le modèle en MS comparé au modèle PMS (figure 7.13).

Nous observons dans la figure 7.11 une régularité des minima locaux de la fonction de mérite pour les modèles PMS, qui correspondent à une gamme d'âges allant de 11 à 14 MA. Les modèles MS minimisant Ξ sont plus éparées, et les âges correspondants vont de 850 à 1240 MA.

La gamme de modèles minimisant la fonction de mérite dépendant des caractéristiques du calcul, et particulièrement de la vitesse de rotation considérée, il sera nécessaire de préciser notre calcul (en proposant une étude non-adiabatique par exemple) et d'augmenter le nombre de contraintes astérosismiques (en validant par exemple les fréquences f_5 à f_8) pour pouvoir proposer une conclusion sur la ou les gammes d'âges possibles pour cette étoile.

Effet d'une mauvaise identification des modes

Supposons à présent que les deux modes identifiés comme progrades de degré $\ell = 1$ soient en fait des modes rétrogrades ($m = 1$) de même degré. La fonction de mérite calculée dans une telle situation est illustrée dans la figure 7.14. Étant donné la très faible densité de modes de degré $\ell = 1$, une telle situation délocalise totalement les modèles

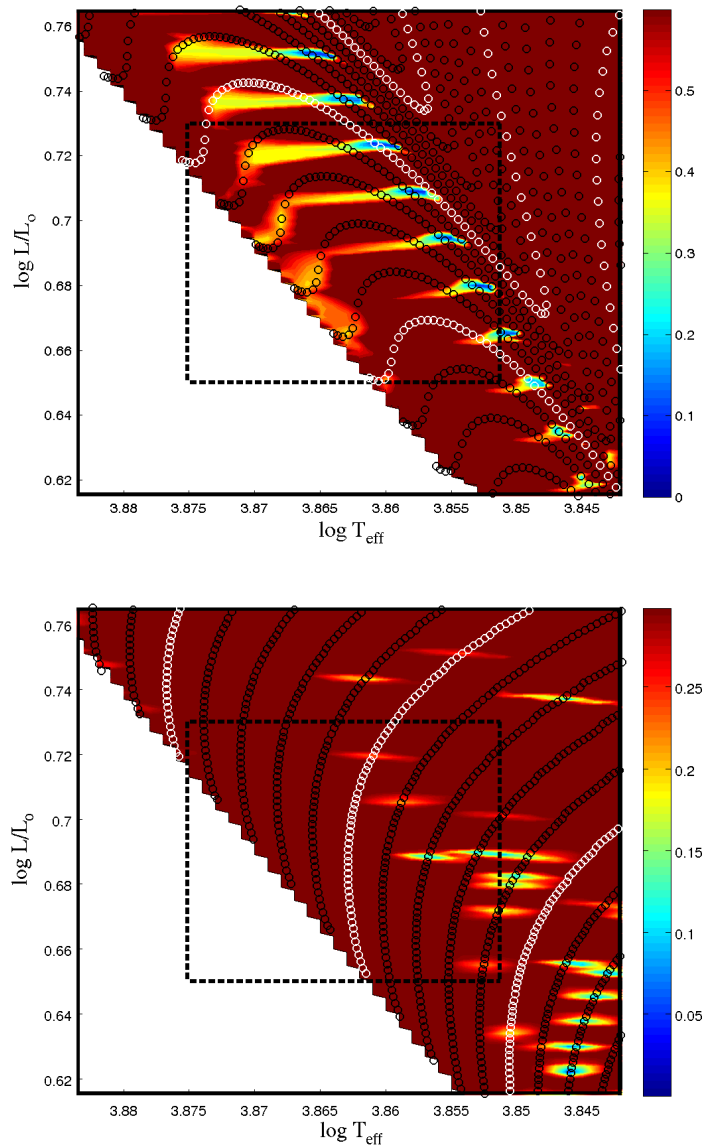


FIGURE 7.11 – Même figure que la figure 7.5 pour des modèles PMS (panneau supérieur) et MS (panneau inférieur) pour une vitesse de rotation de 40 km.s^{-1} et en considérant l'identification des deux fréquences de plus grandes amplitudes (f_1 et f_2) comme des modes $(\ell, m) = (1, -1)$.

minimisant Ξ , et les conclusions de la section précédente quand aux modèles ajustant le mieux les observations n'ont plus lieu d'être.

Ainsi, une identification fiable des modes de pulsation est une nécessité absolue pour une approche directe de la modélisation.

Contrainte liée à l'identification hypothétique du mode de plus basse fréquence

Comme nous l'avons détaillé dans le chapitre 6, et plus particulièrement dans les figures 6.3 et 6.11 (panneaux droits), la gamme de fréquences d'oscillation des modes progrades et zonaux est de plus en plus compressée vers des fréquences élevées (soit des périodes petites dans les figures citées) à mesure que la vitesse de rotation augmente.

TABLE 7.5 – Paramètres physiques et astérosismiques des modèles MS et PMS minimisant la fonction de mérite pour la grille G2, en considérant une vitesse de rotation de 40 km.s^{-1} et l’identification des modes de fréquences f_1 et f_2 .

	Modèle MS	Modèle PMS
M/M_\odot	1.33	1.40
Âge (10^6 ans)	1006	14.3
$\log T_{\text{eff}}$	3.8455	3.8453
$\log L/L_\odot$	0.6298	0.6338
$\log g$	4.2671	4.2849
X_c/X_{c0}	0.71	0.99
R/R_\odot	1.4046	1.4110
$\int_r^N dr$ (mHz)	5.7884	4.0339
$\ell, m (f_1)$	1 -1	1 -1
$\ell, m (f_2)$	1 -1	1 -1
$\ell, m (f_3)$	3 1	2 0
$\ell, m (f_4)$	2 1	3 -1

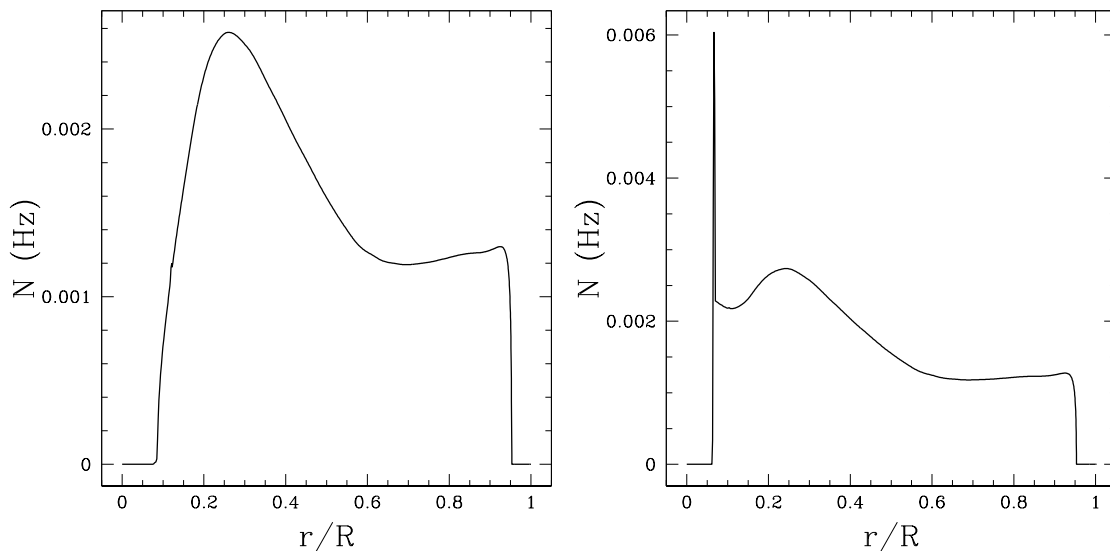


FIGURE 7.12 – Fréquence de Brunt-Väisälä des modèles PMS (panneau gauche) et MS (panneau droit) de la grille G2 minimisant la fonction de mérite en considérant une vitesse de rotation de 40 km.s^{-1} et l’identification des modes f_1 et f_2 .

Ainsi, à partir d’une certaine rotation, l’effet de la force de Coriolis sur les fréquences d’oscillation est telle qu’il n’existe plus aucune fréquence en dessous d’un certain seuil. Dans la figure 6.11, pour une vitesse de rotation de 60 km.s^{-1} , l’ensemble des modèles γ Doradus situés du côté bleu de la bande d’instabilité ont des périodes de pulsation de modes PS instables toutes inférieures à 0.7 jours, soit des fréquences toutes supérieures à 1.43 c/j .

Les fréquences f_1 et f_2 , identifiées comme des modes PS, sont trop élevées pour être discriminées de la sorte pour des vitesses de rotation allant jusqu’à 80 km.s^{-1} . Mais supposons maintenant que le mode de fréquence $f_3 = 1.1037 \text{ c/j}$ soit également identifié

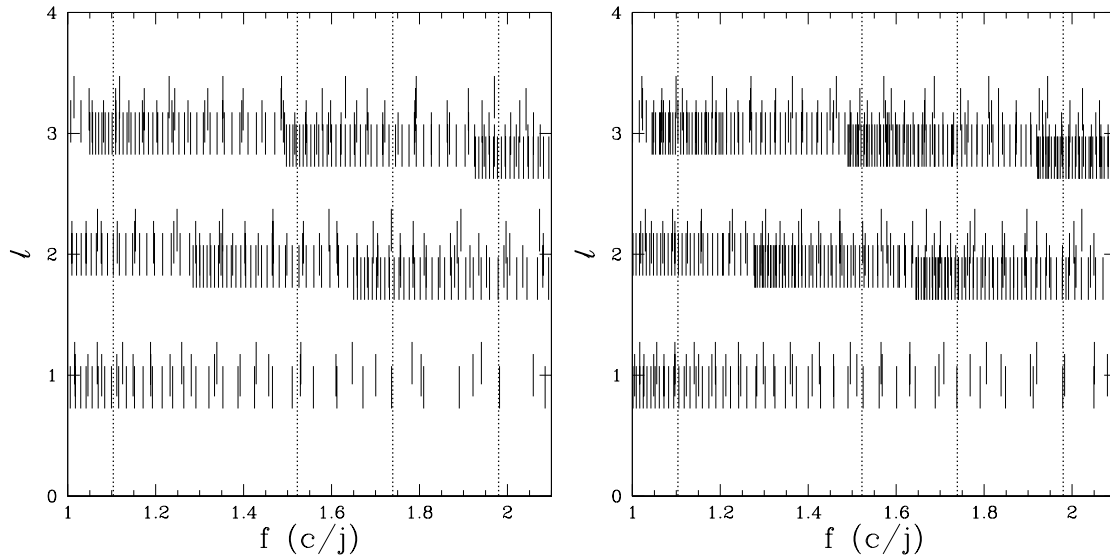


FIGURE 7.13 – Spectre de fréquences théoriques du modèle PMS (panneau gauche) et MS (panneau droit) de la grille G2 minimisant Ξ pour une vitesse de rotation de 40 km.s^{-1} et considérant l’identification des modes f_1 et f_2 . Afin de différencier les modes de différents m , nous avons légèrement décalé les degrés ℓ d’une valeur $\ell^* = \ell + 0.1 m$.

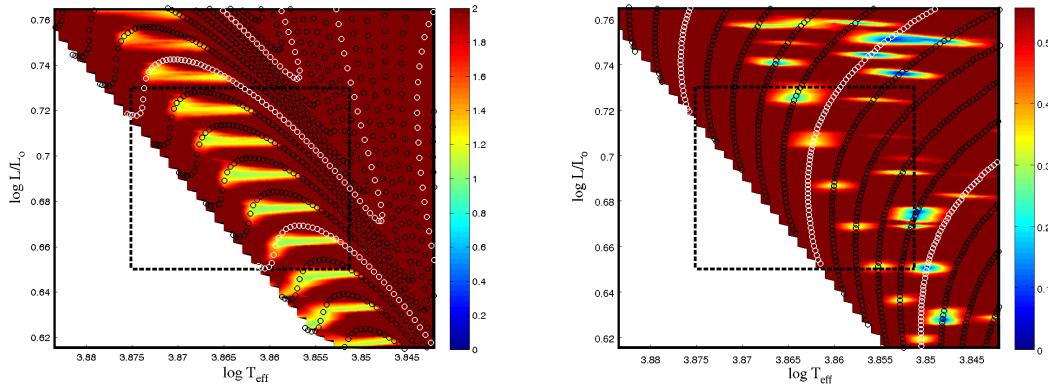


FIGURE 7.14 – Même figure que la figure 7.5 pour des modèles PMS (panneau gauche) et MS (panneau droit) avec une vitesse de rotation de 40 km.s^{-1} et en considérant l’identification (fausse) des deux fréquences de plus grandes amplitudes comme des modes $(\ell, m) = (1, 1)$.

comme un mode $(\ell, m) = (1, -1)$. La vitesse de rotation pour laquelle plus aucune fréquence n’existe en dessous de d’une fréquence seuil supérieure à f_3 est plus basse. La répartition de la fonction de mérite des modèles PMS et MS de la grille G2, considérant l’identification des trois fréquences f_1 , f_2 et f_3 est représentée dans la figure 7.15 pour une vitesse de rotation nulle et dans la figure 7.16 pour une vitesse de rotation de 60 km.s^{-1} . Dans le cas statique, les fréquences d’oscillation n’étant pas comprimées ni déplacées par la rotation, aucune région particulière du diagramme HR n’est discriminée, et les minima locaux se dispersent un peu partout dans la boîte d’erreur. Dans le cas avec rotation, aucun modèle MS ne présente de minimum local, alors que les modèles PMS minimisant Ξ se trouvent tous dans le coin en haut à droite de la boîte d’erreur de HR 8799.

Ce résultat peut s’expliquer en rappelant que la fréquence de pulsation d’un mode g

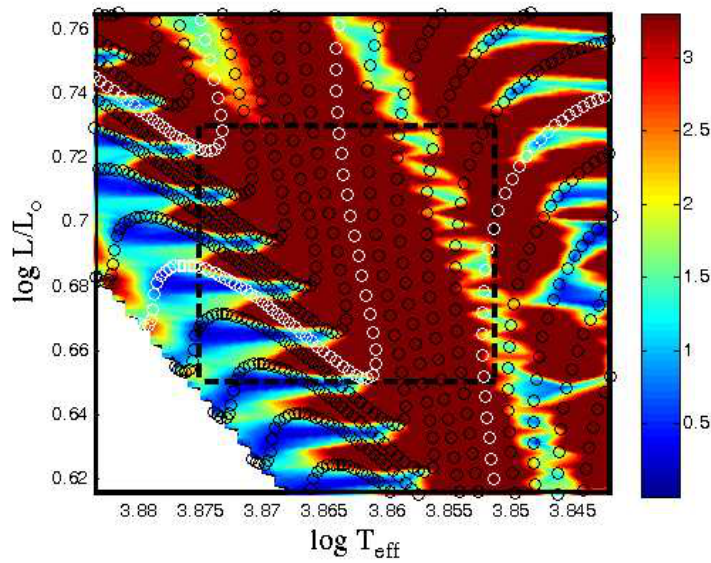


FIGURE 7.15 – Même figure que la figure 7.5 pour les modèles PMS dont les fréquences d’oscillation ont été calculées sans tenir compte de l’interaction rotation-pulsation. La fonction de mérite a été calculée en considérant l’identification (supposée) de la fréquence f_3 comme un mode $(\ell, m) = (1, -1)$.

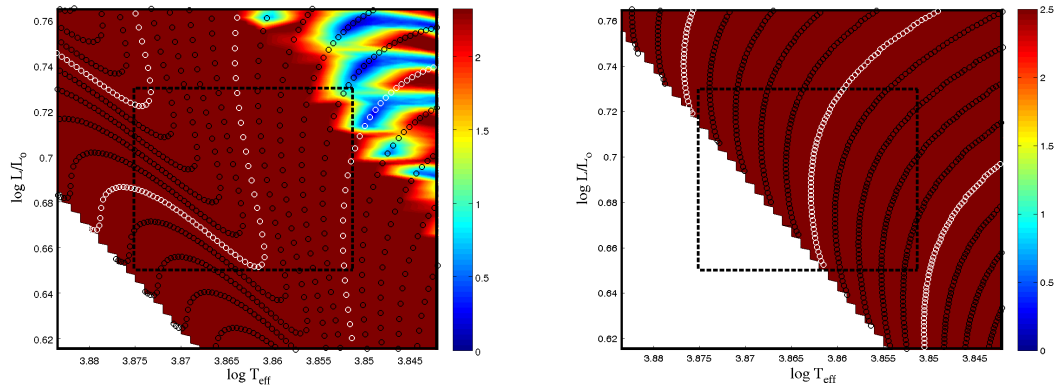


FIGURE 7.16 – Même figure que la figure 7.15, mais pour une vitesse de rotation de 60 km.s^{-1} .

est proportionnelle à l’intégrale de la fréquence de Brunt-Väisälä sur le rayon ($\int \frac{N}{r} dr$). Considérons la variation de $\int \frac{N}{r} dr$ tout au long d’un trajet évolutif. Pour cela, nous rapportons à l’évolution du *period-spacing* ($\langle \Delta P \rangle$), variant comme $(\int \frac{N}{r} dr)^{-1}$, décrite dans la figure 5.4 (panneau (a) pour l’évolution du modèle dans le diagramme HR et panneau (c) pour l’évolution conjointe de son $\langle \Delta P \rangle$). Les modèles PMS minimisant Ξ se situent dans la phase évolutive durant laquelle $\langle \Delta P \rangle$ augmente, entre les points A et B de la figure commentée, jusqu’à atteindre un maximum pour le point B. Ainsi, si $\langle \Delta P \rangle$ est grand, $\int \frac{N}{r} dr$ est petit et les fréquences d’oscillation sont plus basses et plus espacées. Se faisant, si la rotation comprime la gamme de fréquences vers des plus hautes valeurs, les fréquences les plus basses restent suffisamment proches de la valeur de f_3 lorsque la rotation entre en jeu pour qu’un minimum de la fonction de mérite apparaisse. $\int \frac{N}{r} dr$ ne cesse

ensuite d'augmenter à mesure que l'étoile évolue vers la fin de la PMS et tout au long de la MS (cf. figure 5.4, panneau (c)), plus aucun modèle ne minimise convenablement la condition sur l'identification de f_3 .

Ainsi, l'identification de modes de fréquences basses comme des modes zonaux ou progrades peut imposer une condition très restrictive sur la gamme de vitesses de rotation possibles pour une étoile γ Doradus donnée.

7.5 Conclusions et perspectives

7.5.1 Conclusions

L'étoile HR 8799 est une étoile présentant à la fois un caractère λ Boötis et des oscillations γ Doradus. Elle est d'un intérêt tout particulier car hôte d'un système complexe constitué d'un ensemble de trois disques concentriques et de quatre planètes géantes et/ou naines brunes. Ces caractéristiques font de HR 8799 un système comparable à notre système solaire externe, et également l'un des systèmes stellaires les plus discutés de la littérature, avec chaque année plusieurs dizaines d'études dédiées, abordant de nombreuses disciplines de l'astrophysique.

Dans cette étude, nous abordons la problématique de la caractérisation de l'étoile hôte, et en particulier des informations complémentaires qui peuvent être fournies grâce à son caractère γ Doradus. Notre étude apporte des éléments nouveaux comparée à celle réalisée par Moya et al. (2010a).

- Nous considérons l'effet de la rotation sur les périodes des modes g via l'approximation traditionnelle de l'interaction rotation-pulsation. D'après l'étude récente proposée par Ballot et al. (2011), cette approximation a un domaine de validité plus large que l'approximation perturbative au deuxième ordre utilisée par Moya et al. (2010a).
- Nous tenons également compte d'une nouvelle contrainte sismique essentielle l'identification du degré et de l'ordre azimutal de deux des quatre fréquences confirmées à ce jour. L'identification de ces fréquences comme des modes progrades sectoriels permet également de contraindre l'angle d'inclinaison de l'axe de rotation de l'étoile à $i > 40^\circ$.

Pour notre étude, nous avons utilisé tous les modèles en pré-séquence principale et en séquence principale qui entrent dans la boîte d'erreur à 2σ de HR 8799a en T_{eff} et $\log L/L_\odot$, modèles obtenus pour différentes compositions chimiques et différents paramètres d'*overshooting*. Pour l'ensemble de ces modèles, nous avons calculé les fréquences d'oscillations adiabatiques pour des modes de degrés $\ell = 1$ à 3. Nous avons également considéré l'effet de la rotation sur les oscillations via l'approximation traditionnelle de l'interaction rotation-pulsation pour quatre vitesses de rotation différentes : $v_{\text{eq}} = 20, 40, 60, 80 \text{ km.s}^{-1}$. Les résultats obtenus sont les suivants :

- Avec seulement quatre fréquences observées, aucune régularité ne peut être déterminée dans le spectre de périodes. L'ajustement direct de ces quatre fréquences aux fréquences des modèles, sans tenir compte de l'information sur l'identification des modes, ne permet pas de contraindre les paramètres de l'étoile, que ce soit avec ou

sans considérer l'influence de la rotation.

- La rotation levant la dégénérescence des fréquences d'oscillation selon l'ordre azimutal, la densité de modes augmente, en particulier pour les modes de degré $\ell = 3$, faisant ainsi diminuer les valeurs des minima de la fonction de mérite. Différentes vitesses de rotation déplacent les minima locaux à travers le diagramme HR.
- L'identification de deux fréquences comme des modes progrades sectoriels (PS) $(\ell, m) = (1, -1)$, associée à la considération de l'interaction rotation-pulsation, restreint considérablement le nombre de minima locaux, sans pour autant qu'un minimum global ressorte de manière évidente.
- L'identification hypothétique d'une fréquence plus basse, de l'ordre de la journée, comme un mode PS ajoute une contrainte très forte sur le domaine de vitesses de rotation possible pour l'étoile.

Malgré l'information additionnelle fournie par l'estimation de l'angle d'inclinaison de l'étoile, étant donné le faible nombre de fréquences observées et identifiées, il est difficile de conclure en l'état sur une ou des gammes d'âges possibles pour ce système. Ainsi, des informations additionnelles sur les fréquences observées ainsi que la détection de nouvelles fréquences d'oscillation sont indispensables à la modélisation de HR 8799a et à la contrainte de l'âge du système par l'astérosismologie.

7.5.2 Perspectives

Cette étude reste une étude très préliminaire. Il serait possible de compléter et d'optimiser la modélisation de HR 8799 en tenant compte de différentes améliorations à considérer par la suite, telles que :

- considérer de nouvelles fonctions de mérite, en pondérant par exemple l'ajustement de chacune des fréquences selon si le mode est identifié ou non ;
- effectuer des calculs non-adiabatiques, plus restrictifs sur la gamme de fréquences, notamment lorsque l'influence de la force de Coriolis est considérée, puisque ne tenant compte que des modes excités ;
- élargir le domaine des propriétés physiques et des paramètres de nos grilles de modèles ;
- tester la méthode FRM, optimisée par l'inclusion de l'approximation traditionnelle de la rotation, sur les fréquences d'oscillation de nos modèles ;
- introduire de manière paramétrée le mélange induit par la rotation dans les couches centrales de nos modèles et considérer son effet sur les fréquences d'oscillation ;
- introduire dans notre étude les effets dûs à sa particularité chimique, qui peuvent affecter soit la contribution du pic d'opacité des éléments du groupe du fer à l'excitation des modes g dans les étoiles γ Doradus, soit modifier la profondeur de la zone convective, qui joue un rôle fondamental sur l'excitation des modes dans ces étoiles. Pour ce, il nous faudra utiliser des modèles avec une composition chimique caractéristique des étoiles λ Boötis, soit dans l'ensemble de l'étoile, soit uniquement dans son enveloppe convective.

Enfin, de nouvelles contraintes observationnelles permettraient bien évidemment de limiter le nombre de degrés de liberté du problème. Comme nous l'avons particulièrement montré, la méconnaissance de la vitesse de rotation de l'étoile reste l'un des facteurs limitatifs majeurs pour cette étude. La détermination de l'angle d'inclinaison de cette étoile

reste donc, à notre sens, la contrainte la plus nécessaire à sa modélisation précise. Des campagnes spectroscopiques intensives complétant l'observation spatiale de cette étoile permettraient potentiellement d'observer beaucoup plus de modes de pulsation et de les identifier, laissant également envisager la mise en évidence de régularités dans le spectre de périodes d'oscillation. Une telle observation imposerait une contrainte additionnelle très forte sur la modélisation de cette étoile.

8

Conclusions et perspectives

Sommaire

8.1	Étude des liens existant entre les paramètres physiques des étoiles γ Doradus et leurs oscillations	197
8.2	Influence du traitement de l'interaction convection-oscillations sur les propriétés sismiques des étoiles γ Doradus	197
8.3	Déterminer l'état évolutif d'une étoile γ Doradus à partir de l'astérosismologie	199
8.4	Rôle de la rotation sur le comportement des oscillations γ Doradus	200
8.5	Modélisation astérosismique d'étoiles γ Doradus : application à la caractérisation de systèmes exoplanétaires	202

Le travail présenté dans cette thèse est dédié à l'étude de la structure et de l'évolution des étoiles γ Doradus par l'astérosismologie. Nous nous sommes plus particulièrement appliqués à caractériser l'influence de la description de la physique de ces étoiles sur leurs modes d'oscillation. Nous reprenons ici les résultats principaux et exposerons des perspectives en rapport avec les différents travaux proposés dans les chapitres précédents.

8.1 Étude des liens existant entre les paramètres physiques des étoiles γ Doradus et leurs oscillations

Les modes de gravité (g) excités dans les γ Doradus sondent les régions internes de ces étoiles. S'ils permettent de contraindre la physique de ces couches, comme par exemple les propriétés des régions à la limite du cœur convectif (Miglio et al. 2008), c'est qu'ils sont particulièrement sensibles à la structure de leur cavité de propagation, allant de la frontière du cœur convectif à la base de l'enveloppe convective.

Les ingrédients physiques d'entrée de notre code d'évolution stellaire CLES (Scuflaire et al. 2008b), tels que le choix d'un mélange de métaux, d'une table d'opacité, d'une composition chimique, du paramètre d'*overshooting* et du paramètre de longueur de mélange, ont une influence sur l'évolution et la structure des modèles stellaires. Quelle est alors leur influence sur la bande d'instabilité et les gammes de périodes des modes g dans les étoiles γ Doradus ?

Afin de répondre à cette question, nous avons considéré des modèles de séquence principale pour lesquels nous avons fait varier chacun des ingrédients physiques précédemment cités.

Nous concluons que le seul paramètre ayant une influence notable sur la bande d'instabilité des étoiles γ Dor est le paramètre de longueur de mélange, retrouvant pour ce derniers les résultats obtenus par Dupret et al. (2005a), à savoir le décalage vers des températures plus faibles des bords de la bande d'instabilité inféré par une diminution de la valeur du paramètre α . Aucun autre paramètre ne déplace significativement la bande d'instabilité théorique de ces étoiles. Ils n'induisent pas non plus de variation sur les périodes de leurs modes excités. En effet, bien que ces derniers influencent la structure et l'évolution de ces étoiles, ils n'ont pas d'effet sur la profondeur de la base de leur enveloppe convective à une température effective donnée, qui reste la clé de l'excitation de modes g dans les étoiles γ Doradus.

8.2 Influence du traitement de l'interaction convection-oscillations sur les propriétés sismiques des étoiles γ Doradus

Les étoiles γ Doradus ont une enveloppe convective dont la taille varie fortement en fonction de la température effective de l'étoile. Les échelles de temps des mouvements convectifs pouvant être du même ordre de grandeur que les périodes des modes g , il est

important de considérer l'interaction entre les mouvements des éléments convectifs et les oscillations dans les calculs de pulsations non-adiabatiques.

Dans la seconde partie du chapitre 4, nous nous sommes intéressés à l'influence du traitement de l'interaction convection-pulsation sur les propriétés sismiques des modèles d'étoiles γ Doradus.

Pour cela nous avons élargi l'étude proposée à ce sujet par Dupret et al. (2005a) en comparant de manière consistante les effets de l'approximation de la convection gelée (FC) et de l'interaction convection-pulsation dépendant du temps (TDC) sur les caractéristiques non-adiabatiques des modes g . Nous obtenons les résultats suivants :

- La localisation des bords bleu et rouge de la bande d'instabilité théorique des γ Dor calculée avec la FC et la TDC ne change pas significativement. La localisation de la bande d'instabilité des étoiles γ Dor est très largement dominée par l'efficacité de la convection liée à la valeur du paramètre α .
- Au centre de la bande d'instabilité, la gamme de périodes des modes instables s'étend à des valeurs de l'ordre de 15 à 20% plus élevées lorsque ces derniers sont calculés avec l'approximation FC.

La TDC permet de mettre en évidence le comportement très différent des modes selon que l'on considère un modèle sur le bord rouge, au centre, ou sur le bleu de la bande d'instabilité des γ Doradus.

Sur le bord bleu de la bande d'instabilité :

- la convection a un rôle actif sur l'excitation des modes g dans les γ Doradus. Ces modes sont excités par la présence d'un gradient d'entropie non-négligeable dans cette même région lorsque les variations de flux convectif sont considérées dans le calcul des oscillations.

Au centre de la bande d'instabilité :

- les approximations FC et TDC donnent des résultats similaires pour un mode dont la période est inférieure au temps convectif et le mécanisme d'excitation est assimilable à un blocage convectif.
- les deux approximations n'amènent pas aux mêmes conclusions pour les modes d'ordres radiaux élevés. Ces modes sont excités par un gradient d'entropie non-négligeable dans le cas FC, qui n'est pas autorisé par le contrôle de la TDC sur la variation d'entropie. Ces différences justifient l'utilisation de la TDC dans cette partie de la bande d'instabilité des étoiles γ Dor.

Sur le bord rouge de la bande d'instabilité :

- l'approximation FC est justifiable. Cependant, il n'est pas certain que tous les moyens de geler la convection donnent pour autant des résultats similaires.
- les modes calculés avec la TDC présentent un comportement oscillatoire non-physique qu'il est possible de lisser en introduisant un paramètre complexe β dans l'équation d'énergie. Cependant, ce paramètre engendre parfois, dans des modèles plus chauds, une mauvaise évaluation de la valeur de l'intégrale de travail à la surface par rapport à celle calculée avec $\beta = 0$. Ce paramètre libre engendre une nouvelle incertitude sur le calcul des fonctions propres des modes g incluant la TDC.

La détermination de la stabilité et des périodes des modes sur le bord rouge, tout

comme la localisation précise de ce dernier, restent un défi important pour ces étoiles. Pour ce faire, il est possible d'aller plus loin en comparant les différents moyens de geler la convection à une approche TDC plus complète, tenant par exemple compte des variations dues aux oscillations des composantes non-diagonales du tenseur de Reynolds.

Notons également que le paramètre de longueur de mélange nécessaire pour reproduire théoriquement la localisation de la bande d'instabilité observationnelle des γ Doradus est 10% plus élevé que celui nécessaire à la reproduction du rayon actuel du Soleil ($\alpha_{\odot} = 1.8$). Pourtant, l'efficacité du transport de chaleur par convection diminue à mesure que l'on considère des étoiles plus chaudes, et les comparaisons de simulations 3D avec la MLT indiquent que le paramètre α doit être constant ou diminuer à mesure que l'on considère des étoiles plus massives, mais il n'augmente pas avec la masse de l'étoile considérée (cf. la revue de Trampedach 2010).

8.3 Déterminer l'état évolutif d'une étoile γ Doradus à partir de l'astérosismologie

Des étoiles tant en séquence principale (MS) qu'en pré-séquence principale (PMS) traversent la bande d'instabilité γ Doradus. Mais est-il possible de caractériser l'état évolutif d'une γ Doradus à partir de ses propriétés sismiques ?

Nous avons abordé cette question dans le chapitre 5 en comparant les propriétés physiques et sismiques de modèles PMS et MS dans cette région du diagramme Hertzsprung-Russel.

La différence la plus significative entre la structure interne d'une étoile PMS et celle d'une étoile MS dans la bande d'instabilité des γ Dor provient de la présence d'un gradient de composition chimique important à la limite du cœur convectif des modèles MS alors que la composition chimique des modèles PMS est presque homogène. Les résultats des comparaisons des calculs adiabatiques et non-adiabatiques effectués nous amènent aux conclusions suivantes :

- L'évolution du cœur convectif dans les phases PMS et MS modifie de façon notable la valeur du *period-spacing* asymptotique au premier ordre (Tassoul 1980) à mesure que l'étoile évolue. Cette mesure ne permet donc pas de pouvoir faire la distinction entre les deux phases évolutives.
- L'oscillation du *period-spacing* observé dans les modèles MS est liée au gradient de poids moléculaire moyen qui se développe à la limite de leur cœur convectif, alors que le profil chimique quasi-homogène d'une étoile PMS n'altère pas le comportement asymptotique de ΔP . Ainsi, cette variation peut être envisagée comme un indicateur de l'état évolutif de ces étoiles.
- Les bandes d'instabilité MS et PMS, ainsi que le domaine de périodes des modes instables, sont similaires, sauf du côté rouge de la bande d'instabilité, où les modèles MS sont très évolués. Les modes g subissent un amortissement radiatif bien plus significatif dans ces modèles évolués que dans les modèles PMS situés dans cette même région. De plus, la gamme de périodes de modes excités est plus étendue pour les modèles PMS de même température effective.

Cette étude est une pierre apportée à l'édifice de la caractérisation des étoiles γ Dor PMS. La prochaine étape consistera nécessairement en la modélisation des étoiles γ Doradus PMS confirmées appartenant à l'amas NGC 2264 (Zwintz, communication privée, octobre 2011). Une collaboration privilégiée est initiée avec cette équipe de l'Université de Vienne en vue de tels objectifs.

La comparaison de nos prédictions avec ces observations permettra de tester la précision de nos modèles de structure stellaire ainsi que l'application de la théorie non-adiabatique des pulsations stellaires aux étoiles de types spectraux A-F.

Des étoiles γ Doradus en post-séquence principale ?

Nous avons mis en évidence la possibilité théorique d'exciter des modes g dans des étoiles γ Doradus en pré-séquences principale. Qu'en est-il pour les étoiles A et F en post-séquence principale ?

Durant cette phase avancée de l'évolution stellaire, le cœur convectif disparaît et les modes g se propagent jusqu'au centre de l'étoile, où ils subissent un amortissement radiatif très important. Dans le cas des étoiles supergéantes bleues pulsantes, Saio et al. (2006) ont montré que la présence d'une zone convective intermédiaire, conséquence de l'existence d'une zone de semi-convection à la limite du cœur convectif durant la séquence principale, empêche certains modes g d'arriver jusqu'au centre. Ces modes sont excités par un mécanisme κ dans leurs couches superficielles.

La situation est différente dans le cas d'étoiles de plus faibles masses telles que les γ Doradus, dans lesquelles l'existence d'une telle zone convective intermédiaire en post-séquence principale est très improbable. Cependant, il sera intéressant de voir s'il existe des conditions physiques particulières propices à l'excitation de modes g dans les γ Doradus en post-MS ou si, au contraire, de telles oscillations ne sont jamais prédites par la théorie, quelque soit le cas considéré.

8.4 Rôle de la rotation sur le comportement des oscillations γ Doradus

Les modes g excités dans les étoiles γ Doradus peuvent avoir des périodes du même ordre de grandeur que la période de rotation de ces étoiles. Il est donc important de considérer l'influence de la rotation sur les propriétés sismiques de ces objets.

Le chapitre 6 aborde l'étude de l'influence de la force de Coriolis sur les modes g dans les étoiles γ Doradus en MS, en incluant l'approximation traditionnelle de l'interaction rotation-pulsation dans notre code de pulsations non-adiabatiques non-radiales MAD (Dupret 2001) qui contient également le traitement de l'interaction convection-pulsation (Grigahcène et al. 2005). Les principaux résultats sont les suivants :

- L'effet de la force de Coriolis est plus important pour les modes ayant des ordres radiaux (périodes de pulsation) plus élevé(e)s et/ou pour des étoiles en rotation plus rapide. Cet effet, balancé par l'efficacité également croissante de l'amortissement

radiatif avec l'ordre radial, accroît le nombre de modes instables et diminue la gamme de périodes de pulsation dans le référentiel comobile à mesure que la rotation augmente.

- L'analyse précédente n'est pas applicable aux modes progrades sectoriels ($m = -\ell$). Lorsqu'ils sont influencés par la force de Coriolis, ils revêtent le comportement inverse, soit une augmentation de la période d'un mode avec la rotation, caractéristique des ondes de Kelvin.
- Les effets de la force de Coriolis sur les modes d'ordres azimutaux différents se retranscrivent directement sur le *period-spacing*, dont la valeur moyenne et la périodicité deviennent variables. L'évolution de la structure du *period-spacing* avec la rotation dépend de la fréquence de rotation de l'étoile, mais également du couple (ℓ, m) considéré.
- La rotation peut également induire un mélange turbulent dans les couches radiatives, qui lisse le gradient de composition chimique à la limite du cœur convectif. Cela se traduit par une diminution de l'amplitude de la composante oscillatoire de ΔP . Pour une vitesse de rotation suffisante, le *period-spacing* suit un comportement asymptotique, laissant espérer la possibilité d'une détection plus évidente de tendances régulières dans le périodogramme d'une étoile en rotation modérée ($v_{\text{eq}} \geq 20 \text{ km.s}^{-1}$).
- Enfin, la rotation a également un effet léger sur la localisation des bords bleu et rouge de la bande d'instabilité. La force de Coriolis tend à favoriser l'apparition de modes non-progrades sectoriels ($m \neq -\ell$) dans les modèles situés sur le bord bleu de la bande d'instabilité et, à l'inverse, elle déplace très légèrement le bord rouge calculé pour des modes progrades sectoriels ($m = -\ell$) vers des températures effectives plus froides.

L'étape suivante consiste en l'utilisation de notre code de pulsations incluant l'approximation traditionnelle de la rotation à des fins de modélisation d'étoiles γ Dor particulières, comme nous l'avons par ailleurs initié dans le chapitre 7 de cette thèse.

Il existe deux autres perspectives à court terme relatives cette étude. La première étudiera l'effet combiné de la force de Coriolis et du mélange turbulent induit par la rotation sur l'excitation des modes dans les γ Doradus. La seconde analysera, selon une stratégie similaire à cette étude, les propriétés des modes mixtes rétrogrades, dits modes de Rossby, existant uniquement dans une étoile en rotation.

La recherche de *period-spacing* dans les périodogrammes observés d'étoiles γ Dor passe forcément par la mise à l'épreuve de l'algorithme de recherche par des tests sur des données simulées incluant l'effet de la rotation sur les oscillations. Nous collaborons en ce sens avec l'équipe de l'Université de Vienne, et plus particulièrement avec Markus Hareter, dont le travail de thèse consiste en la recherche de telles régularités dans les spectres périodes des étoiles γ Doradus observées par les satellites CoRoT (Baglin & Fridlund 2006) et *Kepler* (Gilliland et al. 2010).

Ballot et al. (2011) ont montré que le comportement de la valeur asymptotique du *period-spacing* ($\langle \Delta P_{co} \rangle$) des modes $\ell = 1$, calculé avec l'approximation traditionnelle de l'interaction rotation-pulsation, concorde avec celui issu de leurs calculs complets de la rotation dans un polytrophe totalement radiatif déformé par la force centrifuge. Si cette conclusion est des plus encourageantes quant à l'utilisation de cette approximation, le rôle d'un cœur convectif, tout comme le comportement non-adiabatique des fonctions propres ne sont pas prises en compte dans leur étude. Une étape importante à plus long terme consistera à contraindre le domaine de validité de l'approximation traditionnelle de la rotation pour des étoiles de type γ Dor, en comparant les résultats non-adiabatiques obtenus dans ce chapitre avec ceux issus d'un code traitant la description complète de la rotation. La possibilité d'une collaboration ayant une telle finalité est discutée entre chercheurs de l'Université de Liège, de l'Université de Toulouse et de l'Observatoire de Paris-Meudon.

Enfin, dans ces travaux, nous avons fait une approximation forte en supposant un profil de rotation solide dans nos modèles. Cependant, l'approximation traditionnelle de la rotation peut être étendue au cas d'étoiles en rotation différentielle. Pour commencer, il sera possible de considérer une rotation faiblement différentielle, où la rotation est solide dans quasiment toute l'étoile, excepté dans la région radiative, soumise à une rotation différentielle résiduelle. Cette méthode fut utilisée par dans son étude du comportement des ondes internes soumises à la force de Coriolis dans une étoile en rotation différentielle. Une telle approche permettra d'utiliser le formalisme issu du traitement des ondes planétaires dans lequel se développe l'approximation traditionnelle de l'interaction rotation-pulsation (Eckart 1960; Miles 1974). Ceci constituera une première étape importante afin de comprendre l'influence de la force de Coriolis sur les modes gravito-inertiels dans des étoiles en rotation différentielle.

8.5 Modélisation astérosismique d'étoiles γ Doradus : application à la caractérisation de systèmes exoplanétaires

L'étoile HR 8799a est une étoile présentant à la fois un caractère λ Boötis (Kaye et al. 1999a) et des oscillations γ Doradus (Zerbi et al. 1999). Elle est d'un intérêt tout particulier : elle est l'hôte d'un système complexe constitué d'un ensemble de trois disques concentriques (Zuckerman & Song 2004) et de quatre planètes géantes et/ou naines brunes (Marois et al. 2010), ce qui fait de HR 8799 un système comparable à notre système solaire externe. Il existe un débat quant à l'âge de HR 8799, paramètre important à contraindre en vue de l'étude de la formation et de la stabilité de ce système.

Dans cette étude, nous avons abordé la problématique de la caractérisation de l'étoile hôte, et en particulier des informations complémentaires qui peuvent être fournies grâce à son caractère γ Doradus. Notre étude apporte des éléments nouveaux comparée à celle réalisée par Moya et al. (2010a) : nous utilisons l'identification récente du degré et de l'ordre azimutal de deux des quatre fréquences confirmées à ce jour (Wright et al. 2011 et Wright, communication privée). L'identification de ces fréquences comme des modes progrades sectoriels ($\ell = 1, m = -1$) permet de contraindre l'angle d'inclinaison de l'axe

de rotation de l'étoile à $i > 40^\circ$ (soit, considérant $v \sin i = 37.5 \text{ km.s}^{-1}$ - Kaye & Strassmeier 1998, $v_{\text{eq}} \leq 60 \text{ km.s}^{-1}$). Nous considérons l'effet de la rotation sur les périodes des modes g via l'approximation traditionnelle de l'interaction rotation-pulsation. Nous appliquons ce calcul d'oscillation à l'ensemble des modèles en pré-séquence principale et en séquence principale qui entrent dans la boîte d'erreur à 2σ de HR 8799a en T_{eff} et $\log L/L_\odot$. Nous avons calculé les fréquences d'oscillations adiabatiques pour des modes de degrés $\ell = 1$ à 3.

- L'ajustement des quatre fréquences observées, sans tenir compte de l'information relative à l'identification des modes, ne permet pas de contraindre les paramètres de l'étoile.
- L'identification de deux fréquences comme étant des modes progrades sectoriels (PS) $(\ell, m) = (1, -1)$, associée à la considération de l'interaction rotation-pulsation, restreint considérablement le nombre de minima locaux.
- L'identification hypothétique d'une fréquence plus basse, de l'ordre d'un cycle par jour, comme un mode PS $(\ell = 1, m = -1)$ ajoute une contrainte très forte sur le domaine de vitesses de rotation possible pour l'étoile.

Cependant, il est difficile de conclure en l'état sur une ou des gammes d'âges possibles pour ce système. Des informations additionnelles sur les fréquences observées ainsi que la détection de nouvelles fréquences d'oscillation sont indispensables à la modélisation de HR 8799a et à la contrainte de l'âge du système par l'astérosismologie. La détermination de l'angle d'inclinaison de HR 8799a est également l'une des contraintes indispensables à sa modélisation.

De notre côté, nous pouvons envisager différentes pistes afin d'éprouver notre méthode de modélisation. Il sera tout d'abord important d'effectuer des calculs non-adiabatiques, plus contraignants sur le domaine de fréquences observées, en considérant l'effet conjoint de la force de Coriolis et du mélange rotationnel sur les fréquences et l'excitation des modes g . Un test important consistera en la comparaison des différentes approches de la modélisation de HR 8799a en appliquant la méthode FRM, optimisée par l'inclusion de l'approximation traditionnelle de la rotation, sur les fréquences d'oscillation de nos modèles. Les effets sismiques liés à sa particularité chimique, qui peut affecter à la fois la profondeur de l'enveloppe convective, mais également la contribution du mécanisme κ lié au pic d'opacité des éléments du groupe du fer à l'excitation des modes g , devront également être évalués.

Une collaboration internationale entre observateurs (Observatoire Royal de Bruxelles, Universidad de Valparaíso) et théoriciens (Centro de Astrobiología de Madrid, Université de Liège,) est déjà effective et nous a permis d'accomplir cette étude avec des données sismiques inédites. Elle sera indispensable à la caractérisation de nouvelles contraintes observationnelles pour cette étoile.

Enfin, l'application de ces outils théoriques à la modélisation d'autres étoiles γ Doradus s'inscrira dans la continuité évidente de cette analyse.

Astérosismologie des étoiles chimiquement particulières

La modélisation de l'étoile chimiquement particulière HR 8799 appelle une autre étude, plus globale : l'étude astérosismique théorique des étoiles chimiquement particulières, et

plus précisément des étoiles λ Boötis et Am/Fm.

Comme nous l'avons rappelé dans le chapitre 3, le pic d'opacité lié à l'ionisation partielle des éléments du groupe du fer est responsable d'un mécanisme κ qui, s'il n'est pas suffisant à l'excitation globale de modes g dans les étoiles γ Doradus, contribue à déstabiliser partiellement ces derniers. De plus, une distribution différente des éléments chimiques modifie le profil d'opacité de l'étoile, qui a une influence notoire sur la localisation de la base de l'enveloppe convective, clé de l'excitation des modes g dans ces étoiles.

En premier lieu, l'étude du comportement astérosismique de modèles stellaires dans cette gamme de températures effectives et incluant un mélange de métaux présentant une sous-abondance de fer nous permettra de définir le poids de ce mécanisme κ sur les oscillations γ Doradus. Une telle composition chimique influence également la profondeur de la base de l'enveloppe convective, qui joue un rôle clé sur l'excitation des modes g dans ces étoiles.

En second lieu, cette étude pourra nous amener à caractériser les liens éventuels pouvant exister entre les particularités chimiques et les propriétés sismiques des étoiles γ Doradus λ Boötis ou Am

- l'étude sismique de modèles montrant une sous-abondance de fer soit globale, soit cantonnée à l'enveloppe convective, permettra d'évaluer si dans les λ Boötis cette sous-abondance est superficielle ou si ces étoiles sont entièrement sous-métalliques.
- la considération inverse, à savoir l'augmentation de l'opacité des éléments du groupe du fer, nous amènera à l'étude théorique des étoiles γ Doradus de type spectral Am/Fm. Rappelons qu'à ce jour, les trois étoiles hybrides γ Doradus/ δ Scuti confirmées sont des étoiles Am. Une telle étude théorique permettra de caractériser le(s) lien(s) pouvant éventuellement exister entre ces deux propriétés, l'une chimique, l'autre astérosismique.

Si tout au long de cette thèse nous avons exploré l'espace des caractéristiques physiques et sismiques des étoiles γ Doradus, un travail scientifique n'est jamais totalement achevé et les réponses apportées à une question entrouvrent bien souvent la porte à de nouvelles questions, à de nouvelles études.

Nous avons détaillé dans les sections précédentes les perspectives en lien avec chacun des thèmes abordés dans cette thèse, mais il existe de nombreuses autres questions sur lesquelles il sera intéressant de nous pencher.

L'étude et la caractérisation des étoiles γ Doradus reste une branche jeune de l'astérosismologie, dont le pendant théorique n'a qu'une dizaine d'années à son actif. Ces étoiles restent mystérieuses, et continuent à dévoiler un peu plus chaque fois certaines de leurs caractéristiques physiques et sismiques. Le nombre d'étoiles candidates augmentant quasi-exponentiellement depuis l'avènement de l'astérosismologie spatiale, la perspective d'études statistiques à grande échelle, tant observationnelles que théoriques, portent la promesse d'avancées majeures pour la compréhension de la physique de ces étoiles et de l'évolution stellaire.

PARTIE III

ANNEXES

Bibliographie

- Abt, H. A. : 2009, *Astron. J.* **138**, 28
- Abt, H. A. & Morrell, N. I. : 1995, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **99**, 135
- Aerts, C., Christensen-Dalsgaard, J., & Kurtz, D. W. : 2010, *Asteroseismology*
- Aerts, C., Cuypers, J., De Cat, P., Dupret, M. A., De Ridder, J., Eyer, L., Scuflaire, R., & Waelkens, C. : 2004, *Astron. & Astrophys.* **415**, 1079
- Aerts, C., Eyer, L., & Kestens, E. : 1998, *Astron. & Astrophys.* **337**, 790
- Aerts, C. & Kaye, A. B. : 2001, *Astrophys. J.* **553**, 814
- Aerts, C. & Krisciunas, K. : 1996, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **278**, 877
- Alonso, A., Arribas, S., & Martinez-Roger, C. : 1996, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **117**, 227
- Andersen, J., Clausen, J. V., & Nordstrom, B. : 1990, *Astrophys. J., Lett.* **363**, L33
- Andrievsky, S. M. : 1997, *Astron. & Astrophys.* **321**, 838
- Angulo, C., Arnould, M., Rayet, M., Descouvemont, P., Baye, D., Leclercq-Willain, C., Coc, A., Barhoumi, S., Aguer, P., Rolfs, C., Kunz, R., Hammer, J. W., Mayer, A., Paradellis, T., Kossionides, S., Chronidou, C., Spyrou, K., degl'Innocenti, S., Fiorentini, G., Ricci, B., Zavatarelli, S., Providencia, C., Wolters, H., Soares, J., Grama, C., Rahighi, J., Shotter, A., & Laméhi Rachti, M. : 1999, *Nuclear Physics A* **656**, 3
- Antoci, V., Handler, G., Campante, T. L., Thygesen, A. O., Moya, A., Kallinger, T., Stello, D., Grigahcène, A., Kjeldsen, H., Bedding, T. R., Lüftinger, T., Christensen-Dalsgaard, J., Catanzaro, G., Frasca, A., De Cat, P., Uytterhoeven, K., Bruntt, H., Houdek, G., Kurtz, D. W., Lenz, P., Kaiser, A., van Cleve, J., Allen, C., & Clarke, B. D. : 2011, *Nature* **477**, 570
- Arentoft, T., De Ridder, J., Grundahl, F., Glowienka, L., Waelkens, C., Dupret, M.-A., Grigahcène, A., Lefever, K., Jensen, H. R., Reyniers, M., Frandsen, S., & Kjeldsen, H. : 2007, *Astron. & Astrophys.* **465**, 965

- Asplund, M., Grevesse, N., & Sauval, A. J. : 2005, in T. G. Barnes III & F. N. Bash (Astronomical Society of the Pacific, San Francisco) (ed.), *Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, Vol. 336 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 25
- Audard, N., Provost, J., & Christensen-Dalsgaard, J. : 1995, *Astron. & Astrophys.* **297**, 427
- Badnell, N. R., Bautista, M. A., Butler, K., Delahaye, F., Mendoza, C., Palmeri, P., Zeippen, C. J., & Seaton, M. J. : 2005, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **360**, 458
- Baglin, A. & Fridlund, M. : 2006, in M. Fridlund, A. Baglin, J. Lochard, & L. Conroy (ESA Publications Division ESTEC, Noordwijk) (ed.), *ESA Special Publication*, Vol. 1306 of *ESA Special Publication*, p. 11
- Bakos, G., Noyes, R. W., Kovács, G., Stanek, K. Z., Sasselov, D. D., & Domsa, I. : 2004, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **116**, 266
- Balachandran, S. : 1990, *Astrophys. J.* **354**, 310
- Ballot, J., Lignières, F., Prat, V., Reese, D. R., & Rieutord, M. : 2011, *ArXiv e-prints*
- Ballot, J., Lignières, F., Reese, D. R., & Rieutord, M. : 2010, *Astron. & Astrophys.* **518**, A30+
- Balmforth, N. J., Cunha, M. S., Dolez, N., Gough, D. O., & Vauclair, S. : 2000, in L. Szabados & D. Kurtz (ed.), *IAU Colloq. 176 : The Impact of Large-Scale Surveys on Pulsating Star Research*, Vol. 203 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pp 453–454
- Balona, L. A. : 1994, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **268**, 119
- Balona, L. A., Böhm, T., Foing, B. H., Ghosh, K. K., Janot-Pacheco, E., Krisciunas, K., Lagrange, A.-M., Lawson, W. A., James, S. D., Baudrand, J., Catala, C., Dreux, M., Felenbok, P., & Hearnshaw, J. B. : 1996, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **281**, 1315
- Balona, L. A., Cunha, M. S., Kurtz, D. W., Brandão, I. M., Gruberbauer, M., Saio, H., Östensen, R., Elkin, V. G., Borucki, W. J., Christensen-Dalsgaard, J., Kjeldsen, H., Koch, D. G., & Bryson, S. T. : 2011, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **410**, 517
- Balona, L. A., Koen, C., & van Wyk, F. : 2002, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **333**, 923
- Balona, L. A., Krisciunas, K., & Cousins, A. W. J. : 1994, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **270**, 905
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. : 2003, *Astron. & Astrophys.* **402**, 701
- Barman, T. S., Macintosh, B., Konopacky, Q. M., & Marois, C. : 2011, *Astrophys. J.* **733**, 65
- Barnes, T. G., Evans, D. S., & Moffett, T. J. : 1978, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **183**, 285

- Belkacem, K., Dupret, M. A., & Noels, A. : 2010, *Astron. & Astrophys.* **510**, A6
- Belkacem, K., Samadi, R., Goupil, M.-J., Lefèvre, L., Baudin, F., Deheuvels, S., Dupret, M.-A., Appourchaux, T., Scuflaire, R., Auvergne, M., Catala, C., Michel, E., Miglio, A., Montalbán, J., Thoul, A., Talon, S., Baglin, A., & Noels, A. : 2009, *Science* **324**, 1540
- Bell, R. A. : 1971, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **155**, 65
- Bergfors, C., Brandner, W., Janson, M., Köhler, R., & Henning, T. : 2011, *Astron. & Astrophys.* **528**, A134+
- Berthomieu, G., Provost, J., & Schatzman, E. : 1984, *Nature* **308**, 254
- Blackwell, D. E. & Lynas-Gray, A. E. : 1998, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **129**, 505
- Böhm-Vitense, E. : 1958, **46**, 108
- Borucki, W. J., Koch, D., Basri, G., Batalha, N., Brown, T., Caldwell, D., Caldwell, J., Christensen-Dalsgaard, J., Cochran, W. D., DeVore, E., Dunham, E. W., Dupree, A. K., Gautier, T. N., Geary, J. C., Gilliland, R., Gould, A., Howell, S. B., Jenkins, J. M., Kondo, Y., Latham, D. W., Marcy, G. W., Meibom, S., Kjeldsen, H., Lissauer, J. J., Monet, D. G., Morrison, D., Sasselov, D., Tarter, J., Boss, A., Brownlee, D., Owen, T., Buzasi, D., Charbonneau, D., Doyle, L., Fortney, J., Ford, E. B., Holman, M. J., Seager, S., Steffen, J. H., Welsh, W. F., Rowe, J., Anderson, H., Buchhave, L., Ciardi, D., Walkowicz, L., Sherry, W., Horch, E., Isaacson, H., Everett, M. E., Fischer, D., Torres, G., Johnson, J. A., Endl, M., MacQueen, P., Bryson, S. T., Dotson, J., Haas, M., Kolodziejczak, J., Van Cleve, J., Chandrasekaran, H., Twicken, J. D., Quintana, E. V., Clarke, B. D., Allen, C., Li, J., Wu, H., Tenenbaum, P., Verner, E., Bruhweiler, F., Barnes, J., & Prsa, A. : 2010, *Science* **327**, 977
- Bouabid, M.-P., Montalbán, J., Miglio, A., Dupret, M.-A., Grigahcène, A., & Noels, A. : 2009, in J. A. Guzik & P. A. Bradley (ed.), *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1170 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp 477–479
- Bowler, B. P., Liu, M. C., Dupuy, T. J., & Cushing, M. C. : 2010, *Astrophys. J.* **723**, 850
- Brassard, P., Fontaine, G., Wesemael, F., & Hansen, C. J. : 1992, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **80**, 369
- Breger, M. & Beichbuchner, F. : 1996, *Astron. & Astrophys.* **313**, 851
- Breger, M., Handler, G., Garrido, R., Audard, N., Beichbuchner, F., Zima, W., Paparo, M., Li, Z.-P., Jiang, S.-Y., Liu, Z.-L., Zhou, A.-Y., Pikall, H., Stankov, A., Guzik, J. A., Sperl, M., Krzesinski, J., Ogloza, W., Pajdosz, G., Zola, S., Serkowitsch, E., Reegen, P., Rumpf, T., & Schmalwieser, A. : 1997, *Astron. & Astrophys.* **324**, 566
- Breger, M., Pamyatnykh, A. A., Pikall, H., & Garrido, R. : 1999, *Astron. & Astrophys.* **341**, 151

- Bruntt, H., Bikmaev, I. F., Catala, C., Solano, E., Gillon, M., Magain, P., Van't Veer-Menneret, C., Stütz, C., Weiss, W. W., Ballereau, D., Bouret, J. C., Charpinet, S., Hua, T., Katz, D., Lignières, F., & Lueftinger, T. : 2004, *Astron. & Astrophys.* **425**, 683
- Bruntt, H., Catala, C., Garrido, R., Rodríguez, E., Stütz, C., Knoglinger, P., Mittermayer, P., Bouret, J. C., Hua, T., Lignières, F., Charpinet, S., Van't Veer-Menneret, C., & Ballereau, D. : 2002, *Astron. & Astrophys.* **389**, 345
- Bruntt, H., De Cat, P., & Aerts, C. : 2008, *Astron. & Astrophys.* **478**, 487
- Bruntt, H., Southworth, J., Torres, G., Penny, A. J., Clausen, J. V., & Buzasi, D. L. : 2006, *Astron. & Astrophys.* **456**, 651
- Burke, Jr., E. W., Burke, III, E. W., & Lady, S. : 1977, *Information Bulletin on Variable Stars* **1279**, 1
- Buzasi, D., Catanzarite, J., Laher, R., Conrow, T., Shupe, D., Gautier, III, T. N., Kreidl, T., & Everett, D. : 2000, *Astrophys. J., Lett.* **532**, L133
- Campante, T. L., Grigahcène, A., Suárez, J. C., & Monteiro, M. J. P. F. G. : 2010, *ArXiv e-prints*
- Canuto, V. M., Goldman, I., & Mazzitelli, I. : 1996, *Astrophys. J.* **473**, 550
- Caretta, C. A., Maia, M. A. G., & Willmer, C. N. A. : 2004, *Astron. J.* **128**, 2642
- Catanzaro, G., Ripepi, V., Bernabei, S., Marconi, M., Balona, L., Kurtz, D. W., Smalley, B., Borucki, W. J., Bruntt, H., Christensen-Dalsgaard, J., Grigahcène, A., Kjeldsen, H., Koch, D. G., Monteiro, M. J. P. F. G., Suárez, J. C., Szabó, R., & Uytterhoeven, K. : 2011, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **411**, 1167
- Cayrel de Strobel, G., Bentolila, C., Hauck, B., & Duquennoy, A. : 1985, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **59**, 145
- Cayrel de Strobel, G., Soubiran, C., Friel, E. D., Ralite, N., & Francois, P. : 1997, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **124**, 299
- Chapellier, E., Le Contel, D., Le Contel, J. M., Mathias, P., & Valtier, J.-C. : 2006, *Astron. & Astrophys.* **448**, 697
- Chapellier, E., Rodríguez, E., Auvergne, M., Uytterhoeven, K., Mathias, P., Bouabid, M.-P., Poretti, E., Le Contel, D., Martín-Ruiz, S., Amado, P. J., Garrido, R., Hareter, M., Rainer, M., Eyer, L., Paparo, M., Díaz-Fraile, D., Baglin, A., Baudin, F., Catala, C., Michel, E., & Samadi, R. : 2011, *Astron. & Astrophys.* **525**, A23+
- Chapman, S. & Lindzen, R. : 1970, *Atmospheric tides. Thermal and gravitational*, Chapman, S. & Lindzen, R.
- Chen, C. H., Sargent, B. A., Bohac, C., Kim, K. H., Leibensperger, E., Jura, M., Najita, J., Forrest, W. J., Watson, D. M., Sloan, G. C., & Keller, L. D. : 2006, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **166**, 351

- Christensen-Dalsgaard, J. : 1982, *Advances in Space Research* **2**, 11
- Christensen-Dalsgaard, J. : 2002, *Reviews of Modern Physics* **74**, 1073
- Christensen-Dalsgaard, J. & Daeppen, W. : 1992, *Astron. & Astrophys. Rev.* **4**, 267
- Christensen-Dalsgaard, J. & Frandsen, S. : 1983, *Sol. Phys.* **82**, 469
- Christensen-Dalsgaard, J., Gough, D. O., & Thompson, M. J. : 1991, *Astrophys. J.* **378**, 413
- Christensen-Dalsgaard, J., Proffitt, C. R., & Thompson, M. J. : 1993, *Astrophys. J., Lett.* **403**, L75
- Clement, M. J. : 1981, *Astrophys. J.* **249**, 746
- Cody, A. M. : 2009, in J. A. Guzik & P. A. Bradley (ed.), *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1170 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp 630–634
- Cousins, A. W. J. : 1992, *The Observatory* **112**, 53
- Cousins, A. W. J. & Warren, P. R. : 1963, *Monthly Notes of the Astronomical Society of South Africa* **22**, 65
- Cowling, T. G. : 1941, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **101**, 367
- Cox, A. N., Morgan, S. M., Rogers, F. J., & Iglesias, C. A. : 1992, *Astrophys. J.* **393**, 272
- Cox, J. P. : 1974, *Reports on Progress in Physics* **37**, 563
- Cox, J. P. : 1980, *Theory of stellar pulsation*
- Crida, A., Baruteau, C., Kley, W., & Masset, F. : 2009, *Astron. & Astrophys.* **502**, 679
- Cunha, M. S. & Metcalfe, T. S. : 2007, *Astrophys. J.* **666**, 413
- Cunha, M. S., Théado, S., & Vauclair, S. : 2004, in J. Zverko, J. Ziznovsky, S. J. Adelman, & W. W. Weiss (ed.), *The A-Star Puzzle*, Vol. 224 of *IAU Symposium*, pp 359–365
- Currie, T., Thalmann, C., Matsumura, S., Madhusudhan, N., Burrows, A., & Kuchner, M. : 2011, *Astrophys. J., Lett.* **736**, L33+
- Cuypers, H. J., Goossens, K., Schoenaers, C., De Cat, P., Aerts, C., & Observers, M. : 2005, in "Distant Worlds", *Joint European and National Astronomy Meeting, held 4-7 July, 2005 in Liège, Belgium. Published online at http://www.astro.ulg.ac.be/RPub/Colloques/JENAM, p.2"*
- Cuypers, J., Aerts, C., De Cat, P., De Ridder, J., Goossens, K., Schoenaers, C., Uytterhoeven, K., Acke, B., Davignon, G., Debosscher, J., Decin, L., De Meester, W., Deroo, P., Drummond, R., Kolenberg, K., Lefever, K., Raskin, G., Reyniers, M., Saesen, S., Vandebussche, B., van Malderen, R., Verhoelst, T., van Winckel, H., & Waelkens, C. : 2009, *Astron. & Astrophys.* **499**, 967

- De Cat, P., Eyer, L., Cuypers, J., Aerts, C., Vandebussche, B., Uytterhoeven, K., Reyniers, K., Kolenberg, K., Groenewegen, M., Raskin, G., Maas, T., & Jankov, S. : 2006, *Astron. & Astrophys.* **449**, 281
- Degroote, P., Briquet, M., Auvergne, M., Simón-Díaz, S., Aerts, C., Noels, A., Rainer, M., Hareter, M., Poretti, E., Mahy, L., Oreiro, R., Vučković, M., Smolders, K., Baglin, A., Baudin, F., Catala, C., Michel, E., & Samadi, R. : 2010, *Astron. & Astrophys.* **519**, A38
- Deubner, F.-L. & Gough, D. : 1984, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **22**, 593
- di Mauro, M. P., Christensen-Dalsgaard, J., Paternò, L., & D'Antona, F. : 2004, *Sol. Phys.* **220**, 185
- Dintrans, B. & Rieutord, M. : 2000, *Astron. & Astrophys.* **354**, 86
- Dodson-Robinson, S. E., Veras, D., Ford, E. B., & Beichman, C. A. : 2009, *Astrophys. J.* **707**, 79
- Dolez, N. & Gough, D. O. : 1982, in J. P. Cox & C. J. Hansen (ed.), *Pulsations in Classical and Cataclysmic Variable Stars*, p. 248
- Doyon, R., Lafrenière, D., Artigau, E., Malo, L., & Marois, C. : 2010, in *In the Spirit of Lyot 2010*
- Dupret, M., Grigahcène, A., Garrido, R., Gabriel, M., & Scuflaire, R. : 2004, *Astron. & Astrophys.* **414**, L17
- Dupret, M., Grigahcène, A., Garrido, R., Gabriel, M., & Scuflaire, R. : 2005a, *Astron. & Astrophys.* **435**, 927
- Dupret, M. A. : 2001, *Astron. & Astrophys.* **366**, 166
- Dupret, M.-A. : 2003, *Ph.D. thesis*, , Université de Liège, (2003)
- Dupret, M.-A., Grigahcène, A., Garrido, R., De Ridder, J., Scuflaire, R., & Gabriel, M. : 2005b, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **360**, 1143
- Dziembowski, W. A. & Goode, P. R. : 1992, *Astrophys. J.* **394**, 670
- Dziembowski, W. A., Gough, D. O., Houdek, G., & Sienkiewicz, R. : 2001, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **328**, 601
- Dziembowski, W. A., Moskalik, P., & Pamyatnykh, A. A. : 1993, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **265**, 588
- Eckart, C. : 1960, *Hydrodynamics of oceans and atmospheres*, Pergamon Press
- Eddington, A. S. : 1925, *The Observatory* **48**, 73
- Eddington, A. S. : 1926, *The Internal Constitution of the Stars*

- Eggen, O. J. : 1965, in A. Blaauw & M. Schmidt (ed.), *Galactic Structure*, pp 111–+
- Eggenberger, P., Meynet, G., Maeder, A., Hirschi, R., Charbonnel, C., Talon, S., & Ekström, S. : 2008, *Astrophys. & Space Sci.* **316**, 43
- Erspamer, D. & North, P. : 2003, *Astron. & Astrophys.* **398**, 1121
- Eyer, L. & Aerts, C. : 2000, *Astron. & Astrophys.* **361**, 201
- Eyer, L., Aerts, C., van Loon, M., Bouckaert, F., & Cuypers, J. : 2002, in C. Sterken & D. W. Kurtz (ed.), *Observational Aspects of Pulsating B- and A Stars*, Vol. 256 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 203
- Fabrycky, D. C. & Murray-Clay, R. A. : 2010, *Astrophys. J.* **710**, 1408
- Fekel, F. C., Warner, P. B., & Kaye, A. B. : 2003, *Astron. J.* **125**, 2196
- Ferguson, J. W., Alexander, D. R., Allard, F., Barman, T., Bodnarik, J. G., Hauschildt, P. H., Heffner-Wong, A., & Tamanai, A. : 2005, *Astrophys. J.* **623**, 585
- Figuera, F. & Blasi, F. : 1998, *Astron. & Astrophys.* **329**, 957
- Finkenzeller, U. & Mundt, R. : 1984, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **55**, 109
- Formicola, A., Imbriani, G., Costantini, H., Angulo, C., Bemmerer, D., Bonetti, R., Brogini, C., Corvisiero, P., Cruz, J., Descouvemont, P., Fülöp, Z., Gervino, G., Guglielmetti, A., Gustavino, C., Gyürky, G., Jesus, A. P., Junker, M., Lemut, A., Menegazzo, R., Prati, P., Roca, V., Rolfs, C., Romano, M., Rossi Alvarez, C., Schumann, F., Somorjai, E., Straniero, O., Strieder, F., Terrasi, F., Trautvetter, H. P., Vomiero, A., & Zavatarelli, S. : 2004, *Physics Letters B* **591**, 61
- Fracassini, M., Manzolini, F., Pasinetti, L. E., & Ruggenini, M. : 1980, *Astrophys. & Space Sci.* **69**, 401
- Fressin, F., Guillot, T., Schmider, F. X., Agabi, K., Moutou, C., Bouchy, F., Boer, M., Pont, F., Erikson, A., Rauer, H., & The Astep Team : 2006, in M. Fridlund, A. Baglin, J. Lochard, & L. Conroy (ed.), *ESA Special Publication*, Vol. 1306 of *ESA Special Publication*, p. 513
- Fröman, N. & Fröman, P. : 1965, *JWKB approximation : contributions to the theory*, North-Holland Pub. Co.; [sole distributors for U.S.A. : Interscience Publishers, New York]
- Fumel, A. & Boehm, T. : 2011, *ArXiv e-prints*
- Gabriel, M. : 1989, *Astron. & Astrophys.* **208**, 122
- Gabriel, M. : 1996, *Bulletin of the Astronomical Society of India* **24**, 233
- Gabriel, M. & Noels, A. : 1977, *Astron. & Astrophys.* **54**, 631
- Gabriel, M., Scuflaire, R., Noels, A., & Boury, A. : 1974, *Bulletin de l'Academie Royale de Belgique* **60**, 866

- Garaud, P. : 2002, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **329**, 1
- Garcia, R. A. : 2011, *ArXiv e-prints*
- Garcia, R. A., Appourchaux, T., Baglin, A., Auvergne, M., Barban, C., Baudin, F., Michel, E., Mosser, B., Samadi, R., & Data Analysis Team (D. A. T) : 2008, *Communications in Asteroseismology* **157**, 288
- Gerbaldi, M., Faraggiana, R., & Lai, O. : 2003, *Astron. & Astrophys.* **412**, 447
- Gill, A. E. : 1982, *Atmosphere-Ocean Dynamics*, Academic Press
- Gilliland, R. L., Brown, T. M., Christensen-Dalsgaard, J., Kjeldsen, H., Aerts, C., Appourchaux, T., Basu, S., Bedding, T. R., Chaplin, W. J., Cunha, M. S., De Cat, P., De Ridder, J., Guzik, J. A., Handler, G., Kawaler, S., Kiss, L., Kolenberg, K., Kurtz, D. W., Metcalfe, T. S., Monteiro, M. J. P. F. G., Szabó, R., Arentoft, T., Balona, L., Debosscher, J., Elsworth, Y. P., Quirion, P., Stello, D., Suárez, J. C., Borucki, W. J., Jenkins, J. M., Koch, D., Kondo, Y., Latham, D. W., Rowe, J. F., & Steffen, J. H. : 2010, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **122**, 131
- Gillon, M. & Magain, P. : 2006, *Astron. & Astrophys.* **448**, 341
- Glatzel, W. & Kiriakidis, M. : 1993, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **262**, 85
- Godart, M., Noels, A., Dupret, M., & Lebreton, Y. : 2009, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **396**, 1833
- Gough, D. O. : 1977, *Astrophys. J.* **214**, 196
- Gough, D. O. : 2007, *Astronomische Nachrichten* **328**, 273
- Gough, D. O. & Tayler, R. J. : 1966, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **133**, 85
- Goupil, M. J. & Talon, S. : 2002, in C. Aerts, T. R. Bedding, & J. Christensen-Dalsgaard (ed.), *IAU Colloq. 185 : Radial and Nonradial Pulsations as Probes of Stellar Physics*, Vol. 259 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 306
- Gratton, R. : 2000, in R. Pallavicini, G. Micela, & S. Sciortino (ed.), *Stellar Clusters and Associations : Convection, Rotation, and Dynamos*, Vol. 198 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 225
- Gray, R. O. & Kaye, A. B. : 1999, *Astron. J.* **118**, 2993
- Grenier, S., Baylac, M.-O., Rolland, L., Burnage, R., Arenou, F., Briot, D., Delmas, F., Duflot, M., Genty, V., Gómez, A. E., Halbwachs, J.-L., Marouard, M., Oblak, E., & Sellier, A. : 1999, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **137**, 451
- Grevesse, N. & Noels, A. : 1993, in N. Prantzos, E. Vangioni-Flam, & M. Casse (ed.), *Origin and Evolution of the Elements*, pp 15–25

- Grigahcène, A., Antoci, V., Balona, L., Catanzaro, G., Daszyńska-Daszkiewicz, J., Guzik, J. A., Handler, G., Houdek, G., Kurtz, D. W., Marconi, M., Monteiro, M. J. P. F. G., Moya, A., Ripepi, V., Suárez, J.-C., Uytterhoeven, K., Borucki, W. J., Brown, T. M., Christensen-Dalsgaard, J., Gilliland, R. L., Jenkins, J. M., Kjeldsen, H., Koch, D., Bernabei, S., Bradley, P., Breger, M., Di Criscienzo, M., Dupret, M.-A., García, R. A., García Hernández, A., Jackiewicz, J., Kaiser, A., Lehmann, H., Martín-Ruiz, S., Mathias, P., Molenda-Żakowicz, J., Nemeč, J. M., Nuspl, J., Páparó, M., Roth, M., Szabó, R., Suran, M. D., & Ventura, R. : 2010a, *Astrophys. J., Lett.* **713**, L192
- Grigahcène, A., Dupret, M., Gabriel, M., Garrido, R., & Scuflaire, R. : 2005, *Astron. & Astrophys.* **434**, 1055
- Grigahcène, A., Dupret, M.-A., & Garrido, R. : 2007, in C. W. Straka, Y. Lebreton, & M. J. P. F. G. Monteiro (ed.), *EAS Publications Series*, Vol. 26 of *EAS Publications Series*, pp 137–144
- Grigahcène, A., Dupret, M. A., Garrido, R., & Gabriel, M. : 2006, *Mem. Soc. Astron. Italiana* **77**, 129
- Grigahcène, A., Uytterhoeven, K., Antoci, V., Balona, L., Catanzaro, G., Daszyńska-Daszkiewicz, J., Guzik, J. A., Handler, G., Houdek, G., Kurtz, D. W., Marconi, M., Monteiro, M. J. P. F. G., Moya, A., Ripepi, V., Suárez, J.-C., Borucki, W. J., Brown, T. M., Christensen-Dalsgaard, J., Gilliland, R. L., Jenkins, J. M., Kjeldsen, H., Koch, D., Bernabei, S., Bradley, P., Breger, M., Di Criscienzo, M., Dupret, M.-A., García, R. A., García Hernández, A., Jackiewicz, J., Kaiser, A., Lehmann, H., Martín-Ruiz, S., Mathias, P., Molenda-Żakowicz, J., Nemeč, J. M., Nuspl, J., Páparó, M., Roth, M., Szabó, R., Suran, M. D., & Ventura, R. : 2010b, *Astronomische Nachrichten* **331**, 989
- Guenther, D. B., Kallinger, T., Zwintz, K., Weiss, W. W., & Tanner, J. : 2007, *Astrophys. J.* **671**, 581
- Guthrie, B. N. G. : 1987, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **226**, 361
- Guzik, J. A., Houdek, G., Chaplin, W. J., Kurtz, D., Gilliland, R. L., Mullally, F., Rowe, J. F., Haas, M. R., Bryson, S. T., Still, M. D., & Boyajian, T. : 2011, *ArXiv e-prints*
- Guzik, J. A., Kaye, A. B., Bradley, P. A., Cox, A. N., & Neuforge, C. : 2000, *Astrophys. J., Lett.* **542**, L57
- Handler, G. : 1999, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **309**, L19
- Handler, G. : 2008, *Communications in Asteroseismology* **157**, 106
- Handler, G. : 2009, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **398**, 1339
- Handler, G., Balona, L. A., Shobbrook, R. R., Koen, C., Bruch, A., Romero-Colmenero, E., Pamyatnykh, A. A., Willems, B., Eyser, L., James, D. J., & Maas, T. : 2002, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **333**, 262
- Handler, G. & Shobbrook, R. R. : 2002, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **333**, 251

- Handler, G., Shobbrook, R. R., Jerzykiewicz, M., Krisciunas, K., Tshenye, T., Rodríguez, E., Costa, V., Zhou, A.-Y., Medupe, R., Phorah, W. M., Garrido, R., Amado, P. J., Paporó, M., Zsuffa, D., Ramokgali, L., Crowe, R., Purves, N., Avila, R., Knight, R., Brassfield, E., Kilmartin, P. M., & Cottrell, P. L. : 2004, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **347**, 454
- Hareter, M., Fossati, L., Weiss, W., Suárez, J. C., Uytterhoeven, K., Rainer, M., & Poretti, E. : 2011, *ArXiv e-prints*
- Hareter, M., Reegen, P., Miglio, A., Montalban, J., Kaiser, A., Dekany, I., Guenther, E., Poretti, E., Mathias, P., & Weiss, W. : 2010, *ArXiv e-prints*, 1007.3176v1
- Henry, G. W. & Fekel, F. C. : 2002a, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **114**, 999
- Henry, G. W. & Fekel, F. C. : 2002b, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **114**, 988
- Henry, G. W. & Fekel, F. C. : 2003a, *Astron. J.* **126**, 3058
- Henry, G. W. & Fekel, F. C. : 2003b, *Astron. J.* **126**, 3058
- Henry, G. W. & Fekel, F. C. : 2005, *Astron. J.* **129**, 2026
- Henry, G. W., Fekel, F. C., & Henry, S. M. : 2004, *Astron. J.* **127**, 1720
- Henry, G. W., Fekel, F. C., & Henry, S. M. : 2005, *Astron. J.* **129**, 2815
- Henry, G. W., Fekel, F. C., & Henry, S. M. : 2007, *Astron. J.* **133**, 1421
- Henry, G. W., Fekel, F. C., & Henry, S. M. : 2011, *Astron. J.* **142**, 39
- Henry, G. W., Fekel, F. C., Kaye, A. B., & Kaul, A. : 2001, *Astron. J.* **122**, 3383
- Herbig, G. H. : 1960, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **4**, 337
- Hinkley, S., Carpenter, J. M., Ireland, M. J., & Kraus, A. L. : 2011, *Astrophys. J., Lett.* **730**, L21
- Hinz, P. M., Rodigas, T. J., Kenworthy, M. A., Sivanandam, S., Heinze, A. N., Mamajek, E. E., & Meyer, M. R. : 2010, *Astrophys. J.* **716**, 417
- Høg, E. : 2002, *Astrophys. & Space Sci.* **280**, 139
- Holmberg, J., Nordström, B., & Andersen, J. : 2007, *Astron. & Astrophys.* **475**, 519
- Holmberg, J., Nordström, B., & Andersen, J. : 2009, *Astron. & Astrophys.* **501**, 941
- Houdek, G., Balmforth, N. J., Christensen-Dalsgaard, J., & Gough, D. O. : 1999, *Astron. & Astrophys.* **351**, 582
- Houdek, G. & Gough, D. O. : 2001, in P. Brekke, B. Fleck, & J. B. Gurman (ed.), *Recent Insights into the Physics of the Sun and Heliosphere : Highlights from SOHO and Other Space Missions*, Vol. 203 of *IAU Symposium*, p. 115

- Hubrig, S., North, P., & Medici, A. : 2000, *Astron. & Astrophys.* **359**, 306
- Iglesias, C. A. & Rogers, F. J. : 1996, *Astrophys. J.* **464**, 943
- Jankov, S., Mathias, P., Chapellier, E., Le Contel, J.-M., & Sareyan, J.-P. : 2006, *Astron. & Astrophys.* **453**, 1041
- Janson, M., Bergfors, C., Goto, M., Brandner, W., & Lafrenière, D. : 2010, *Astrophys. J., Lett.* **710**, L35
- Jeffries, R. D. : 2000, in R. Pallavicini, G. Micela, & S. Sciortino (ed.), *Stellar Clusters and Associations : Convection, Rotation, and Dynamos*, Vol. 198 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 245
- Jehin, E., Gillon, M., Queloz, D., Magain, P., Manfroid, J., Chantry, V., Lendl, M., Hutsemékers, D., & Udry, S. : 2011, *The Messenger* **145**, 2
- Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E., Fitzgerald, M. P., Clampin, M., Kite, E. S., Stapelfeldt, K., Marois, C., & Krist, J. : 2008, *Science* **322**, 1345
- Kato, S. : 1966, *Publ. Astron. Soc. Japan* **18**, 374
- Kaye, A. B., Handler, G., Krisciunas, K., Poretti, E., & Zerbi, F. M. : 1999a, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **111**, 840
- Kaye, A. B., Henry, G. W., Fekel, F. C., Gray, R. O., Rodríguez, E., Martín, S., Gies, D. R., Bagnuolo, W. G., & Hall, D. S. : 1999b, *Astron. J.* **118**, 2997
- Kaye, A. B., Henry, G. W., Fekel, F. C., & Hall, D. S. : 1999c, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **308**, 1081
- Kaye, A. B. & Strassmeier, K. G. : 1998, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **294**, L35
- King, H., Matthews, J. M., Row, J. F., Cameron, C., Kuschnig, R., Guenther, D. B., Mofat, A. F. J., Rucinski, S. M., Sasselov, D., Walker, G. A. H., & Weiss, W. W. : 2006, *Communications in Asteroseismology* **148**, 28
- Kiriakidis, M., El Eid, M. F., & Glatzel, W. : 1992, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **255**, 1P
- Kirsh, D. R., Duncan, M., Brassler, R., & Levison, H. F. : 2009, *Icarus* **199**, 197
- Kjeldsen, H. & Bedding, T. R. : 1995, *Astron. & Astrophys.* **293**, 87
- Kochukhov, O. : 2007, *Communications in Asteroseismology* **150**, 39
- Krisciunas, K., Griffin, R. F., Guinan, E. F., Luedeke, K. D., & McCook, G. P. : 1995, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **273**, 662
- Krisciunas, K. & Guinan, E. : 1990, *Information Bulletin on Variable Stars* **3511**, 1
- Kurtz, D. W. : 1982, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **200**, 807
- Kurtz, D. W. : 2006, *Communications in Asteroseismology* **147**, 6

- Kurtz, D. W. & Marang, F. : 1995, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **276**, 191
- Kurucz, R. L. : 1998, *Highlights of Astronomy* **11**, 646
- Lafrenière, D., Marois, C., Doyon, R., & Barman, T. : 2009, *Astrophys. J., Lett.* **694**, L148
- Lastennet, E., Lignières, F., Buser, R., Lejeune, T., Lüftinger, T., Cuisinier, F., & van't Veer-Menneret, C. : 2001, *Astron. & Astrophys.* **365**, 535
- Ledoux, P. : 1951, *Astrophys. J.* **114**, 373
- Ledoux, P. & Walraven, T. : 1958, *Handbuch der Physik* **51**, 353
- Lee, U. : 1998, *Astrophys. J.* **497**, 912
- Lee, U. : 2001, *Astrophys. J.* **557**, 311
- Lee, U. & Baraffe, I. : 1995, *Astron. & Astrophys.* **301**, 419
- Lee, U. & Saio, H. : 1987a, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **224**, 513
- Lee, U. & Saio, H. : 1987b, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **225**, 643
- Lee, U. & Saio, H. : 1997, *Astrophys. J.* **491**, 839
- Leighton, R. B., Noyes, R. W., & Simon, G. W. : 1962, *Astrophys. J.* **135**, 474
- Li, Y. : 1992, *Astron. & Astrophys.* **257**, 145
- Lighthill, E. : 1987, *Waves in Fluids*, Cambridge University Press
- Lignières, F., Rieutord, M., & Reese, D. : 2006, *Astron. & Astrophys.* **455**, 607
- Lindgren, L., Babusiaux, C., Bailer-Jones, C., Bastian, U., Brown, A. G. A., Cropper, M., Høg, E., Jordi, C., Katz, D., van Leeuwen, F., Luri, X., Mignard, F., de Bruijne, J. H. J., & Prusti, T. : 2008, in W. J. Jin, I. Platais, & M. A. C. Perryman (ed.), *IAU Symposium*, Vol. 248 of *IAU Symposium*, pp 217–223
- Lochard, J., Samadi, R., & Goupil, M. J. : 2005, *Astron. & Astrophys.* **438**, 939
- Maeder, A. & Meynet, G. : 2000, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **38**, 143
- Maeder, A. & Meynet, G. : 2003, *Astron. & Astrophys.* **411**, 543
- Maeder, A. & Peytremann, E. : 1970, *Astron. & Astrophys.* **7**, 120
- Maeder, A. & Zahn, J.-P. : 1998, *Astron. & Astrophys.* **334**, 1000
- Mantegazza, L. : 2004, *Astron. & Astrophys.* **415**, 299
- Mantegazza, L. & Poretti, E. : 1991, *Information Bulletin on Variable Stars* **3690**, 1
- Mantegazza, L., Poretti, E., & Antonello, E. : 1991, *Information Bulletin on Variable Stars* **3612**, 1

- Mantegazza, L., Poretti, E., & Zerbi, F. M. : 1994, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **270**, 439
- Marconi, M. & Palla, F. : 2004, in J. Zverko, J. Ziznovsky, S. J. Adelman, & W. W. Weiss (ed.), *The A-Star Puzzle*, Vol. 224 of *IAU Symposium*, pp 69–79
- Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., Zuckerman, B., Song, I., Patience, J., Lafrenière, D., & Doyon, R. : 2008, *Science* **322**, 1348
- Marois, C., Zuckerman, B., Konopacky, Q. M., Macintosh, B., & Barman, T. : 2010, *Nature* **468**, 1080
- Martín, S., Bossi, M., & Zerbi, F. M. : 2003, *Astron. & Astrophys.* **401**, 1077
- Martín, S. & Rodríguez, E. : 2000, *Astron. & Astrophys.* **358**, 287
- Masana, E., Jordi, C., & Ribas, I. : 2006, *Astron. & Astrophys.* **450**, 735
- Mathias, P., Chapellier, E., Bouabid, M., Rodriguez, E., Poretti, E., Paparo, M., Hareter, M., De Cat, P., & Eyer, L. : 2009, in J. A. Guzik & P. A. Bradley (AIP Conference Proceedings, Melville, New York) (ed.), *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1170 of *American Institute of Physics Conference Series*, p. 486
- Mathias, P., Le Contel, J.-M., Chapellier, E., Jankov, S., Sareyan, J.-P., Poretti, E., Garrido, R., Rodríguez, E., Arellano Ferro, A., Alvarez, M., Parrao, L., Peña, J., Eyer, L., Aerts, C., De Cat, P., Weiss, W. W., & Zhou, A. : 2004, *Astron. & Astrophys.* **417**, 189
- Mathis, S. & de Brye, N. : 2011, *Astron. & Astrophys.* **526**, A65
- Mathis, S., Palacios, A., & Zahn, J.-P. : 2004, *Astron. & Astrophys.* **425**, 243
- Mathis, S. & Zahn, J.-P. : 2005, *Astron. & Astrophys.* **440**, 653
- Mayor, M., Pepe, F., Queloz, D., Bouchy, F., Rupprecht, G., Lo Curto, G., Avila, G., Benz, W., Bertaux, J.-L., Bonfils, X., Dall, T., Dekker, H., Delabre, B., Eckert, W., Fleury, M., Gilliotte, A., Gojak, D., Guzman, J. C., Kohler, D., Lizon, J.-L., Longinotti, A., Lovis, C., Megevand, D., Pasquini, L., Reyes, J., Sivan, J.-P., Sosnowska, D., Soto, R., Udry, S., van Kesteren, A., Weber, L., & Weilenmann, U. : 2003, *The Messenger* **114**, 20
- Mayor, M. & Queloz, D. : 1995, *Nature* **378**, 355
- Meru, F. & Bate, M. R. : 2010, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **406**, 2279
- Mestel, L. : 1953, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **113**, 716
- Metchev, S., Marois, C., & Zuckerman, B. : 2009, *Astrophys. J., Lett.* **705**, L204
- Michaud, G. & Charland, Y. : 1986, *Astrophys. J.* **311**, 326
- Michaud, G., Richard, O., Richer, J., & VandenBerg, D. A. : 2004, *Astrophys. J.* **606**, 452
- Michaud, G., Tarasick, D., Charland, Y., & Pelletier, C. : 1983, *Astrophys. J.* **269**, 239

- Michel, E., Goupil, M. J., Lebreton, Y., & Baglin, A. : 1993, *Astrophys. & Space Sci.* **210**, 181
- Miglio, A., Montalbán, J., & Maceroni, C. : 2007, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **377**, 373
- Miglio, A., Montalbán, J., Noels, A., & Eggenberger, P. : 2008, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **386**, 1487
- Miles, J. W. : 1974, *Journal of Fluid Mechanics* **66**, 241
- Mitalas, R. : 1972, *Astrophys. J.* **177**, 693
- Montálban
- Montalbán, J., Miglio, A., & Théado, S. : 2007, *Communications in Asteroseismology* **150**, 137
- Moór, A., Ábrahám, P., Derekas, A., Kiss, C., Kiss, L. L., Apai, D., Grady, C., & Henning, T. : 2006, *Astrophys. J.* **644**, 525
- Moro-Martín, A., Malhotra, R., Bryden, G., Rieke, G. H., Su, K. Y. L., Beichman, C. A., & Lawler, S. M. : 2010a, *Astrophys. J.* **717**, 1123
- Moro-Martín, A., Rieke, G. H., & Su, K. Y. L. : 2010b, *Astrophys. J., Lett.* **721**, L199
- Moskalik, P., Buchler, J. R., & Marom, A. : 1992, *Astrophys. J.* **385**, 685
- Moss, D. L. & Taylor, R. J. : 1969, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **145**, 217
- Moya, A., Amado, P. J., Barrado, D., García Hernández, A., Aberasturi, M., Montesinos, B., & Aceituno, F. : 2010a, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **405**, L81
- Moya, A., Amado, P. J., Barrado, D., Hernández, A. G., Aberasturi, M., Montesinos, B., & Aceituno, F. : 2010b, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **406**, 566
- Moya, A., Suárez, J. C., Amado, P. J., Martín-Ruíz, S., & Garrido, R. : 2005, *Astron. & Astrophys.* **432**, 189
- Nero, D. & Bjorkman, J. E. : 2009, *Astrophys. J., Lett.* **702**, L163
- Noels, A., Montalbán, J., & Maceroni, C. : 2004, in J. Zverko, J. Ziznovsky, S. J. Adelman, & W. W. Weiss (ed.), *The A-Star Puzzle*, Vol. 224 of *IAU Symposium*, pp 47–57
- Nordström, B., Mayor, M., Andersen, J., Holmberg, J., Pont, F., Jørgensen, B. R., Olsen, E. H., Udry, S., & Mowlavi, N. : 2004, *Astron. & Astrophys.* **418**, 989
- Palla, F. & Baraffe, I. : 2005, *Astron. & Astrophys.* **432**, L57
- Pamyatnykh, A. A. : 1999, **49**, 119
- Pasinetti Fracassini, L. E., Pastori, L., Covino, S., & Pozzi, A. : 2001, *Astron. & Astrophys.* **367**, 521

- Patience, J., Bulger, J., King, R. R., Ayliffe, B., Bate, M. R., Song, I., Pinte, C., Koda, J., Dowell, C. D., & Kovács, A. : 2011, *Astron. & Astrophys.* **531**, L17+
- Paunzen, E. : 2001, *Astron. & Astrophys.* **373**, 633
- Paunzen, E. : 2004, in J. Zverko, J. Ziznovsky, S. J. Adelman, & W. W. Weiss (ed.), *The A-Star Puzzle*, Vol. 224 of *IAU Symposium*, pp 443–450
- Paunzen, E., Iliev, I. K., Kamp, I., & Barzova, I. S. : 2002, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **336**, 1030
- Paunzen, E., Schnell, A., & Maitzen, H. M. : 2006, *Astron. & Astrophys.* **458**, 293
- Paunzen, E., Weiss, W. W., Kuschnig, R., Handler, G., Strassmeier, K. G., North, P., Solano, E., Gelbmann, M., Kuenzli, M., & Garrido, R. : 1998, *Astron. & Astrophys.* **335**, 533
- Peacock, T. & Connon-Smith, R. : 1987, *The Observatory* **107**, 12
- Pérez Hernández, F., Claret, A., Hernández, M. M., & Michel, E. : 1999, *Astron. & Astrophys.* **346**, 586
- Perryman, M. A. C., Lindegren, L., Kovalevsky, J., Hoeg, E., Bastian, U., Bernacca, P. L., Crézé, M., Donati, F., Grenon, M., Grewing, M., van Leeuwen, F., van der Marel, H., Mignard, F., Murray, C. A., Le Poole, R. S., Schrijver, H., Turon, C., Arenou, F., Froeschlé, M., & Petersen, C. S. : 1997, *Astron. & Astrophys.* **323**, L49
- Pesnell, W. D. : 1987, *Astrophys. J.* **314**, 598
- Pesnell, W. D. : 1990, *Astrophys. J.* **363**, 227
- Pollacco, D. L., Skillen, I., Collier Cameron, A., Christian, D. J., Hellier, C., Irwin, J., Lister, T. A., Street, R. A., West, R. G., Anderson, D., Clarkson, W. I., Deeg, H., Enoch, B., Evans, A., Fitzsimmons, A., Haswell, C. A., Hodgkin, S., Horne, K., Kane, S. R., Keenan, F. P., Maxted, P. F. L., Norton, A. J., Osborne, J., Parley, N. R., Ryans, R. S. I., Smalley, B., Wheatley, P. J., & Wilson, D. M. : 2006, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **118**, 1407
- Poretti, E. : 2004, *Mem. Soc. Astron. Italiana* **75**, 69
- Poretti, E., Alonso, R., Amado, P. J., Belmonte, J. A., Garrido, R., Martín-Ruiz, S., Uytterhoeven, K., Catala, C., Lebreton, Y., Michel, E., Suárez, J. C., Aerts, C., Creevey, O., Goupil, M. J., Mantegazza, L., Mathias, P., Rainer, M., & Weiss, W. W. : 2005, *Astron. J.* **129**, 2461
- Poretti, E., Garrido, R., Amado, P. J., Uytterhoeven, K., Handler, G., Alonso, R., Martín, S., Aerts, C., Catala, C., Goupil, M. J., Michel, E., Mantegazza, L., Mathias, P., Pretorius, M. L., Belmonte, J. A., Claret, A., Rodríguez, E., Suarez, J. C., Vuthela, F. F., Weiss, W. W., Ballereau, D., Bouret, J. C., Charpinet, S., Hua, T., Lüftinger, T., Nesvácil, N., & Van't Veer-Menneret, C. : 2003, *Astron. & Astrophys.* **406**, 203

- Poretti, E., Koen, C., Martinez, P., Breuer, F., Haupt, H., & de Alwis, D. : 1997, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **292**, 621
- Poretti, E., Michel, E., Garrido, R., Lefèvre, L., Mantegazza, L., Rainer, M., Rodríguez, E., Uytterhoeven, K., Amado, P. J., Martín-Ruiz, S., Moya, A., Niemczura, E., Suárez, J. C., Zima, W., Baglin, A., Auvergne, M., Baudin, F., Catala, C., Samadi, R., Alvarez, M., Mathias, P., Páparò, M., Pápics, P., & Plachy, E. : 2009, *Astron. & Astrophys.* **506**, 85
- Preston, G. W. : 1974, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **12**, 257
- Pribulla, T., Rucinski, S. M., Kuschnig, R., Ogłóza, W., & Pilecki, B. : 2009, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **392**, 847
- Reidemeister, M., Krivov, A. V., Schmidt, T. O. B., Fiedler, S., Müller, S., Löhne, T., & Neuhäuser, R. : 2009, *Astron. & Astrophys.* **503**, 247
- Rhee, J. H., Song, I., Zuckerman, B., & McElwain, M. : 2007, *Astrophys. J.* **660**, 1556
- Ribas, I., Jordi, C., & Giménez, Á. : 2000, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **318**, L55
- Ribas, I., Solano, E., Masana, E., & Giménez, A. : 2003, *Astron. & Astrophys.* **411**, L501
- Rieutord, M. : 1997, *Une introduction à la dynamique des fluides : cours avec exercices corrigés*, Enseignement de la physique, Masson
- Ripepi, V., Cusano, F., di Criscienzo, M., Catanzaro, G., Palla, F., Marconi, M., Ventura, P., Neiner, C., Catala, C., & Bernabei, S. : 2011, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* pp 1186–+
- Rodríguez, E., Amado, P. J., Suárez, J. C., Moya, A., Dupret, M. A., Poretti, E., Grigahcène, A., Costa, V., & López-González, M. J. : 2006a, *Astron. & Astrophys.* **450**, 715
- Rodríguez, E. & Breger, M. : 2001, *Astron. & Astrophys.* **366**, 178
- Rodríguez, E., Costa, V., Zhou, A.-Y., Grigahcène, A., Dupret, M. A., Suárez, J. C., Moya, A., López-González, M. J., Wei, J.-Y., & Fan, Y. : 2006b, *Astron. & Astrophys.* **456**, 261
- Rodríguez, E. & Zerbi, F. M. : 1995, *Information Bulletin on Variable Stars* **4170**, 1
- Rodríguez-López, C., MacDonald, J., & Moya, A. : 2011, *ArXiv e-prints*
- Rogers, F. J. & Nayfonov, A. : 2002, *Astrophys. J.* **576**, 1064
- Romaniello, M. : 1998, *Ph.D. thesis*, Scuola Normale Superiore di Pisa, (1998)
- Rosseland, S. : 1949, *The pulsation theory of variable stars*.
- Rowe, J. F., Matthews, J. M., Cameron, C., Bohlender, D. A., King, H., Kuschnig, R., Guenther, D. B., Moffat, A. F. J., Rucinski, S. M., Sasselov, D., Walker, G. A. H., & Weiss, W. W. : 2006, *Communications in Asteroseismology* **148**, 34

- Royer, F., Grenier, S., Baylac, M.-O., Gómez, A. E., & Zorec, J. : 2002, *Astron. & Astrophys.* **393**, 897
- Royer, F., Zorec, J., & Gómez, A. E. : 2004, in J. Zverko, J. Ziznovsky, S. J. Adelman, & W. W. Weiss (ed.), *The A-Star Puzzle*, Vol. 224 of *IAU Symposium*, pp 109–114
- Royer, F., Zorec, J., & Gómez, A. E. : 2007, *Astron. & Astrophys.* **463**, 671
- Sadakane, K. : 2006, *Publ. Astron. Soc. Japan* **58**, 1023
- Sadakane, K. & Nishida, M. : 1986, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **98**, 685
- Saesen, S., Carrier, F., Pigulski, A., Aerts, C., Handler, G., Narwid, A., Fu, J. N., Zhang, C., Jiang, X. J., Vanautgaerden, J., Kopacki, G., Stęślicki, M., Acke, B., Poretti, E., Uytterhoeven, K., Gielen, C., Østensen, R., De Meester, W., Reed, M. D., Kołaczowski, Z., Michalska, G., Schmidt, E., Yakut, K., Leitner, A., Kalomeni, B., Cherix, M., Spano, M., Prins, S., van Helshoecht, V., Zima, W., Huygen, R., Vandenbussche, B., Lenz, P., Ladjal, D., Puga Antolín, E., Verhoelst, T., De Ridder, J., Niarchos, P., Liakos, A., Lorenz, D., Dehaes, S., Reyniers, M., Davignon, G., Kim, S., Kim, D. H., Lee, Y., Lee, C., Kwon, J., Broeders, E., van Winckel, H., Vanhollebeke, E., Waelkens, C., Raskin, G., Blom, Y., Eggen, J. R., Degroote, P., Beck, P., Puschnig, J., Schmitzberger, L., Gelven, G. A., Steininger, B., Blommaert, J., Drummond, R., Briquet, M., & Debosscher, J. : 2010, *Astron. & Astrophys.* **515**, A16
- Sagar, R., Piskunov, A. E., Miakutin, V. I., & Joshi, U. C. : 1986, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **220**, 383
- Saio, H. : 1981, *Astrophys. J.* **244**, 299
- Saio, H. & Cox, J. P. : 1980, *Astrophys. J.* **236**, 549
- Saio, H., Kuschnig, R., Gautschy, A., Cameron, C., Walker, G. A. H., Matthews, J. M., Guenther, D. B., Moffat, A. F. J., Rucinski, S. M., Sasselov, D., & Weiss, W. W. : 2006, *Astrophys. J.* **650**, 1111
- Sakurai, J. & Napolitano, J. : 2010, *Modern Quantum Mechanics*, Addison-Wesley
- Salaris, M., Weiss, A., & Percival, S. M. : 2004, *Astron. & Astrophys.* **414**, 163
- Samadi, R., Goupil, M.-J., & Houdek, G. : 2002, *Astron. & Astrophys.* **395**, 563
- Savonije, G. J., Papaloizou, J. C. B., & Alberts, F. : 1995, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **277**, 471
- Schaller, G., Schaerer, D., Meynet, G., & Maeder, A. : 1992, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **96**, 269
- Schlaufman, K. C. : 2010, *Astrophys. J.* **719**, 602
- Schröder, C., Reiners, A., & Schmitt, J. H. M. M. : 2009, *Astron. & Astrophys.* **493**, 1099

- Schulz, N. S., Allen, G., Bautz, M. W., Canizares, C. C., Davis, J., Dewey, D., Huene-
moerder, D. P., Heilmann, R., Houck, J., Marshall, H. L., Nowak, M., Schattenburg,
M., Audard, M., Drake, J., Gagne, M., Kastner, J., Kallman, T., Lautenegger, M., Lee,
J., Miller, J., Montmerle, T., Mukai, K., Osten, R., Parerels, F., Pollock, A., Preibisch,
T., Raymond, J., Reale, F., Smith, R., Testa, P., & Weintraub, D. : 2009, in *astro2010 :
The Astronomy and Astrophysics Decadal Survey*, Vol. 2010 of *ArXiv Astrophysics e-
prints*, pp 263–+
- Scuflaire, R., Montalbán, J., Théado, S., Bourge, P., Miglio, A., Godart, M., Thoul, A., &
Noels, A. : 2008a, *Astrophys. & Space Sci.* **316**, 149
- Scuflaire, R., Théado, S., Montalbán, J., Miglio, A., Bourge, P., Godart, M., Thoul, A., &
Noels, A. : 2008b, *Astrophys. & Space Sci.* **316**, 83
- Slesnick, C. L., Hillenbrand, L. A., & Massey, P. : 2002, *Astrophys. J.* **576**, 880
- Song, I., Caillault, J.-P., Barrado y Navascués, D., & Stauffer, J. R. : 2001, *Astrophys. J.*
546, 352
- Soufi, F., Goupil, M. J., & Dziembowski, W. A. : 1998, *Astron. & Astrophys.* **334**, 911
- Sousa, S. G. & Cunha, M. S. : 2008, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **386**, 531
- Su, K. Y. L., Rieke, G. H., Stapelfeldt, K. R., Malhotra, R., Bryden, G., Smith, P. S.,
Misselt, K. A., Moro-Martin, A., & Williams, J. P. : 2009, *Astrophys. J.* **705**, 314
- Suárez, J. C., Moya, A., Martín-Ruíz, S., Amado, P. J., Grigahcène, A., & Garrido, R. :
2005, *Astron. & Astrophys.* **443**, 271
- Sung, H., Bessell, M. S., & Chun, M. : 2004, *Astron. J.* **128**, 1684
- Takagi, Y., Itoh, Y., & Oasa, Y. : 2010, *Publ. Astron. Soc. Japan* **62**, 501
- Talon, S. & Charbonnel, C. : 2005, *Astron. & Astrophys.* **440**, 981
- Talon, S., Kumar, P., & Zahn, J.-P. : 2002, *Astrophys. J., Lett.* **574**, L175
- Talon, S., Zahn, J.-P., Maeder, A., & Meynet, G. : 1997, *Astron. & Astrophys.* **322**, 209
- Tassoul, M. : 1980, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **43**, 469
- Taylor, G. I. : 1915, *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A* **215**, 1
- Telting, J. H. : 2008, *Communications in Asteroseismology* **157**, 112
- Torres, C. A. O., Quast, G. R., Melo, C. H. F., & Sterzik, M. F. : 2008, *Young Nearby
Loose Associations*, p. 757
- Townsend, R. H. D. : 2000, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **319**, 289
- Townsend, R. H. D. : 2003a, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **343**, 125
- Townsend, R. H. D. : 2003b, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **340**, 1020

- Townsend, R. H. D. : 2005a, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **360**, 465
- Townsend, R. H. D. : 2005b, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **364**, 573
- Trampedach, R. : 2010, *Astrophys. & Space Sci.* **328**, 213
- Unno, W. : 1967, *Publ. Astron. Soc. Japan* **19**, 140
- Unno, W., Osaki, Y., Ando, H., Saio, H., & Shibahashi, H. : 1989, *Nonradial oscillations of stars*, Tokyo : University of Tokyo Press, 1989, 2nd ed.
- Uytterhoeven, K., Mathias, P., Poretti, E., Rainer, M., Martín-Ruiz, S., Rodríguez, E., Amado, P. J., Le Contel, D., Jankov, S., Niemczura, E., Pollard, K. R., Brunsten, E., Páparó, M., Costa, V., Valtier, J., Garrido, R., Suárez, J. C., Kilmartin, P. M., Chapellier, E., Rodríguez-López, C., Marin, A. J., Aceituno, F. J., Casanova, V., Rolland, A., & Olivares, I. : 2008, *Astron. & Astrophys.* **489**, 1213
- Uytterhoeven, K., Moya, A., Grigahcène, A., Guzik, J. A., Gutiérrez-Soto, J., Smalley, B., Handler, G., Balona, L. A., Niemczura, E., Fox Machado, L., Benatti, S., Chapellier, E., Tkachenko, A., Szabó, R., Suárez, J. C., Ripepi, V., Pascual, J., Mathias, P., Martín-Ruiz, S., Lehmann, H., Jackiewicz, J., Hekker, S., Gruberbauer, M., García, R. A., Dumusque, X., Díaz-Fraile, D., Bradley, P., Antoci, V., Roth, M., Leroy, B., Murphy, S. J., De Cat, P., Cuypers, J., Kjeldsen, H., Christensen-Dalsgaard, J., Breger, M., Pigulski, A., Kiss, L. L., Still, M., Thompson, S. E., & van Cleve, J. : 2011, *Astron. & Astrophys.* **534**, A125
- Van Hoolst, T., Dziembowski, W. A., & Kawaler, S. D. : 1998, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **297**, 536
- Venn, K. A. & Lambert, D. L. : 1990, *Astrophys. J.* **363**, 234
- Vieira, R. G., Gregorio-Hetem, J., Hetem, A., Stasińska, G., & Szczerba, R. : 2011, *Astron. & Astrophys.* **526**, A24+
- Vogt, H. : 1925, *Astronomische Nachrichten* **223**, 229
- Walker, G., Matthews, J., Kuschnig, R., Johnson, R., Rucinski, S., Pazder, J., Burley, G., Walker, A., Skaret, K., Zee, R., Grocott, S., Carroll, K., Sinclair, P., Sturgeon, D., & Harron, J. : 2003, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **115**, 1023
- Warner, P. B., Kaye, A. B., & Guzik, J. A. : 2003, *Astrophys. J.* **593**, 1049
- Werner, M. W., Roellig, T. L., Low, F. J., Rieke, G. H., Rieke, M., Hoffmann, W. F., Young, E., Houck, J. R., Brandl, B., Fazio, G. G., Hora, J. L., Gehrz, R. D., Helou, G., Soifer, B. T., Stauffer, J., Keene, J., Eisenhardt, P., Gallagher, D., Gautier, T. N., Irace, W., Lawrence, C. R., Simmons, L., Van Cleve, J. E., Jura, M., Wright, E. L., & Cruikshank, D. P. : 2004, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **154**, 1
- Williams, J. P. & Andrews, S. M. : 2006, *Astrophys. J.* **653**, 1480
- Winn, J. N., Fabrycky, D., Albrecht, S., & Johnson, J. A. : 2010, *Astrophys. J., Lett.* **718**, L145

- Wolszczan, A. & Frail, D. A. : 1992, *Nature* **355**, 145
- Wright, D. J., Chené, A.-N., De Cat, P., Marois, C., Mathias, P., Macintosh, B., Isaacs, J., Lehmann, H., & Hartmann, M. : 2011, *Astrophys. J., Lett.* **728**, L20+
- Wyatt, M. C. : 2008, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **46**, 339
- Xin, Y. & Deng, L. : 2005, *Astrophys. J.* **619**, 824
- Yanai, M. & Maruyama, T. : 1966, *Meteorol. Soc. Japan* **44**, 291
- Young, P. A. & Arnett, D. : 2005, *Astrophys. J.* **618**, 908
- Zahn, J.-P. : 1974, in P. Ledoux, A. Noels, & A. W. Rodgers (ed.), *Stellar Instability and Evolution*, Vol. 59 of *IAU Symposium*, pp 185–194
- Zahn, J.-P. : 1992, *Astron. & Astrophys.* **265**, 115
- Zahn, J.-P., Talon, S., & Matias, J. : 1997, *Astron. & Astrophys.* **322**, 320
- Zerbi, F. M. : 2000, in M. Breger & M. Montgomery (ed.), *Delta Scuti and Related Stars*, Vol. 210 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 332
- Zerbi, F. M., Garrido, R., Rodriguez, E., Krisciunas, K., Crowe, R. A., Roberts, M., Guinan, E. F., McCook, G. P., Sperauskas, J., Griffin, R. F., & Luedeke, K. D. : 1997a, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **290**, 401
- Zerbi, F. M., Rodríguez, E., Garrido, R., Martín, S., Akan, K., Luedeke, K., Keskin, V., Ibanoglu, C., Evren, S., Tunca, Z., Pekunlu, R., Paparo, M., Nuspl, J., Krisciunas, K., & Jiang, S. Y. : 1997b, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **292**, 43
- Zerbi, F. M., Rodríguez, E., Garrido, R., Martín, S., Arellano Ferro, A., Sareyan, J. P., Krisciunas, K., Akan, M. C., Evren, S., Ibanoglu, C., Keskin, V., Pekunlu, R., Tunca, Z., Luedeke, K., Paparo, M., Nuspl, J., & Guerrero, G. : 1999, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **303**, 275
- Zorec, J. : 2004, in A. Maeder & P. Eenens (ed.), *Stellar Rotation*, Vol. 215 of *IAU Symposium*, p. 73
- Zuckerman, B., Rhee, J. H., Song, I., & Bessell, M. S. : 2011, *Astrophys. J.* **732**, 61
- Zuckerman, B. & Song, I. : 2004, *Astrophys. J.* **603**, 738
- Zwintz, K., Hareter, M., Kuschnig, R., Amado, P. J., Nesvacil, N., Rodriguez, E., Diaz-Fraile, D., Weiss, W. W., Pribulla, T., Guenther, D. B., Matthews, J. M., Moffat, A. F. J., Rucinski, S. M., Sasselov, D., & Walker, G. A. H. : 2009, *Astron. & Astrophys.* **502**, 239



Liste des publications

Articles dans des journaux à comité de lecture

Bouabid, M.-P. ; Dupret, M.-A. ; Salmon, S. ; Montalbán, J. ; Miglio, A. ; Noels, A. : *Effects of the Coriolis force on high-order g-modes in γ Doradus stars*, MNRAS, soumis

Bouabid, M.-P. ; Montalbán, J. ; Miglio, A. ; Dupret, M.-A. ; Grigahcène, A. ; Noels, A. : *Theoretical seismic properties of pre-main sequence γ Doradus pulsators*, (2011) A&A 531, 145

Chapellier, E. ; Rodríguez, E. ; Auvergne, M. ; Uytterhoeven, K. ; Mathias, P. ; **Bouabid, M.-P.** ; Poretti, E. ; Le Contel, D. ; Martín-Ruíz, S. ; Amado, P. J. ; Garrido, R. ; Hareter, M. ; Rainer, M. ; Eyer, L. ; Paparo, M. ; Díaz-Fraile, D. ; Baglin, A. ; Baudin, F. ; Catala, C. ; Michel, E. ; Samadi, R. : *The γ Doradus CoRoT target HD 49434. II. Frequency analysis of the CoRoT data*, (2011) A&A 525, 23

Actes de conférence dans des journaux à comité de lecture

Bouabid, M.-P. ; Montalbán, J. ; Miglio, A. ; Dupret, M.-A. ; Grigahcène, A. ; Noels, A. : *Theoretical study of γ Doradus pulsations in pre-main sequence stars*, (2010) AN 331, 1044

Bouabid, M.-P. ; Uytterhoeven, K. ; Miglio, A. ; Montalban, J. ; Dupret, M.-A. ; Niemczura, E. ; Mathias, P. ; Noels, A. ; Grigahcene, A. : *Preliminary seismic study of the γ Doradus COROT target HD 49434*, (2008) CoAst 157, 290

Actes de conférence dans des journaux sans comité de lecture

, M.-P. ; Montalbán, J. ; Miglio, A. ; Dupret, M.-A. ; Grigahcène, A. ; Noels, A. : *Hybrid γ Doradus/ δ Scuti Stars : Comparison Between Observations and Theory*, (2009) AIPC 1170, 477

Mathias, P. ; Chapellier, E. ; **Bouabid, M.-P.** ; Rodriguez, E. ; Poretti, E. ; Paparo, M. ; Hareter, M. ; De Cat, P. ; Eyser, L. : *γ Doradus stars in the COROT exoplanets fields : first inspection*, (2009) AIPC 1170, 486

Chapellier, E. ; **Bouabid, M.-P.** ; Le Contel, D. ; Rodriguez, E. ; Mathias, P. : *A Search of the Intrinsic Frequencies in the γ Dor COROT Target HD 49434*, (2009) AIPC 1170, 472

B

Hybrides γ Doradus/ δ Scuti : Comparaison entre observations et théorie

Bouabid, M.-P. ; Montalbán, J. ; Miglio, A. ; Dupret, M.-A. ; Grigahcène, A. ; Noels, A.

2009, AIPC, 1170, 477-479

Hybrid γ Doradus/ δ Scuti Stars: Comparison Between Observations and Theory

Bouabid, M.-P.^{*,†}, Montalbán, J.[†], Miglio, A.[†], Dupret, M.-A.[†], Grigahcène, A.^{**} and Noels, A.[†]

^{*}UMR 6525 H. Fizeau, UNS, CNRS, OCA, Campus Valrose, 06108 Nice Cedex 2, France

[†]Institut d'Astrophysique et de Géophysique de l'Université de Liège, Allée du 6 Août, 17 4000 Liège, Belgium

^{**}Centro de Astrofísica da Universidade do Porto, Rua das Estrelas, 4150-762 Porto, Portugal

Abstract. γ Doradus (γ Dor) are F-type stars pulsating with high order g -modes. Their instability strip (IS) overlaps the red edge of the δ Scuti (δ Sct) one. This observation has led to search for objects in this region of the HR diagram showing p and g -modes simultaneously. The existence of such hybrid pulsators has recently been confirmed [10] and the number of candidates is increasing (e.g. [17]). From a theoretical point of view, non-adiabatic computations including a time-dependent treatment of convection (TDC) predict the existence of γ Dor/ δ Sct hybrid pulsators ([5], [8]). Our aim is to confront the properties of the observed hybrid candidates with the theoretical predictions from non-adiabatic computations of non-radial pulsations including the convection-pulsation interaction.

Keywords: stars: oscillations, γ Doradus, δ Scuti, hybrid - stars: individual: HD 8801, HD 49434

PACS: 97.30.Dg

γ DOR/ δ SCT HYBRID CANDIDATES

There are presently three γ Dor/ δ Scuti hybrid pulsator candidates, HD 49434 [23], HD 114839 [14] and BD+18 4914 [20]. One more object, HD 8801 was already proposed as γ Dor/ δ Scuti pulsator by [12] and has recently been confirmed as a hybrid pulsator [10]. The available stellar parameters for these four stars have been collected from literature and summarized in Table 1. In Figure 1 we plot their location in the HR diagram as well as the observational γ Dor instability strip [11] and the red edge of the δ Sct instability domain [19]. We note that these four stars have quite close T_{eff} (within 100 K), and are located near the blue edge of the γ Dor IS and inside the δ Sct IS.

THEORY VERSUS OBSERVATIONS

To study the pulsation properties of these stars we have at our disposal a grid of stellar models computed with the evolution code CLÉS [22]. The grid properties are the following: stellar masses range from 1.2 to 2.5 M_{\odot} with a step of 0.1; four different chemical compositions described by the metal mass fraction $Z = 0.01$ and 0.02 with a hydrogen mass fraction $X = 0.70$ and 0.73 are available. Moreover three different values of the mixing length parameter of convection ($\alpha_{\text{MLT}} = 1.4, 1.7, 2.0$) and two values of the overshooting parameter ($\alpha_{\text{ov}} = 0.0, 0.2$) can be chosen. The pulsation analysis is done by using a version of the non-adiabatic pulsation code MAD

TABLE 1. Stellar parameters of the four hybrid γ Dor/ δ Sct candidates.

	HD 8801	HD 49434
Spectral type	A7m	F1V
Parallax π (mas)	$17.91 \pm 0.75_{(18)}$	$24.94 \pm 0.75_{(18)}$
T_{eff} (K)	$7345 \pm 155_{(10)}$	$7300 \pm 200_{(23)}$
$\log g$ (cgs)	$4.2_{(12)}$	$4.4 \pm 0.2_{(23)}$
$\log \left(\frac{L}{L_{\odot}} \right)$	$0.77 \pm 0.03_{(10)}$	$0.825 \pm 0.022_{(23)}$
$[Fe/H]$ (dex)	-	$0.10 \pm 0.12_{(23)}$
R (R_{\odot})	$1.7 \pm 0.1_{(12)}$	$1.60 \pm 0.05_{(16)}$
$v \sin i$ (km s $^{-1}$)	$55 \pm 5_{(12)}$	$87 \pm 4_{(23)}$
M (M_{\odot})	$1.54 \pm 0.03_{(10)}$	$1.55 \pm 0.14_{(2)}$
	HD 114839	BD+18 4914
Spectral type	Am	F5 (Am? $_{(16)}$)
Parallax π (mas)	$5.04 \pm 1.04_{(18)}$	-
T_{eff} (K)	$7356 \pm 77_{(16)}$	$7250_{(19)}$
$\log g$ (cgs)	$4.39 \pm 0.5_{(1)}$	$3.77_{(19)}$
$\log \left(\frac{L}{L_{\odot}} \right)$	$1.132 \pm 0.18_{(5)}$	$0.92_{(19)}$
$[Fe/H]$ (dex)	$0.04 \pm 0.15_{(1)}$	-
R (R_{\odot})	$2.177 \pm 0.450_{(16)}$	-
$v \sin i$ (km s $^{-1}$)	$66.7 \pm 5.0_{(1)}$	-
M (M_{\odot})	-	-

that includes the effects of the convection-pulsation interaction ([4], [7]). In fact, it is necessary to include the effect of convection in order to match the observational red edge of the δ Sct IS and therefore to study the hybrid pulsators. Dupret et al. [5] found that a value of $\alpha_{\text{MLT}} = 2.0$ is necessary to fit the location of observa-

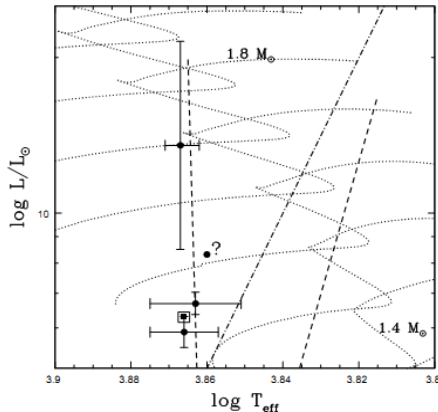


FIGURE 1. HR diagram location of the four hybrid pulsator candidates (from bottom to top: HD 8801, HD 49434, BD+18 4914, HD 114839) and their 1σ error boxes, except for BD+18 4914 whose T_{eff} and L uncertainties were not available. Dashed lines represent the observational γ Dor IS [11], the dotted-dashed line represents the red edge of the δ Sct IS [19]. The empty square locates the model we selected for our non-adiabatic analysis. Evolutionary tracks computed with $X = 0.7$, $Z = 0.02$, $\alpha_{\text{MLT}} = 2.0$ and $\alpha_{\text{ov}} = 0.0$ are shown in dotted lines.

TABLE 2. Parameters of the H model

$M (M_{\odot})$	1.54	α_{MLT}	2.0
$R (R_{\odot})$	1.552	α_{ov}	0.0
$T_{\text{eff}} (\text{K})$	7346	X	0.70
$\log g (\text{cgs})$	4.24	Z	0.02
$\log \left(\frac{L}{L_{\odot}} \right)$	0.799		

tional γ Dor and δ Sct IS (see also [13]). In this preliminary analysis, we have restricted our choice of parameters to $X = 0.70$, $Z = 0.02$, $\alpha_{\text{MLT}} = 2.0$ and $\alpha_{\text{ov}} = 0.0$. The theoretical instability domain is shown in Figure 2.

We computed an additional main-sequence model (thereafter H model) whose HR diagram location is close to that of HD 49434 and HD 8801 (square symbol in Figure 1). The parameters of that model are given in Table 2.

The pulsation analysis of the H model for mode degrees $\ell = 0-8$ reveals that it behaves as a hybrid pulsator, with unstable γ Dor modes (from $\nu = 0.789$ c/d to 7.03 c/d) as well as unstable δ Sct modes (from $\nu = 11.0$ c/d to 49.0 c/d) separated by a region of stable modes. To illustrate that we chose three different modes: a typical γ Dor g -mode ($\ell=1, g_{24}$), a typical δ Sct p -mode ($\ell=1, p_2$) and a stable mode between γ Dor and δ Sct frequency ranges ($\ell=1, g_7$). In Figure 3 we present their propagation diagram and their work integrals. Regions where the work increases (vs. decreases) are driving (vs. damping) the oscillations. For the γ Dor g -mode, we see a clear

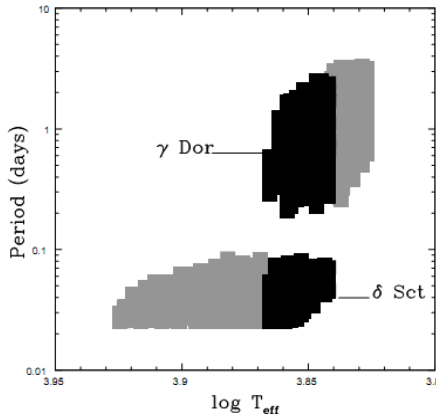


FIGURE 2. $\log T_{\text{eff}}-\log P$ theoretical instability domain for $\ell = 0-4$ modes for γ Dor and δ Sct models with $X = 0.7$, $Z = 0.02$, $\alpha_{\text{MLT}} = 2$, $\alpha_{\text{ov}} = 0$ and $1.2 M_{\odot} < M < 2.5 M_{\odot}$. In grey are the γ Dor and δ Sct domains and in black is the hybrid domain.

driving mechanism at the location of the Fe opacity bump ($\log T \sim 5.3$) but this κ -mechanism is not sufficient to globally excite the mode. The main driving occurs at the base of the convective envelope (CE) by the flux blocking mechanism (FBM) (in agreement with [9] and [5]). For the p -mode there is a contribution of the FBM at the base of the CE and a contribution from the κ -mechanism in the He partial ionization zone. For the stable mode, there is an efficient radiative damping in the inner layers of the star. Furthermore, the amplitude of the eigenfunction in the outer layers is small due to the presence of a large evanescent region before reaching the base of the CE, which inhibits the FBM (see also [6]).

Rotational splitting: application to HD 8801 and HD 49434

Even if theory predicts hybrid pulsators, we should wonder if the high frequency modes detected in HD 8801 and HD 49434 are really δ Sct modes or prograde g -modes moved to higher frequencies due to rotational splitting. It is well known that for modes with a pulsation frequency (PF) σ comparable to, or lower than, the rotational frequency Ω , the Coriolis force term plays a major role in the equation of motion and the perturbative approach is no longer valid. Since γ Doradus stars show low-frequency g -modes, the effects of the Coriolis force cannot be neglected even if the star does not rotate fast. Dintrans & Rieutord [3] showed that the perturbative treatment of rotation is no longer valid for γ Dor

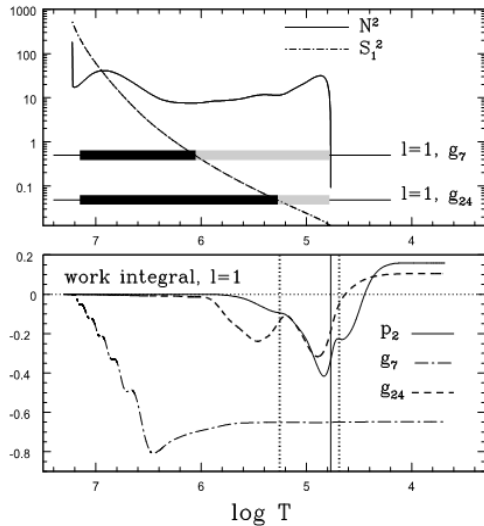


FIGURE 3. Propagation diagram (top) & work integrals (bottom) for $\ell = 1$ g_{24} , g_7 and p_2 modes of the H model. Top panel: thick dark lines: propagation regions, thick grey lines: evanescent regions for g -modes. Bottom panel: vert. continuous line: base of the CE; vert. dotted lines: Fe opacity bump ($\log T \sim 5.3$) & He partial ionization zone ($\log T \sim 4.9$).

with rotation period smaller than ≈ 3 days. Moreover, one should also take into account the effect of rotation on the mode excitation [21]. Nevertheless, in a first approximation, we estimate the rotational splitting by using the perturbative approach at first order:

$$\sigma_{\text{obs}} = \sigma_0 + m\beta\Omega$$

with σ_{obs} the PF in the observer frame, σ_0 the PF in the corotating frame, m the azimuthal order of the mode and β the Ledoux constant [15].

Uytterhoeven et al. [23] identified some of the observed modes of HD 49434 as $\ell = 3-8$ prograde modes, and estimated the value of the equatorial velocity to be $v_{\text{eq}} = 236 \text{ km s}^{-1}$. Even if we adopt as equatorial velocity $v \sin i = 87 \text{ km s}^{-1}$, the $\ell = 6$ modes split by rotation can reach values of the order of the highest observed frequency (12 c/d). Therefore, the observed frequencies can be explained either by a combination of γ Dor and δ Sct type modes, or by the splitting of high degree g -modes. Present observations do not allow us to confirm the hybrid nature of HD 49434.

Handler [10] performed a frequency analysis for HD 8801 using ground-based (GB) photometry. No mode identification is available but due to the limitations of GB photometry, we chose to restrict our study to

$\ell \leq 3$ with $v_{\text{eq}} = v \sin i = 55 \text{ km s}^{-1}$ [12]. In this case, split g -modes are not sufficient to explain the highest observed frequencies. Therefore the spectrum of HD 8801 can most probably be attributed to hybrid pulsations.

CONCLUSION

Using non-adiabatic computations including TDC treatment for models with $\alpha_{\text{MLT}} = 2.0$, we predict the excitation of both γ Dor and δ Sct modes separated by a region of stable modes in models located in the region of the HR diagram where hybrid candidates have been detected. Moreover, from a comparison between theoretical excited frequencies including the first order effect of rotation and observed frequencies of HD 49434 and HD 8801, we emphasize that it is necessary to consider the effect of rotation on PFs case by case in order to characterize these candidates as hybrid pulsators or as γ Dor stars with g -modes split by rotation.

REFERENCES

- Behr, B. B. 2003, *ApJS*, **149**, 101
- Bruntt, H., Bikmaev, I. F., Catala, C., et al. 2004, *A&A*, **425**, 683
- Dintrans, B. & Rieutord, M. 2000, *A&A*, **354**, 86
- Dupret, M. A. 2001, *A&A*, **366**, 166
- Dupret, M. A., Grigahcène, A., Garrido, R., et al. 2004, *A&A*, **414**, L17
- Dupret, M. A., Miglio, A., Montalbán, J., et al. 2008, *JPhCS*, **118**, 012020
- Grigahcène, A., Dupret, M. A., Gabriel, M., et al. 2005, *A&A*, **434**, 1055
- Grigahcène, A., Martin-Ruiz, S., Dupret, M. A., et al. 2006, *MemSAIt*, **77**, 559
- Guzik, J. A., Kaye, A. B., Bradley, P. A., et al. 2000, *ApJ*, **542**, 57
- Handler, G. 2009, *ArXiv e-print 0904.4859v1*
- Handler, G. & Shobbrook, R. R., 2001, *MNRAS*, **333**, 251
- Henry, G. W. & Fekel, F. C. 2005, *AJ*, **129**, 2026
- Houdek, G. 2000, *ASPC*, **210**, 454
- King, H., Matthews, J. M., Rowe, J. F., et al 2006, *CoAst*, **148**, 28
- Ledoux, P. 2951, *ApJ*, **141**, 373
- Masana, E., Jordi, C. & Ribas, I. 2006, *A&A*, **250**, 735
- Matthews, J. M. 2007, *CoAst*, **250**, 333
- Perryman, M. A., Lindegren, L., Kovalevsky, J., et al. 1997, *A&A*, **323**, L49
- Rodríguez, E. & Breger, M., 2001, *A&A*, **366**, 178
- Rowe, J. F., Matthews, J. M., Cameron, C., et al. 2006, *CoAst*, **148**, 34
- Saio, H., Cameron, C., Kuschnig, R., et al. 2007, *ApJ*, **654**, 544
- Scufflaire, R., Montalbán, J., Théado, S., et al. 2008, *ApSS*, **326**, 149
- Uytterhoeven, K., Mathias, P., Poretti, E., et al. 2008, *A&A*, **289**, 1213

C

Catalogue des étoiles γ Doradus bona fide

Nous présentons dans cet annexe une compilation de l'ensemble des données d'intérêt astérosismique des étoiles γ Doradus *bona fide* issues de la littérature. Nous détaillons dans le tableau suivant :

- Les noms de ces étoiles suivant la nomenclature du catalogue H. Draper si disponible, leur autre nom communément utilisé sinon. Les étoiles sont classées dans ce catalogue par numéro croissant selon cette nomenclature.
- Le type spectral (et la classe spectrale, si détaillée) issu, en première itération, du catalogue SIMBAD. Dans la prochaine version de ce catalogue, une liste exhaustive des différentes caractérisations spectrales sera proposée.
- La particularité chimique de l'étoile. Cette case est laissée vide si aucune particularité n'a été déterminée à ce jour ou si l'étoile présente un mélange de métaux de type solaire.
- Le type de pulsateur, soit l'indication de leur caractère hybride s'il en est.
- La binarité. Dans ce catalogue, nous indiquons par *Single* les étoiles sans compagnons détectés et reprenons les acronymes utilisés dans la littérature pour caractériser le type de système binaire, soit "VB" (*Visual Binary*) pour les binaires à visuelles EB (*Eclipsing Binaries*) pour des binaires à éclipse, SB1 (*Spectral Binary*) pour les étoiles binaires spectroscopiques de type 1, et SB2 pour les systèmes binaires spectroscopiques de type 2.
- Les caractéristiques physiques observées pour ces étoiles, soit dans l'ordre d'apparition la température effective, la métallicité relative à la métallicité solaire, la gravité de surface et la vitesse de rotation projetée, ainsi que leurs incertitudes.
- Les caractéristiques physiques dérivées par la comparaison avec des modèles évolutifs, soit la luminosité relative (au Soleil), le rayon relatif, la masse relative et l'âge, ainsi que leurs incertitudes. Notons que le rapport des rayons ou le rapport/la fonction de masses peuvent être également dérivés directement, sans faire appel à des modèles, pour les systèmes binaires respectivement à éclipse ou spectroscopique SB1/SB2. Dans cette version du catalogue, nous ne faisons pas de différence entre les grandeurs dérivées directement et les autres.
- Les propriétés sismiques, soit les fréquences d'oscillation (par ordre décroissant d'amplitude), le degré ℓ et l'ordre azimutal m des modes, lorsque identifiés. Afin de ne pas perdre le lecteur, lorsqu'une fréquence est détectée par différentes études, nous indiquons dans cette version imprimée de notre catalogue la valeur se rapportant à l'étude la plus récente.

À l'heure de l'impression de cette version du manuscrit de thèse, il manque certaines données, notamment les fréquences d'oscillation, pour quelques étoiles. Le nom de ces dernières est indiqué en italique.

Nom	Type spectral	Particularité chimique	Type pulsateur	Binarité	T_{eff} (K)	$[M/H]$	$\log g$	$v \cdot \sin i$ (km.s ⁻¹)	$\log \frac{L}{L_{\odot}}$	R/R_{\odot}	M/M_{\odot}	Age (10 ⁹ ans)	Freq. (c/f)	ℓ	m
HD 277	F0		γ Dor ⁽¹⁾	Single	6995 ± 60 ⁽²⁾	0.11 ± 0.08 ⁽²⁾	4.38 ± 0.11 ⁽²⁾	28 ⁽¹⁾ 30 ⁽³⁾	0.602 ⁽¹⁾	1.4 ⁽¹⁾			$f_1 = 1.1105 \pm 0.0003^{(1)}$ $f_2 = 1.0813 \pm 0.0003^{(1)}$ $f_3 = 1.3866 \pm 0.0003^{(1)}$ $f_4 = 0.83461 \pm 0.00009^{(2)}$		
HD 2842	F0V		γ Dor ⁽⁴⁾	Single	7091 ± 61 ⁽²⁾	-0.12 ± 0.10 ⁽²⁾	4.39 ± 0.08 ⁽²⁾	90 ⁽³⁾ 77 ⁽³⁾	0.756 ⁽⁴⁾	1.6 ⁽⁵⁾			$f_1 = 1.5368 \pm 0.0002^{(4)}$ $f_2 = 1.7129 \pm 0.0002^{(4)}$ $f_3 = 1.668 \pm 0.002^{(4)}$ $f_4 = 1.362 \pm 0.0004^{(6)}$ $f_5 = 1.3416 \pm 0.0004^{(6)}$ $f_6 = 1.8229 \pm 0.0003^{(8)}$ $f_7 = 2.7639 \pm 0.0004^{(8)}$ $f_8 = 1.925 \pm 0.0003^{(8)}$ $f_9 = 1.76050 \pm 0.00014^{(2)}$		
6568A	F0		γ Dor ⁽⁶⁾	SB1	6905 ± 53 ⁽²⁾	-0.09 ± 0.09 ⁽²⁾	4.29 ± 0.13 ⁽²⁾	90 ⁽⁵⁾	0.748 ⁽⁶⁾	1.5 ⁽⁶⁾			$f_1 = 2.8384 \pm 0.0039^{(4)}$ $f_2 = 20.1402 \pm 0.0430^{(4)}$ $f_3 = 20.6714 \pm 0.0042^{(4)}$ $f_4 = 8.42 \pm 0.0048^{(4)}$ $f_5 = 7.9024 \pm 0.0047^{(4)}$ $f_6 = 2.4057 \pm 0.0006^{(12)}$ $f_7 = 1.4778 \pm 0.0005^{(12)}$ $f_8 = 8.2607 \pm 0.0010^{(12)}$ $f_9 = 1.0178 \pm 0.0008^{(12)}$ $f_{10} = 1.5979 \pm 0.0002^{(12)}$ $f_{11} = 1.3428 \pm 0.0002^{(13)}$ $f_{12} = 1.8535 \pm 0.0003^{(13)}$ $f_{13} = 1.21563^{(19)}$ $f_{14} = 1.39594^{(19)}$ $f_{15} = 2.18636^{(19)}$		
7169A	F2V		γ Dor ⁽⁷⁾	VB, SB2	6905 ± 53 ⁽²⁾	-0.09 ± 0.09 ⁽²⁾	4.29 ± 0.13 ⁽²⁾	90 ⁽⁵⁾	0.699 ⁽⁸⁾	1.5 ⁽⁸⁾			$f_1 = 2.4795 \pm 0.0044^{(4)}$ $f_2 = 2.8384 \pm 0.0039^{(4)}$ $f_3 = 20.1402 \pm 0.0430^{(4)}$ $f_4 = 20.6714 \pm 0.0042^{(4)}$ $f_5 = 8.42 \pm 0.0048^{(4)}$ $f_6 = 7.9024 \pm 0.0047^{(4)}$ $f_7 = 2.4057 \pm 0.0006^{(12)}$ $f_8 = 1.4778 \pm 0.0005^{(12)}$ $f_9 = 8.2607 \pm 0.0010^{(12)}$ $f_{10} = 1.0178 \pm 0.0008^{(12)}$ $f_{11} = 1.5979 \pm 0.0002^{(12)}$ $f_{12} = 1.3428 \pm 0.0002^{(13)}$ $f_{13} = 1.8535 \pm 0.0003^{(13)}$ $f_{14} = 1.21563^{(19)}$ $f_{15} = 1.39594^{(19)}$ $f_{16} = 2.18636^{(19)}$		
HD 8801A	F0	A7m	γ Dor/ δ Scet ⁽⁹⁾	VB	7300 ⁽¹⁰⁾ 7158 ± 200 ⁽⁴⁾	-0.4 ⁽¹³⁾	4.1 ⁽¹⁰⁾	70 ⁽¹⁰⁾ 75 ⁽¹¹⁾	0.813 ± 0.004 ⁽⁴⁾	1.7 ± 0.1 ⁽⁴⁾	1.55 ± 0.1 ⁽⁴⁾	1.8 ⁽¹⁴⁾	$f_1 = 2.4795 \pm 0.0044^{(4)}$ $f_2 = 2.8384 \pm 0.0039^{(4)}$ $f_3 = 20.1402 \pm 0.0430^{(4)}$ $f_4 = 20.6714 \pm 0.0042^{(4)}$ $f_5 = 8.42 \pm 0.0048^{(4)}$ $f_6 = 7.9024 \pm 0.0047^{(4)}$ $f_7 = 2.4057 \pm 0.0006^{(12)}$ $f_8 = 1.4778 \pm 0.0005^{(12)}$ $f_9 = 8.2607 \pm 0.0010^{(12)}$ $f_{10} = 1.0178 \pm 0.0008^{(12)}$ $f_{11} = 1.5979 \pm 0.0002^{(12)}$ $f_{12} = 1.3428 \pm 0.0002^{(13)}$ $f_{13} = 1.8535 \pm 0.0003^{(13)}$ $f_{14} = 1.21563^{(19)}$ $f_{15} = 1.39594^{(19)}$ $f_{16} = 2.18636^{(19)}$		
HD 9365A	F0		γ Dor ⁽¹³⁾	VB	6887 ⁽¹⁴⁾	-0.4 ⁽¹³⁾	4.1 ⁽¹⁰⁾	80 ⁽⁵⁾ 69 ⁽³⁾	1.7 ⁽⁵⁾				$f_1 = 2.4795 \pm 0.0044^{(4)}$ $f_2 = 2.8384 \pm 0.0039^{(4)}$ $f_3 = 20.1402 \pm 0.0430^{(4)}$ $f_4 = 20.6714 \pm 0.0042^{(4)}$ $f_5 = 8.42 \pm 0.0048^{(4)}$ $f_6 = 7.9024 \pm 0.0047^{(4)}$ $f_7 = 2.4057 \pm 0.0006^{(12)}$ $f_8 = 1.4778 \pm 0.0005^{(12)}$ $f_9 = 8.2607 \pm 0.0010^{(12)}$ $f_{10} = 1.0178 \pm 0.0008^{(12)}$ $f_{11} = 1.5979 \pm 0.0002^{(12)}$ $f_{12} = 1.3428 \pm 0.0002^{(13)}$ $f_{13} = 1.8535 \pm 0.0003^{(13)}$ $f_{14} = 1.21563^{(19)}$ $f_{15} = 1.39594^{(19)}$ $f_{16} = 2.18636^{(19)}$		
HD 12901	F0		γ Dor ⁽¹⁶⁾	Single	7010 ± 60 ⁽¹⁶⁾ 6966 ⁽¹⁷⁾ 6950 ⁽¹⁸⁾ 7200 ⁽¹⁸⁾ 6950 ⁽¹⁸⁾	-0.40 ± 0.11 ⁽¹⁶⁾ -0.57 ⁽¹⁷⁾ -0.33 ± 0.10 ⁽¹⁸⁾	4.47 ± 0.09 ⁽¹⁶⁾ 4.07 ± 0.13 ⁽¹⁸⁾ 4.39 ± 0.20 ⁽¹⁸⁾	64 ⁽¹⁶⁾ 66 ⁽³⁾ 53 ⁽¹⁹⁾	0.973 ⁽²⁰⁾ 1.2 ⁽¹⁶⁾	1.9 ⁽²⁰⁾ 1.2 ⁽¹⁶⁾	1.5 ⁽¹⁶⁾	1.8 ⁽¹⁷⁾	$f_1 = 2.4795 \pm 0.0044^{(4)}$ $f_2 = 2.8384 \pm 0.0039^{(4)}$ $f_3 = 20.1402 \pm 0.0430^{(4)}$ $f_4 = 20.6714 \pm 0.0042^{(4)}$ $f_5 = 8.42 \pm 0.0048^{(4)}$ $f_6 = 7.9024 \pm 0.0047^{(4)}$ $f_7 = 2.4057 \pm 0.0006^{(12)}$ $f_8 = 1.4778 \pm 0.0005^{(12)}$ $f_9 = 8.2607 \pm 0.0010^{(12)}$ $f_{10} = 1.0178 \pm 0.0008^{(12)}$ $f_{11} = 1.5979 \pm 0.0002^{(12)}$ $f_{12} = 1.3428 \pm 0.0002^{(13)}$ $f_{13} = 1.8535 \pm 0.0003^{(13)}$ $f_{14} = 1.21563^{(19)}$ $f_{15} = 1.39594^{(19)}$ $f_{16} = 2.18636^{(19)}$		
HD 14940	F0IV/V		γ Dor ⁽²¹⁾		7120 ⁽²²⁾ 6998 ⁽¹⁷⁾			39 ⁽²³⁾							
HD 17163	F0III		γ Dor ⁽⁶⁾	Single	7071 ± 166 ⁽²⁴⁾			120 ⁽²³⁾ 94 ⁽²⁴⁾ 105 ⁽⁶⁾	0.892 ⁽⁶⁾	1.8 ⁽⁶⁾			$f_1 = 2.3612 \pm 0.0003^{(6)}$		
HD 17310A	F0		γ Dor ⁽⁴⁾	SB1	6887 ⁽¹⁷⁾	-0.24 ⁽¹⁷⁾		10 ⁽⁴⁾	0.863 ⁽⁴⁾	1.9 ⁽⁴⁾		1.6 ⁽¹⁷⁾	$f_1 = 0.4682 \pm 0.0004^{(4)}$ $f_2 = 0.5472 \pm 0.0004^{(4)}$ $f_3 = 0.4075 \pm 0.0003^{(4)}$		
HD 18995	F0		γ Dor ⁽²⁰⁾	Single	6808 ⁽¹⁷⁾	-0.29 ⁽¹⁷⁾		30 ⁽²⁰⁾	0.982 ⁽²⁰⁾	2.1 ⁽²⁰⁾		1.7 ⁽¹⁷⁾	$f_1 = 0.9231 \pm 0.0003^{(20)}$		
HD 19684A	F0		γ Dor ⁽²⁰⁾	SB1	7350 ⁽²⁵⁾			59 ⁽²⁶⁾	1.173 ⁽²⁶⁾ 1.14 ⁽²⁶⁾	2.4 ⁽²⁶⁾			$f_1 = 2.88 \pm 0.0004^{(26)}$ $f_2 = 2.7302 \pm 0.0005^{(26)}$ $f_3 = 2.9149 \pm 0.0007^{(26)}$ $f_4 = 2.8118 \pm 0.0004^{(26)}$ $f_5 = 2.6512 \pm 0.0005^{(26)}$		
HD 22702	A2		γ Dor ⁽²⁷⁾		6720 ± 47 ⁽²⁾			95 ⁽⁷⁾	0.82 ⁽⁷⁾	1.9 ⁽⁷⁾			$f_1 = 2.25664 \pm 0.00005^{(27)}$ $f_2 = 1.88559 \pm 0.00012^{(2)}$		
HD 23874A	F0		γ Dor ⁽⁷⁾	VB, SB2	6966 ⁽¹⁷⁾	-0.06 ± 0.08 ⁽²⁾	4.04 ± 0.15 ⁽²⁾	64 ⁽⁹⁾	0.69 ⁽⁶⁾	1.5 ⁽⁶⁾		1.2 ⁽¹⁷⁾	$f_1 = 1.2632 \pm 0.0003^{(6)}$		
HD 25906A	F0		γ Dor ⁽⁶⁾	SB1 ?	6966 ⁽¹⁷⁾	-0.16 ⁽¹⁷⁾		64 ⁽⁹⁾	0.69 ⁽⁶⁾	1.5 ⁽⁶⁾		1.2 ⁽¹⁷⁾	$f_1 = 1.2632 \pm 0.0003^{(6)}$		

Nom	Type spectral	Particularité chimique	Type pulsateur	Binarité	T_{eff} (K)	[M/H]	log g	$v \cdot \sin i$ (km.s ⁻¹)	$\log \frac{L}{L_{\odot}}$	R/R_{\odot}	M/M_{\odot}	Age (10 ⁶ ans)	Freq. (c/1)	ℓ	m
HD 27290	F1V		γ Dor ⁽²⁸⁾	Single	7200 ⁽²⁹⁾			62 ⁽²⁹⁾	0.845 ⁽²⁹⁾	1.7 ⁽²⁹⁾	1.57 ⁽²⁹⁾		$f_2 = 1.2248 \pm 0.0002^{(6)}$ $f_3 = 0.7452 \pm 0.0003^{(6)}$	3 ⁽²⁸⁾ 1 ⁽²⁸⁾ 1 ⁽²⁸⁾	
HD 31550	A5		γ Dor ⁽⁶⁾	Single	6918 ⁽¹⁷⁾	-0.1 ⁽¹⁷⁾		32 ⁽⁶⁾	0.724 ⁽⁶⁾	1.6 ⁽⁶⁾		1.3 ⁽¹⁷⁾	$f_1 = 0.6686 \pm 0.0003^{(6)}$		
HD 32348A	F2		γ Dor ⁽¹³⁾	SB2	6776 ⁽¹⁷⁾ 6714 ⁽³¹⁾	-0.49 ⁽¹⁷⁾ -0.3 ⁽¹³⁾		55 ⁽¹³⁾	2.241 \pm (31)			1.9 ⁽¹⁷⁾	$f_1 = 1.2591 \pm 0.0002^{(13)}$ $f_2 = 1.1346 \pm 0.0002^{(13)}$ $f_3 = 1.1705 \pm 0.0002^{(13)}$ $f_4 = 1.1852 \pm 0.0002^{(13)}$	3 ⁽²⁸⁾ 1 ⁽²⁸⁾ 1 ⁽²⁸⁾	
HD 32537A	F0V		γ Dor ⁽³²⁾	VB	8630 ⁽³³⁾ 7050 ⁽³⁴⁾ 6918 ⁽¹⁷⁾	0.03 ⁽³⁵⁾ 0.1 ⁽³⁶⁾ -0.36 ⁽¹⁷⁾	4.2 ⁽³⁵⁾ 4.2 ⁽³⁴⁾	<25 ⁽³⁷⁾ 17.8 ⁽³⁸⁾	1.2 ⁽³³⁾ 1.64 ⁽³⁴⁾ 1.64 ⁽³⁸⁾	1.2 ⁽³³⁾ 1.64 ⁽³⁴⁾ 1.64 ⁽³⁸⁾		1.7 ⁽¹⁷⁾	$f_1 = 0.795^{(38)}$ $f_2 = 0.345^{(38)}$ $f_3 = 0.7679^{(32)}$	3 ⁽⁴⁰⁾ γ (37), (39)	1 ⁽⁴⁰⁾
HD 38309Aa	F0III		γ Dor ⁽⁶⁾	VB, SB2	7045 \pm 129 ⁽²⁴⁾			83 ⁽²⁴⁾ 86 ⁽²³⁾ 95 ⁽⁶⁾	0.799 ⁽⁶⁾	1.7 ⁽⁶⁾			$f_1 = 2.6523 \pm 0.0003^{(6)}$ $f_2 = 2.7783 \pm 0.0003^{(6)}$ $f_3 = 2.8808 \pm 0.0003^{(6)}$		
HD 40745	F2IV		γ Dor ⁽¹³⁾	Single	6790 ⁽²²⁾ 6902 ⁽¹⁷⁾ 6900 \pm 100 ⁽¹⁸⁾ 6950 \pm 250 ⁽¹⁸⁾ 6840 \pm 180 ⁽¹⁸⁾	-0.04 ⁽¹⁷⁾ 0.08 \pm 0.1 ⁽¹⁸⁾ 0 \pm 0.09 ⁽¹⁸⁾ 37 ⁽¹⁸⁾	3.98 ⁽²²⁾ 3.91 \pm 0.2 ⁽¹⁸⁾ 4.05 \pm 0.12 ⁽¹⁸⁾	33 ⁽²²⁾ 42 ⁽²³⁾ 37 ⁽³⁾	0.959 ⁽¹³⁾	2.1 ⁽¹³⁾		1.3 ⁽¹⁷⁾	$f_1 = 1.2132 \pm 0.0003^{(13)}$ $f_2 = 0.7361 \pm 0.0003^{(13)}$ $f_3 = 0.5377 \pm 0.0002^{(13)}$ $f_4 = 2.182 \pm 0.0002^{(13)}$		
HD 41448	F4V	A9V	γ Dor ⁽¹³⁾	Single	6934 ⁽⁴¹⁾	0.07 ⁽⁴¹⁾			0.863 ⁽¹³⁾	1.9 ⁽¹³⁾		1.2 ⁽⁴¹⁾	$f_1 = 1.2327 \pm 0.0003^{(13)}$ $f_2 = 1.2951 \pm 0.0002^{(13)}$ $f_3 = 1.4613 \pm 0.0002^{(13)}$		
HD 41547A	F0		γ Dor	SB2	7650 ⁽⁴²⁾	-0.3 ⁽⁴²⁾	4.2 ⁽⁴²⁾	50 ⁽³⁾ 58 ⁽⁴²⁾	0.799 ⁽⁶⁾	1.657 \pm 0.16 ⁽³¹⁾			$f_1 = 2.94118^{(6)}$		
HD 44195	F0		γ Dor/ δ Sc ⁽³¹⁾	Single	7050 \pm 60 ⁽²⁾	-0.15 \pm 0.1 ⁽²⁾	4.47 \pm 0.08 ⁽²⁾	32 ⁽⁵⁾	0.839 ⁽⁵⁾	1.7 ⁽⁵⁾		1.5 ⁽¹⁷⁾	$f_1 = 0.91236 \pm 0.00004^{(2)}$ $f_2 = 0.87189 \pm 0.00011^{(2)}$ $f_3 = 0.92314 \pm 0.00053^{(2)}$ $f_4 = 1.75472 \pm 0.00015^{(2)}$		
HD 45638	A9IV		γ Dor ⁽⁵⁾	Single	6966 ⁽¹⁷⁾ 7060 ⁽⁴³⁾	-0.19 ⁽¹⁷⁾ -0.1 ⁽⁴³⁾	4.27 ⁽⁴³⁾	21 ⁽⁴³⁾					$f_1 = 0.91236 \pm 0.00004^{(2)}$ $f_2 = 0.87189 \pm 0.00011^{(2)}$ $f_3 = 0.92314 \pm 0.00053^{(2)}$ $f_4 = 1.75472 \pm 0.00015^{(2)}$		
HD 48271	F0		γ Dor ⁽⁷⁾	Single	7050 ⁽²⁾ 6966 ⁽¹⁷⁾ 7060 ⁽⁴³⁾	-0.15 \pm 0.1 ⁽²⁾ -0.19 ⁽¹⁷⁾ -0.1 ⁽⁴³⁾	4.47 \pm 0.08 ⁽²⁾ 4.27 ⁽⁴³⁾	32 ⁽⁷⁾ 21 ⁽⁴³⁾	0.839 ⁽⁷⁾	1.7 ⁽⁷⁾		1.5 ⁽¹⁷⁾	$f_1 = 0.91236 \pm 0.00004^{(2)}$ $f_2 = 0.87189 \pm 0.00011^{(2)}$ $f_3 = 0.92314 \pm 0.00053^{(2)}$ $f_4 = 1.75472 \pm 0.00015^{(2)}$		
HD 48501A	F2V		γ Dor ⁽¹⁶⁾	VB	7099 ⁽⁴⁴⁾ 7240 \pm 90 ⁽²¹⁾ 7240 \pm 100 ⁽⁴⁵⁾ 7020 \pm 60 ⁽¹⁶⁾	-0.1 \pm 0.1 ⁽¹⁶⁾ 0.01 ⁽⁴⁴⁾ -0.12 \pm 0.1 ⁽⁴⁵⁾ 0.15 \pm 0.11 ⁽⁴⁵⁾	3.96 ⁽⁴⁴⁾ 3.92 \pm 0.2 ⁽⁴⁵⁾ 4.82 \pm 0.12 ⁽⁴⁵⁾ 4.28 \pm 0.12 ⁽⁴⁵⁾ 4.49 \pm 0.1 ⁽¹⁶⁾	44 \pm 4 ⁽²¹⁾ 40 ⁽²¹⁾	0.778 ⁽⁴⁶⁾	1.1 ⁽¹⁶⁾ 1.6 ⁽⁴⁶⁾	1.5 ⁽¹⁶⁾		$f_1 = 1.8969 \pm 0.0003^{(20)}$ $f_2 = 1.9641 \pm 0.0002^{(20)}$		
HD 49015A	F0IV		γ Dor ⁽²⁰⁾	VB	7020 ⁽⁴³⁾ 6902 ⁽¹⁷⁾	0.08 ⁽⁴³⁾ 0.03 ⁽¹⁷⁾	4.2 ⁽⁴³⁾	41.5 ⁽⁴⁷⁾ 40 ⁽²⁰⁾	0.778 ⁽²⁰⁾	1.7 ⁽²⁰⁾		1.1 ⁽¹⁷⁾	$f_1 = 0.23427^{(5)(48)}$ $f_2 = 1.9641 \pm 0.0002^{(20)}$		
HD 49454	F1V		γ Dor/ δ Sc ⁽⁴⁸⁾	Single	7221 \pm 101 ⁽⁴⁹⁾ 7254 \pm 69 ⁽⁵¹⁾ 7346 \pm 69 ⁽⁵⁰⁾ 7632 \pm 126 ⁽⁵¹⁾ 7300 \pm 200 ⁽⁵¹⁾ 7343 \pm 200 ⁽⁵²⁾ 7250 ⁽⁵³⁾	-0.265 \pm 0.235 ⁽⁴⁹⁾ -0.13 \pm 0.14 ⁽⁵⁴⁾ -0.1 ⁽⁵³⁾ 0.09 \pm 0.07 ⁽⁵¹⁾ -0.04 \pm 0.21 ⁽⁵¹⁾ 0.01 \pm 0.2 ⁽⁵²⁾	3.83 \pm 0.33 ⁽⁴⁹⁾ 4.43 \pm 0.2 ⁽⁵¹⁾ 4.4 \pm 0.45 ⁽⁵¹⁾ 4.21 \pm 0.2 ⁽⁵²⁾ 4.1 ⁽⁵³⁾	79 ⁽⁴⁹⁾ 85.4 \pm 6.6 ⁽⁵¹⁾ 82 ⁽³⁾ 90 ⁽⁵³⁾	1.601 ⁽³¹⁾	1.1 ⁽⁵⁵⁾		$f_1 = 0.23427^{(5)(48)}$ $f_2 = 1.27326^{(48)}$ $f_3 = 1.4831^{(8)(48)}$ $f_4 = 1.73480^{(3)(48)}$ $f_5 = 2.6662^{(46)}$	5.7 ⁽⁴⁹⁾ 4.6 ⁽⁴⁸⁾	0.4 ⁽⁴⁸⁾	
HD 50747		A4IV	γ Dor					67 ⁽⁵⁶⁾					$f_1 = 4.865^{(57)}$ $f_2 = 0.556^{(57)}$ $f_3 = 0.414^{(57)}$		

Nom	Type spectral	Particularité chimique	Type pulsateur	Binarité	T_{eff} (K)	[M/H]	log g	$v \cdot \sin i$ (km.s ⁻¹)	$\log \frac{L}{L_{\odot}}$	R/R _⊙	M/M _⊙	Age (10 ⁹ ans)	Freq. (c/1)	ℓ	m
HD 55892	F3Vfe-10		γ Dor ⁽⁵⁸⁾	Single	6850 ⁽³⁴⁾ 6902 ⁽⁴⁴⁾	-0.28 ⁽³⁴⁾	3.9 ⁽³⁴⁾	51 ⁽²³⁾	0.748 ⁽²⁰⁾	1.6 ⁽²⁰⁾ 1.92 ⁽³⁴⁾		1.7 ⁽⁴¹⁾	$f_1 = 2.1935^{(7)}$ $f_5 = 1.02^{(57)}$ $f_1 = 1.0434^{(34)}$ $f_2 = 0.9951^{(33)}$ $f_3 = 1.1088^{(34)}$ $f_4 = 0.9019^{(34)}$		
HD 62196A	F0		γ Dor ⁽⁶⁾	SB1	6761 ⁽¹⁷⁾	-0.72 ⁽¹⁷⁾		6 ⁽⁵⁹⁾	2.8 ⁽⁵⁹⁾	1.1 ⁽⁵⁹⁾		0.9 ⁽¹⁷⁾	$f_1 = 0.9966 \pm 0.0002^{(59)}$ $f_2 = 1.0077^{(59)}$		
HD 62454A	F0		γ Dor ⁽²⁹⁾	SB2	7125 ⁽²⁹⁾ 7190 ± 300 ⁽⁶⁰⁾ 6020 ± 300 ⁽⁶⁰⁾ 6997 ± 57 ⁽²⁾ 6966 ⁽¹⁴⁾	0.16 ± 0.1 ⁽²⁹⁾ 0.16 ± 0.1 ⁽⁶⁰⁾ 0.03 ± 0.09 ⁽²⁾ 0.13 ⁽¹⁴⁾	4.19 ± 0.09 ⁽⁶⁰⁾ 4.23 ± 0.09 ⁽⁶⁰⁾ 4.45 ± 0.11 ⁽²⁾	53 ⁽²⁹⁾ 11.5 ± 1 ⁽⁶⁰⁾ 5 ± 1 ⁽⁶⁰⁾	0.978 ⁽²⁹⁾ 0.809 ± 0.014 ⁽⁶⁰⁾ 0.337 ± 0.014 ⁽⁶⁰⁾	2.02 ⁽²⁹⁾ 1.36 ± 0.14 ⁽⁶⁰⁾ 3.9 ± 0.04 ⁽⁶⁰⁾	1.66 ⁽²⁹⁾ 2.73 ± 0.04 ⁽⁶⁰⁾ 3.9 ± 0.04 ⁽⁶⁰⁾	1.1 ⁽¹⁴⁾	$f_1 = 1.60146 \pm 0.00012^{(60)}$ $f_2 = 1.43678 \pm 0.00029^{(60)}$ $f_3 = 1.73671 \pm 0.0001^{(60)}$ $f_4 = 1.83372 \pm 0.00044^{(60)}$ $f_5 = 1.80753 \pm 0.00054^{(60)}$		
HD 63436	F2		γ Dor ⁽⁶⁾	Single	7230 ⁽³³⁾	-0.04 ⁽⁴³⁾	4.45 ⁽⁴³⁾	66 ⁽³⁾ 70 ⁽⁶⁾	0.477 ⁽⁶⁾	1.2 ⁽⁶⁾			$f_1 = 1.4557 \pm 0.0003^{(6)}$ $f_2 = 1.402 \pm 0.0003^{(6),(42)}$ $f_3 = 1.4443 \pm 0.0003^{(6)}$ $f_4 = 1.8372 \pm 0.0003^{(6),(42)}$		
HD 64729	F0		γ Dor ⁽⁷⁾	Single	6855 ⁽¹⁷⁾	-0.25 ⁽¹⁷⁾		65 ⁽⁵⁾	0.806 ⁽⁵⁾	1.8 ⁽⁵⁾		1.7 ⁽¹⁷⁾	$f_1 = 1.3797 \pm 0.0002^{(5)}$		
65526		A3	γ Dor ⁽⁶¹⁾	Single	7240 ⁽⁴³⁾ 7170 ± 110 ⁽¹⁸⁾ 7170 ± 210 ⁽¹⁸⁾	-0.29 ⁽⁴³⁾ -0.26 ± 0.13 ⁽¹⁸⁾	4.35 ⁽⁴³⁾ 4.4 ± 0.13 ⁽¹⁸⁾	59 ⁽³⁾ 59 ⁽⁶⁾	0.672 ⁽²⁰⁾	1.4 ⁽²⁰⁾			$f_1 = 1.5527 \pm 0.0003^{(6),(42),(14)}$ $f_2 = 1.6735 \pm 0.0003^{(6),(42),(14)}$ $f_3 = 1.7101 \pm 0.0003^{(6)}$		
HD height 68192	F2V		γ Dor ⁽²⁹⁾	Single	7000 ⁽²⁹⁾ 6920 ± 75 ⁽⁶⁰⁾ 6871 ⁽¹⁴⁾	0.05 ⁽²⁹⁾ 0.021 ⁽⁶⁰⁾ -0.05 ⁽¹⁴⁾	3.87 ± 0.05 ⁽⁶⁰⁾	85 ⁽²⁹⁾ 85 ± 5 ⁽⁶⁰⁾	1.021 ⁽²⁹⁾ 0.976 ± 0.008 ⁽⁶⁰⁾	2.2 ⁽²⁹⁾ 2.14 ± 0.05 ⁽⁶⁰⁾	1.71 ⁽²⁹⁾ 1.23 ± 0.15 ⁽⁶⁰⁾	1.4 ⁽¹⁴⁾	$f_1 = 1.30022 \pm 0.00001^{(60)}$ $f_2 = 1.2022 \pm 0.00005^{(60)}$		
HD 69682	F0IV		γ Dor ⁽⁶⁾	Single	7030 ⁽⁴³⁾ 6987 ± 58 ⁽²⁾ 6966 ⁽¹⁴⁾	-0.15 ⁽⁴³⁾ -0.24 ± 0.1 ⁽²⁾ -0.29 ⁽¹⁴⁾	4.18 ⁽⁴³⁾ 4.39 ± 0.1 ⁽²⁾	145 ⁽³⁾	0.881 ⁽⁶⁾	1.8 ⁽⁶⁾			$f_1 = 1.8801 \pm 0.0002^{(6)}$ $f_2 = 2.0963 \pm 0.0002^{(6)}$		
HD 69715A		A5	γ Dor ⁽⁴⁾	VB	7030 ⁽⁴³⁾ 6987 ± 58 ⁽²⁾ 6966 ⁽¹⁴⁾	-0.15 ⁽⁴³⁾ -0.24 ± 0.1 ⁽²⁾ -0.29 ⁽¹⁴⁾	4.18 ⁽⁴³⁾ 4.39 ± 0.1 ⁽²⁾	145 ⁽³⁾	0.653 ⁽⁴⁾	1.5 ⁽⁴⁾		1.3 ⁽⁴¹⁾ 1.2 ⁽¹⁴⁾	$f_1 = 2.45643 \pm 0.00012^{(4)}$ $f_2 = 2.44124 \pm 0.00011^{(2),(4)}$ $f_3 = 1.77841^{(43)}$ $f_4 = 2.59878^{(43)}$ $f_5 = 2.82043^{(43)}$ $f_6 = 3.08242^{(43)}$		
HD 70645A	F0		γ Dor ⁽⁵⁾	SB1	7150 ⁽⁴³⁾		4.3 ⁽⁴³⁾	11 ⁽³⁾	0.886 ⁽⁴⁾	1.9 ⁽⁴⁾			$f_1 = 0.9065 \pm 0.0002^{(4)}$ $f_2 = 1.2612 \pm 0.0002^{(4),(42),(14)}$ $f_3 = 1.164 \pm 0.0002^{(4)}$ $f_4 = 0.8061 \pm 0.0002^{(4),(14)}$ $f_5 = 0.8726 \pm 0.0002^{(4)}$		
HD 74307	F0		γ Dor ⁽²⁾	Single	7221 ± 62 ⁽²⁾	-0.14 ⁽²⁾	4.5 ± 0.08 ⁽²⁾		1.121 ⁽⁶⁾	2.4 ⁽⁶⁾			$f_1 = 1.905773^{(2)}$ $f_2 = 1.820999^{(2)}$ $f_3 = 1.845691^{(2)}$		
HD 80731A	F0V		γ Dor ⁽³⁾	SB1	7100 ⁽⁴³⁾	-0.14 ⁽⁴³⁾	4.12 ⁽⁴³⁾	14 ⁽⁴⁾	0.845 ⁽⁴⁾	1.8 ⁽⁴⁾			$f_1 = 0.8961 \pm 0.0002^{(4),(14)}$ $f_2 = 0.7823 \pm 0.0002^{(4)}$ $f_3 = 0.6599 \pm 0.0002^{(4)}$ $f_4 = 1.3119 \pm 0.0002^{(4)}$		
HD 86358A	F3V		γ Dor ⁽⁷⁾	SB2	6871 ⁽¹⁷⁾ 6910 ± 54 ⁽²⁾	-0.07 ⁽¹⁷⁾ -0.11 ± 0.1 ⁽²⁾	4.47 ± 0.13 ⁽²⁾	33 ⁽²³⁾ 65 ⁽⁷⁾ 25 ⁽⁶³⁾ 30 ⁽⁶²⁾	0.785 ⁽¹³⁾	1.6 ⁽¹³⁾ 1.7 ⁽⁶²⁾		1.4 ⁽¹⁷⁾	$f_1 = 1.18526 \pm 0.00006^{(2),(7),(14)}$ $f_2 = 1.28995 \pm 0.00007^{(2),(7),(14)}$ $f_3 = 1.1217 \pm 0.00006^{(2),(7)}$ $f_4 = 1.14247 \pm 0.00008^{(2),(7)}$ $f_5 = 1.00138 \pm 0.0004^{(2)}$		
HD 86371A	F0V		γ Dor ⁽⁶¹⁾	SB2	7111 ⁽¹¹⁾			11 ⁽³⁾ 6 ⁽³⁾	1.045 ⁽²⁰⁾	2.1 ⁽²⁰⁾			$f_1 = 0.4067^{(15)}$ $f_2 = 0.909^{(15)}$		
HD 86371B	F0V		γ Dor ⁽¹⁵⁾	SB2	7111 ⁽¹¹⁾			11 ⁽¹¹⁾	1.045 ⁽²⁰⁾	2.1 ⁽²⁰⁾			$f_1 = 0.4067^{(15)}$ $f_2 = 0.909^{(15)}$		

Nom	Type spectral	Particularité chimique	Type pulsateur	Binarité	T_{eff} (K)	$[M/H]$	$\log g$	$v \cdot \sin i$ (km.s ⁻¹)	$\log \frac{L}{L_{\odot}}$	R/R_{\odot}	M/M_{\odot}	Δg (10 ⁻⁶ ans)	Freq. (c/1)	ℓ	m	
HD 89781	F0		γ Dor ⁽¹³⁾	Single	6982 ⁽¹⁷⁾ 6996 ± 68 ⁽³¹⁾	-0.2 ⁽¹⁷⁾		120 ⁽¹³⁾	1.107 ⁽¹³⁾	2.488 ± 0.272 ⁽³¹⁾ 2.5 ⁽¹³⁾		1.4 ⁽¹⁷⁾	$f_1 = 2.6274 \pm 0.0002^{(13)}$ $f_2 = 1.7722 \pm 0.0002^{(13)}$ $f_3 = 2.0298 \pm 0.0002^{(13)}$ $f_4 = 2.0846 \pm 0.0002^{(13)}$			
HD 99267	F0		γ Dor ⁽⁶⁾	Single	6982 ⁽¹⁷⁾	-0.27 ⁽¹⁷⁾		95 ⁽⁶⁾	0.74 ⁽⁶⁾	1.5 ⁽⁶⁾		1.6 ⁽¹⁷⁾	$f_1 = 1.7402 \pm 0.0002^{(6)}$ $f_2 = 1.769 \pm 0.0002^{(6)}$ $f_3 = 1.7802 \pm 0.0002^{(6)}$ $f_4 = 1.7001 \pm 0.0002^{(6)}$ $f_5 = 2.1029 \pm 0.0002^{(6)}$			
HD 99329	F3IV		γ Dor ⁽²⁰⁾	Single	6950 ⁽¹⁷⁾	0.01 ⁽¹⁷⁾		140 ⁽²⁰⁾ 170 ⁽²³⁾	0.924 ⁽¹³⁾	2 ⁽¹³⁾		1.2 ⁽¹⁷⁾	$f_1 = 2.2082 \pm 0.0002^{(20)}$ $f_2 = 1.5869 \pm 0.0002^{(20)}$ $f_3 = 2.0923 \pm 0.0002^{(20)}$ $f_4 = 1.0424 \pm 0.0002^{(20)}$ $f_5 = 1.1934 \pm 0.0002^{(20)}$			
HD 100215A		Am	γ Dor ⁽⁷⁾	SB2	6998 ⁽¹⁷⁾ 7190 ± 59 ⁽²⁾	0.02 ⁽¹⁷⁾ -0.04 ± 0.09 ⁽²⁾	4.4 ± 0.07 ⁽²⁾	25 ⁽⁶²⁾	0.724 ⁽⁸⁾	1.4 ⁽⁸⁾		0.9 ⁽¹⁷⁾	$f_1 = 1.3221 \pm 0.0002^{(8)}$ $f_2 = 1.4226 \pm 0.0002^{(8)}$ $f_3 = 1.6155 \pm 0.0003^{(8)}$ $f_4 = 1.2781 \pm 0.0002^{(8)}$ $f_5 = 1.54354^{(2)}$			
HD 103751	F2		γ Dor ⁽¹³⁾	Single	6887 ⁽¹⁷⁾	-0.12 ⁽¹⁷⁾		60 ⁽⁸⁾	0.756 ⁽⁸⁾	1.5 ⁽⁸⁾		1.3 ⁽¹⁷⁾	$f_1 = 1.4536 \pm 0.0002^{(8)}$ $f_2 = 1.6982 \pm 0.0002^{(8)}$ $f_3 = 1.5712 \pm 0.0002^{(8)}$ $f_4 = 1.3503 \pm 0.0002^{(8)}$ $f_5 = 1.3364 \pm 0.0002^{(8)}$			
HD 105085A	F5		γ Dor ⁽⁷⁾	SB2	6887 ⁽¹⁷⁾	-0.12 ⁽¹⁷⁾							$f_1 = 1.4536 \pm 0.0002^{(8)}$ $f_2 = 1.6982 \pm 0.0002^{(8)}$ $f_3 = 1.5712 \pm 0.0002^{(8)}$ $f_4 = 1.3503 \pm 0.0002^{(8)}$ $f_5 = 1.3364 \pm 0.0002^{(8)}$			
HD 105458	F0III		γ Dor ⁽¹⁾	Single	7144 ± 62 ⁽²⁾	-0.2 ± 0.11 ⁽²⁾	4.5 ± 0.07 ⁽²⁾	115 ⁽⁶²⁾ 39 ⁽⁵⁾ 40 ⁽¹⁾ 40 ⁽¹⁾ 40 ⁽¹⁾ 40 ⁽¹⁾	0.778 ⁽¹⁾	1.5 ⁽¹⁾		1.5 ⁽¹⁷⁾	$f_1 = 1.32084 \pm 0.00003^{(2)}$ $f_2 = 1.25034 \pm 0.00006^{(2)}$ $f_3 = 1.40903 \pm 0.00007^{(2)}$ $f_4 = 0.94631 \pm 0.00098^{(2)}$ $f_5 = 1.55279 \pm 0.0001^{(2)}$ $f_6 = 1.09007 \pm 0.00002^{(2)}$			
HD 107192	F2V		γ Dor		7010 ⁽²²⁾ 6902 ⁽¹⁷⁾	-0.17 ⁽¹⁷⁾	4.46 ⁽²²⁾	40 ⁽¹⁾				1.5 ⁽¹⁷⁾	$f_1 = 1.3818^{(22)}$ $f_2 = 0.2018^{(22)}$			
HD 108100A	F2V		γ Dor ⁽²⁾	SB2	6950 ⁽²⁹⁾ 6823 ⁽¹⁴⁾ 6850 ⁽³⁴⁾ 6809 ± 50 ⁽²⁾	-0.14 ⁽¹⁴⁾ -0.08 ± 0.09 ⁽²⁾	3.0 ⁽³⁴⁾ 4.17 ± 0.15 ⁽²⁾	65 ⁽²⁰⁾ 68 ± 3 ⁽⁶⁴⁾ 65 ± 13 ⁽³⁾	0.903 ⁽²⁰⁾ 0.929 ⁽²⁹⁾	1.9 ⁽²⁰⁾ 1.4 ⁽⁶⁴⁾ 2.01 ⁽²⁹⁾ 1.97 ⁽³⁴⁾	1.62 ⁽²⁹⁾	1.6 ⁽¹⁴⁾	$f_1 = 1.40132 \pm 0.00007^{(2)}$ $f_2 = 1.32726 \pm 0.00008^{(2)}$ $f_3 = 1.34071 \pm 0.00001^{(2)}$			
HD 112429	F0IV/V		γ Dor ⁽⁴⁾	Single	7190 ⁽²²⁾		4.4 ⁽²²⁾	130 ⁽²²⁾ 144 ⁽²³⁾ 115 ⁽⁶²⁾ 101 ⁽³⁾	0.716 ⁽⁴⁾	1.5 ⁽⁶²⁾			$f_1 = 2.3557 \pm 0.0002^{(4)}$ $f_2 = 2.243 \pm 0.0002^{(4)}$ $f_3 = 2.4671 \pm 0.0002^{(4)}$ $f_4 = 2.5107 \pm 0.0003^{(4)}$ $f_5 = 2.0493 \pm 0.0002^{(4)}$			
HD 112685	F0V		γ Dor ⁽³⁾					70 ⁽²¹⁾					$f_1 = 1.6051^{(65)}$ $f_2 = 2.8653^{(65)}$ $f_3 = 1.3569^{(65)}$			
HD 113867A	F0		γ Dor ⁽⁷⁾	SB2	7165 ± 62 ⁽²⁾	-0.1 ± 0.1 ⁽²⁾	4.4 ± 0.08 ⁽²⁾	120 ⁽⁶²⁾	0.875 ⁽⁶⁾	1.7 ⁽⁶⁾ 1.8 ⁽⁶²⁾						
HD 113867B			γ Dor ⁽⁷⁾	SB2				110 ⁽³⁾ 106 ⁽²⁾ 8.5 ⁽³⁾	0.716 ⁽⁶⁾	1.5 ⁽⁶⁾				$f_1 = 0.8887 \pm 0.0003^{(8)}$ $f_2 = 1.00553 \pm -1^{(8)}$		

Nom	Type spectral	Particularité chimique	Type pulsateur	Binarité	T_{eff} (K)	[M/H]	log g	$v \cdot \sin i$ (km.s ⁻¹)	log $\frac{L}{L_{\odot}}$	R/R _⊙	M/M _⊙	Age (10 ⁶ ans)	Freq. (c/f)	ℓ	m
													$f_3 = 1.7785 \pm 0.0002^{(8),(2)}$ $f_4 = 1.89101 \pm 1.0003^{(8),(2)}$ $f_5 = 0.8841 \pm 0.0003^{(8),(2)}$ $f_6 = 1.42185^{(2)}$		
HD 114447Aa		A9III-IV	γ Dor ⁽⁶⁾	SB2				50 ⁽⁶⁾	0.845 ⁽⁶⁾	1.7 ⁽⁶⁾			$f_1 = 1.1284 \pm 0.0003^{(6)}$ $f_2 = 1.3386 \pm 0.0002^{(6)}$ $f_3 = 1.4499 \pm 0.0002^{(6)}$		
HD 114447Ab			γ Dor ⁽⁶⁾	SB2				82 ⁽²³⁾ 90 ⁽⁶⁾	0.763 ⁽⁶⁾	1.5 ⁽⁶⁾			$f_1 = 1.1284 \pm 0.0003^{(6)}$ $f_2 = 1.3386 \pm 0.0002^{(6)}$ $f_3 = 1.4499 \pm 0.0002^{(6)}$		
HD 114839		Am	γ Dor ⁽⁷⁾ /Scf ⁽⁶⁶⁾	Single	7356 ± 77 ⁽³¹⁾				1.097 ⁽⁶⁾	2.177 ± 0.45 ⁽³¹⁾ 2.3 ⁽⁶⁾			$f_1 = 1.3412^{(66)}$ $f_2 = 1.8905^{(66)}$ $f_3 = 2.2609^{(66)}$ $f_4 = 2.3376^{(66)}$ $f_5 = 6.6678^{(66)}$		
HD 115466	F0		γ Dor ⁽⁵⁾	Single	6934 ⁽¹⁴⁾	-0.12 ⁽¹⁴⁾		42 ⁽⁴⁾ 44 ⁽⁶²⁾	0.929 ⁽⁴⁾	2 ⁽⁴⁾		1.5 ⁽¹⁴⁾	$f_1 = 1.2045 \pm 0.0002^{(4)}$ $f_2 = 1.3621 \pm 0.0002^{(4)}$ $f_3 = 1.4387 \pm 0.0002^{(4)}$		
HD 124248		A8V	γ Dor ⁽⁴⁾	Single				49.6 ± 0.8 ⁽⁴⁾ 48 ⁽⁶²⁾	0.663 ⁽⁴⁾	1.4 ⁽⁴⁾ 1.4 ⁽⁶²⁾			$f_1 = 1.3133 \pm 0.0003^{(4)}$ $f_2 = 1.2169 \pm 0.0003^{(4)}$		
HD 135825	F0		γ Dor		7050 ± 90 ⁽⁴⁵⁾ 7230 ± 250 ⁽⁴⁵⁾ 7050 ± 150 ⁽⁴⁵⁾	-0.09 ± 0.1 ⁽⁴⁵⁾ 0.13 ± 0.09 ⁽⁴⁵⁾ 4.3 ± 0.2 ⁽⁴⁵⁾ 4.39 ± 0.13 ⁽⁴⁵⁾		38 ± 5 ⁽²¹⁾							
HD 138936	F0III		γ Dor ⁽⁶⁾	Single				65 ⁽⁶⁾ 92 ⁽²³⁾	0.806 ⁽⁶⁾	1.6 ⁽⁶⁾			$f_1 = 2.3855 \pm 0.0003^{(6)}$ $f_2 = 2.4018 \pm 0.0003^{(6)}$ $f_3 = 2.1839 \pm 0.0003^{(6)}$		
HD 139095	F0V		γ Dor ⁽⁶¹⁾	Single	6998 ⁽⁴⁴⁾	-0.11 ⁽¹⁴⁾		71 ⁽²³⁾	0.875 ⁽²⁶⁾ 0.763 ⁽⁶⁾	1.9 ⁽²⁶⁾ 1.6 ⁽⁶⁾		1.2 ⁽¹⁴⁾	$f_1 = 1.4531 \pm 0.0002^{(6)}$ $f_2 = 1.4073 \pm 0.0002^{(6)}$ $f_3 = 1.5056 \pm 0.0002^{(6)}$		
HD 139478	F4IIp		γ Dor ⁽⁶⁾	Single				65 ⁽⁶⁾							
HD 144451A	F0V		γ Dor ⁽¹³⁾	VB	6902 ⁽¹⁴⁾	-0.02 ⁽¹⁴⁾		53 ⁽¹³⁾	0.663 ⁽¹³⁾	1.5 ⁽¹³⁾		1.2 ⁽¹⁴⁾	$f_1 = 1.597 \pm 0.0004^{(13)}$ $f_2 = 1.6476 \pm 0.0004^{(13)}$ $f_3 = 1.7776 \pm 0.0003^{(13)}$		
HD 145005A		A5	γ Dor ⁽⁶⁾	SB2	6850 ± 75 ⁽³¹⁾			50 ⁽²³⁾ 57 ⁽⁶⁾	0.591 ⁽⁶⁾	1.481 ± 0.092 ⁽³¹⁾ 1.3 ⁽⁶⁾			$f_1 = 2.1473 \pm 0.0004^{(6)}$		
HD 147787A	F4IV		γ Dor ⁽²²⁾	VB,SB2	6960 ⁽²²⁾ 6871 ⁽¹⁷⁾	-0.23 ⁽¹⁷⁾	4.58 ⁽²²⁾					1.6 ⁽¹⁷⁾	$f_1 = 0.687^{(22)}$ $f_2 = 0.3927^{(22)}$ $f_3 = 0.6868^{(15)}$ $f_4 = 0.3333^{(15)}$		
HD 149989		A9V	γ Dor ⁽²¹⁾		7070 ⁽²²⁾			136 ⁽⁵⁶⁾					$f_1 = 2.344^{(22)}$ $f_2 = 2.086^{(22)}$		
HD 152896		A8IV	γ Dor ⁽⁷⁾	Single	6918 ⁽¹⁷⁾	-0.22 ⁽¹⁷⁾		49 ⁽⁶²⁾	0.748 ⁽⁷⁾	1.5 ⁽⁷⁾		1.5 ⁽¹⁷⁾	$f_1 = 1.3384 \pm 0.0002^{(7),(15)}$ $f_2 = 1.2972 \pm 0.0002^{(7)}$		
HD 155154	F0IV-Vn		γ Dor ⁽¹⁾	Single	159 ⁽⁶⁷⁾			180 ⁽¹⁾					$f_1 = 2.8977 \pm 0.0002^{(1),(15)}$ $f_2 = 3.0979^{(1),(15)}$ $f_3 = 3.1999 \pm 0.0002^{(1)}$ $f_4 = 3.0691 \pm 0.0002^{(1)}$		
HD 160295A	F0		γ Dor ⁽⁷⁾	SB2	7000 ⁽¹⁷⁾ 6668 ⁽¹⁷⁾	-0.11 ⁽¹⁷⁾		70 ⁽⁶²⁾ 60 ⁽³⁾	0.934 ⁽⁶²⁾ 2 ⁽⁶²⁾	2.2 ⁽⁶²⁾ 2 ⁽⁶²⁾		1.6 ⁽¹⁷⁾	$f_1 = 1.324 \pm 0.0002^{(64),(15)}$ $f_2 = 1.4484 \pm 0.0003^{(62)}$ $f_3 = 1.5365 \pm 0.0003^{(62)}$		
HD 160314A	F0		γ Dor ⁽¹⁾	VB	6857 ± 65 ⁽³¹⁾ 6918 ⁽¹⁷⁾	0.07 ⁽¹⁷⁾		59 ⁽¹⁾	0.908 ⁽¹⁾	2.153 ± 0.222 ⁽³¹⁾ 2 ⁽¹⁾		1.2 ⁽¹⁷⁾	$f_1 = 1.20827 \pm 0.00005^{(1)}$ $f_2 = 1.18428 \pm 0.00005^{(1)}$		

Nom	Type spectral	Particularité chimique	Type pulsateur	Binarité	T_{eff} (K)	$[M/H]$	$\log g$	$v \cdot \sin i$ (km.s ⁻¹)	$\log \frac{L}{L_{\odot}}$	R/R_{\odot}	M/M_{\odot}	Age (10 ⁹ ans)	Freq. (c/j)	ℓ	m	
HD 164615	F2IV/V		γ Dor ⁽⁶⁸⁾	Single	7000 ⁽³²⁾ 6902 ⁽¹⁷⁾ 7000 ⁽³⁴⁾	0.32 ⁽³²⁾ 0.07 ⁽¹⁷⁾	4.08 ± 0.06 ⁽³²⁾ 4.1 ⁽³⁴⁾	65 ⁽³⁾	1.57 ⁽³²⁾ 1.66 ⁽³⁴⁾			1 ⁽¹⁷⁾	$f_1 = 1.2328^{(32)}$ $f_2 = 1.0899^{(32)}$ $f_3 = 2.3501^{(32)}$ $f_4 = 0.1301^{(32)}$	3 ⁽³²⁾ 2 ⁽³²⁾ 1 ⁽³²⁾ 3 ⁽³²⁾		
HD 165645A	F0V		γ Dor ⁽⁷⁾	VB	6887 ⁽¹⁷⁾	0.08 ⁽¹⁷⁾	4 ⁽⁶⁹⁾	135 ⁽¹¹⁾	0.851 ⁽⁷⁾ 0.892 ⁽⁷⁾	1.7 ⁽⁷⁾ 1.8 ⁽⁷⁾		1.2 ⁽¹⁷⁾	$f_1 = 2.3752 \pm 0.0004^{(7)}$ $f_1 = 1.659^{(62)}$			
HD 166233A	F2V		γ Dor ⁽⁶¹⁾	VB	7038 ± 80 ⁽⁶⁹⁾	0.17 ⁽⁶⁹⁾	4 ⁽⁶⁹⁾	13 ⁽⁷¹⁾	1.7 ⁽⁷²⁾		0.01 ± 0.09 ⁽²⁾		$f_1 = 0.76508^{(2)}$ $f_2 = 0.69845^{(2)}$ $f_3 = 1.30185^{(2)}$ $f_4 = 1.60558^{(2)}$ $f_5 = 1.07551^{(2)}$			
HD 167858A	F2V		γ Dor ⁽⁶¹⁾	SB1	7130 ± 100 ⁽¹⁸⁾ 7160 ± 250 ⁽¹⁸⁾ 7160 ± 150 ⁽¹⁸⁾ 7050 ⁽⁷⁰⁾ 7180 ⁽²²⁾ 7177 ± 61 ⁽²⁾	-0.12 ± 0.1 ⁽¹⁸⁾ 0.22 ± 0.08 ⁽¹⁸⁾ 0.01 ± 0.09 ⁽²⁾	4.14 ± 0.2 ⁽¹⁸⁾ 4.23 ± 0.12 ⁽¹⁸⁾ 4.35 ± 0.19 ⁽¹⁸⁾ 4.45 ⁽²²⁾ 4.46 ± 0.07 ⁽²⁾	21 ⁽⁵⁶⁾ 9 ⁽³⁾								
HD 171244	F0		γ Dor ⁽⁷⁾	Single	7000 ⁽¹⁷⁾ 6839 ⁽¹⁷⁾	-0.02 ⁽¹⁷⁾		47 ⁽⁶²⁾ 50 ⁽³⁾	1.068 ⁽⁸⁾ 2.5 ⁽⁶²⁾ 2.5 ⁽⁸⁾	2.5 ⁽⁶²⁾ 2.5 ⁽⁸⁾		1.3 ⁽¹⁷⁾	$f_1 = 0.996^{(8)}$ $f_2 = 1.0437^{(8)}$			
HD 171834	F3V		γ Dor		6783 ± 67 ⁽³¹⁾ 6699 ⁽¹⁷⁾ 6670 ⁽⁷³⁾ 6700 ± 150 ⁽⁴⁹⁾ 6750 ± 250 ⁽⁴⁹⁾ 6833 ± 105 ⁽⁵¹⁾ 6840 ± 200 ⁽⁵²⁾ 6658 ± 200 ⁽⁵¹⁾ 6879 ± 67 ⁽⁵⁰⁾ 6550 ⁽⁵²⁾ 6840 ± 200 ⁽⁵²⁾ 6716 ⁽⁵²⁾	-0.17 ⁽⁵²⁾ -0.25 ± 0.21 ⁽⁵²⁾ -0.25 ⁽¹⁷⁾ -0.42 ⁽⁷³⁾ -0.5 ± 0.15 ⁽⁴⁹⁾	4.03 ⁽⁵²⁾ -14.6 ± 0.5 ⁽⁵²⁾ 4.19 ± 0.15 ⁽⁵²⁾ 4.05 ⁽⁷³⁾ 3.9 ± 0.25 ⁽⁴⁹⁾	65 ⁽³⁾ 72 ⁽⁷⁴⁾ 63 ⁽⁵²⁾			1.4 ± 0.17 ⁽⁵²⁾	2 ⁽¹⁷⁾				
HD 175337	F5		γ Dor ⁽³⁾	Single	6950 ⁽¹⁷⁾ 6993 ± 59 ⁽²⁾ 7300 ⁽²⁵⁾	0.04 ⁽¹⁷⁾ -0.12 ± 0.08 ⁽²⁾	4.44 ± 0.12 ⁽²⁾	38 ⁽⁶²⁾ 38 ⁽³⁾	0.792 ⁽²⁰⁾ 0.763 ⁽⁷⁾ 0.762 ⁽²⁵⁾	1.6 ⁽²⁰⁾	1.7 ⁽⁶²⁾	1.1 ⁽¹⁷⁾	$f_1 = 1.27109^{(15)}$ $f_2 = 0.94607^{(15)}$ $f_1 = 0.7496^{(20)}$			
HD 181998	F0V		γ Dor ⁽⁶¹⁾	Single	7000 ⁽²²⁾		4.47 ⁽²²⁾	86 ± 3 ⁽²¹⁾					$f_1 = 1.438^{(22)}$ $f_2 = 0.786^{(22)}$			
HD 187028	F0V		γ Dor													
HD 187615	F0V	A3	γ Dor ⁽¹⁵⁾	Single												
HD 195068/9	F0V		γ Dor ⁽³⁾	Single	7133 ± 61 ⁽²⁾	0.07 ± 0.09 ⁽⁷⁵⁾	4.46 ± 0.08 ⁽⁷⁵⁾	44 ⁽⁶²⁾	0.748 ⁽⁴⁾ 1.5 ⁽⁶²⁾	1.6 ⁽⁴⁾ 1.5 ⁽⁶²⁾			$f_1 = 1.25054 \pm 0.00002^{(75)}$ $f_2 = 1.29843 \pm 0.00005^{(75)}$ $f_3 = 0.96553 \pm 0.00006^{(75)}$ $f_4 = 0.28517 \pm 0.00007^{(75)}$ $f_5 = 1.61 \pm 0.00006^{(76)}$	4 ± 1 ⁽⁷⁶⁾ 4 ± 1 ⁽⁷⁶⁾ 4 ± 1 ⁽⁷⁶⁾ 5 ± 1 ⁽⁷⁶⁾ 4 ± 1 ⁽⁷⁶⁾		
HD 206043	F2V		γ Dor ⁽¹⁾	Single	7144 ± 60 ⁽²⁾ 7092 ⁽⁷⁷⁾	-0.07 ± 0.09 ⁽²⁾	4.01 ⁽⁷⁷⁾ 4.41 ± 0.07 ⁽²⁾	135 ⁽¹¹⁾ 134.1 ⁽⁷⁷⁾ 140 ⁽¹⁾	0.763 ⁽¹⁾	1.6 ⁽¹⁾			$f_1 = 2.35951 \pm 0.00004^{(2)}$ $f_2 = 2.43246 \pm 0.00004^{(2)}$ $f_3 = 2.52428 \pm 0.00007^{(2)}$ $f_4 = 2.2655 \pm 0.00022^{(2)}$ $f_1 = 0.38542 \pm 0.0001^{(2)}$	≥ 2 ⁽⁸⁰⁾		
HD 207223	F3V		γ Dor ⁽²⁰⁾	Single	7047 ⁽⁷⁸⁾ 6873 ± 69 ⁽³¹⁾ 6871 ⁽⁷⁹⁾ 6800 ± 100 ⁽⁸⁰⁾ 6952 ± 54 ⁽²⁾	0.15 ± 0.1 ⁽⁷⁸⁾ 4.07 ± 0.06 ⁽⁸⁰⁾ 4.43 ± 0.12 ⁽²⁾	4.12 ± 0.08 ⁽⁷⁸⁾ 0.824 ± 0.035 ⁽⁸⁰⁾	9.1 ± 1 ⁽⁷⁸⁾ 0.824 ± 0.035 ⁽⁸⁰⁾	0.837 ± 0.036 ⁽⁷⁸⁾ 1.832 ± 0.077 ⁽³¹⁾ 1.87 ± 0.25 ⁽⁸⁰⁾	1.76 ± 0.1 ⁽⁷⁸⁾ 1.5 ± 0.05 ⁽⁸⁰⁾	1.5 ± 0.2 ⁽⁷⁸⁾ 1.7 ± 0.4 ⁽⁸⁰⁾	1.5 ⁽⁷⁹⁾				
HD 209295	F0V	A9/F0V	γ Dor		7750 ⁽⁸¹⁾	1.84 ± 0.07 ⁽⁸¹⁾	4.1 ± 0.05 ⁽⁸¹⁾	86 ⁽²¹⁾ 98 ± 9 ⁽²³⁾ 103 ± 15 ⁽⁸¹⁾	0.833 ⁽²⁰⁾ 1.15 ± 0.08 ⁽²⁰⁾	1.8 ⁽²⁰⁾ 2.08 ± 0.09 ⁽²⁰⁾			$f_1 = 1.12534 \pm 0.00005^{(81)}$ $f_2 = 1.30217 \pm 0.00006^{(81)}$ $f_5 = 25.9577 \pm 0.00015^{(81)}$			

Nom	Type spectral	Particularité chimique	Type pulsateur	Binarité	T_{eff} (K)	$[M/H]$	$\log g$	$v \cdot \sin i$ (km.s $^{-1}$)	$\log \frac{L}{L_{\odot}}$	R/R_{\odot}	M/M_{\odot}	Age (10 6 ans)	Freq. (c/f)	ℓ	m
HD 211699B	F0		γ Dor ⁽¹³⁾	SB2	6984 ± 56 ⁽²⁾	0 ± 0.09 ⁽²⁾	4.34 ± 0.1 ⁽²⁾	12 ⁽³⁾	0.462 ⁽¹³⁾	1.2 ⁽¹³⁾			$f_1 = 0.9328 \pm 0.00003^{(2,13,15)}$ $f_2 = 1.12637 \pm 0.00019^{(2,13)}$ $f_3 = 1.16331 \pm 0.00008^{(2,13)}$ $f_4 = 1.19363 \pm 0.00007^{(2,13)}$		
HD 213617	F1V		γ Dor ⁽⁴⁾	Single	6934 ⁽¹⁷⁾	-0.11 ⁽¹⁷⁾		70 ⁽⁶²⁾	0.763 ⁽⁴⁾	1.7 ⁽⁴⁾		1.4 ⁽¹⁷⁾	$f_1 = 1.3232 \pm 0.0002^{(4)}$ $f_2 = 1.3694 \pm 0.0002^{(4)}$		
HD 216910	F2IV		γ Dor		6902 ⁽⁴¹⁾ 6930 ⁽²²⁾	-0.17 ⁽⁴¹⁾	4.27 ⁽²²⁾	92 ± 3 ⁽²¹⁾				1.6 ⁽⁴¹⁾	$f_1 = 1.46199^{(15)}$ $f_2 = 1.62866^{(15)}$		
HD 218225	F3IV		γ Dor ⁽²¹⁾												
HD 218396	Ka5 hf0	mA5	γ Dor ⁽⁸²⁾	Single	7230 ± 30 ⁽⁸²⁾ 7430 ± 75 ⁽⁸³⁾ 7250 ⁽⁸⁴⁾ 7355 ± 67 ⁽²⁾ 7170 ⁽⁸⁵⁾ 7347 ⁽⁸⁵⁾ 7410 ⁽⁸⁶⁾ 7400 ⁽⁸⁷⁾	-0.47 ± 0.10 ⁽⁸³⁾ -0.50 ⁽⁸⁴⁾ -0.71 ± 0.18 ⁽²⁾ -0.68 ⁽⁸⁵⁾	4.30 ± 0.06 ⁽⁸²⁾ 4.35 ± 0.05 ⁽⁸³⁾ 4.30 ⁽⁸⁴⁾ 4.36 ± 0.07 ⁽²⁾ 4.10 ⁽⁸⁵⁾ 4.55 ⁽⁸⁵⁾ 4.16 ± 0.07 ⁽⁸⁶⁾	37.5 ± 2 ⁽⁶⁴⁾ 49 ⁽⁵⁶⁾ 40 ⁽¹¹⁾ 45 ⁽⁸⁸⁾ 45 ⁽⁸⁹⁾	0.692 ± 0.41 ⁽⁸³⁾ 0.785 ⁽⁸⁶⁾	1.53 ⁽⁸²⁾ 1.34 ± 0.05 ⁽⁸³⁾ 1.42 ⁽⁸⁷⁾	1.47 ± 0.3 ⁽⁸³⁾ 1.6 ⁽⁸⁶⁾	0.03 - 0.16 ⁽⁹⁰⁾ 0.05 - 1.128 ⁽⁹¹⁾ 0.03 ⁽⁹²⁾ 0.026 - 0.43 ⁽⁹³⁾ 1.123 - 1.625 ⁽⁹³⁾	$f_1 = 1.987593^{(2,82,89)}$ $f_2 = 1.73261 \pm 0.00004^{(2,82)}$ $f_3 = 1.6498^{(82)}$		
HD 218427	F0		γ Dor ⁽⁹⁵⁾	Single	6902 ⁽¹⁷⁾ 6950 ± 150 ⁽⁹⁵⁾	-0.7 ⁽¹⁷⁾ -0.35 ⁽⁹⁵⁾	4.1 ± 0.1 ⁽⁹⁵⁾	120 ⁽⁶⁾	0.82 ⁽⁹⁵⁾	1.76 ± 0.3 ⁽⁹⁵⁾	1.4 ± 0.1 ⁽⁹⁵⁾	2 ⁽¹⁷⁾ 1.9 ± 0.1 ⁽⁹⁵⁾	$f_1 = 1.3326 \pm 0.0002^{(83)}$ $f_2 = 1.3591 \pm 0.0003^{(95)}$ $f_3 = 3.7164 \pm 0.0005^{(95)}$ $f_4 = 2.2813 \pm 0.0005^{(95)}$		
HD 220091A	F0IV		γ Dor ⁽⁶⁾	VB,SB2					0.806 ⁽⁶⁾	1.7 ⁽⁶⁾			$f_1 = 2.8277 \pm 0.0002^{(6)}$ $f_2 = 2.7241 \pm 0.0002^{(6)}$		
HD 221866B	F2/F3		γ Dor ⁽²⁰⁾	SB2											
HD 224638	F0		γ Dor ⁽²⁰⁾	Single	7030 ⁽⁹⁶⁾ 7200 ⁽⁹⁷⁾ 7031 ± 80 ⁽³¹⁾ 7050 ⁽³⁴⁾	1.52 ⁽⁹⁷⁾	3.98 ⁽³⁹⁾ 4 ⁽³⁴⁾	24 ⁽²⁹⁾ 24 ⁽³⁹⁾ 17 ⁽³⁾	0.716 ⁽⁷⁾ 0.74 ⁽⁹⁷⁾	1.87 ⁽³⁹⁾ 1.5 ⁽⁷⁾	1.534 ± 0.117 ⁽³¹⁾		$f_1 = 1.627 \pm 0.001^{(98)}$ $f_2 = 1.368 \pm 0.001^{(98)}$ $f_3 = 1.697 \pm 0.001^{(98)}$ $f_4 = 1.565 \pm 0.001^{(98)}$ $f_5 = 1.145 \pm 0.001^{(98)}$		
HD 224945		A3	γ Dor ⁽⁹⁶⁾	Single	7190 ⁽⁹⁶⁾ 7200 ⁽³⁴⁾		4.09 ⁽⁹⁶⁾ 4.1 ⁽³⁴⁾	55 ⁽⁹⁶⁾ 55 ⁽⁶⁾	0.653 ⁽⁶⁾ 0.653 ⁽⁷⁾	1.82 ⁽⁹⁹⁾ 1.4 ⁽⁶⁾ 1.82 ⁽³⁴⁾			$f_1 = 1.8407 \pm 0.0004^{(6)}$ $f_2 = 1.2953 \pm 0.0004^{(6)}$ $f_3 = 2.313 \pm 0.001^{(98)}$ $f_4 = 2.424 \pm 0.0005^{(98)}$ $f_5 = 1.16 \pm 0.005^{(98)}$		
HD 239276		A3	γ Dor ⁽⁹⁹⁾	Single											
BD+184914	Fm		γ Dor/δ Sct ⁽¹⁰⁰⁾	Single	7250 ⁽¹⁰⁰⁾		3.7 ⁽¹⁰⁰⁾		0.914 ⁽⁶⁾	1.8 ⁽⁶⁾			$f_1 = 1.7829 \pm 0.0002^{(100)}$ $f_2 = 1.6150 \pm 0.0002^{(100)}$ $f_3 = 1.6924 \pm 0.0002^{(100)}$ $f_4 = 9.0348 \pm 0.0003^{(100)}$ $f_5 = 1.1586 \pm 0.0004^{(100)}$ $f_6 = 0.9496 \pm 0.0004^{(100)}$ $f_7 = 9.7156 \pm 0.0005^{(100)}$ $f_8 = 2.9286 \pm 0.0007^{(100)}$ $f_9 = 14.8967 \pm 0.0010^{(100)}$ $f_{10} = 14.6977 \pm 0.0010^{(100)}$ $f_{11} = 8.9122 \pm 0.0010^{(100)}$ $f_{12} = 9.3847 \pm 0.0010^{(100)}$ $f_{13} = 10.0043 \pm 0.0013^{(100)}$ $f_{14} = 7.2530 \pm 0.0012^{(100)}$ $f_{15} = 7.4354 \pm 0.0015^{(100)}$ $f_{16} = 15.4106 \pm 0.0018^{(100)}$		
NGC 2506 V 11			γ Dor ⁽¹⁰¹⁾		7080 ⁽¹⁰¹⁾	-0.2 ± 0.01 ⁽¹⁰²⁾			0.81 ⁽¹⁰¹⁾			2.34 ± 0.35 ⁽¹⁰⁴⁾	$f_1 = 1.165^{(101)}$		

Nom	Type spectral	Particularité chimique	Type pulsateur	Binarité	T_{eff} (K)	[M/H]	$\log g$	$u \cdot \sin i$ (km.s ⁻¹)	$\log \frac{L}{L_{\odot}}$	R/R _⊙	M/M _⊙	Age (10 ⁹ ans)	Freq. (c/)	ℓ	m
NGC2506 V12			γ Dor ⁽¹⁰¹⁾		7140 ⁽¹⁰⁰⁾	-0.42 ± 0.1 ⁽¹⁰³⁾			0.786 ⁽¹⁰¹⁾			1.7829 ± 0.0002 ⁽¹⁰⁰⁾	$f_2 = 1.270(1)^{(101)}$ $f_3 = 1.400(2)^{(101)}$ $f_1 = 1.395(4)^{(101)}$		
NGC2506 V13			γ Dor ⁽¹⁰¹⁾		7130 ⁽¹⁰⁰⁾	-0.2 ± 0.01 ⁽¹⁰²⁾ -0.42 ± 0.1 ⁽¹⁰³⁾			0.75 ⁽¹⁰⁰⁾			2.14 ± 0.35 ⁽¹⁰⁴⁾ 2 ⁽¹⁰⁵⁾	$f_1 = 0.83(1)^{(101)}$		
NGC2506 V14			γ Dor ⁽¹⁰¹⁾		7180 ⁽¹⁰⁰⁾	-0.2 ± 0.01 ⁽¹⁰²⁾ -0.42 ± 0.10 ⁽¹⁰³⁾			0.838 ⁽¹⁰¹⁾			2.14 ± 0.35 ⁽¹⁰⁴⁾ 2 ⁽¹⁰⁵⁾	$f_1 = 0.758(1)^{(101)}$ $f_2 = 0.870(1)^{(101)}$ $f_3 = 0.927(1)^{(101)}$		
NGC2506 V15			γ Dor ⁽¹⁰¹⁾		7120 ⁽¹⁰⁰⁾	-0.20 ± 0.01 ⁽¹⁰²⁾ -0.42 ± 0.10 ⁽¹⁰³⁾			0.997 ⁽¹⁰¹⁾			2.14 ± 0.35 ⁽¹⁰⁴⁾ 2 ⁽¹⁰⁵⁾	$f_1 = 0.495(4)^{(100)}$ $f_2 = 0.614(1)^{(101)}$ $f_3 = 1.130(1)^{(101)}$		
NGC2506 V16			γ Dor ⁽¹⁰¹⁾		7370 ⁽¹⁰⁰⁾	-0.20 ± 0.01 ⁽¹⁰²⁾ -0.42 ± 0.10 ⁽¹⁰³⁾			0.85 ⁽¹⁰¹⁾			2.14 ± 0.35 ⁽¹⁰⁴⁾ 2 ⁽¹⁰⁵⁾	$f_1 = 0.474(2)^{(100)}$ $f_2 = 0.795(1)^{(101)}$ $f_3 = 0.918(3)^{(101)}$ $f_4 = 1.730(1.3)^{(101)}$		
NGC2506 V17			γ Dor ⁽¹⁰¹⁾		7230 ⁽¹⁰⁰⁾	-0.20 ± 0.01 ⁽¹⁰²⁾ -0.42 ± 0.10 ⁽¹⁰³⁾			0.778 ⁽¹⁰¹⁾			2.14 ± 0.35 ⁽¹⁰⁴⁾ 2 ⁽¹⁰⁵⁾	$f_1 = 0.136(1)^{(100)}$ $f_2 = 0.606(1)^{(101)}$ $f_3 = 0.645(7)^{(101)}$ $f_4 = 1.268(1)^{(101)}$ $f_5 = 1.537(2)^{(101)}$		
NGC2506 V18			γ Dor ⁽¹⁰¹⁾		7260 ⁽¹⁰⁰⁾	-0.20 ± 0.01 ⁽¹⁰²⁾ -0.42 ± 0.10 ⁽¹⁰³⁾			0.778 ⁽¹⁰¹⁾			2.14 ± 0.35 ⁽¹⁰⁴⁾ 2 ⁽¹⁰⁵⁾	$f_1 = 0.206(1)^{(100)}$ $f_2 = 0.674(2)^{(101)}$		
NGC2506 V19			γ Dor ⁽¹⁰¹⁾		7180 ⁽¹⁰⁰⁾	-0.20 ± 0.01 ⁽¹⁰²⁾ -0.42 ± 0.10 ⁽¹⁰³⁾			0.968 ⁽¹⁰¹⁾			2.14 ± 0.35 ⁽¹⁰⁴⁾ 2 ⁽¹⁰⁵⁾	$f_1 = 0.156(1)^{(100)}$ $f_2 = 0.442(2)^{(101)}$ $f_3 = 0.583(1)^{(101)}$ $f_4 = 1.344(3)^{(101)}$ $f_5 = 1.593(5)^{(101)}$		
NGC2506 V20			γ Dor ⁽¹⁰¹⁾		7170 ⁽¹⁰⁰⁾	-0.20 ± 0.01 ⁽¹⁰²⁾ -0.42 ± 0.10 ⁽¹⁰³⁾			0.933 ⁽¹⁰¹⁾			2.14 ± 0.35 ⁽¹⁰⁴⁾ 2 ⁽¹⁰⁵⁾	$f_1 = 0.842(3)^{(100)}$ $f_2 = 0.883(1)^{(101)}$ $f_3 = 1.701(1.6)^{(101)}$		
NGC2506 V21			γ Dor ⁽¹⁰¹⁾		7020 ⁽¹⁰⁰⁾	-0.20 ± 0.01 ⁽¹⁰²⁾ -0.42 ± 0.10 ⁽¹⁰³⁾			0.827 ⁽¹⁰¹⁾			2.14 ± 0.35 ⁽¹⁰⁴⁾ 2 ⁽¹⁰⁵⁾	$f_1 = 0.503(1)^{(100)}$ $f_2 = 0.648(1)^{(101)}$ $f_3 = 1.740(1)^{(101)}$		
NGC2506 V22			γ Dor ⁽¹⁰¹⁾			-0.20 ± 0.01 ⁽¹⁰²⁾ -0.42 ± 0.10 ⁽¹⁰³⁾						2.14 ± 0.35 ⁽¹⁰⁴⁾ 2 ⁽¹⁰⁵⁾	$f_1 = 0.700(1)^{(100)}$ $f_2 = 1.378(1)^{(101)}$		
NGC2506 V23			γ Dor ⁽¹⁰¹⁾		7110 ⁽¹⁰⁰⁾	-0.20 ± 0.01 ⁽¹⁰²⁾ -0.42 ± 0.10 ⁽¹⁰³⁾			0.892 ⁽¹⁰¹⁾			2.14 ± 0.35 ⁽¹⁰⁴⁾ 2 ⁽¹⁰⁵⁾	$f_1 = 1.168(3)^{(100)}$ $f_2 = 1.260(3)^{(101)}$		
NGC2506 V24			γ Dor ⁽¹⁰¹⁾		7180 ⁽¹⁰⁰⁾	-0.20 ± 0.01 ⁽¹⁰²⁾ -0.42 ± 0.10 ⁽¹⁰³⁾			0.868 ⁽¹⁰¹⁾		2.14 ± 0.35 ⁽¹⁰⁴⁾	$f_1 = 0.916(1)^{(101)}$ 2 ⁽¹⁰⁵⁾			
NGC2506 V25			γ Dor ⁽¹⁰¹⁾		7320 ⁽¹⁰⁰⁾	-0.20 ± 0.01 ⁽¹⁰²⁾ -0.42 ± 0.10 ⁽¹⁰³⁾			0.892 ⁽¹⁰¹⁾			2.14 ± 0.35 ⁽¹⁰⁴⁾ 2 ⁽¹⁰⁵⁾	$f_1 = 1.178(1)^{(100)}$ $f_2 = 1.987(2)^{(101)}$		

TABLE C.1 – Références : (1) Henry et al. (2001), (2) Cuypers et al. (2009), (3) Mathias et al. (2004), (4) Henry et al. (2005), (5) Fekel et al. (2003), (6) Henry et al. (2011), (7) Henry & Fekel (2003a), (8) Henry & Fekel (2003b), (9) Henry & Fekel (2005), (10) Guthrie (1987), (11) Abt & Morrell (1995), (12) Handler (2008), (13) ?, (14) Holmberg et al. (2009), (15) Handler (1999), (16) Eyer & Aerts (2000), (17) Nordström et al. (2004), (18) Bruntt et al. (2008), (19) Aerts et al. (2004), (20) Henry & Fekel (2002b), (21) De Cat et al. (2006), (22) Aerts et al. (1998), (23) Royer et al. (2002), (24) Paunzen et al. (2006), (25) Warner et al. (2003), (26) Henry & Fekel (2002a), (27) Martín & Rodríguez (2000), (28) Balona (1994), (29) Kaye et al. (1999a), (30) Cousins (1992), (31) Masana et al. (2006), (32) Zerbi et al. (1997b), (33) Fracassini et al. (1980), (34) Poretti et al. (1997), (35) Bell (1971), (36) Cayrel de Strobel et al. (1985), (37) ?, (38) Krisciunas et al. (1994), (39) Mantegazza et al. (1994), (40) Aerts & Krisciunas (1996), (41) Holmberg et al. (2007), (42) Poretti et al. (2005), (43) Martín et al. (2003), (44) Cayrel de Strobel et al. (1997), (45) Bruntt et al. (2006), (46) ?, (47) Grenier et al. (1999), (48) Uytterhoeven et al. (2008), (49) Lastennet et al. (2001), (50) Ribas et al. (2003), (51) Gillon & Magain (2006), (52) Bruntt et al. (2004), (53) Poretti (2004), (54) Bruntt et al. (2002), (55) Pasinetti Fracassini et al. (2001), (56) Royer et al. (2007), (57) ?, (58) Perryman et al. (1997), (59) Henry et al. (2004), (60) Kaye et al. (1999b), (61) Handler & Shobbrook (2002), (62) ?, (63) Breger et al. (1997), (64) Kaye & Strassmeier (1998), (65) Eyer et al. (2002), (66) King et al. (2006), (67) Royer et al. (2004), (68) Zerbi et al. (1997a), (69) Alonso et al. (1996), (70) Blackwell & Lynas-Gray (1998), (71) Paunzen et al. (1998), (72) ?, (73) Balachandran (1990), (74) Poretti et al. (2003), (75) Cuypers et al. (2005), (76) Jankov et al. (2006), (77) Schröder et al. (2009), (78) Kaye et al. (1999c), (79) ?, (80) Aerts & Kaye (2001), (81) Handler et al. (2002), (82) Zerbi et al. (1999), (83) Gray & Kaye (1999), (84) Sadakane (2006), (85) Gerbaldi et al. (2003), (86) Chen et al. (2006), (87) Zuckerman & Song (2004), (88) Peacock & Connon-Smith (1987), (89) Rodriguez & Zerbi (1995), (90) Marois et al. (2008), (91) Song et al. (2001), (92) Zuckerman et al. (2011), (93) Moya et al. (2010a), (94) Wright et al. (2011), (95) Rodríguez et al. (2006a), (96) Mantegazza (2004), (97) Zerbi (2000), (98) ?, (99) Rodríguez et al. (2006b), (100) Rowe et al. (2006), (101) Arentoft et al. (2007), (102) Caretta et al. (2004), (103) Gratton (2000), (104) Salaris et al. (2004), (105) Xin & Deng (2005).

Zerbi et al. (1999) Gray & Kaye (1999) Sadakane (2006) Cuypers et al. (2009) Gerbaldi et al. (2003) Chen et al. (2006) Zuckerman & Song (2004) Kaye & Strassmeier (1998) Royer et al. (2007) Abt & Morrell (1995) Peacock & Connon-Smith (1987) Rodriguez & Zerbi (1995) Wright et al. (2011) Marois et al. (2008) Song et al. (2001) Zuckerman et al. (2011) Moya et al. (2010a) Su et al. (2009) Rhee et al. (2007) Williams & Andrews (2006) Patience et al. (2011) Moro-Martín et al. (2010b) Fabrycky & Murray-Clay (2010) Reidemeister et al. (2009) Moór et al. (2006) Currie et al. (2011) Dodson-Robinson et al. (2009) Marois et al. (2010) Janson et al. (2010) Hinz et al. (2010) Barman et al. (2011) Bowler et al. (2010) Lafrenière et al. (2009) Bergfors et al. (2011) Moro-Martín et al. (2010a)