



**HAL**  
open science

## Séismologie du soleil et d'étoiles de type solaire

Bernard Gelly

► **To cite this version:**

Bernard Gelly. Séismologie du soleil et d'étoiles de type solaire. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université de Nice - Sophia Antipolis, 1987. Français. NNT: . tel-03216220

**HAL Id: tel-03216220**

**<https://hal.science/tel-03216220>**

Submitted on 3 May 2021

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

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

Université de Nice

# THESE

(Nouveau régime)

présentée à

l'Institut de Mathématiques et Sciences Physiques

par

BERNARD BELLY



soutenue le 22 Mai 1967

devant le jury :

MM. Claude AIME, président  
Annie BAGLIN  
Jorgen CHRISTENSEN-DALSGAARD  
Eric FOSSAT  
Gérard GREC  
Jean Paul ZAHN

Université de Nice

# THESE

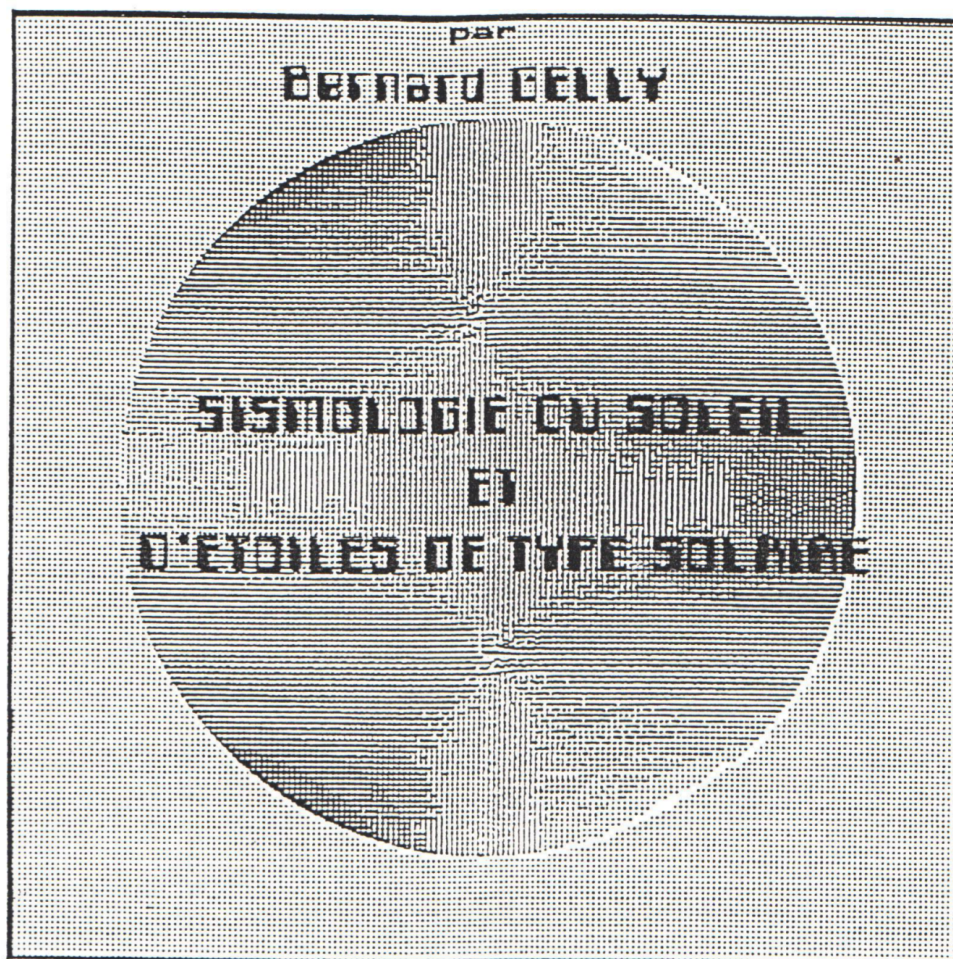
( Nouveau régime )

présentée à

l'Institut de Mathématiques et Sciences Physiques

par

**Bernard BELLY**



soutenue le 22 Mai 1987

devant le jury :

MM. Claude AIME, président  
Annie BAGLIN  
Jorgen CHRISTENSEN-DALSGAARD  
Eric FOSSAT  
Gérard GREC  
Jean Paul ZAHN

En ce mois de Mai 1987, je suis très heureux de pouvoir présenter mes remerciements à tout ceux qui, depuis la fin de 1983, m'ont permis de mener à bien ce travail. Ils m'ont vu arriver, partir, et revenir au Département d'Astrophysique un certain nombre de fois, et m'ont toujours accueilli avec une gentillesse remarquable.

Il m'est difficile d'exprimer en quelques mots bien plus que ma gratitude à Eric Fossat, pour les longues heures passées ensemble, en salle d'optique, sous les télescopes ou sur les banquettes, dans les avions, ou au téléphone, à construire les instruments, rassembler les observations et analyser les résultats qui devaient constituer cette thèse. Il en restera forcément quelque chose...

... et à Gérard Grec, présent dans les mêmes lieux, et pour les mêmes raisons, plus une: son humour inexprimable.

Je tiens à remercier tout particulièrement Claude Aime, qui m'a tout d'abord dirigé vers Eric Fossat, dont j'ai pu apprécier la grande disponibilité, et dont les conseils m'ont toujours été utiles et précieux.

Madame Annie Baglin, Monsieur Joergen Christensen-Dalsgaard, et Monsieur Jean Paul Zahn m'ont fait l'honneur de porter un jugement sur mon travail, et d'accepter d'être membre de mon jury; qu'il me soit permis de leur exprimer ici toute ma reconnaissance.

Je remercie ici l'ensemble des membres du Département d'astrophysique, dont l'attention, les discussions, les conseils, m'ont si bien aidé à m'intégrer à cette petite communauté de chercheurs, et tout particulièrement Roumain Petrov, en habitué des longues conversations nocturnes, et Jean Vernin, magicien du PDP/8, auprès de qui j'ai si souvent trouvé de l'aide.

Je tiens à remercier Jean Francois Manigault qui fait partie intégrante de notre petite équipe, et Alex Robini, grand fabricant de spectrophotomètres, car il fut prouvé que leur gentillesse résiste à nos plus abrupts changements de programme.

Les observations au Pôle Sud ont pu avoir lieu grâce à Martin Pomerantz, de la Bartol Fondation for Research de l'Université du Delaware, dont la collaboration avec l'équipe niçoise se traduit depuis plusieurs années par le déroulement régulier des missions au Pôle. Qu'il trouve ici l'expression de notre reconnaissance.

C'est grâce à la bienveillance de L. Woltjer, Directeur Général de l'E.S.O, que j'ai pu passer un an et demi à La Silla, au Chili, où j'ai trouvé un appui technique remarquable pour l'installation de l'expérience solaire permanente, et je tiens à remercier D. Hoffstad et P. Le Saux pour l'aide concrète et permanente qu'ils m'ont apportée, encouragée par l'amicale attention de H. E. Schuster. A la Silla, on ne fait pas que travailler, on doit aussi vivre, et c'est pour cela que je tiens à remercier ceux dont la présence a fait de ce séjour un moment de répit: Christian, Eric, Francois, F.X., reconnaissez vous !

Enfin, à tout ceux, et beaucoup sont les mêmes, dont j'ai apprécié l'aide concrète et dévouée au cours des derniers moments de la préparation de cette thèse, je tiens à dire un très sincère merci.

# TABLE DES MATIÈRES

Table des figures . . . . .	7
<b>1 Introduction générale :</b>	<b>10</b>
<b>2 Nature des oscillations et historique des observations solaires.</b>	<b>13</b>
2.1 Introduction . . . . .	13
2.1.1 Présentation des modes propres . . . . .	13
2.1.2 Harmoniques sphériques . . . . .	14
2.2 Historique : de 1935 à 1975 . . . . .	14
2.3 Observations et résultats astrophysiques depuis 1975 . . . . .	19
2.3.1 Structure de l'intérieur, composition chimique . . . . .	19
2.3.2 Splitting des modes propres et rotation interne . . . . .	23
2.3.3 Détection des modes g . . . . .	27
<b>3 Les oscillations solaires comme test de la structure interne</b>	<b>29</b>
3.1 Propriétés de stratification des modes propre . . . . .	29
3.2 Méthodes d'observation : . . . . .	30
3.2.1 Mesures en vitesse radiale. . . . .	30
3.2.2 Mesures des fluctuations de brillance . . . . .	32
3.2.3 Mesures de diamètre solaire : . . . . .	33
3.3 Filtrage spatial et conséquences sur les observations : . . . . .	33
3.4 Importance de la théorie asymptotique dans des observations de disque intégré	34
<b>4 Observations d'oscillations solaires</b>	<b>37</b>
4.1 Objectifs scientifiques . . . . .	37
4.2 Programmes d'observations . . . . .	38
4.2.1 Le Pôle Sud . . . . .	38
4.2.2 Le réseau IRIS . . . . .	38
4.3 Principe des mesures de vitesses . . . . .	39
4.4 Les observations au Pôle Sud . . . . .	41
4.4.1 Situation et installation . . . . .	41
4.4.2 Problèmes techniques rencontrés . . . . .	41
4.4.3 Les données collectées . . . . .	42
4.4.4 Le traitement . . . . .	43
4.4.5 Spectres . . . . .	43
4.4.6 Recherche du splitting de rotation . . . . .	43
4.4.7 Filtrage de la fenêtre d'observation . . . . .	46
4.4.8 Durée de vie des modes . . . . .	49
4.4.9 Variation des fréquences des modes propres depuis 1980 . . . . .	51
4.4.10 Espacement 0-2 et 1-3 . . . . .	52
4.4.11 Annexes . . . . .	55
4.5 Principe et réalisation de l'instrument . . . . .	60

4.5.1	Schéma optique de l'expérience du Pôle . . . . .	60
4.5.2	Filtres . . . . .	60
4.5.3	Cellule à résonance optique . . . . .	62
4.5.4	Aimants . . . . .	66
4.5.5	Modulateur photoélastique . . . . .	66
4.5.6	Electronique de contrôle . . . . .	68
4.6	I.R.I.S. La Silla . . . . .	69
4.6.1	Description de l'expérience . . . . .	69
4.6.2	Problèmes rencontrés . . . . .	70
4.6.3	Les données . . . . .	72
4.6.4	Calibration par la vitesse de la terre . . . . .	72
4.6.5	Coefficient de résonance du four . . . . .	72
4.6.6	Sensibilité au dépointage . . . . .	73
4.6.7	Sensibilité thermique du filtre . . . . .	73
<b>5</b>	<b>Les observations stellaires : <math>\alpha</math> Cen et <math>\alpha</math> CMi</b>	<b>76</b>
5.1	Historique . . . . .	76
5.2	Limite de détectabilité d'oscillations stellaires . . . . .	77
5.3	Description de l'expérience stellaire . . . . .	80
5.3.1	Principe . . . . .	80
5.3.2	Schéma optique . . . . .	80
5.3.3	Fonctionnement d'ensemble . . . . .	81
5.3.4	Observations et résultats . . . . .	82
<b>6</b>	<b>6. - Conclusion</b>	<b>96</b>

## TABLE DES FIGURES

2.1	<i>Harmoniques sphériques <math>Y_l^m</math> Les valeurs de <math>l</math> et de <math>m</math> sont indiquées sur les figures. Les zones de gris moyen sont les lignes d'amplitude nulle. <math>l</math> représente le nombre de lignes d'amplitude nulle, <math>m</math> le nombre de ces lignes qui sont méridiennes, i.e qui croisent l'équateur, ici horizontal. . . . .</i>	15
2.2	<i>(d'après Deubner) Diagramme-échelle publié en 1975 montrant la comparaison entre ses observations et les prédictions théoriques d'Ulrich(1970) en trait plein, et de Ando et al.(1975) en pointillé. . . . .</i>	18
2.3	<i>Spectre de 120 heures de données ininterrompues obtenu par Grec, Fossat et Pomerantz au Pôle Sud en 1980. Ce spectre fut le premier à montrer la séparation des pics de degrés pairs et impairs en modes individuels 0-2 et 1-3.</i>	20
2.4	<i>(d'après Shibahashi et al.) Comparaison des fréquences théoriques (trait plein) et de celles observées par Claverie et al.(1981) cercles, Grec et al. (1982) croix, Scherrer et al. (1982) triangles. . . . .</i>	21
2.5	<i>Diagramme <math>k - \omega</math> obtenu par Harvey-Duvall en 1984. C'est ce type d'observation avec résolution spatiale qui a conduit à la mesure du splitting de rotation des modes. . . . .</i>	22
2.6	<i>Écart relatif sur la vitesse du son donnée par un modèle complet et par la méthode d'inversion de C.D. et al.(1985)(trait épais), comparé à l'écart relatif entre le même modèle et des données solaire inversées par cette méthode (trait fin). L'accord est excellent. (b) - Vitesse du son à l'intérieur du soleil en utilisant des données sismologiques et la méthode d'inversion minimisant les hypothèses théoriques (trait plein), et résultat donné par un vrai modèle. Ces deux figures sont d'après Christensen-Dalsgaard et al. 1985 . . . . .</i>	23
2.7	<i>Première structure fine de <math>l=1</math> mise en évidence par Claverie et al. Le fait que ce soit un triplet alors qu'un doublet <math>m = \pm 1</math> était attendu a compliqué l'interprétation de ces données. . . . .</i>	25
2.8	<i>(a) Structure fine du pic <math>l=3</math> dans le spectre de Duvall et Harvey (1984). (b) Valeurs du splitting de rotation en fonction du degré observé. On note l'augmentation des barres d'erreur en s'approchant des mode de faible degré, correspondant à une moins bonne statistique des observations. . . . .</i>	26
2.9	<i>(d'après Duvall et Harvey) Fréquence de rotation en fonction du rayon solaire. Un des meilleurs résultats héliosismologiques du moment. . . . .</i>	27
3.1	<i>Information véhiculée par les modes propres, décrite en terme de diagramme <math>k - \omega</math> . . . . .</i>	29
3.2	<i>(d'après Noyes et Rhodes) Amplitudes de déplacement de quelques modes propres le long d'un rayon solaire. Les modes de pression avec <math>l</math> croissant sont de plus en plus confinés vers l'extérieur. L'amplitude des modes <math>g</math> au contraire, décroît vers l'extérieur. . . . .</i>	31
3.3	<i>(d'après Christensen-Dalsgaard et Gough) Coefficients du filtrage spatial <math>S_l^\gamma</math> pour diverses techniques d'observation. . . . .</i>	33



3.4	Diagramme $(\nu, l)$ pour $\nu$ et $l$ petits. On a porté sur la gauche l'amplitudes des modes de divers $n$ et $0 < l < 3$ , en faisant intervenir dans la hauteurs des pics les rapports théoriques de filtrage spatial pour des observations de type disque intégré. Bien que l'on ne soit pas encore dans un cas où $n \gg l$ , on peut déjà mettre en évidence les propriétés de la relation asymptotique, i.e. l'équidistance en fréquence des harmoniques successifs de même degré. . . . .	35
4.1	Modulation $I1/I2$ en fonction de la vitesse orbitale radiale de la terre en décembre-janvier. Les points représentent les données, le trait continu la valeur théorique. . . . .	42
4.2	(a) et (b) Spectres d'environ 700 heures de données s'échelonnant de fin novembre 1984 à fin janvier 1985 au Pôle Sud. Ces deux figures se distinguent par des choix différents dans les paramètres de l'analyse et dans la sélection des données retenues pour la transformation de Fourier finale. Le résultat s'en ressent au niveau de la forme de l'enveloppe d'énergie et au niveau du bruit entre 1 et 2 mHz, plus faible dans le cas (b). . . . .	44
4.3	Diagramme-échelle du spectre. . . . .	45
4.4	Somme verticale de l'image précédente. . . . .	45
4.5	Spectre de la fenêtre observationnelle des trois mois de données. . . . .	47
4.6	Filtrage de la fenêtre instrumentale. Le spectre (a) est le spectre de départ, le spectre (b) est le résultat du filtrage. L'effet est très net autour dans la zone des 3 mHz, surtout à la base des pics. . . . .	48
4.7	Spectre de la figure 4.6 b, présenté sous forme de diagramme-échelle, montrant mieux l'effet du filtrage sur les paires d'harmoniques pairs et impairs. . . . .	49
4.8	Effet du filtrage sur des modes individuels. Le filtrage de la fenêtre n'est pas parfait, mais fonctionne avec plus ou moins d'efficacité. . . . .	50
4.9	Diagramme-échelle à la résolution maximum de $\approx 0.06\mu\text{Hz}$ par point, montrant la structure fine du pic $l=1$ . . . . .	51
4.10	Transformation de Fourier inverse sur des pics individuels, montrant la modulation de l'enveloppe d'énergie à 5 mn pour 3 modes $l=1$ très énergétiques. On constate que la fenêtre est la principale source de modulation, et que dans la première période interrompue il semble existe une modulation de l'ordre du jour. . . . .	52
4.11	(a) et (b) - Cross-corrélations entre le spectre Pôle Sud 1985 et les données de SMM, permettant de mesurer au mieux le paramètre $\Delta\nu_3$ . On note sur la corrélation 1-3 (a) la visibilité de $l = 3$ plus grande que celle annoncée, et également une bosse très perceptible correspondant à l'écartement 0-2, et provenant de résidus de la fenêtre de SMM qui possède encore quelques lobes à cette distance. . . . .	54
4.13	(a) Schéma optique de l'expérience solaire au Pôle Sud. Le photomultiplicateur était placé à l'extérieur de l'enceinte thermostatée, et naturellement refroidi. (b) Propriétés spectrales de l'instrument, et logique de la détection du déplacement de la raie. . . . .	61

4.14	<i>Bande passante du préfiltre complet, mesurée au laboratoire d'optique de l'Observatoire de Nice.</i> . . . . .	62
4.15	<i>Cuve à sodium dans un champ magnétique transversal. Eclairée en lumière polarisée rectilignement, on observe dans la direction parallèle au champ B deux composantes de résonance Zeeman <math>\sigma^+</math> et <math>\sigma^-</math>.</i> . . . . .	63
4.16	<i>(a) (d'après Mitchell et al.) Niveaux d'énergie de l'atome de sodium montrant les transitions D1 et D2. (b) Structure fine de ces deux raies, et polarisation des composantes.</i> . . . . .	64
4.17	<i>Transmission finale du filtre en regard de la raie D1. Les deux composantes <math>\sigma^+</math> et <math>\sigma^-</math> sont positionnées sur les flancs de la raie solaire.</i> . . . . .	65
4.18	<i>Modulateur photoélastique dans un mode où <math>\lambda_s = l</math> si <math>l</math> est la longueur du barreau. Le déplacement est minimum en face des piézos transducteurs et des points de tenue dans le boîtier, maximum aux extrémités. La biréfringence est proportionnelle à la contrainte qui est la dérivée du déplacement.</i> . . . . .	67
4.19	<i>Aspect d'une demi-journée de données solaires intégrées par IRIS-01, au Cerro Chinchado, février 1987. Le trait épais représente l'intensité I1+I2. Le trait plus fin représente la voie I1-I2/I1+I2. On peut y distinguer à l'œil des variations quasi-périodiques qui sont effectivement des oscillations solaires. Le niveau de bruit des mesures de cette portion est l'un des plus bas enregistré.</i>	71
4.20	<i>Sensibilité au dépointage sur la voie I1+I2.</i> . . . . .	73
4.21	<i>Sensibilité au dépointage sur la voie I1-I2/I1+I2 traduite en vitesse.</i> . . . . .	74
4.22	<i>Réponse de la transmission du préfiltre à des variations thermiques.</i> . . . . .	75
5.1	<i>(d'après Fossat) Spectre de bruit atmosphérique dans un site astronomique de bonne qualité, montrant l'importance respective de la scintillation et des fluctuations de transparence.</i> . . . . .	78
5.2	<i>(d'après Fossat) Bruit sur des mesures photométriques en fonction du temps, comparé à l'amplitude des modes propres solaire. Dans l'hypothèse où l'analyse peut faire gagner un facteur 2 ou 3 en sensibilité (trait pointillé), on voit qu'il faudrait plusieurs années d'intégration pour atteindre la micromagnitude typique des modes propres.</i> . . . . .	79
5.3	<i>Schéma optique de l'expérience stellaire</i> . . . . .	81
5.4	<i>Profil du filtre résultant de la combinaison cuve à sodium chaude entre deux polariseurs croisés. Les courbes du bas de la figure représentent les parties réelles et imaginaire de l'indice de réfraction dans les gaz qui conditionne le profil du filtre.</i> . . . . .	82
5.5	<i>Fonctionnement du Foster comme un aiguillage des deux polarisations contenues dans le faisceau incident, de nature expérimentale différente.</i> . . . . .	83

# Chapitre 1

## Introduction générale :

L'astrophysique est essentiellement dominée par la théorie de l'évolution stellaire, outil génial d'explication des étoiles, et qui rassemble de fait ce que les mathématiques et la physique ont produit de meilleur durant 30 siècles. Au sens large, cette théorie, associée après 1930 à celle de l'expansion de l'univers (Friedmann-Lemaitre-Gamov), constitue une représentation acceptable des formes observées (ou parfois pressenties) de la matière et du rayonnement. Au sens plus restreint de l'étudiant en astronomie, elle permet de prédire de manière acceptable le rayon, la température de surface et la luminosité d'une sphère stellaire de masse et d'âge donnés. Elle donne des trajectoires en fonction du temps et de la masse dans le diagramme Herzprung-Russel.

Au sens de l'observateur solaire, les choses changent quelque peu. Le soleil est une étoile remarquable dans l'histoire de l'humanité : primitivement par le fait qu'il a sûrement donné vie à cette humanité, ensuite parce qu'il a constitué et continue de constituer un excellent banc d'essai pour la physique stellaire. Sa proximité, le fait que nous disposions de résolution angulaire sur sa surface, l'énorme quantité de détails que nous fournit son observation quotidienne ont fondamentalement participé à la modélisation de la physique des autres étoiles. La théorie de l'évolution a été d'abord ajustée et testée dans le cadre précis d'une étoile qui s'offrait le luxe d'une observation facile.

Cette facilité d'observation est pourtant extrêmement relative. Bien sûr, le soleil réside seulement à une infime fraction de la distance qui nous sépare de la plus proche étoile connue. Pourtant, presque tout, sinon tout de ce que nous avons appris de lui repose sur l'observation de sa surface visible, et de son atmosphère. Nous sommes incapable de voir plus profond que quelques millièmes du rayon, cela quelque soit la longueur d'onde utilisée : l'approximation au corps noir est cruellement valide ! La connaissance des phénomènes se déroulant à l'intérieur du soleil repose soit sur les effets qu'ils produisent à l'extérieur, c'est le cas des taches, éruptions, activité magnétique, cycle de 11 ans, soit sur la théorie pure, c'est le cas du mécanisme de production de l'énergie dans le coeur, et d'une grande partie de son transfert vers l'extérieur.

Historiquement, la mesure du flux de neutrinos solaire par Davis a été la première méthode capable d'observer directement l'activité du coeur solaire. Les résultats produits, par le désaccord qu'ils présentent avec la théorie, ont eu pour effet de jeter un sérieux doute sur la théorie

de l'évolution stellaire, du point de vue des astronomes, ou sur la physique des particules qui décrit les neutrinos, du point de vue des physiciens. Il y a environ 25 ans, Leighton, Noyes et Simon découvraient l'existence d'un champ de vitesse périodique à la surface du soleil. Le phénomène possédait une périodicité d'environ 300 secondes. En 1970 R.K. Ulrich le premier émettait l'hypothèse que ces observations, alors confirmées par de nombreux autres observateurs, étaient des oscillations qui se propageaient dans l'ensemble de la sphère solaire, des vibrations acoustiques globales, analogues dans leur description mathématique à celles que l'on connaît sur terre sous forme de "tremblements de terre". Il prédisait pour ces phénomènes un spectre de fréquences discrètes qui devait être observé cinq ans plus tard par Deubner (1975). Exactement comme dans le cas de la sismologie terrestre, l'analyse des fréquences d'oscillations de la sphère gazeuse permet d'obtenir de l'information sur les propriétés physiques régnant à l'intérieur du soleil. Après les observations de Deubner, il devint clair qu'il était possible d'étudier l'état statique (pression, température, composition chimique... ) et dynamique (rotation interne, autres mouvements du fluide ) des parties profondes, et même du coeur nucléaire lui même, à partir d'observations de ces phénomènes connus sous le nom "d'oscillations de 5 minutes", à cause de la gamme de fréquences de ces ondes comprise entre 2 et 5 mHz. L'héliosismologie venait de naître.

Depuis 10 ans que cette branche de la physique solaire fournit des observations, nombre des perspectives précédentes sont devenues des résultats observationnels. L'héliosismologie est de fait le premier moyen d'exploration de la structure interne. Les modèles solaires ayant permis de calculer des ensembles de fréquences d'oscillation, l'excellent accord entre la théorie et les observations, l'un des meilleurs en astrophysique, fait encore plus ressortir l'aspect irréductible de certaines différences, clairement significatives de notre méconnaissance de certaines propriétés de l'intérieur solaire.

La richesse et la qualité croissante des observations permettent d'appliquer de plus en plus de contraintes expérimentales au modèle solaire, et par contrecoup d'ajuster à des paramètres de l'intérieur une théorie qui n'avait jusqu'alors été testée que contre des données externes. On peut espérer que l'enrichissement des modèles solaires par l'observation héliosismologique, permettra très bientôt de résoudre le "problème inverse", c'est à dire le calcul de tout les paramètres fonction du rayon en utilisant uniquement les données d'observations. Déjà des tentatives partielles ont été effectuées avec succès. Une autre idée excitante est d'appliquer aux étoiles la connaissance des dix dernières années d'héliosismologie. Précédant de peu les observateurs, les théoriciens ont rapidement fait varier les paramètres de leurs modèles pour produire des données sur des étoiles de masse différente de 1 et de température effective autre que 5700 K. Et depuis 1982 des observateurs de plus en plus nombreux construisent les instruments qui leur permettront de mesurer des vitesses radiales de quelques mètres par seconde à la surface des étoiles

Dans cette étude je décrirai les travaux qu'une équipe d'un laboratoire d'université m'a permis de mener à bien entre le début de 1984 et le début de 1987. Chronologiquement, il sera question des tentatives que nous avons effectuées sur deux étoiles de type solaire, Alpha Centauri et Alpha Canis Minoris dans le but de mettre en évidence l'existence d'oscillations de pression de type solaire, cette mise en évidence constituant à elle seule un apport important pour la sismologie dans la mesure où si la théorie ne fait pas de grandes difficultés pour prédire

de tels phénomènes, leur détection n'avait jamais été entreprise avec un instrument spécialisé avant 1982. Par ailleurs, construire l'instrumentation adéquate à leur détection reste la pierre d'achoppement des nombreux observateurs. Ceci représente pour moi la période allant de 1984 jusqu'au milieu de 1985. Nonobstant les difficultés d'interprétation théorique que soulèvent les observations d'Alpha Centauri, il semble acquis que nous avons détecté les premières oscillations de type et de nature solaire sur l'une au moins des étoiles du programme.

De la mi-84, et jusqu'à la rédaction de ce travail, nous avons entrepris une campagne d'observation du soleil qui s'est traduite par la construction de l'expérience ayant fonctionné au Pôle Sud durant les trois mois de l'été austral 84-85, et par la construction et l'implantation à l'Observatoire Européen Austral de l'expérience IRIS-01, première des six stations du réseau IRIS dont la nature et la finalité seront décrites plus loin.

L'expérience du Pôle n'a pas eu le succès que nous espérions d'abord. Le but envisagé était la détection de modes propres d'amplitudes inférieures au cm/s, détection éventuellement axée sur la découverte de modes de gravité, avec une résolution temporelle finale permettant l'évaluation du splitting des modes de pression de degré 1 et 2. Les divers problèmes rencontrés dans la mise au point du spectrophotomètre nous ont détourné de ces objectifs. L'exploitation des données n'est pas encore terminée, mais déjà des éléments d'information sur la variation à l'échelle de quelques années des fréquences des modes propres sont présentés. L'expérience à La Silla a essentiellement fourni des données techniques sur les paramètres instrumentaux du spectrophotomètre, utiles à la mise en place du réseau IRIS et à l'optimisation des instruments.

Enfin, ces expériences ayant fourni un grand nombre de données, il est clair que le traitement numérique a dû être entrepris sur une échelle sans cesse agrandie, et adaptée à des machines très diverses et cela a constitué une partie non négligeable de mon travail.

Dans une première partie, nous ferons un nécessaire historique de l'observation des oscillations, et nous nous attarderons sur les résultats scientifiques mis à jour par cette jeune branche de la physique solaire. Ensuite, nous montrerons combien la nature des observations des modes propres conditionne les résultats astrophysiques qui doivent en découler. En ayant insisté sur les choix scientifiques qu'impose la spectrophotométrie par résonance optique, nous présenterons ensuite l'instrument que nous avons utilisé pour les observations au Pôle Sud. Les résultats obtenus par cette mission ont été partiellement publiés, et sont présentés en détail. Ensuite vient l'étude technique de l'expérience à la Silla, où sont rassemblées des données techniques qui seront exploitées par les prochaines stations du réseau IRIS. Enfin, après avoir justifié de l'emploi d'un instrument à résonance optique travaillant en disque intégré pour des mesures de sismologie stellaire, nous présenterons les résultats d'observations effectuées sur deux étoiles de type solaire.

# Chapitre 2

## Nature des oscillations et historique des observations solaires.

### 2.1 Introduction

#### 2.1.1 Présentation des modes propres

Une étoile est une sphère gazeuse autogravitante en équilibre hydrostatique. Si cet équilibre est stable, toute perturbation visant à le contrarier provoquera un système d'oscillations autour de cette position d'équilibre. Tant que cette perturbation reste petite, on peut l'étudier dans le cadre d'un formalisme linéaire. Cette perturbation est solution d'une équation différentielle avec conditions aux limites aux deux extrémités de son domaine de définition, soit au centre et à la limite extérieure de l'étoile. On peut démontrer qu'une telle équation possède un spectre discret de valeurs propres, et que les fonctions propres se décomposent en une partie radiale et une partie angulaire constituée par la base orthonormée des harmoniques sphériques. On a alors des modes propres d'oscillations, qui se caractérisent par leur fréquence  $\omega_{(n,l)}$ , l'harmonique sphérique correspondant  $Y_m^l$ , et la fonction propre radiale quantifiée par  $n$ . Si dans un système mécanique simple comme une corde de guitare les fonctions propres et les fréquences sont simples, il n'en va pas de même pour une étoile, dont les équations hydrodynamiques ont une forme compliquée.

Les forces de rappel sont de deux nature, compressibilité et gravité, et conditionnent respectivement deux types d'oscillation : ondes acoustiques et ondes de gravité. Ces deux genres diffèrent par leur domaine d'existence dans l'étoile. La compressibilité agit comme une force de rappel partout dans l'étoile, parce que la pression du gaz est isotrope et tout ébranlement du fluide entraîne une réaction en sens inverse de l'environnement. On a ainsi propagation d'un gradient de pression c'est à dire d'une onde acoustique. La gravité agit différemment. Si nous considérons une couche sphérique de l'étoile soumise à une déformation locale, on comprend que la différence de force gravitationnelle existant entre la partie déformée et le reste de la couche agisse en sens contraire du phénomène ayant provoqué la déformation. Il faut noter que la zone convective sera instable pour des perturbations de gravité. A priori, cela exclu l'existence d'oscillations de gravité dans cette zone.

Les ondes de pression sont de type acoustique, et le paramètre essentiel qui régit leur

existence est la fréquence de coupure  $\omega_{ac}$ , qui représente la plus basse fréquence permise pour la propagation d'une onde de pression. Ce paramètre variant en fonction du rayon implique qu'il existe des zones de l'étoile interdites à une onde de pression de fréquence donnée. Une onde atteignant la limite d'une zone qui lui est permise pourra soit se réfléchir, soit être réfractée, suivant l'importance de la variation de  $\omega_{ac}$ . Typiquement le minimum de température qui constitue par la surface de la photosphère solaire représente une véritable barrière de réflexion pour des ondes de fréquence inférieure à 5 mHz. D'autre part, l'augmentation de la densité avec la profondeur entraîne une augmentation de la vitesse du son, le résultat étant une réfraction progressive de l'onde passant par une phase où elle se propage horizontalement. L'existence d'une telle cavité, spécifique à un mode, entraîne que :

- Il s'établit un filtrage (par interférences constructives) des fréquences permises dans cette cavité, avec établissement d'un régime d'ondes stationnaires.
- Chaque cavité étant spécifique à un mode de par sa localisation dans l'étoile, on a une stratification des modes en fonction de leur fréquence.

Précisons qu'un type de résultat semblable existe pour les ondes de gravité. Dans ce cas, le paramètre test (comparable à  $\omega_{ac}$ ) est  $N$ , fréquence de Brunt-Väisälä, qui constitue un test de la stabilité convective de la zone considérée. Les ondes de gravité ne peuvent exister que dans des zones convectivement stables. Dans le cas du soleil, cela signifie que la zone convective représente une limite supérieure (leur propagation étant évanescence dans cette zone), et au centre de l'étoile la gravité s'annulant représente une limite inférieure.

### 2.1.2 Harmoniques sphériques

L'observateur utilise l'aspect extérieurement détectable de ces oscillations, c'est à dire les modifications apportées par les modes propres à la surface de la photosphère. L'aspect réel de la surface de la sphère solaire à un instant donné provient d'une multitude de phénomènes dont beaucoup possèdent un effet plus important que celui des oscillations. Les oscillations solaires apparaissent comme des mouvements oscillatoires des couches externes au travers de la distribution d'amplitude de surface des harmoniques sphériques  $Y_m^l$ . Ces paramètres possèdent un sens géométrique immédiat :  $l$  représente le nombre de lignes sur lesquelles l'amplitude de déplacement est nulle, et  $m$  représente le nombre de ces lignes de nœuds dirigées suivant un méridien solaire. Sur la figure 2.1 sont représentés quelques harmoniques sphériques. Les surfaces de teinte claire se déplacent vers l'observateur, alors que les surfaces de teinte sombre s'en éloignent. Le phénomène étant périodique, les surfaces claires et sombres échangent régulièrement leur vitesse radiale. Une multitude de modes propres sont simultanément visibles, et c'est leur superposition qui apparaît à la surface.

Le problème de l'observation d'oscillations solaires est donc celui de la détection de la composante périodique des phénomènes se déroulant à la surface solaire. Nous allons présenter l'historique de ces observations, qui correspond à la reconnaissance graduelle par les observateurs des propriétés spécifiques des oscillations, prédites par les théoriciens.

## 2.2 Historique : de 1935 à 1975

Les pulsations radiales des étoiles de type Céphéides servent depuis longtemps à une partie de l'étalonnage en distance de l'univers et nous sont familières. Il s'agit dans le cas des

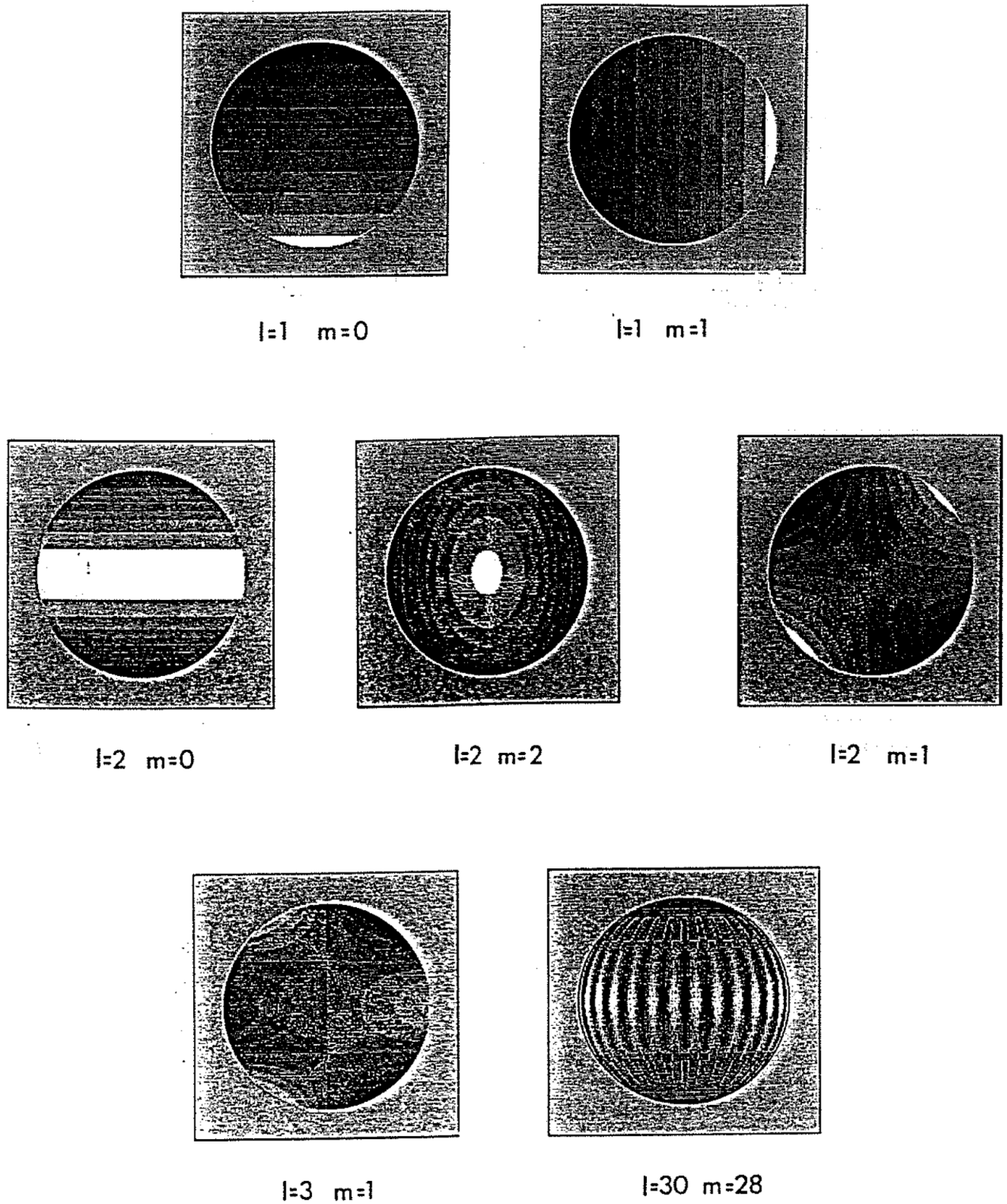


FIGURE 2.1. Harmoniques sphériques  $Y_l^m$ . Les valeurs de  $l$  et de  $m$  sont indiquées sur les figures. Les zones de gris moyen sont les lignes d'amplitude nulle.  $l$  représente le nombre de lignes d'amplitude nulle,  $m$  le nombre de ces lignes qui sont méridiennes, i.e qui croisent l'équateur, ici horizontal.



Céphéides, d'oscillations radiales au cours desquelles le rayon de la sphère change périodiquement. L'énergie de ces mouvements est grande, mettant en jeu un important volume stellaire, et conséquemment l'échelle de temps est assez longue. Il est généralement admis que le soleil n'est pas une étoile variable mais tout dépend du critère employé : le cycle de onze ans en fait une variable magnétique tout à fait correcte. Les observations récentes de variation de diamètre (Laclare 1985), fourniront peut-être une notion de variation de l'activité sur des périodes de l'ordre de quelques semaines, avec des amplitudes faibles. Il est en tout cas certain que les oscillations de pression dont le soleil est le siège lui donnent un caractère d'étoile variable de courte période dont l'amplitude photométrique  $\approx 10^{-6}$  est très faible.

L'étude théorique de la génération et de la propagation d'ondes dans des zones peu profondes de la sphère solaire fut entreprise dans les années 40 par Cowling(1941), Biermann (1946), Schwarzschild (1948)), afin d'essayer d'expliquer le chauffage de la chromosphère et de la couronne par la dissipation de ces ondes que l'on supposait générées dans la zone convective. Ce problème, toujours d'actualité, reste difficile à traiter, et même si nous avons désormais acquis une bonne connaissance observationnelle des phénomènes, chose difficile en 1950, la forte nonlinarité que subissent ces ondes aux environs de la photosphère rendent les prédictions théoriques très incertaines (Brown et al. 1986). Quoi qu'il en soit il faut noter que la théorie qui a connu un si vif succès avec les oscillations photosphériques s'est d'abord développée pour étudier un problème qui reste sans solution satisfaisante.

Plaskett (1954) avait déjà fait état de l'existence de champs de vitesse autres que celui de la granulation à la surface du soleil, sans mentionner de période. Leighton, Noyes et Simon en 1962 découvrent à l'aide d'images Doppler de la surface solaire, un ensemble de mouvements d'ondulation de la photosphère mettant en jeu la surface entière, le phénomène ayant une période d'environ 300 secondes. Entre 1960 et 1965 on peut citer Evans et al (1962), Edmonds et al (1965), dont les observations servirent de base à des discussions portant sur les rapports entre des mouvements de la surface "bien connus" à l'époque, tels que la granulation et la supergranulation, et la "jeune" oscillation de 5 mn. (Noyes 1967).

Entre 1965 et 1970 d'autres observateurs, Deubner (1967), Howard (1967), Frazier (1968), Gonczi et Roddier (1969), cherchèrent à cerner la dimension spatiale du phénomène, en intégrant sur diverses parties de la surface solaire, ainsi que sa durée de vie. De nombreuses améliorations furent amenées par l'introduction de techniques d'analyse basées sur la transformation de Fourier spatiale et temporelle, et par l'introduction du diagramme  $k - \omega$  dont nous parlerons plus loin. A l'aide de ce diagramme et de calculs faits par Souffrin (1966), Frazier (1968) était capable de relier le spectre observé, fonction de la profondeur dans la photosphère, avec les fréquences d'ondes acoustiques résonantes. Gonczi et Roddier(1969) suggéraient l'idée d'une cohérence spatiale curieusement importante, relevant d'un phénomène largement plus grand que la granulation et que tout ceux observés jusqu'alors. Ils notaient également la grande durée de vie du phénomène.

Finalement Deubner(1969) commence des observations bidimensionnelles à Capri. Ses conclusions sont qu'il n'existe pas de région étendue du soleil où les pulsations ne soient pas présentes, et qu'un tel résultat est incompatible avec une excitation locale et désorganisée par la supergranulation.

Sensibles à l'aspect "modes propres d'oscillations", apportant une possibilité d'iden-

tification sans ambiguïté du phénomène, les observateurs se mettent à chercher des pics discrets dans le spectre de leurs données. Musman et Rust (1970) reparlent de la segmentation du "pic" à 5 mn en 2 ou 3 blocs, segmentation déjà aperçue par Roddier et que celui-ci avait tenté d'expliquer par la durée de vie limitée de l'oscillation.

Début 1971, Deubner récidive : la granulation est un phénomène de trop petite échelle pour expliquer les oscillations. Ou alors il faut postuler l'existence d'une autre granulation plus grande et 'cachée' pour convenir.

Le pas définitif fut franchi quand Ulrich à la fin de l'année 1970 et ensuite Leibacher et Stein (1971) donnèrent une interprétation en terme d'ondes acoustiques stationnaires, piégées dans une cavité résonante étant essentiellement une enveloppe sphérique dont la limite interne est située dans la zone convective, et la limite externe quelque centaines de kilomètres sous la surface de la photosphère. Ulrich prédisait très clairement l'aspect discret du spectre de fréquence de ces oscillations. Thomas et Clark (1971) effectuent le même genre de travail que Ulrich pour des ondes de gravité et prétendent, en s'appuyant sur la multiplicité des pics rencontrés, que les observations de Frazier (1968) constituent un début de vérification.

Après ces progrès décisifs pour la compréhension du phénomène, Deubner (1972) s'attache à montrer que la segmentation du pic à 5 mn dans le spectre n'est pas significative et peut dépendre de l'analyse effectuée. Par ailleurs la position en fréquence de ces pics change avec les instants d'observation, ce qui est tout à fait en contradiction avec des fréquences propres d'oscillation. De plus, la théorie d'Ulrich (1970), de même que celle de Thomas (1971) donne des cohérences horizontales encore jamais observées. Pour Deubner, l'existence d'ondes acoustiques résonantes est hypothétique et les observations du moment n'en sont pas même un début de preuve. On peut ici faire le commentaire que, évidemment, les "pics" de Roddier ou de Frazier n'étaient pas des modes propres, les données n'offrant pas la durée nécessaire pour isoler ces modes dans le spectre. Les 30 heures d'observation qui à ce moment là auraient dissipé toute ambiguïté n'étaient pas encore rassemblées.

A l'encontre de Deubner, Wolf (1972), se fait le défenseur des modes propres solaires. Ses arguments sont : la théorie globale est la seule à pouvoir expliquer la grande cohérence temporelle, et l'extension spatiale du phénomène. Si les prédictions d'Ulrich ne semblent pas en accord avec les observations, surtout pour l'extension spatiale, c'est que la théorie de l'atmosphère plan-parallèle que celui-ci a utilisé est insuffisante pour une bonne modélisation.

White and Cha (1973), partant du résultat (i.e. du spectre temporel des oscillations) font une analyse statistique de l'oscillation et concluent à une corrélation temporelle n'excédant pas 20 mn.

Un peu plus tard Wolf (1973) met en évidence que la difficulté d'explication du phénomène est due aux efforts faits pour concilier les anciennes observations (avant 1968) faisant état de faible cohérence spatiale, avec de plus récentes, telles celles de Gonczi et Roddier (1969), Tannebaum et al (1969) ou Fossat et Ricord (1973), montrant clairement l'existence d'énergie dans l'oscillation de 5 mn sur de très grandes fractions de la surface solaire. L'importance égale d'une bonne résolution spatiale et temporelle dans les observations est fortement ressentie par Fossat et Ricord (1973) ainsi que Deubner (1974).

Par ailleurs Deubner ayant recommencé des observations en fonction des remarques précédentes, conclut son article de 1974 en défendant à son tour la thèse des ondes acoustiques

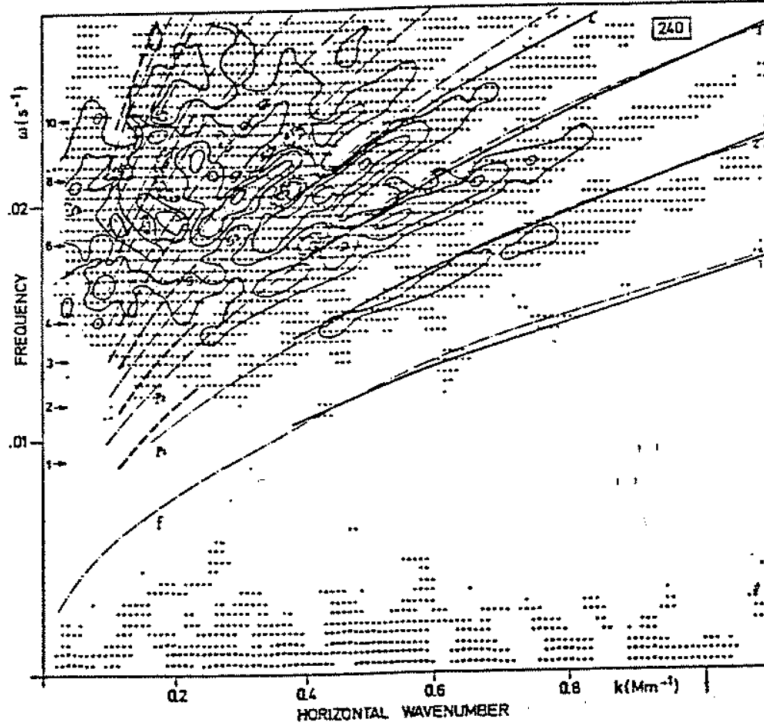


FIGURE 2.2. (d'après Deubner) Diagramme-échelle publié en 1975 montrant la comparaison entre ses observations et les prédictions théoriques d'Ulrich(1970) en trait plein, et de Ando et al.(1975) en pointillé.

sous-photosphériques comme étant la seule adaptée à l'interprétation d'observations récentes.

Musman (1974) s'étant intéressé aux relations possibles entre les oscillations et la granulation conclut à une absence de corrélation spatiale entre les deux phénomènes, et abonde dans le sens de l'existence d'ondes acoustiques.

C'est enfin à Deubner, dans sa célèbre publication de 1975, à qui revient l'honneur de lever toute ambiguïté. Grâce à ses nouvelles observations de Capri, une résolution spatio-temporelle suffisante est finalement obtenue, et le diagramme  $k - \omega$  publié (figure 2.2) correspond aux prédictions d'Ulrich "...in all detail to an embarrassing extent". La thèse de l'excitation localisée par la granulation est définitivement écartée au profit d'une excitation globale encore mal définie.

Continuer ici l'historique pas à pas des observations d'oscillations solaires et des résultats qu'elles ont apportés est délicat, car à la suite du résultat de Deubner la quantité de personnes intervenant et de travaux entrepris devient grande, et seul un historique par "thème astrophysique" peut convenir. Trois axes principaux continuent de marquer la sismologie actuelle :

- détermination de la structure interne et de la composition chimique du soleil.
- détermination de la courbe de rotation interne,

– physique du coeur thermonucléaire.

## 2.3 Observations et résultats astrophysiques depuis 1975

### 2.3.1 Structure de l’intérieur, composition chimique

Christensen-Dalsgaard et Gough (désormais notés C.D.& G.) commencent à évoquer le ”problème inverse” dès 1976. Il est clair que certaines quantités intégrales du soleil comme la luminosité ou la vitesse du son sont assez faciles à obtenir à partir des observations sismologiques. Se basant sur des études des théoriciens de la sismologie terrestre, ils font une première évaluation de la difficulté de la détermination des paramètres solaires en fonction du rayon, en partant des fréquences des modes propres d’oscillation.

Un peu plus tard, Ulrich et al. (1977) examinent la sensibilité du diagramme  $k - \omega$  aux paramètres de l’enveloppe solaire, et concluent à une dépendance des fréquences propres à l’entropie de la zone convective, plus qu’à d’autres paramètres. C.D. & G. et Morgan (1979) commencent à simuler des modèles non-standards dont l’abondance en éléments lourds provient d’un enrichissement au cours du temps par le milieu interstellaire : l’intérêt de tels modèles est de posséder un flux de neutrinos plus réaliste que le modèle standard, et leur enveloppe convective est plus étroite. Les variations trouvées dans le calcul des modes propres sont suffisantes pour discriminer entre les modèles celui qui pourrait le mieux s’adapter aux observations. Le problème est qu’à ce moment là, il n’existe pas encore d’observations assez complètes pour supporter ce test.

Le tournant important des années 80 est l’arrivée de bonnes observations, en disque intégré par Grec et al (1981 et 1983), au Pôle Sud (Figure 2.3) et par Claverie et al. (1981) à Tenerife.

Les deux publient des listes de fréquences propres mettant en évidence les modes propres pairs et impairs accessibles à ce type d’observation, soit typiquement  $l = 0$  à 3 pour  $n = 15$  à 30. Grec et al. ont obtenu 120 heures continues, et l’absence de fenêtre instrumentale est très utile à la détermination précise des fréquences d’oscillation. Par contre Claverie et al. ont plus de données et partent aussitôt à la recherche du splitting de rotation des modes. C.D. & G. (1980) peuvent alors comparer leurs travaux précédents avec les deux groupes d’observations disponibles. Aucun des modèles de ces auteurs ne convient en bloc, néanmoins l’interpolation pratiquée donne un résultat assez proche du modèle standard, aussi bien pour le taux d’hélium que pour l’abondance initiale en éléments lourds. Deux problèmes s’opposent à une élucidation complète : les incertitudes interne à la physique des modèles (tables d’opacité) sont encore du même ordre que les différences introduites a priori entre les divers modèles eux-mêmes. Par ailleurs la solution pourrait ne pas être unique, des modèles très différents donnant les mêmes fréquences propres, en particulier des modèles avec mélange pourraient éventuellement convenir, amenant un début de convergence entre les observations sismologiques et les observations du flux de neutrinos. Les auteurs concluent en disant que les fréquences publiées contiennent vraisemblablement l’information suffisante pour discriminer entre les modèles, à condition de faire baisser l’incertitude que ces mêmes modèles véhiculent. De fait, la publication de nouvelles tables d’opacité et de taux de réactions nucléaires permettent à C.D. & G. (1981) de donner un écart précis ( $6 \mu\text{Hz rms}$ ) entre leur

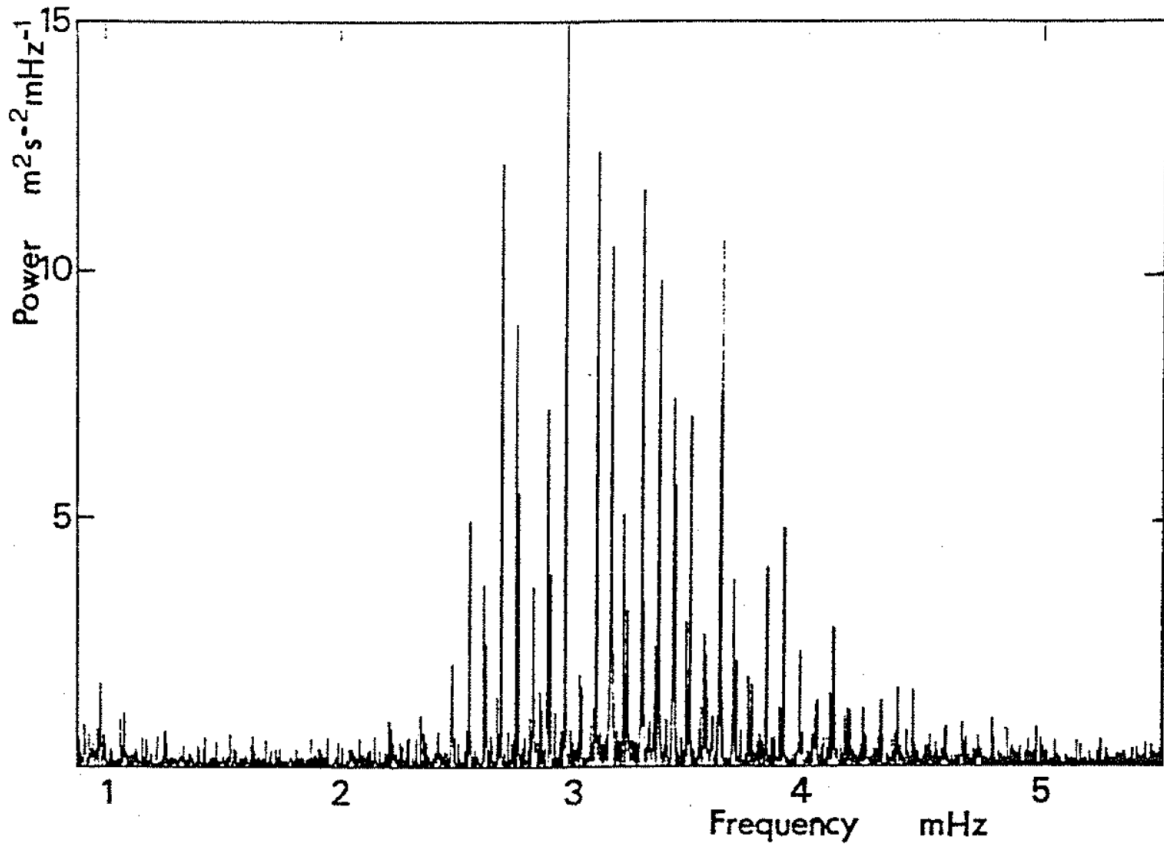


FIGURE 2.3. Spectre de 120 heures de données ininterrompues obtenu par Grec, Fossat et Pomerantz au Pôle Sud en 1980. Ce spectre fut le premier à montrer la séparation des pics de degrés pairs et impairs en modes individuels 0-2 et 1-3.

meilleure solution et les observations, valeur reflétant une différence très significative qui demande des changements ultérieurs dans la physique des modèles pour être comprise. La conclusion de cette série d'études par ces auteurs tend à accréditer un modèle solaire assez proche du modèle standard avec  $Y=0.25$  et  $Z=0.02$ .

Scuflaire, Gabriel et Noels (1982 a et b) utilisent les observations de Claverie et al. (1981), puis celle de Grec et al. (1981,1983) pour calculer les proportions d'éléments lourds et la longueur de mélange de leurs modèles (Figure 2.4). Un même modèle ne peut convenir aux deux ensembles de données, mais les résultats ne sont dans aucun cas très différents du modèle standard, pour ce qui est de la composition chimique. Par contre les modèles s'approchant le plus des données sont ceux dont le rapport  $Z/X$  est fixé à sa valeur observée dans la photosphère de 0.025, entraînant une zone convective plus profonde que celle généralement acceptée ( 0.68 ou 0.69  $R_{\odot}$  contre environ 0.75  $R_{\odot}$ ). Des calculs faits avec une équation d'état modifiée pour tenir compte de l'interaction électrostatique (Shibahashi et al. 1983) diminuent sensiblement l'écart théorie-observation en changeant un peu la physique du modèle. Néanmoins des écarts systématiques apparaissent en fonction de  $l$ . L'abondance en éléments lourds est

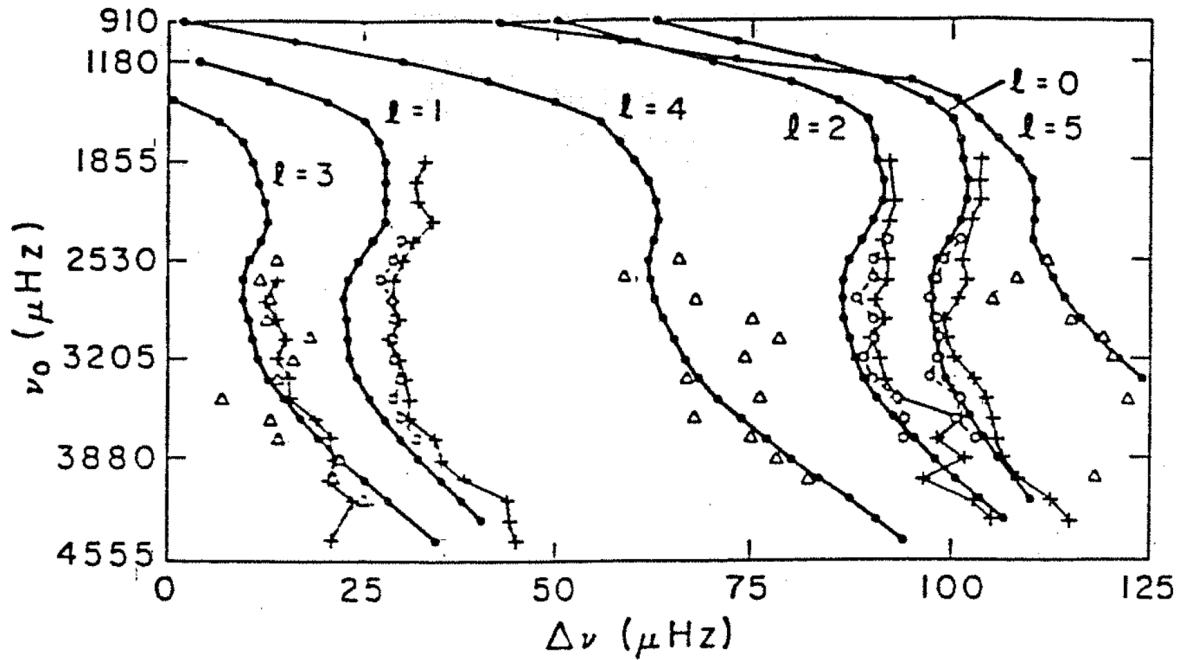


FIGURE 2.4. (d'après Shibahashi et al.) Comparaison des fréquences théoriques (trait plein) et de celles observées par Claverie et al.(1981) cercles, Grec et al. (1982) croix, Scherrer et al. (1982) triangles.

raisonnablement estimée entre 0.019 et 0.020. La profondeur de la zone convective demeure le point délicat : elle reste plus importante que celle donnée pour les modèles standards. Ulrich et Rhodes (1983) comparent également les données d'observation de disque intégré Doppler en leur adjoignant les données de brillance de l'expérience ACRIM embarquée sur le satellite SMM (Woodard et al., 1982) avec la théorie : ni le modèle standard ni des modèles de soleils plus typiques ne correspondent bien aux observations en disque intégré de faible degré.

Une partie des indéterminations précédentes va être résolue quand deviennent disponibles d'autres observations : d'abord celles de Scherrer et al. (1982) qui donnent des modes propres de degré un peu plus élevé que les méthodes de disque intégré ( $l = 3, 4$  et  $5$ ) : si les fréquences observées sont exprimées comme la combinaison linéaire des modèles calculés par C.D. & G. 1981, la meilleure solution est à  $8 \mu\text{Hz}$  rms d'écart d'un modèle standard  $(Y, Z) = (0.25, 0.02)$ . Ensuite viennent les observations par Duvall et al. (1983), faites avec de la résolution spatiale, et donnant accès aux modes avec  $l = 1 - 139$ . Noels et al. (1984) les utilisent pour étudier plus finement l'adaptation des modèles en fonction du modèle standard. Premières conclusions : les modèles dit "standards" varient toujours un peu d'une équipe à une autre sans que soient bien précisée la source des différences, ceci entraînant une gêne certaine pour la convergence générale de la théorie. Ensuite le modèle standard ne rend pas bien la courbure du diagramme-échelle pour les observations de faible degré, et manque complètement son but pour des  $l$  plus grands : s'appuyant sur les modèles type Shibahashi (1983), les auteurs suggèrent fortement

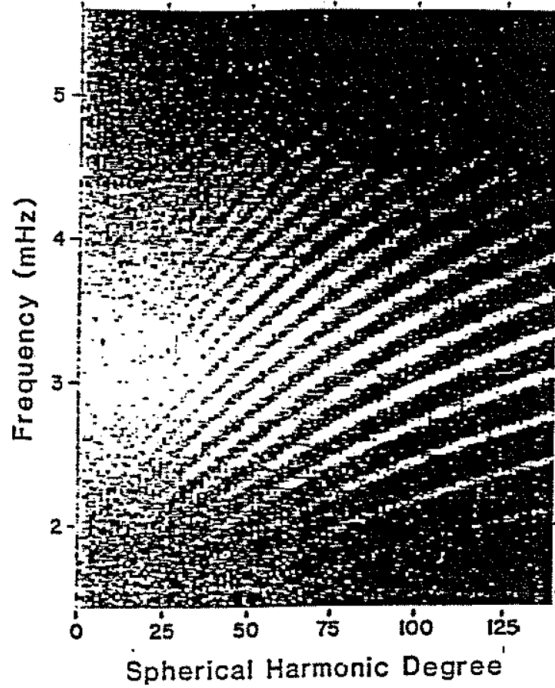


FIGURE 2.5. Diagramme  $k - \omega$  obtenu par Harvey-Duvall en 1984. C'est ce type d'observation avec résolution spatiale qui a conduit à la mesure du splitting de rotation des modes.

que seule une zone convective plus développée ( $\approx 0.67R_{\odot}$ ) peut rendre compte correctement de l'ensemble des observations. Christensen-Dalsgaard se basant sur les mêmes observations de Duvall-Harvey (Snowmass 1984), conclut à un désaccord important pour des modes avec  $20 < l < 200$ , désaccord allant jusqu'à  $15 \mu\text{Hz}$  du modèle standard. Pour  $l < 20$  le désaccord est moins grand. Il impute l'écart pour les modes de grands  $l$  à un mauvais traitement de l'adiabaticité entre  $0.95$  et  $1R_{\odot}$  du modèle, et pour les petits  $l$  à une mauvaise définition du bas de la zone convective ou à un mauvais traitement de la convection pénétrative. Un autre tournant important provient de la première solution concrète du "problème inverse" effectuée par C.D. et al. en 1985. Utilisant les données de Duvall et Harvey (1982,1983,1984)(Figure 2.5) ces auteurs ont obtenu une courbe  $c^2(r)$  ou  $c(r)$  est la vitesse du son, par une méthode d'inversion dont les seules contraintes théoriques sont des conditions aux limites pour fixer la valeur de constantes numériques. Dans un premier temps les auteurs valident la méthode d'inversion en la comparant à ce que donne un véritable modèle complet : l'accord est meilleur que 2.5% entre  $0.4$  et  $0.95 R$  (figure 2.6 a). En inversant de vraies données, on obtient effectivement une courbe  $c^2(r)$  qui reflète elle aussi les mêmes imperfections. La qualité de l'équivalence entre la méthode d'inversion sur des valeurs du modèle et sur de véritables données donne à penser que la comparaison modèle-données peut par cette méthode aller même au delà des limites précédentes, i.e. un peu au dessous de  $0.4R_{\odot}$ . Il découle finalement

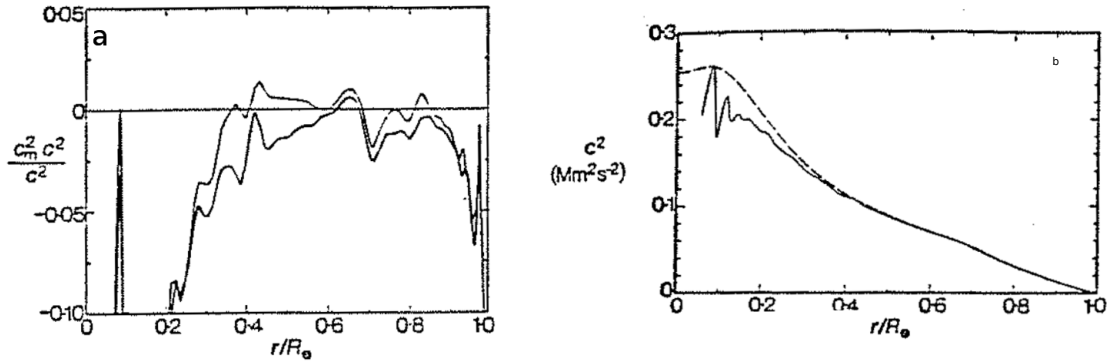


FIGURE 2.6. Écart relatif sur la vitesse du son donnée par un modèle complet et par la méthode d'inversion de *C.D. et al.(1985)*(trait épais), comparé à l'écart relatif entre le même modèle et des données solaire inversées par cette méthode (trait fin). L'accord est excellent. (b) - Vitesse du son à l'intérieur du soleil en utilisant des données sismologiques et la méthode d'inversion minimisant les hypothèses théoriques (trait plein), et résultat donné par un vrai modèle. Ces deux figures sont d'après *Christensen-Dalsgaard et al. 1985*

des test précédents que (Figure 2.6 b) :

- La vitesse du son est plus grande que prévue par les modèles dans la zone de 0.3 à 0.5  $R_{\odot}$ , ceci pouvant être interprété en terme d'imprécisions dans la valeur des opacités de cette zone. Si c'est en effet le cas, une température plus élevée est à prévoir pour cette zone.
- Le changement dans la courbe de  $c^2(r)$  qui survient à  $\approx 0.7R_{\odot}$  reflète certainement la limite inférieure de la zone convective, un peu plus profonde que ne la prévoient les modèles classiques ( $0.75 R_{\odot}$ ).
- La "surface" solaire est encore très mal décrite par les modèles, et sa physique est difficile. En conclusion la méthode présentée est très prometteuse, surtout dans l'hypothèse où des observations nouvelles permettront d'itérer le processus.

### 2.3.2 Splitting des modes propres et rotation interne

Le splitting de rotation a été mentionné par les théoriciens des oscillations d'étoiles dès 1949 (Cowling et Newing) et 1958 (Ledoux et Walraven). Il s'agit du couplage existant entre un mode propre et la rotation solaire, identique dans son principe au couplage des moments angulaires type spin-orbite en physique atomique. L'axe de rotation solaire définit une direction privilégiée de l'espace, et la rotation du soleil se combine à la propagation des modes propres pour en modifier légèrement la fréquence perçue par les observateurs terrestres. En fait le mot anglais splitting généralement accepté dans la littérature pourrait se traduire par "levée de dégénérescence par rotation". En supposant qu'un mode propre soit composé de deux ondes se propageant en sens inverse dans la même cavité propre, leur vitesse de déplacement s'additionnera ou se soustraira à la rotation solaire pour fabriquer des fréquences de modes progrades ( $m$  positif), ou rétrogrades ( $m$  négatif) légèrement différentes.



Les fréquences des modes propres  $\omega_{n,l}$  deviennent dépendantes de l'ordre azimuthal  $\omega_{n,l,m}$ . L'entier  $m$  pouvant varier de  $-l$  à  $+l$ , cela fait  $2l+1$  valeurs permises pour la fréquence  $\omega_{n,l,m}$ . En pratique un pic  $l = 2$ , par exemple, doit être représenté par un groupe de cinq pics, et un mode  $l = 0$  doit se voir comme un pic unique. Ceci possède une interprétation géométrique simple : un mode  $l = 0$  étant purement radial n'est pas sensible à la géométrie de la rotation du soleil, alors qu'un mode non radial est perçu différemment suivant son orientation spatiale sur la sphère, si cette sphère possède une direction privilégiée (comme un axe de rotation). Pour donner de premières estimations numériques de la valeur du splitting, on peut faire l'hypothèse simplificatrice que la fréquence de rotation solaire ne dépend pas de la latitude et est uniquement une fonction du rayon, du genre  $\Omega(r)$ . On a alors une dépendance de la fréquence des multiplets au pic central (Toomre, 1984) :

$$\nu(n, l, m) - \nu(n, l, 0) = \frac{m}{2\pi} \beta_{n,l} \int_0^R K_{n,l}(r) \Omega(r) dr$$

dans cette expression  $\Omega(r)$  est la fréquence de rotation en fonction du rayon,  $\beta_{n,l}$  un facteur d'échelle, et  $K_{n,l}$  est une fonction qui pondère l'intégrale sur  $r$  par la plus grande sensibilité du mode à une certaine profondeur : le mode est sensible à une certaine partie de la courbe de rotation en fonction de l'endroit où se situe sa cavité propre. Dans le cas limite de mode de faible  $l$  avec  $n \gg l$  le splitting devient simplement (Toomre, 1984) :

$$\nu(n, l, m) - \nu(n, l, 0) = \frac{m}{2\pi \bar{\Omega}}$$

où  $\bar{\Omega}$  est une moyenne de la vitesse de rotation sur le rayon :

$$\bar{\Omega} = \frac{\int_0^R \frac{\Omega}{c}(r) \frac{dr}{c}}{\int_0^R \frac{dr}{c}}$$

en supposant  $\bar{\Omega}$  égal à la valeur de surface, cela donne un écart entre pics découplés d'environ  $0.45 \mu\text{Hz}$ . Quel que soit le mode considéré, la valeur du splitting varie linéairement avec  $m$ . Il est bien connu que la rotation solaire varie avec la latitude, passant de 25 à 30 jours en allant de l'équateur vers les pôles. Ceci oblige à considérer  $\Omega$  comme dépendant de  $r$  et  $\theta$ , si  $\theta$  est un angle correspondant à la latitude sur le soleil. Cette rotation suffisamment lente permet de négliger les effets centrifuges et donne une dépendance des fréquences propres en  $m$  de l'ordre de (Brown, 1986) :

$$\nu(n, l, m) - \nu(n, l, 0) = -m \frac{\int_{-1}^1 \bar{\Omega}(\theta) [P_l^m(\cos \theta)]^2 d \cos \theta}{\int_{-1}^1 [P_l^m(\cos \theta)]^2 d \cos \theta}$$

où  $\theta$  représente la colatitude, et  $P_l^m$  est le polynôme de Legendre associé à  $m$  et  $l$ . Du point de vue observationnel, l'intérêt de la mesure du splitting est celui de la détermination du produit  $\Omega(r, \theta) K_{n,l}$ . Sachant que les  $K_{n,l}$  ont été bien étudiés théoriquement, on peut ainsi remonter aux valeurs de la rotation en fonction du seul rayon d'abord, puis du rayon et de la latitude. Il est évident que l'observation du splitting des modes est une chose délicate, car

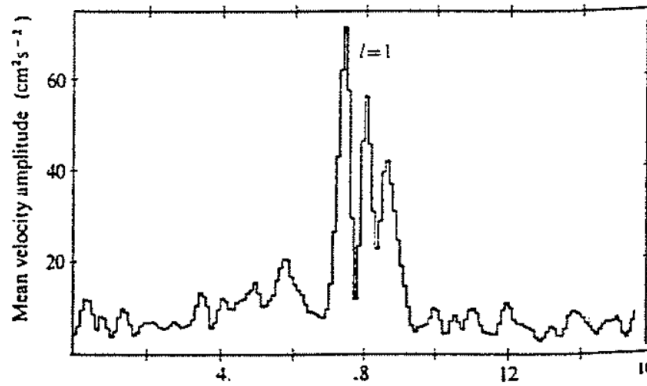


FIGURE 2.7. Première structure fine de  $l=1$  mise en évidence par Claverie et al. Le fait que ce soit un triplet alors qu'un doublet  $m = \pm 1$  était attendu a compliqué l'interprétation de ces données.

elle demande de longues durées d'observations avec une bonne stabilité instrumentale. Une résolution de  $0.5 \mu\text{Hz}$  est produite par une durée d'observation de 23 jours environ. Même si une vitesse de rotation plus rapide de l'intérieur profond du soleil, entraînant des valeurs plus grande de splitting n'est pas exclue à priori, les observations les plus résolues peu après 1980 (Grec et al. 1983, Claverie et al. 1983) ne donnent que de marginales indication sur ce que le splitting pourrait être.

La première détection d'une structure fine dans les pics des modes propres est due à Claverie et al. en 1981 ( Figure 2.7). Ces auteurs annoncent un splitting pour  $l = 1$  de  $0.75 \mu\text{Hz}$ , soit environ deux fois plus important que pour une rotation uniforme à la valeur de surface. Comme l'énergie de ce mode est surtout présente dans les premiers 10 pour cent du rayon, ceci suggère que le coeur du soleil tourne plus vite que la surface d'un facteur 2 environ. (Claverie et al., 1981). Gough (1982) étudiant ce problème note que du fait de la technique d'observation en disque intégré, sur les trois composantes théoriques  $m = 0$  et  $m = \pm 1$  dont Issak revendique l'observation, seuls sont visibles les deux pics  $m = \pm 1$ , le pic  $m = 0$  possédant une symétrie équatoriale étant de toute façon moyenné. Isaak (1982) propose un coeur solaire doté d'un puissant champ magnétique, dont l'axe de rotation ne serait pas forcément en coïncidence avec l'axe de rotation de surface, qui expliquerait la présence de ces trois pics, mais cette explication soulève encore plus de questions qu'elle n'en résoud ( Gough 1982). A la fin de l'année 1982, le problème revient sans conclusion dans le camp des observateurs. D'autres mesures de splitting de rotation sont proposées en 1983 par Bos et Hill, à partir de mesures de fluctuations du diamètre solaire. L'identification des pics étant elle même délicate pour cette technique d'observation, il semble peu probable que le splitting obtenu soit vraiment fiable ( Gough, 1982). Woodard et al. (1983) s'appuient sur la largeur des pics mesurés par SMM (ce qui est possible, eu égard à la fenêtre observationnelle simple des données spatiales) pour avancer une valeur maximale du splitting des mode  $l = 1$  égale à celle proposée par le groupe de Birmingham, sans toutefois identifier ce splitting dans leurs données.

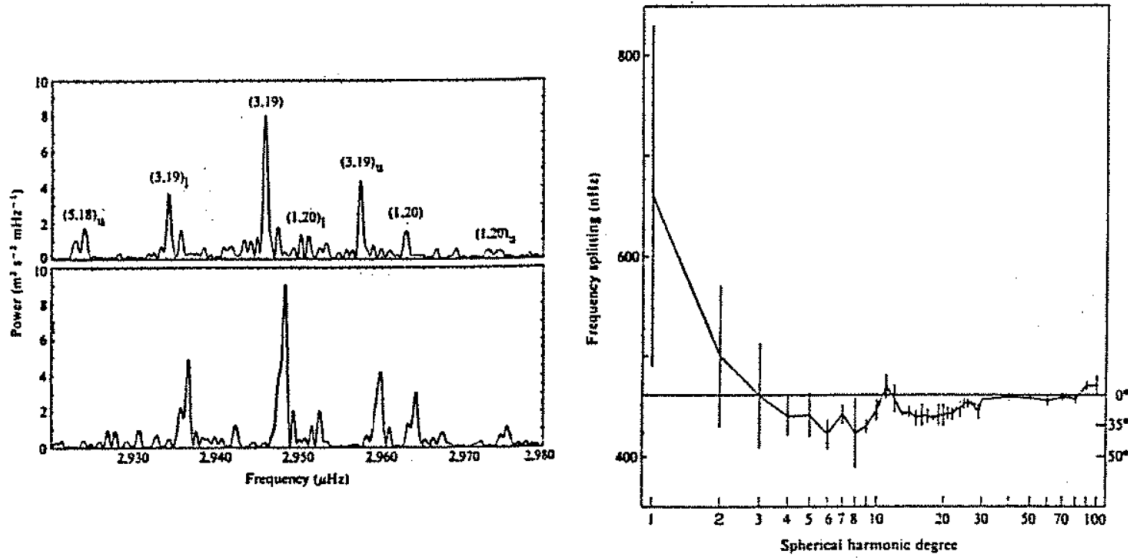


FIGURE 2.8. (a) Structure fine du pic  $l=3$  dans le spectre de Duvall et Harvey (1984). (b) Valeurs du splitting de rotation en fonction du degré observé. On note l'augmentation des barres d'erreur en s'approchant des mode de faible degré, correspondant à une moins bonne statistique des observations.

Les premières mesures de splitting tout à fait irréfutables sont à porter au crédit de Duvall et Harvey (1984). Grâce à des observations spatialement résolues faites à Kitt Peak en 1983, ces auteurs sont capables d'identifier des harmoniques avec  $l$  compris entre 0 et 200, avec une résolution temporelle de  $0.6 \mu\text{Hz}$ , et de déterminer le splitting de rotation pour l'ensemble des modes observés (Figure 2.8 a et b). Ce splitting peut être alors immédiatement utilisé (Duvall et al. 1984 b) pour une première détermination de la courbe de rotation interne (Figure 2.9)

Entre  $0.4 R_{\odot}$  et  $0.9 R_{\odot}$  la vitesse de rotation est pratiquement constante, ce qui suggère qu'il n'y a pas ou peu de changement dans la rotation au bas de la zone convective. Un léger ralentissement au dessus de la zone convective  $R > 0.95$  est compatible avec les modèles, mais  $l = 200$  au mieux est insuffisant pour sonder vraiment ces couches. Au dessous de  $0.4 R_{\odot}$  la rotation est également significativement plus lente que prévue par des modèles compatibles avec le ralentissement de la rotation par le vent solaire (Spruit et al., 1983). Enfin, le coeur semble tourner plus rapidement que le reste d'un facteur 2 au pire, mais là, l'incertitude dans la mesure du splitting visible sur la figure 2.8 b, provenant d'un manque statistique de données, laisse encore dans l'ombre cette partie du soleil. Libbrecht (1985) ayant observé environ 6000 modes compris entre  $5 \leq l \leq 20$  obtient par ailleurs des valeurs de splitting suffisamment différentes de Duvall pour avancer que le coeur ne tourne pas beaucoup plus vite que le reste. Finalement, Brown (1985) et Duvall et al. (1986) utilisant tout deux des observations qui sont réellement spatialement résolues, étudient la dépendance de la rotation en fonction de la profondeur et de la latitude : Il existe une divergence nette entre ces auteurs, Brown trouvant une dépendance avec la latitude plus faible en profondeur

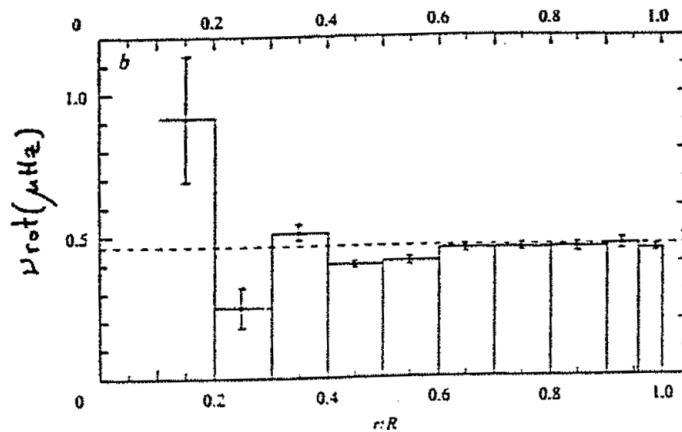


FIGURE 2.9. (d'après Duvall et Harvey) Fréquence de rotation en fonction du rayon solaire. Un des meilleurs résultats héliosismologiques du moment.

qu'en surface, et à la limite inexistante, la rotation devenant quasi-uniforme sur des sphères avec la profondeur. Duvall et al. confirment le fait que jusqu'à au moins  $0.5 R_{\odot}$  la sphère solaire tourne à sa vitesse de surface, mais aussi que la rotation différentielle en latitude persiste dans le rapport de ce qu'elle est à la surface pour la plus grande partie de la zone convective. Les différences entre ces deux groupes sont toujours d'actualité, et à n'en pas douter ce chapitre de l'observation des oscillations solaires est en train de devenir l'un des plus passionnant de la physique solaire. Le groupe de Nice possède toujours comme l'un ses buts principaux la mesure précise du splitting de rotation des modes  $l=1$  et  $2$ , dont on a vu qu'ils étaient potentiellement capables de lever l'ambiguïté qui pèse encore sur la rotation du coeur solaire.

### 2.3.3 Détection des modes g

Rappelons que les modes g sont appelés ainsi parce le gradient du potentiel de gravité est leur force de rappel. Ils sont piégés sous la zone convective et seuls ont une chance d'être détectés en surface ceux dont la longueur d'onde horizontale ( $k_h$ ) est de l'ordre de l'épaisseur de la zone convective. Leur détection est une affaire passionnante car ils véhiculent une information provenant surtout du coeur thermonucléaire, que seuls quelques modes de pression de faible degré pénètrent. Leur détection reste extrêmement controversée, ceci étant en partie dû à la difficulté d'observation apporté par leurs faibles amplitudes et en partie aux difficultés d'analyse que présentent des spectres de modes de gravité.

Les premières observations à faire mention de longues périodes dans des données sismologiques sont celles de Brookes et al. (1976) au Pic du Midi, qui rapporte une période de 2.65 h avec une amplitude de 2.7 m/s et de Severny (1976) à l'Observatoire Astrophysique de Crimée, qui rapporte une période de 2.40 h avec une amplitude de 2 m/s. L'écart entre les deux périodes semble inadmissible pour un mode propre de la sphère solaire, et cette oscillation sera par la suite connue comme oscillation de 160 minutes. La proximité de cette valeur avec la fraction entière de  $1/9$  de jour fait que Scherrer et al (1979) pensent que cette oscilla-

tion pourrait être terrestre plutôt que solaire. La détermination ultérieure précise à  $160.0095 \pm 0.001$  mn par Scherrer et Wilcox écartera cette possibilité. Un autre source de critique vient du fait qu'il n'y a pas de raison de détecter un seul mode de gravité sur la multitude potentiellement excités (Scherrer et al. 1983). L'analyse de la phase de l'oscillation montre néanmoins une excellente coïncidence entre les observations de Stanford et celles de Crimée, éventuellement même avec celles de Grec et al. (1980). La détection de multiples modes g a été finalement rapportée en 1983 par divers auteurs (Delache et Scherrer 1983, Isaak et al. 1983, Frohlich et Delache 1983). Cependant, les données ACRIM (Frohlich, 1983) offrent encore une grande latitude d'interprétation, et il existe un désaccord significatif entre les valeurs estimées par Delache et al. et Isaack et al. de la période caractéristique  $P_0$  qui reflète la quantité de mélange dans le cœur solaire. D'une façon générale, bien que de nombreuses analyses de basses fréquences dans les spectres aient été entreprises, aucune ne présente d'évidence vraiment éclatante de modes g, comparable à ce qu'a été la mise en évidence des modes p. A n'en pas douter la poursuite d'observations de longue durée, éventuellement spatiales, devrait améliorer la situation.

# Chapitre 3

## Les oscillations solaires comme test de la structure interne

### 3.1 Propriétés de stratification des modes propre

Depuis la confirmation éclatante apportée par Deubner à la théorie des modes propres solaire, l'intérêt pour cette branche jeune de la physique solaire n'a cessé d'augmenter. Par la diversité de leurs propriétés physiques, les oscillations solaires possèdent un formidable potentiel exploratoire que nous avons essayé de résumer sur la figure 3.1 qui est en fait l'équivalent du contenu scientifique que l'on espère tirer du diagramme  $k - \omega$  comme celui de la figure 2.3 .

Les oscillations solaires permettent de disposer d'une gamme de "profondeurs test" basée

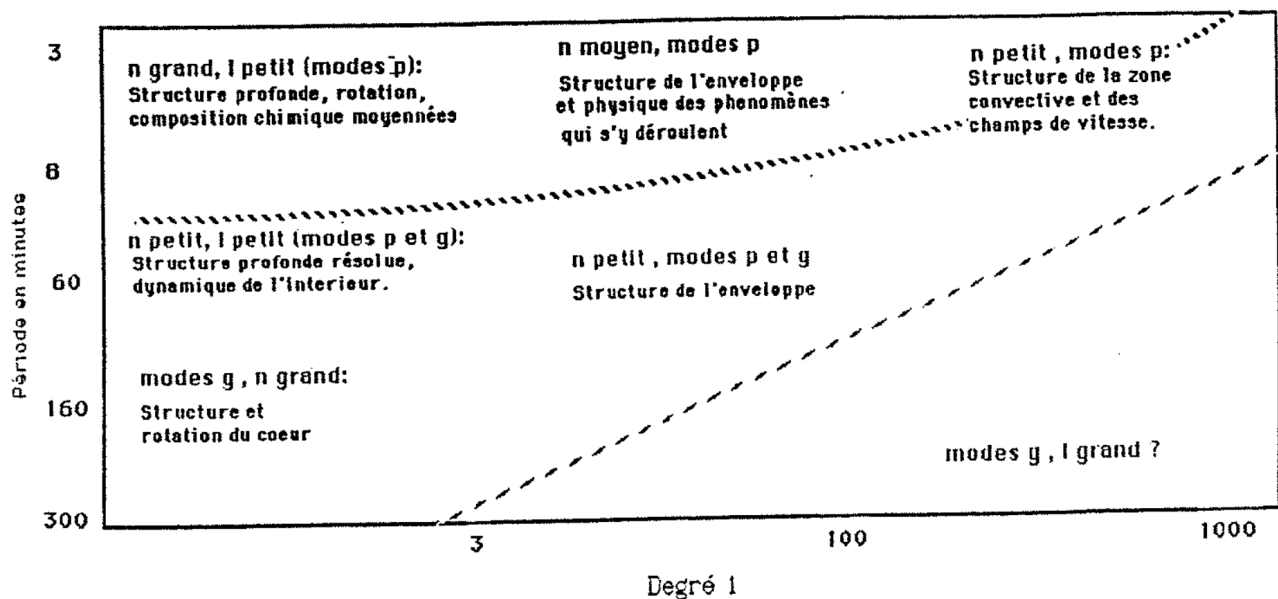


FIGURE 3.1. Information véhiculée par les modes propres, décrite en terme de diagramme  $k - \omega$  .

sur la spécialisation de la cavité propre où un mode propre existe. La figure 3.2 donne les amplitudes de quelques modes propres en fonction du rayon. On peut y voir que d'une façon générale, les modes g possèdent la plus grande partie de leur amplitude concentrée vers l'intérieur, leur amplitude étant exponentiellement amortie au travers de la zone convective. D'une manière générale, un  $l$  croissant signifie un confinement de plus en plus grand vers le centre. Pour les modes p, dont les périodes valent toutes environ 5mn, un  $l$  de plus en plus grand signifie une cavité de plus en plus mince et proche de la surface de l'étoile, ceci parce que l'épaisseur de la cavité est fonction de la fréquence, mais aussi du nombre d'onde horizontal  $k_h = [l(l+1)]^{1/2}/R$  de ces ondes. Si maintenant nous traduisons ces propriétés en terme d'objectifs scientifiques nous notons que :

- les modes de pression de grands  $\ell$  ( $\ell > 100$ ) et  $n$  sont particulièrement adaptés à l'étude des phénomènes se déroulant dans les couches les plus externes du soleil, champs de vitesses photosphériques, granulation, structure de la zone convective.
- en diminuant  $l$ , les modes de pression deviennent de bons tests de l'enveloppe solaire.
- finalement les modes p avec  $l = 0, 1, 2, \dots$  sont les seuls modes de pression à apporter un peu d'information (rotation, composition chimique) sur le cœur.
- Pour sonder plus précisément le coeur solaire, il faut faire appel aux modes g dont le confinement central et la grande diversité permet d'espérer, si toutefois nous sommes capables de les détecter, obtenir avec une bonne résolution la structure, la composition et la dynamique du cœur.

L'idéal serait d'essayer de récupérer toute l'information présente dans le diagramme  $k - \omega$  de la figure 3.1. Le problème est que lorsque  $l$  augmente, l'échelle spatiale du phénomène à la surface du soleil décroît. En conséquence plus on cherche à observer des  $l$  grands, et plus on a besoin de résolution à la surface solaire. La résolution que l'on décide de se donner conditionne du même coup les objectifs astrophysiques des observations. Nous allons passer en revue les méthodes d'observations actuellement utilisées en montrant leur l'intérêt respectif.

## 3.2 Méthodes d'observation :

Les méthodes employées pour détecter des oscillations solaires s'appuient toutes sur l'observation de modifications visibles à la surface solaire. Elles sont actuellement au nombre de trois :

- mesure de vitesse radiale pour détecter, dans les mouvements qui affectent les couches photosphériques, la part qui revient aux oscillations. C'est le cas de la plupart des observations terrestres.
- mesure dans les fluctuations de la constante solaire de la fraction périodique conséquence de ces oscillations.
- mesure des fluctuations du diamètre solaire provoquées par les oscillations
- .

### 3.2.1 Mesures en vitesse radiale.

On peut encore les séparer en deux catégories historiquement déterminées : celles avec de la résolution spatiale, et celles sans.

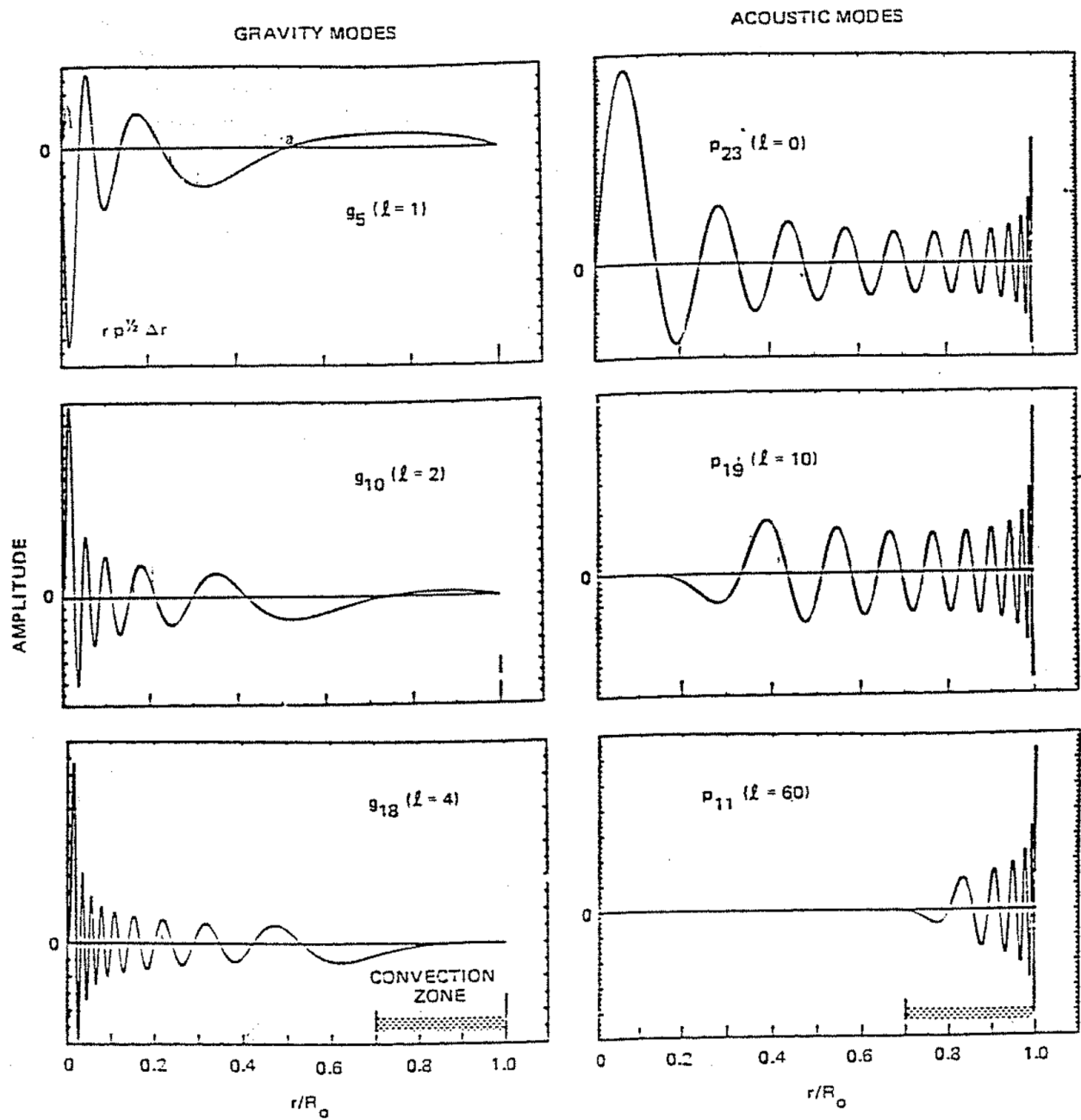


FIGURE 3.2. (d'après Noyes et Rhodes) Amplitudes de déplacement de quelques modes propres le long d'un rayon solaire. Les modes de pression avec  $l$  croissant sont de plus en plus confinés vers l'extérieur. L'amplitude des modes  $g$  au contraire, décroît vers l'extérieur.



- Celles avec résolution spatiale ont été faites soit avec des spectrographes conventionnels (de la résolution, mais peu de champ, destinés à étudier les grands  $l$ ), ou bien avec des instruments spécialisés destinés à remédier au manque de champ des spectrographes
- des appareils à résonance optique, type disque intégré, pour l'étude des petits  $l$ , et des magnétographes.

D'une manière générale, l'imagerie rapide (avec un échantillonnage de l'ordre de la minute) et aussi résolue que possible pour avoir toute l'information sur les modes excités, n'est envisageable que depuis 2 ou 3 ans. Entre le moment où Deubner (1975) découvrait la véritable nature des oscillations à 5 mn et le moment où nous écrivons, la plupart des observations spatialement résolues étaient des observations bidimensionnelles  $(x, t)$ , faisant intervenir une direction d'échantillonnage sur le soleil par des techniques de balayage (Deubner, Rhodes et al. 1981), ou bien intégraient optiquement l'information sur la direction  $y$  au moyen de lentilles cylindriques (Duvall et Harvey, 1983), ou bien étaient seulement faiblement tridimensionnelles (multi-scans simultanés  $(x_1, t)$   $(x_2, t)$   $(x_3, t)$ ) (Deubner, 1979), ou bien étaient faites à l'aide de réseaux de diodes, et l'information était moyennée sur un seul axe au dépouillement (Rhodes et al, 1977). Depuis le développement de l'imagerie astronomique, les projets de s.o.i. (solar oscillation imager) incluant des CCD de 1024 x 1024 pixels et des filtres magnéto-optiques sont à l'honneur. Il est certain que cette méthode, consistant à essayer de récupérer toute l'information présente dans la multitude des modes propres excités est très intéressante, et à largement prouvé ses possibilités. Elle a l'inconvénient de mettre en oeuvre des expériences très sophistiquées surtout dans la partie acquisition, et l'analyse d'énormes quantités de données. Du côté des observateurs sans résolution spatiale, deux groupes ont su tirer profit de la grande stabilité spectrale apportée par des spectrophotomètres à résonance optique de sodium, pour l'équipe nicoise (Grec et al., 1976), ou de potassium, pour le groupe de Birmingham (Brookes et al., 1978). Dans ce type d'observation, l'image solaire dans son ensemble est intégrée dans l'appareil, et on obtient alors la vitesse Doppler moyennée du disque. Deux autres groupes, en Crimée (Severny et al, 1976), et à Stanford (Dittmer, 1977) travaillent à détecter des oscillations solaires avec peu de résolution spatiale, avec un appareil s'apparentant à un magnétographe, et permettant de mesurer successivement la vitesse Doppler d'une région centrale du disque et d'une région annulaire. Cette méthode différentielle permet de soustraire l'effet de la vitesse de la terre dans les observations.

### 3.2.2 Mesures des fluctuations de brillance

Cette technique a essentiellement été développée avec le radiomètre ACRIM embarqué à bord du satellite SMM. (Willson 1979, Willson et Hudson 1981). le principe du radiomètre ACRIM est qu'une cavité conique regardant le soleil (sans aucune résolution spatiale) s'échauffe par insolation. Au moyen d'un bobinage chauffant, on maintient constant le flux de chaleur crée par l'ensemble soleil+bobinage au travers d'une impédance thermique. Le voltage à appliquer à la bobine pour garder constant ce flux reflète les variations de la constante solaire. L'inertie du système est très courte (moins d'une seconde), et parfaitement adaptée à l'étude des oscillations.

$l$	Whole-disc		Stanford		Crimea	
	$S_l^v$	$10^4 S_l^h$	$S_l^v$	$10^4 S_l^h$	$S_l^v$	$10^4 S_l^h$
0	0.698	—	0.208	—	0.180	—
1	0.930	3.2	0.594	-2.4	0.423	-1.7
2	0.683	7.0	1.203	-5.9	0.685	-2.3
3	0.300	6.1	1.809	-5.4	0.780	2.3
4	$4.3 \times 10^{-3}$	1.4	2.080	3.1	0.589	9.3
5	$-2.9 \times 10^{-3}$	-1.4	1.808	17.6	0.205	11.9
6	$-9.8 \times 10^{-3}$	-0.5	1.046	30.4	-0.154	7.2
7	$7.6 \times 10^{-3}$	0.8	0.089	32.5	-0.318	-0.6
8	$2.8 \times 10^{-3}$	0.3	-0.693	20.6	-0.271	-6.4
9	$-3.4 \times 10^{-3}$	-0.6	-1.038	-0.3	-0.103	-8.4
10	$-1.1 \times 10^{-3}$	-0.2	-0.916	-19.6	0.073	-7.1
$\Sigma(S_l^v)^2$	1.91	$1.0 \times 10^{-4}$	17.9	$2.5 \times 10^{-3}$	2.16	$5.3 \times 10^{-4}$

FIGURE 3.3. (d'après Christensen-Dalsgaard et Gough) Coefficients du filtrage spatial  $S_l^v$  pour diverses techniques d'observation.

### 3.2.3 Mesures de diamètre solaire :

Dans le but de mettre en évidence des oscillations solaires, ces mesures ont été faites par l'équipe de Hill et Stebbins, et consistent à mesurer précisément le diamètre angulaire solaire suivant plusieurs directions et à combiner les données pour obtenir de l'information sur la forme de l'ensemble du disque (Hill et al., 1979)

## 3.3 Filtrage spatial et conséquences sur les observations :

Chacune des méthodes décrites ci-dessus possède une sensibilité sélective, la différence provenant de la perception géométrique différente du phénomène. Dans le cas des mesures de disque intégré par exemple, il est clair que la contribution d'une partie du disque solaire à la vitesse radiale moyenne sera d'autant plus importante que cette partie sera située plus près du centre, et inversement plus on s'approchera du bord solaire et plus la contribution, projetée sur la direction d'observation deviendra faible. Dziembowski(1977), puis Christensen-Dalsgaard et Gough (1980, 1982) ont été conscients de l'importance de cet effet et ont effectivement calculé l'effet de filtrage spatial sur les modes propres. Nous reproduisons les conclusions de Christensen-Dalsgaard et Gough (1982) (Figure 3.3) pour des observations de faible ou nulle résolution spatiale (1982), s'appliquant aux observations des groupes de Birmingham ou Nice, ainsi qu'aux observations de Stanford et de Crimée. Figure 3.3 - (d'après Christensen-Dalsgaard et Gough) Coefficients du filtrage spatial  $S_l^v$  pour diverses techniques d'observation. On peut voir la transmission d'un mode propre (en amplitude) en fonction de la répartition d'amplitude de surface du mode (donc du paramètre  $l$ ), quel que soit l'ordre  $n$ . Dans le cas disque intégré, la sensibilité des expériences est sévèrement limitée au mode radial  $l = 0$  et aux trois premiers modes faiblement non-radiaux  $l = 1, 2$  et  $3$ . La plus grande visibilité est celle du mode  $l = 1$ , le dipôle de la figure 2.8. Dans le cas de l'expérience ACRIM, le filtrage spatial des observations en disque intégré et photométrie n'est pas exactement le

même que celui des observations de disque intégré Doppler (Woddard, 1984), la loi d'atténuation centre-bord étant différente.  $l = 1$  reste le mieux perçu, mais  $l = 0$  se voit mieux que  $l = 2$ , alors que leurs visibilitées sont équivalentes en mesures Doppler. Dans le cas des magnétographes modifiés, le filtrage dépend des dimensions des zones du centre et du bord solaire que l'on compare. On peut observer jusqu'à 7 modes, à Stanford (resp. 5 pour la Crimée), le plus visible étant le mode  $l = 4$  (resp. 3). Dans le cas des observations Doppler avec résolution spatiale, il faut comparer la taille du pixel avec la longueur d'onde horizontale des modes pour connaître la limite supérieure en  $l$ . Il est clair que le filtrage plus ou moins strict amené par l'existence ou l'absence de résolution spatiale induit un filtrage équivalent dans le diagramme -échelle et nous avons vu (figure 3.1) comment on pouvait localiser les thèmes astrophysiques dans ce diagramme. Pratiquement, une fois que l'on s'est fixé la résolution spatiale d'un instrument, les buts scientifiques sont déterminés.

### 3.4 Importance de la théorie asymptotique dans des observations de disque intégré

On peut symboliser un ensemble de données bidimensionnelles par un triplet  $(x, y, t)$  et un ensemble de données sans résolution spatiale par un couple  $(y, t)$ . Rappelons que le spectre à 2 dimensions d'un triplet  $(x, y, t)$  se trouve dans un espace  $(k_h, \nu, E)$ , où  $k_h$  est le nombre d'onde horizontal,  $\nu$  la pulsation de l'onde, et  $E$  l'énergie de l'oscillation.  $k_h$  est relié à  $l$  par :

$$k_h = \frac{\sqrt{l(l+1)}}{R}$$

et donc reflète bien la dépendance spatiale du phénomène.  $\nu$  contient la dépendance temporelle. Sur un diagramme-échelle comme celui de la figure 2.2, les arcs obliques représentent chacun un ordre (croissant vers le haut) d'harmonique sphérique. Le long d'un ordre (donc à  $n$  constant),  $l$  (donc l'aspect de la surface) varie. Inversement, à un même aspect de la surface ( $l = \text{cte}$ ) peuvent correspondre plusieurs ordres ayant des périodes différentes. Un tel spectre est appelé diagramme diagnostique, ou plus couramment diagramme  $k - \omega$ . Il est intéressant de voir comment se traduit ceci pour des observations sans résolution spatiale. Dans ce cas le couple de variables  $(y, t)$  donne dans le plan de Fourier le couple  $(\nu, E)$ , et représente la projection sur l'axe des  $\nu$  d'une partie de la figure 2.2, c'est cette projection qui est matérialisée sur le schéma 3.4

Ce schéma explique l'aspect typique d'un spectre d'oscillations de disque intégré ( cf figure 2.3) :seule une petite bande sur la gauche du diagramme  $k - \omega$  est accessible, le reste se moyennant par effet de filtrage spatial. L'information spatiale qui permet la séparation des  $l = 0, 1, 2, 3$  est néanmoins présente et se voit au travers de l'espacement régulier en fréquence des harmoniques successifs de même degré ( $\approx 136 \mu\text{Hz}$  pour le soleil). Il est clair que cette propriété est très utile pour la détection des modes propres dans le bruit de fond des spectres, et que nous l'avons largement employée tout au long des nos analyses de spectres solaires et stellaire. Tassoul (1980) a donné une formule asymptotique qui explicite la fréquence d'un mode propre dans la région où  $n \gg l$ , i.e. contre l'axe des  $\omega$  et vers les grands  $n$ . Cette

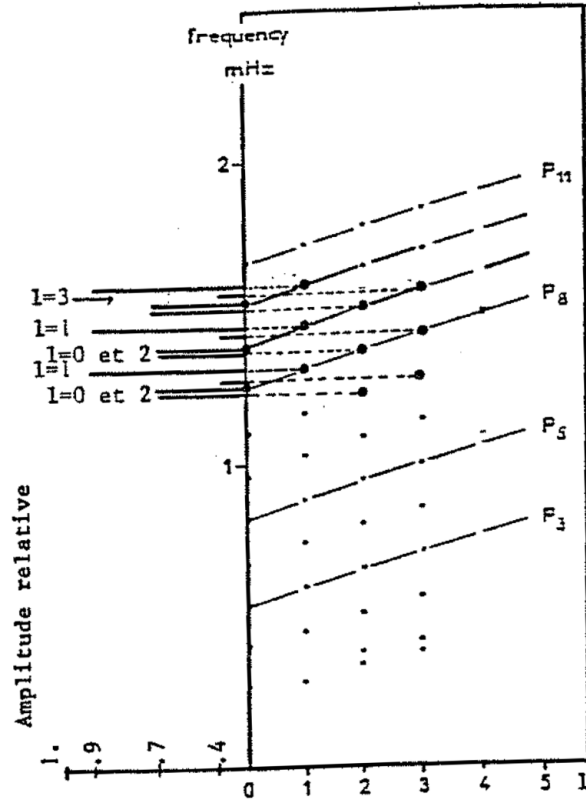


FIGURE 3.4. Diagramme  $(\nu, l)$  pour  $\nu$  et  $l$  petits. On a porté sur la gauche l'amplitudes des modes de divers  $n$  et  $0 < l < 3$ , en faisant intervenir dans la hauteur des pics les rapports théoriques de filtrage spatial pour des observations de type disque intégré. Bien que l'on ne soit pas encore dans un cas où  $n \gg l$ , on peut déjà mettre en évidence les propriétés de la relation asymptotique, i.e. l'équidistance en fréquence des harmoniques successifs de même degré.

expression est :

$$\nu(n, l) = \nu_0(n + l/2 + \epsilon) - [l(l + 1) + \delta] \frac{A\nu_0^2}{\nu(n, l)}$$

dans laquelle  $\nu(n, l) = \omega(n, l)/2\pi$  est la fréquence du mode, et :

$$\nu_0 = \left[ 2 \int_0^R \left( \frac{dr}{c} \right) \right]^{-1}$$

représente l'intervalle en fréquence entre les harmoniques successifs de même degré. On constate que c'est à un facteur 2 près l'inverse du temps nécessaire à une onde voyageant à la vitesse  $c$  pour se propager du centre  $r = 0$  à la surface  $r = R$  de l'étoile.  $\delta$ , et  $\epsilon$  sont des constantes intégrales du modèle solaire, dépendant surtout des conditions près de la surface.  $A$  est également une constante, mais dont la valeur est plutôt sensible aux conditions près du

centre de l'étoile. Fossat (1981) fait remarquer que la relation asymptotique permet d'écrire :

$$\nu(n, l) - \nu(n + 1, l) \approx \nu_0$$

déjà aperçu plus haut et

$$\nu(n, l + 2) \approx \nu(n + 1, l)$$

Bien que dans le cas des observations de disque intégré  $n \approx 25$  et  $0 \leq l \leq 3$ , donc bien que l'approximation asymptotique ne soit pas exactement applicable, on peut tout de même l'utiliser en prenant certaines précautions, et les propriétés "géométriques" qu'elle traduit nous ont été très utiles dans les analyses.

# Chapitre 4

## Observations d'oscillations solaires

### 4.1 Objectifs scientifiques

Les appareils tels que le spectrophotomètre que nous avons utilisé sont particulièrement adaptés aux mesures sans résolution spatiale, limitées aux modes  $l=0,1,2$  et 3 des modes de pression ou de gravité. L'intérêt d'un tel instrument est multiple :

- les modes auxquels cet appareil est sensible sont ceux qui viennent des régions profondes et qui sont porteurs d'information sur la dynamique et la composition du coeur solaire.
- La stabilité spectrale de cet instrument est très grande, et permet d'envisager des mesures de longue durée, qui seraient certainement plus délicates avec des instrument d'imagerie.
- c'est un instrument peu couteux et relativement simple de construction, qui reste facile à utiliser dans des sites délicats.

Ces remarques ont guidé le programme de recherche de notre équipe.

L'obtention de données de moyenne durée (un à six mois) donne accès à une grande résolution temporelle dans les spectres, et permet de bien étudier le splitting de rotation des modes, donc est porteur d'information sur la rotation interne profonde du coeur de notre étoile.

L'obtention de donnée de très longue durée (plusieurs années) permettra de suivre d'éventuelles variations des paramètres internes avec l'activité solaire, et de mettre en lumière le ou les mécanismes excitateurs des modes propres, sur lesquels on possède à ce jour très peu d'information.

Finalement l'intégration sur de longues périodes doit permettre d'obtenir un bruit instrumental final suffisamment bas pour tenter dans les meilleures conditions de détecter des modes de gravité, qui sont des tests puissants de la structure du coeur.

Mentionnons enfin que comme l'analyse des données sismologiques repose pour sa plus grande partie sur des transformations de Fourier donnant des spectres de modes propres, il est très important que ces données soient aussi peu interrompues que possible, idéalement sans interruption. Ceci est vrai quelle que soit la méthode d'observation.

## 4.2 Programmes d'observations

Pour utiliser notre instrument de la façon la plus rentable, nous avons mené une campagne d'observation au Pôle Sud qui a consisté en trois missions d'observation échelonnées de 1979 à 1985, en collaboration avec la National Science Foundation. J'ai personnellement assuré le suivi complet de la dernière mission (1984-1985).

Nous avons également entrepris un programme d'installation d'un réseau terrestre de stations d'observation du soleil, chacune d'elle étant fondée sur un spectrophotomètre à résonance optique. J'ai également participé à la mise en place à La Silla de la première station du réseau

Enfin la recherche de données ininterrompues de grande qualité a conduit la communauté héliosismologique à envisager l'adjonction d'un instrument mesurant en disque intégré sur le satellite SOHO d'observation du soleil. Notre équipe est naturellement impliquée dans la définition technique de cet instrument.

### 4.2.1 Le Pôle Sud

L'intérêt d'observer au Pôle Sud repose sur de multiples raisons :

- c'est le seul endroit terrestre où l'on peut obtenir des observations continues. De fait, la météorologie du Pôle ne permet guère d'espérer obtenir plus de 10 à 15 jours de beau temps sans interruption. Sur la période de 3 mois durant laquelle la station est accessible, il existe typiquement 2 périodes de cette nature, et typiquement ces périodes se situent au début et à la fin de ces trois mois d'été. Ceci nous donne l'espoir d'obtenir dans le spectre la résolution totale des trois mois de données, et c'est en effet ce qui a eu lieu en 1984-1985.
- la qualité photométrique du site est réellement exceptionnelle par beau temps, très supérieure par exemple à un site astronomique tel que l'observatoire de La Silla qui jouit pourtant d'une excellente réputation.
- du point de vue de la mesure en vitesse radiale, c'est aussi un endroit où la rotation de la terre ne se superpose pas au signal de vitesse. Il est en effet fort agréable d'éviter une étape de l'analyse qui consiste à soustraire un signal de plusieurs centaines de m/s pour analyser le signal solaire de quelques m/s qui lui est superposé.

### 4.2.2 Le réseau IRIS

Destiné à fournir des données sismologiques pendant une durée comparable au cycle solaire, ce réseau a été mis en chantier par notre équipe en 1984. Il se composera de six stations équiréparties en longitude, trois dans chaque hémisphère afin de limiter les effets saisonniers. Les sites sont sélectionnés en fonction de leur qualité photométrique et de leur ensoleillement, compte-tenu des difficultés d'installation. La première de ces stations a été mise en place au cours mon séjour à l'Observatoire Européen Austral à La Silla (Chili). La deuxième station est prévue à l'observatoire solaire de Stanford, Californie, et la troisième dans la région de Tashkent, U.R.S.S.

Une étude récente (Hill et Newkirk, 1985) montre que 6 stations équiréparties en longitude permettent d'espérer une couverture temporelle de 90% . Avec ce niveau de remplissage,

ces auteurs ont montré que la reconstruction des données et l'élimination de la fenêtre observationnelle peut se faire parfaitement. Il est clair par contre que le raccordement des données provenant de diverses stations est un problème dont le degré de difficulté est difficile à évaluer parce qu'il fait intervenir beaucoup de paramètres instrumentaux (précision des horloges, dérives éventuelles) qui ne seront connus qu'à posteriori.

### 4.3 Principe des mesures de vitesses

Les oscillations solaires sont détectables par les modifications qu'elles provoquent à la surface de la photosphère. Lors d'une réflexion comme il s'en produit au niveau du minimum de température photosphérique, une partie de l'énergie de l'onde est transmise au milieu solaire, sous diverses formes, et notamment mécanique et thermique. L'aspect thermique se traduit par l'élévation de la température de surface localisée à l'endroit où se produit la réflexion. L'aspect mécanique correspond à un déplacement faible, mais mesurable, des couches les plus extérieures de la photosphère. Un rapide calcul nous donne une idée de l'ordre de grandeur de ce déplacement : pour un mode individuel, disons l'un des plus grands modes  $n=25$   $l=1$ , l'amplitude Doppler relevée pour la vitesse est d'environ 20 cm/s rms. Pour l'ensemble des modes détectés par notre expérience, la somme des amplitudes donne environ 1 m/s rms, ce qui conduit à une amplitude de déplacement de pic à pic d'une trentaine de mètres pour un mode individuel, et de 150 mètres environ pour l'ensemble des modes propres auxquels notre instrument est sensible.

Les mouvements des couches extérieures provoquent des variations de la vitesse radiale projetée sur la direction d'observation qui induisent des variations des positions des raies photosphériques dans le spectre. Le spectrophotomètre mesure l'intensité transmise dans deux bandes (I1 et I2) de 0.04 Å situées sur les deux flancs de la raie D1 du sodium. La mesure de vitesse obéit donc en première approximation à une formule du type :

$$V = V_0 \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2}$$

ou  $V_0$  en m/s représente la pente du profil de la raie.

Les variations de la vitesse reflètent divers type de phénomènes, dont les plus importants sont :

- la vitesse de la terre, qui représente l'essentiel de la variation diurne du signal de vitesse.
- des effets de gradient atmosphérique
- un offset constant correspondant à l'effet relativiste de "redshift gravitationnel", qui rend compte du décalage Doppler vers le rouge subi par les photons s'éloignant du soleil.

Les variations Doppler correspondant aux oscillations solaires se superposent à tous ces effets, et sont plusieurs ordres de grandeur plus faibles.



A l'échelle de plusieurs mois, l'effet saisonnier de vitesse du au mouvement de la terre sur son orbite nous oblige à tenir compte du fait que le profil de la raie n'est pas une droite mais une fonction plus compliquée  $f(v)$

$$V = f(v) \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2}$$

La nécessité de tenir compte de la non-linéarité a d'ailleurs été étudiée par Ben Ayad (1985).

Ensuite l'électronique d'acquisition impose elle-même un offset  $O_1$  (qui a été pris en compte dans les mesures du Pôle), et qui peut s'écrire au premier ordre :

$$V = f(v) \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2 + O_1}$$

Le filtre introduit une transmission différente des deux cotés de la raie, dont on verra que les variations ne sont pas symétriques :

$$V = f(v) \frac{T_1 I_1 - T_2 I_2}{T_1 I_1 + T_2 I_2 + O_1}$$

Finalement, diverses considérations sur le champ effectivement présent dans la cellule à sodium nous donnent à penser que la lumière diffusée lorsque le disque solaire est éclipsé par des nuages pas trop épais optiquement introduit une nouvelle constante additive  $O_2$  :

$$V = f(v) \frac{T_1 I_1 - T_2 I_2}{T_1 I_1 + T_2 I_2 + O_1} + O_2$$

Il est clair que dans l'expérience idéale, aucun des paramètres introduits ci dessus ne devrait varier, mais la situation réelle étant un peu plus compliquée, nous avons jugé bon de mesurer la sensibilité de l'expérience à la variation des divers éléments intervenant dans le signal résultant  $V$ . Ces mesures font intervenir la supposition que des quantités comme  $\partial V / \partial \theta_f$  qui représente la variation du signal de vitesse par rapport à un changement de température du filtre ne dépend que de la température du filtre (séparation des dérivées partielles), et que cette variation est linéaire, ce qui finalement pourrait s'écrire :

$$\frac{\partial V}{\partial \theta_f} = \alpha \theta_f$$

et la mesure de  $\alpha$  permet d'avoir une idée de  $T_1/T_2$  ; il en va de même avec le modulateur :

$$\frac{\partial V}{\partial \theta_m} = \alpha \theta_m$$

Nous avons mesuré certains de ces paramètres à La Silla et nos résultats sont présentés dans le chapitre 4.6.

## 4.4 Les observations au Pôle Sud

### 4.4.1 Situation et installation

Les missions au Pôle Sud se sont déroulées de 1979 à 1985 en collaboration avec Martin Pomerantz de la Bartol Foundation For Research, au titre d'un accord passé avec la National Science Foundation's Division of Polar Program sous le grant DPP7822467.

La base Pôle Sud est en fait une station polaire permanente (par 90Sud exactement) où sont rassemblées les diverses facilités de vie et de travail. Le site de l'observatoire solaire a été choisi à environ 10 km au Nord (...!) dans le but d'éviter la pollution atmosphérique même minime apportée par un dôme chauffé et un générateur électrique. Sur le site même nous abritons l'électronique de l'expérience dans une cabane enfouie dans la neige, le spectrophotomètre se trouvant à une vingtaine de mètres de là sur sa table de pointage.

### 4.4.2 Problèmes techniques rencontrés

Divers problèmes ont marqué cette mission. Le plus gênant de tous a certainement été la résonance mal maîtrisée du modulateur qui a constamment bruyé les mesures en vitesse par des décrochages intempestifs et fréquents. L'insolation violente du Pôle (3000 m d'altitude, forte proportion d'UV) est venue peu à peu à bout du filtre interférentiel, et nous ne nous en sommes aperçus qu'après la mission. A l'examen il présente dans sa partie centrale une dégradation visible à l'oeil nu des couches multi-diélectriques. Ceci est visible sur la courbe de la figure 4.1, montrant la valeur du rapport  $I_1/I_2$  au cours de la saison en fonction de la variation de vitesse orbitale, donc du temps (d'après Ben Ayad, 1985). Les points représentent les données, le trait continu la valeur théorique de  $I_1/I_2$ . La pente des deux quantités est bien identique, mais on constate un décalage entre les deux qui s'installe progressivement au début de la saison et qui correspond probablement à un décalage vers les courtes longueurs d'onde de l'ordre de l'angstrom.

Enfin l'expérience a souffert de brutales variations de température dans la pièce où se trouvait l'électronique, et nous nous sommes rendus compte ensuite que ces variations ambiantes influaient sur les contrôles thermiques des éléments du spectrophotomètre lui-même, entraînant des variations de quelques dixièmes de degré C. L'effet de telles variations est néanmoins resté négligeable devant les problèmes du modulateur.

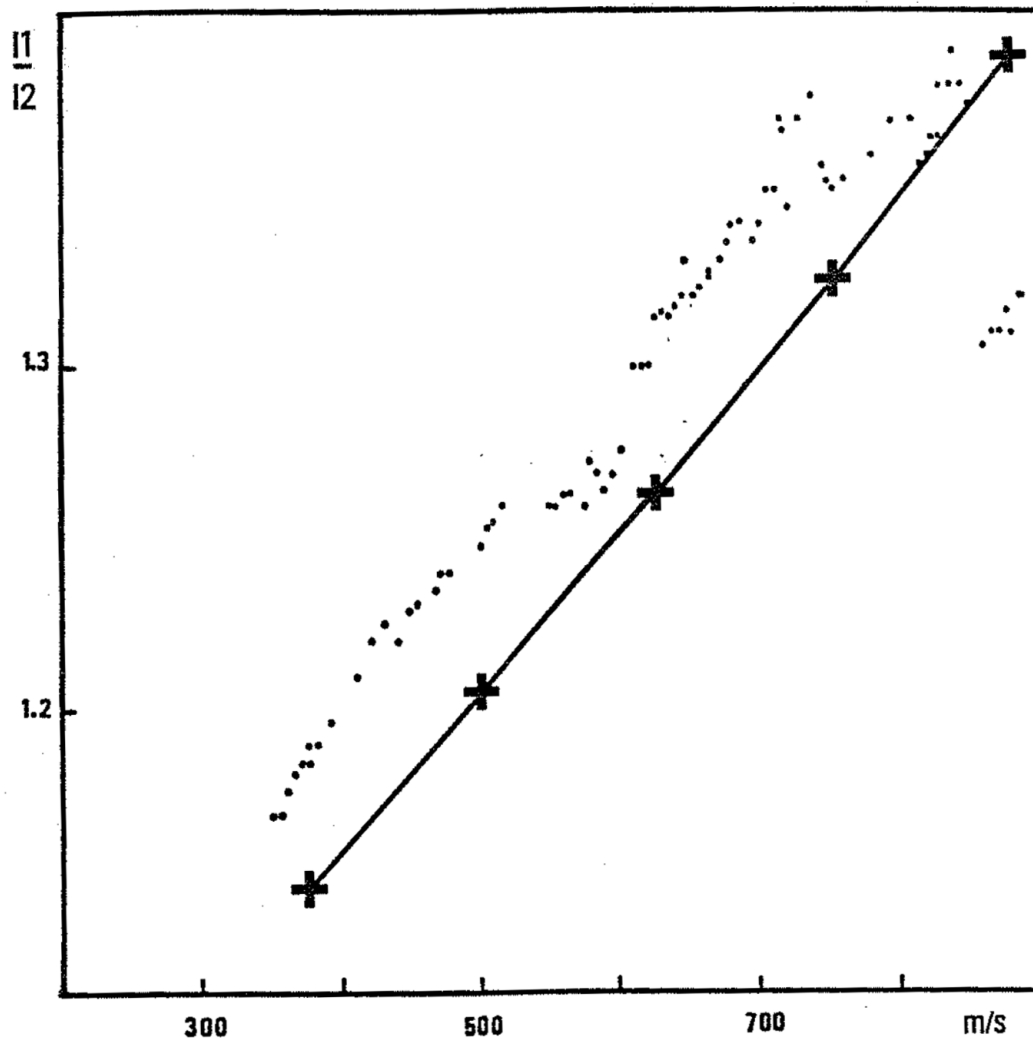


FIGURE 4.1. Modulation  $I1/I2$  en fonction de la vitesse orbitale radiale de la terre en décembre-janvier. Les points représentent les données, le trait continu la valeur théorique.

#### 4.4.3 Les données collectées

691 heures de données ont été analysées, s'étendant du 24 novembre 1984 au 2 février 1985, donnant une résolution naturelle de  $1/63$  (63 jours) soit  $0.1837 \mu\text{Hz}$ . En fait la couverture moyenne est de 44% ce qui constitue une assez bonne saison. Le problème est que ces données sont affectées de nombreuses interruptions (pannes et mauvais temps) et que la complexité de la fenêtre observationnelle s'en ressent beaucoup. Il existe deux passages de meilleure qualité, l'un de 5 jours sans interruption au tout début, l'autre de 7 jours avec 3 courtes interruptions à la fin.

#### 4.4.4 Le traitement

Les données brutes se présentent comme deux intensités I1 et I2 correspondant aux deux mesures sur les flancs de la raie D1 du sodium, et la date correspondante. Le traitement commence par une division I1/I2 qui permet de limiter l'effet des fluctuations atmosphériques et de gagner de 10 à 15% par rapport aux données brutes. Ensuite on sélectionne les parties jugées correctes qui seront utilisées dans la suite du programme. Sur le résultat de la sélection, on enlève encore des points aberrants qui proviennent de divers problèmes d'acquisition et de relecture des fichiers par un filtrage de la médiane (voir annexe). On procède ensuite à un filtrage des très basses fréquences du signal par une technique s'appuyant sur une division par une moyenne glissante (voir annexe). La recherche de modes propres de basse fréquence (correspondant à d'éventuels modes g) étant l'un des axes de notre recherche, la fréquence supérieure de coupure de ce filtrage à d'abord été choisi aux alentours de 3 heures (0.1 mHz). Comme le niveau de bruit final du spectre ne laisse guère d'espoir de détecter mieux que des modes de pression déjà connus, cette fréquence a ensuite été remonté à 1 heure. Les données ainsi traitées ont été assemblées en respectant au mieux la chronologie en une seule série de mesures, sur laquelle on a pratiqué une transformation de Fourier.

#### 4.4.5 Spectres

Les spectres sont présentés sur la figure 4.2. La résolution est celle de la FFT sur  $2^{17}$  points, soit  $0.127 \mu\text{Hz}$  par point ce qui est légèrement surrésolu par rapport à la quantité de données. Le bruit entre 1 et 2 mHz est estimé à  $1.1m^2s^{-2}$  par mHz contre  $0.15m^2s^{-2}$  par mHz en 1980 (Grec et al.,1980), soit un facteur 6 à 8 plus important en énergie, donc un facteur 2.5 à 4 en amplitude. La source probable de ce bruit est certainement le mauvais contrôle du modulateur piezoélastique. Bien que nous ayons retiré du signal analysé les points dont le paramètre de modulateur montrait qu'il y avait eu des problèmes, il reste un bruit important dont l'énergie est surtout gênante entre 1 et 2 mHz. Ceci bloque toute tentative de détection des modes propres de basse fréquence, susceptibles de montrer le changement de courbure typique du diagramme-échelle théorique entre 1 et 2 mHz pour les modes p, et enlève également tout espoir de détecter des modes g.

#### 4.4.6 Recherche du splitting de rotation

Les premières mesures de splitting de rotation des modes  $l=1$  et  $2$  ont été faites par Duvall et Harvey (1984), et donnent un splitting de  $0.66 \pm 0.55 \mu\text{Hz}$  pour  $l=1$  et  $0.50 \pm 0.66 \mu\text{Hz}$  pour  $l=2$ . La résolution de notre spectre nous permet d'espérer détecter une séparation des pics de cet ordre. En fait, comme nos mesures sont de type disque intégré nous ne sommes pas sensible à la combinaison  $l=1 m=0$ , mais seulement à la combinaison  $l=1 m=\pm 1$ . En prenant la valeur de splitting de Duvall et al. comme référence, nos pics  $l=1$  devraient se présenter comme deux composantes séparées de  $1.2 \mu\text{Hz}$  environ.

Nous avons cherché un éventuel splitting en faisant une analyse par superposition des fréquences, qui consiste à additionner des bandes de spectres décalées de  $135. \mu\text{Hz}$  environ, dans la zone de 2 à 5 mHz. Cette méthode permet de sommer tout les pics  $l=1$  et tout

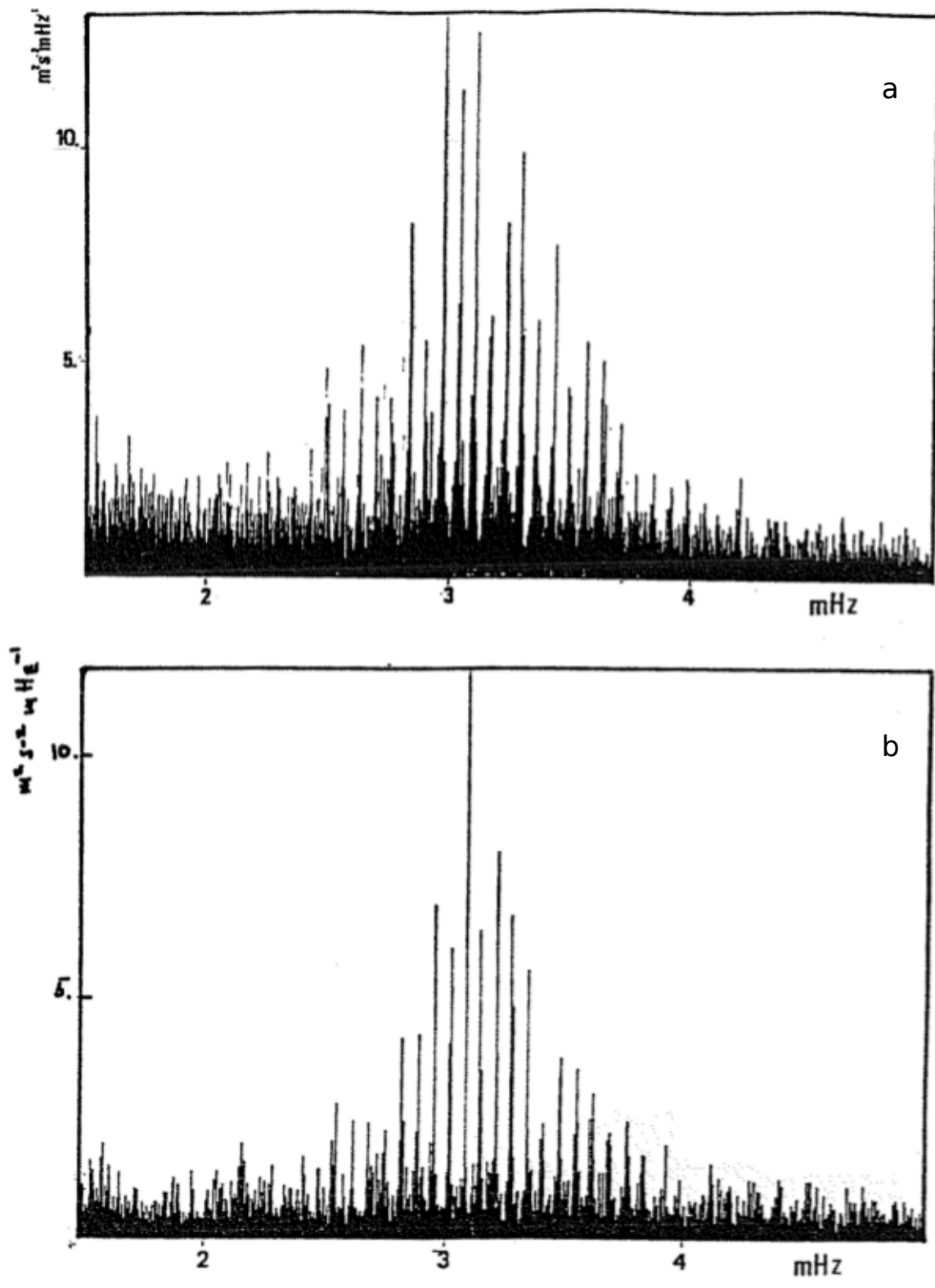


FIGURE 4.2. (a) et (b) Spectres d'environ 700 heures de données s'échelonnant de fin novembre 1984 à fin janvier 1985 au Pôle Sud. Ces deux figures se distinguent par des choix différents dans les paramètres de l'analyse et dans la sélection des données retenues pour la transformation de Fourier finale. Le résultat s'en ressent au niveau de la forme de l'enveloppe d'énergie et au niveau du bruit entre 1 et 2 mHz, plus faible dans le cas (b).

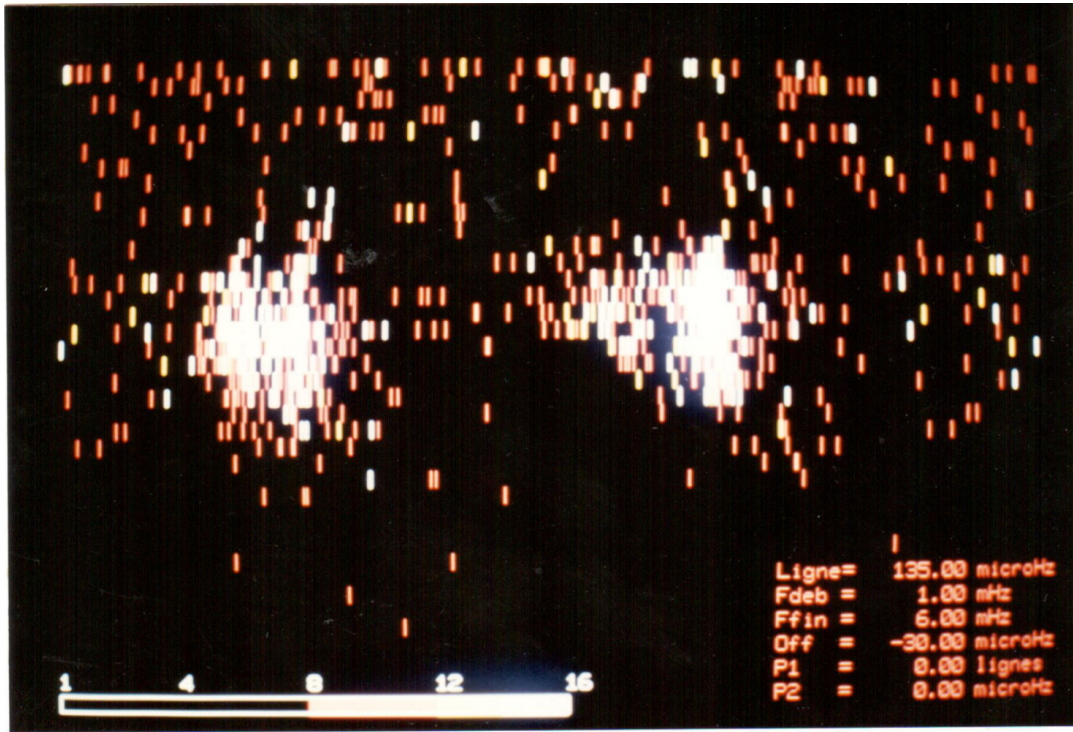


FIGURE 4.3. *Diagramme-échelle du spectre.*

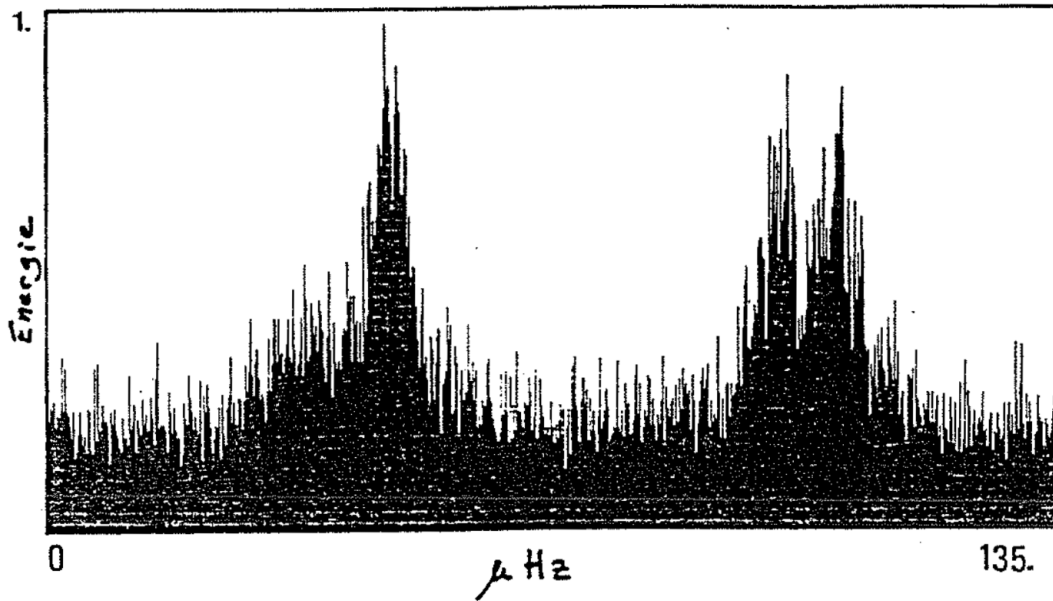


FIGURE 4.4. *Somme verticale de l'image précédente.*

les pics  $l = 0, 2$  ensembles. Le rapport S/B croît alors comme la racine carrée du nombre de bandes mises en jeu. En fait comme la succession des harmoniques successifs de même degré n'est pas exactement  $135.\mu\text{Hz}$ , à cause de l'intervention d'un terme quadratique dans la formule asymptotique, nous avons appliqué une correction quadratique pour redresser le motif de la figure 4.3, et faire disparaître la courbure du diagramme-échelle. Le résultat de la sommation verticale sans courbure est présenté sur la figure 4.4.

Cette figure met bien en évidence que la durée de vie des modes est assez courte, provoquant un élargissement des pics et un mélange des modes identiques excités à la suite les uns des autres, ainsi que de leurs alias respectifs dus à la fenêtre, ce qui complique singulièrement le résultat de la somme verticale. Sur cette figure la résolution est de  $0.127 \mu\text{Hz}$ , et une séparation de  $1.2 \mu\text{Hz}$  pourrait être perçue. Le pic  $l=0$  donne l'impression d'être un peu moins touffu que les deux autres, et, de fait, il est celui qui ne doit pas présenter de splitting, puisque non-dégénéré par rotation. Mais d'autres paramètres de somme verticale permettent de voir cet effet sur  $l=2$  aussi, donc on ne peut pas conclure positivement. On note l'absence de  $l=3$ , perdu dans le bruit.

#### 4.4.7 Filtrage de la fenêtre d'observation

Le résultat décevant de la figure 4.4 est partiellement dû au fort niveau de bruit de nos données, et également à la présence d'une fenêtre d'observation compliquée dont le spectre possède de nombreux pics secondaires. (Figure 4.5).

Nous avons tenté de filtrer cette fenêtre en utilisant une méthode déjà utilisée par Woodard(1984), et dont les premiers développements mathématiques se trouvent dans Jones (1962,1971). Dans un premier temps on calcule l'autocorrélation de la fenêtre, et celle des données. On divise la seconde par la première, puis on la remultiplie par l'autocorrélation de la fenêtre idéale, (c'est à dire un triangle). Finalement une simple transformation de Fourier nous refait passer au spectre corrigé (en partie) des effets de fenêtre. La validité de cette méthode qui nous est inspirée par nos propres techniques de dépouillement stellaire (Gelly et al. 1986) est examinée plus bas (voir annexe) et son efficacité à été empiriquement testée ( Woodard 1984).

Dans notre cas le résultat de cette méthode est présenté sur les figures 4.6 et 4.7. A grande échelle (Figure 4.6), on peut voir que notre filtrage nettoie nettement la structure de pics à 5 minutes surtout au niveau du bas des pics, à l'endroit où interviennent les alias de fenêtre. La figure 4.8 met en évidence l'effet du filtrage sur des modes individuels : l'effet de suppression des alias est imparfait, mais incontestable. Par ailleurs, l'énergie des pics principaux étant renforcée, le niveau de bruit paraît plus faible. Cet effet est également visible sur la figure 4.6 : en plus de retirer de l'énergie des alias, le filtrage retire également du bruit sous ces alias et le transporte dans les pics principaux.

En dépit de l'efficacité de cette méthode, nous n'avons pas pu mettre en évidence de structure fine dans les pics  $l = 1$  ou  $2$ . La figure 4.9 montre la structure "échellisée" et corrigée du pic  $l=1$ . Aucune structure fine ne paraît réellement convaincante. La sommation verticale d'une telle figure ne donne pas de valeur de l'espacement de deux groupes de pics qui soit fiable.

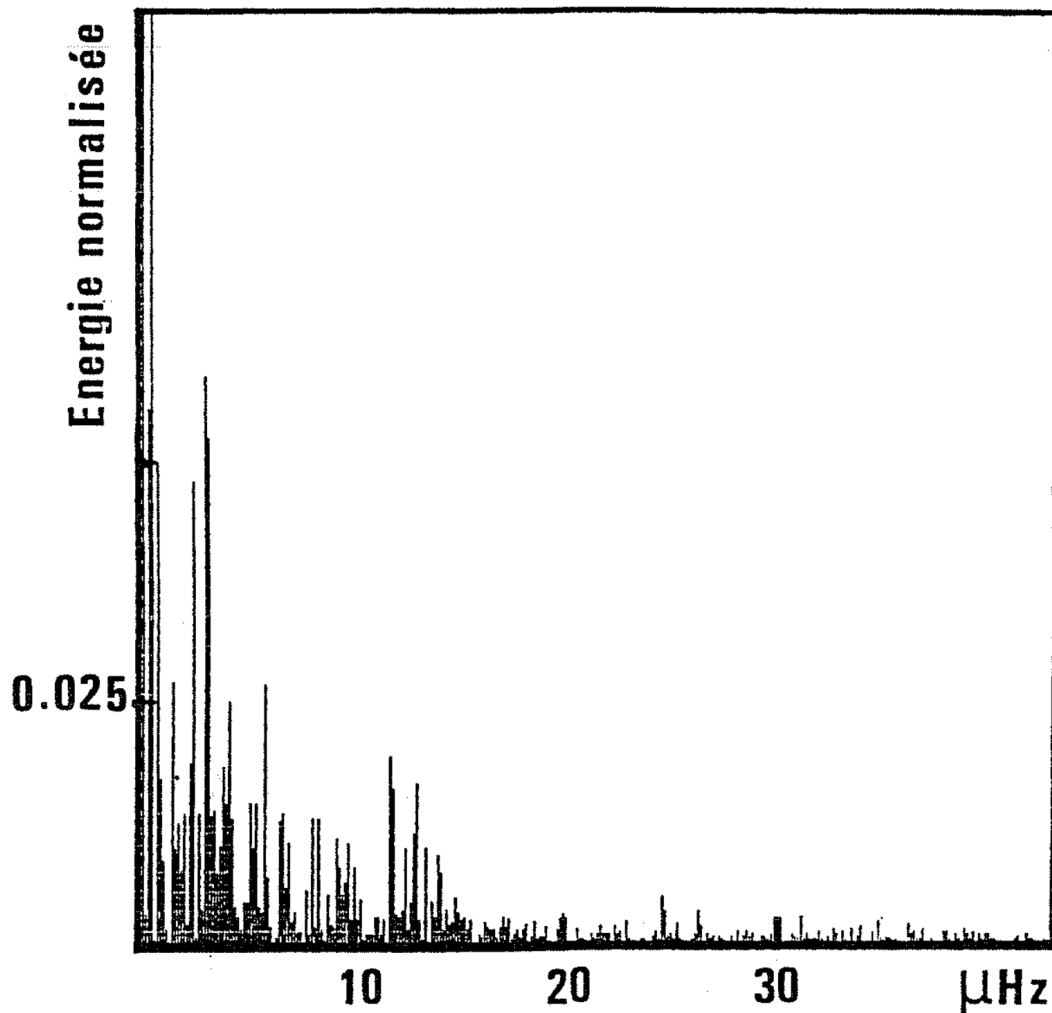


FIGURE 4.5. Spectre de la fenêtre observationnelle des trois mois de données.

L'échec de cette tentative est en partie dû au bruit important présent dans les données brutes, et en partie au fait que notre méthode de nettoyage de la fenêtre est nécessairement imparfaite. La durée de vie des modes à 5 mn étant faible et leur excitation certainement incohérente, une structure fine est difficile à détecter parce que si on suppose aux modes propres une durée de vie finie et une excitation incohérente, un pic du spectre correspondant à un mode propre intégré pendant 2 mois est en fait composé de multiples pics provenant individuellement de périodes de quelques jours de données sur lesquelles l'excitation est cohérente. Le résultat est

- un élargissement naturel des pics du spectre avec mélange de toutes les structures fines individuelles.
- une difficulté accrue à filtrer les effets de fenêtre, un mode propre ne se présentant pas comme un pic avec tout ses alias correspondant à la fenêtre complète, mais comme un



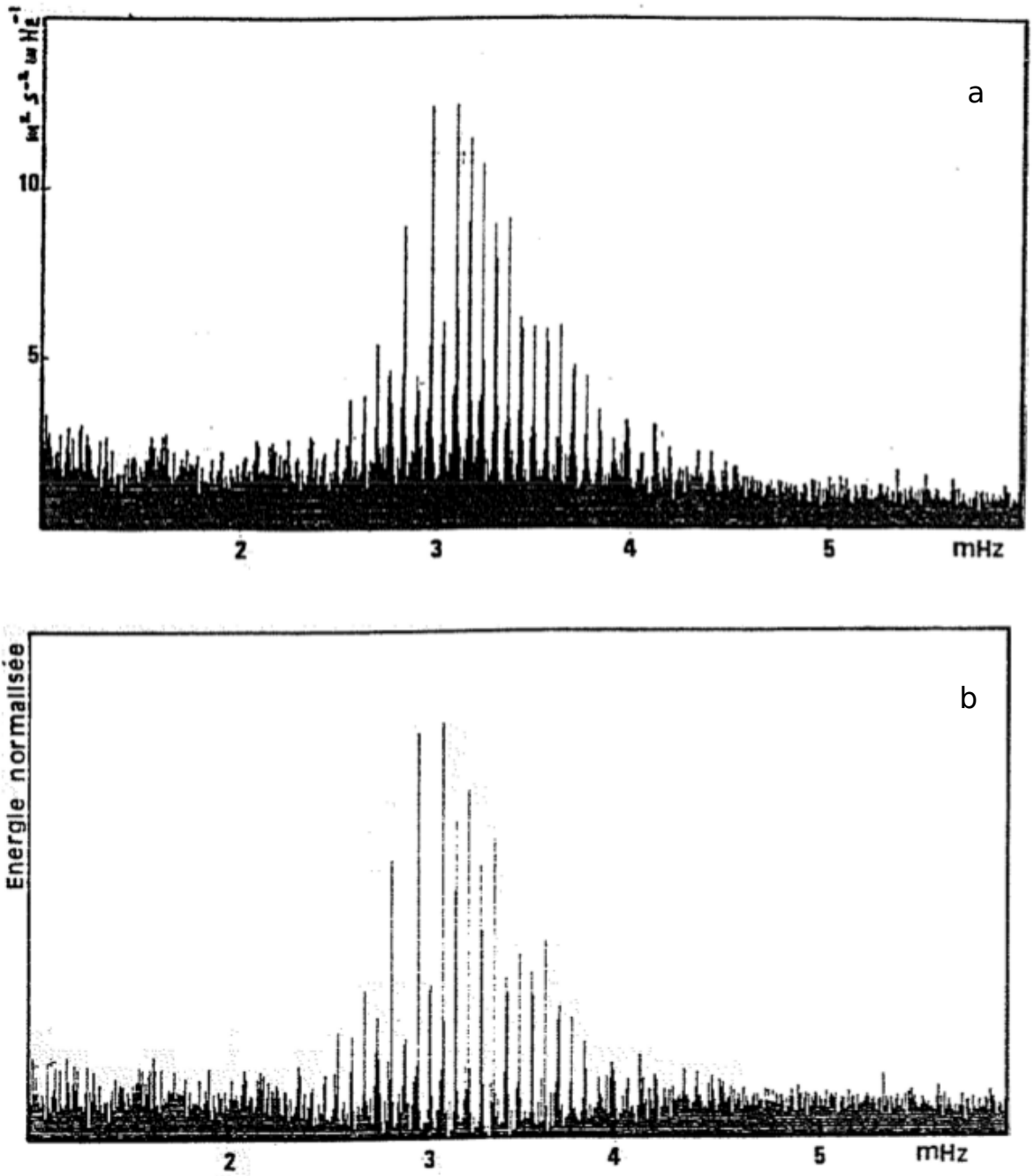


FIGURE 4.6. Filtrage de la fenêtre instrumentale. Le spectre (a) est le spectre de départ, le spectre (b) est le résultat du filtrage. L'effet est très net autour dans la zone des 3 mHz, surtout à la base des pics.

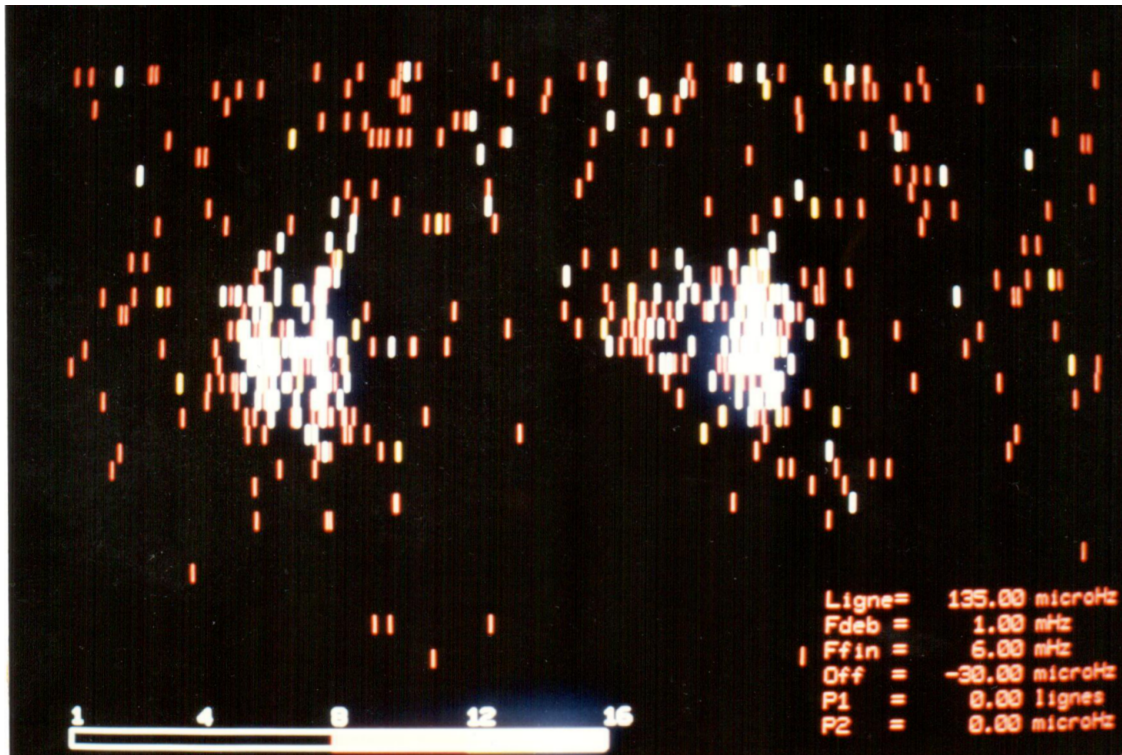


FIGURE 4.7. Spectre de la figure 4.6 b, présenté sous forme de diagramme-échelle, montrant mieux l'effet du filtrage sur les paires d'harmoniques pairs et impairs.

empilement de pics possédant chacun une fenêtre partielle correspondant à la période où l'oscillation était cohérente.

Une méthode d'intercorrélation des pics individuels sur le spectre filtré est en cours de test. Les premiers résultats sont encourageants mais font toujours ressortir des effets résiduels de fenêtre instrumentale.

#### 4.4.8 Durée de vie des modes

Dans la perspective de mettre en évidence une éventuelle périodicité dans l'excitation des modes nous avons étudié l'évolution de l'enveloppe d'énergie à 5 mn pour quelques modes  $l = 1$ . La technique utilisée est la suivante :

- sélection d'une bande d'une largeur de  $50 \mu\text{Hz}$  dans le spectre centrée autour d'un mode  $l = 1$ .
- transformation de Fourier inverse sur cette bande, le reste du spectre étant mis à zéro, montrant l'oscillation à la fréquence du pic choisi, modulé par une enveloppe qui est celle de la fenêtre d'observation, plus celle correspondant à l'excitation du mode.

Le résultat de cette opération est présenté sur la figure 4.10. On a seulement montré l'enveloppe de l'oscillation, la fréquence voisine de 5mn n'apportant pas d'autre information. Les effets d'interruptions dues à la fenêtre prédominent sauf dans la première période continue.

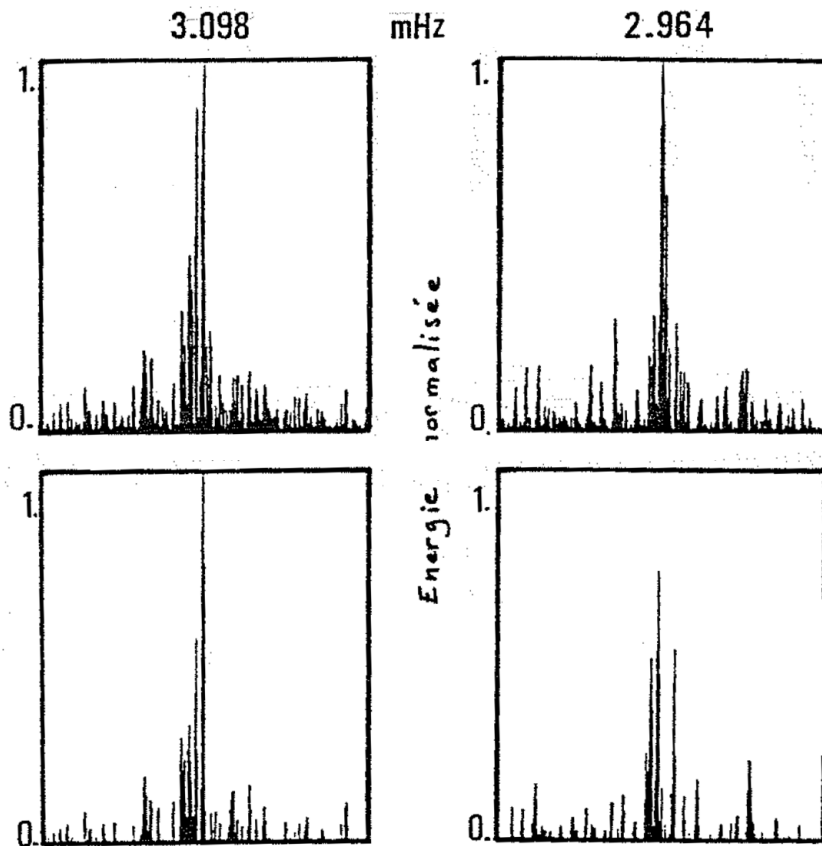


FIGURE 4.8. *Effet du filtrage sur des modes individuels. Le filtrage de la fenêtre n'est pas parfait, mais fonctionne avec plus ou moins d'efficacité.*

Dans cette période la modulation de l'enveloppe donne à penser qu'il existe une excitation à ces fréquences dont la période est de l'ordre de 1 jour . Par ailleurs la largeur des modes propres est très inférieure à  $1/(1 \text{ jour})$ , surtout vers les basses fréquences (autour de 2 mHz). Ceci suggère que deux phénomènes coexistent :

- d'une part l'oscillation se maintient cohérente sur des durées plus grandes que 1 jour, vraisemblablement de 4 à 5 jours
- un mode pourrait recevoir un apport d'énergie en phase avec une échelle de temps plus faible, de l'ordre d'un jour.

L'étude de ces phénomènes est délicate, car il s'agit de tirer des conclusions de la morphologie des pics individuels, cette morphologie devenant extrêmement douteuse dès que la fenêtre d'observation cesse d'être simple. Seul un réseau de stations d'observations apportant une bonne couverture temporelle pourra explorer de façon fiable ce problème.

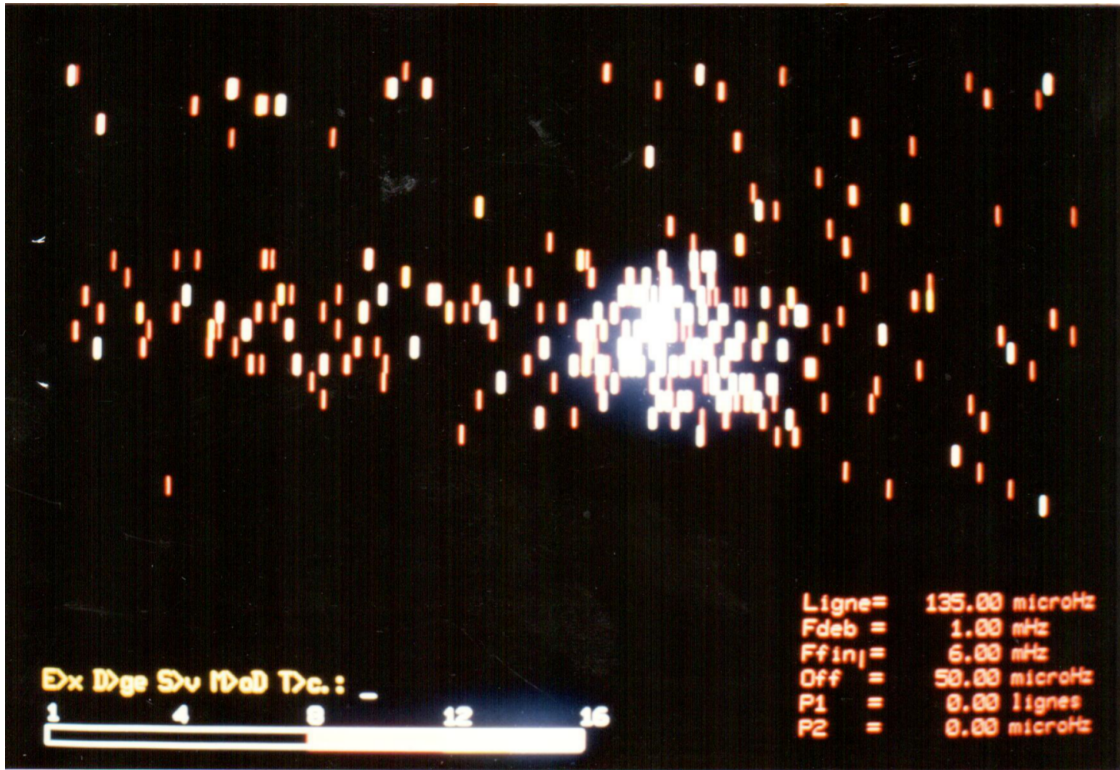


FIGURE 4.9. Diagramme-échelle à la résolution maximum de  $\approx 0.06\mu\text{Hz}$  par point, montrant la structure fine du pic  $l=1$ .

#### 4.4.9 Variation des fréquences des modes propres depuis 1980

La variation des fréquences d'oscillation avec le cycle solaire est l'un des points importants de la sismologie sur de longues durées. Un premier élément de réponse a été apporté par Woodard et Noyes (1985) qui ont comparé les fréquences d'oscillation vues par S.M.M. en 1980 (période approximative d'activité maximum) et en 1984 (période approximative d'activité minimum). La conclusion de ces auteurs est qu'il existe une variation des fréquences de  $0.4 \pm 0.15\mu\text{Hz}$  entre 1980 et 1984. Nous avons nous-même testé ces variations sur le même intervalle de temps en utilisant les données S.M.M. de 1980 mises à notre disposition par M. Woodard et les données de cette analyse. La difficulté principale de ce type de comparaison réside dans la définition de la fréquence d'un pic lorsque l'on dispose d'une résolution importante, et que donc un pic occupe beaucoup de points dans le spectre. Une méthode d'intercorrélacion permet d'éviter la définition forcément arbitraire d'un point particulier sur un pic. Les résultats de notre analyse sont présentés dans la lettre incluse plus bas (Fossat et al. 1987). Nous confirmons un changement dans les fréquences de  $0.39\mu\text{Hz}$  avec une imprécision de  $0.04\mu\text{Hz}$  sur la mesure de l'écart entre les deux ensembles de données.

En utilisant la définition de la fréquence du fondamental dans la théorie asymptotique (Tassoul, 1980) :

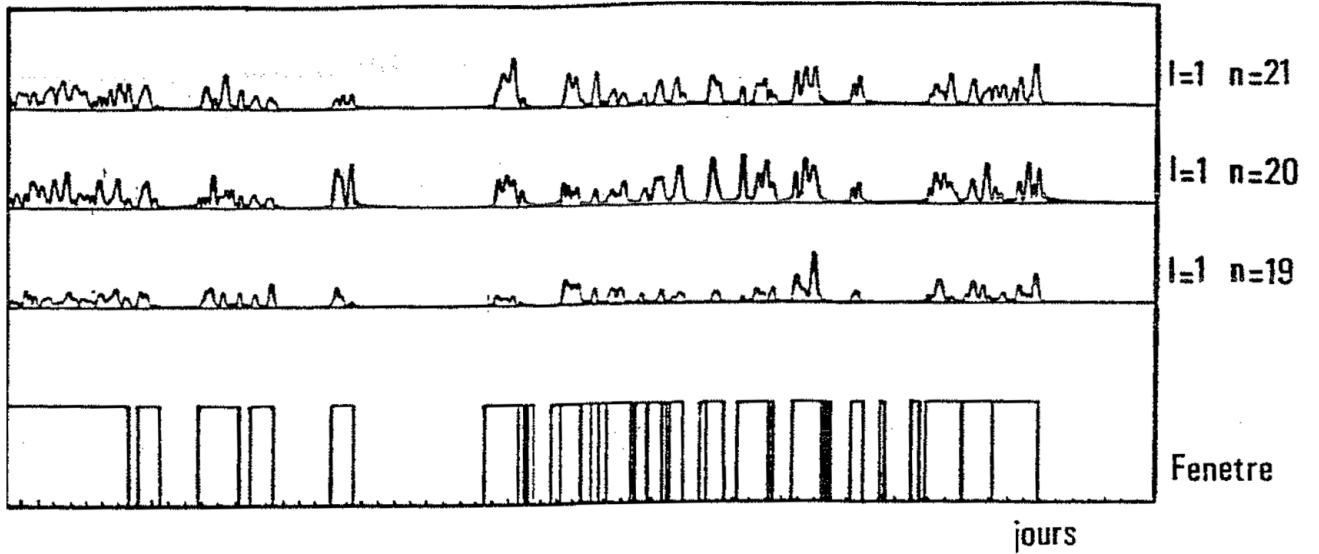


FIGURE 4.10. Transformation de Fourier inverse sur des pics individuels, montrant la modulation de l'enveloppe d'énergie à 5 mn pour 3 modes  $l=1$  très énergétiques. On constate que la fenetre est la principale source de modulation, et que dans la première période interrompue il semble existe une modulation de l'ordre du jour.

$$\nu_0 = \left[ 2 \int_0^R \left( \frac{dr}{c(r)} \right) \right]^{-1}$$

un changement de l'ordre de  $0.4 \mu\text{Hz}$  du fondamental peut se traduire (Woodard et al.(1985)) par une variation de  $1.3 \cdot 10^{-4}$  de la vitesse du son, ou, si l'on fait porter cet effet sur la borne supérieure de l'intégrale, par une variation du diamètre solaire de l'ordre de 200 km.

Nous n'avons pas essayé de comparer nos fréquences de 1985 avec les fréquences de la mission de 1980, leur détermination étant entachée de problèmes de chronologie provenant de l'horloge instrumentale que nous utilisons à cette époque.

#### 4.4.10 Espacement 0-2 et 1-3

Nous avons mesuré avec toute la précision possible la valeur des espacements 0-2 et 1-3 en vue de faire de ces paramètres un test fiable pour des modèles solaires.

L'espacement des harmoniques successifs de même parité vaut, si l'on s'en réfère à la formule asymptotique :

$$\nu(n, l) - \nu(n - 1, l + 2) = (4l + 6)D_0$$

avec :

$$D_0 = \frac{A\nu_0^2}{\nu}$$

et :

$$A = \frac{1}{4\pi^2} \left[ \frac{c(R)}{R} - \int_0^R \frac{dc}{dr} \frac{dr}{r} \right]$$

Cet espacement est proportionnel au paramètre  $D_0$ . Ce paramètre possède un sens physique au travers de la quantité  $A$  qui contient l'intégrale du gradient de la vitesse du son pondéré par un facteur en  $1/r$ . De ce fait la valeur de  $A$  dépendra fortement des conditions au centre de l'étoile (Christensen-Dalsgaard, 1986). Cet espacement dépend de la fréquence comme le montre le terme en  $1/\nu$  dans l'expression de  $D_0$ . Ceci signifie que sur les diagrammes-échelle présentés plus haut, les lignes courbes approximativement verticales représentant les harmoniques successifs de même degré ne sont pas parallèles pour les paires d'harmoniques pairs ou impairs. Cet effet est d'ailleurs visible à l'oeil nu. Nous savons empiriquement qu'il est plus proche d'une dépendance linéaire que d'une dépendance en  $1/\nu$  dans la partie qui nous est accessible (2-4 mHz).

La valeur moyenne du paramètre  $D_0$  qui est utilisée dans les divers modèles (Christensen-Dalsgaard, 1984) n'est pas utilisable dans notre cas car la définition de la fréquence exacte du mode est délicate et doit faire intervenir la morphologie des pics ainsi que leur enveloppe d'énergie : on donne ainsi plus de poids dans la définition du  $D_0$  moyen aux mesures provenant de la zone des 3 mHz du spectre. Or l'enveloppe de l'énergie des modes propres dépend fortement de la méthode d'observation (pour une comparaison SMM - Pôle Sud), dépend également fortement des paramètres instrumentaux comme par exemple de la valeur de notre champ magnétique (pour une comparaison Pôle Sud 80 - 85), et dépend peut être aussi du soleil lui-même. Il résulte de ceci une incertitude surestimée sur la valeur de  $D_0$ .

Nous avons "parallélisé" les pics en leur appliquant une correction linéaire dépendant de la fréquence de la forme :

$$\Delta\nu(0, 2) = \Delta\nu_3(0.2(3 - \nu) + 1)$$

où  $\Delta\nu_3$  représente l'espacement à 3 mHz pour une paire d'harmoniques de même parité.

Cette correction correspond à la constatation que la variation de l'espacement est d'environ 10% par mHz.

Cette parallélisation n'est pas en soit cruciale pour la détermination de  $D_0$  mais constitue un moyen de pratiquer ensuite toutes les auto- ou inter-corrélations utiles sur des groupes de pics pour mesurer avec une précision accrue l'espacement corrigé  $\Delta\nu_3$  tel qu'il est à 3 mHz. L'estimation linéaire de la variation de l'écartement s'est faite à partir de nos données et de divers modèles. Il est clair qu'une imprécision sur la pente de cette droite n'a que peu d'effet sur une détermination de l'écartement  $\Delta\nu_3$  à posteriori par intercorrélation. Par contre le résultat pour précis qu'il soit possède un certain degré d'arbitraire : si on avait choisi un  $\Delta\nu_2$  avec les paramètres correspondant à 2 mHz dans la formule ci-dessus, la valeur donnée pour l'écartement moyenné serait différente. Cela dit la valeur intrinsèque de cet écartement ne nous préoccupe pas beaucoup, par contre la précision avec laquelle on peut le déterminer

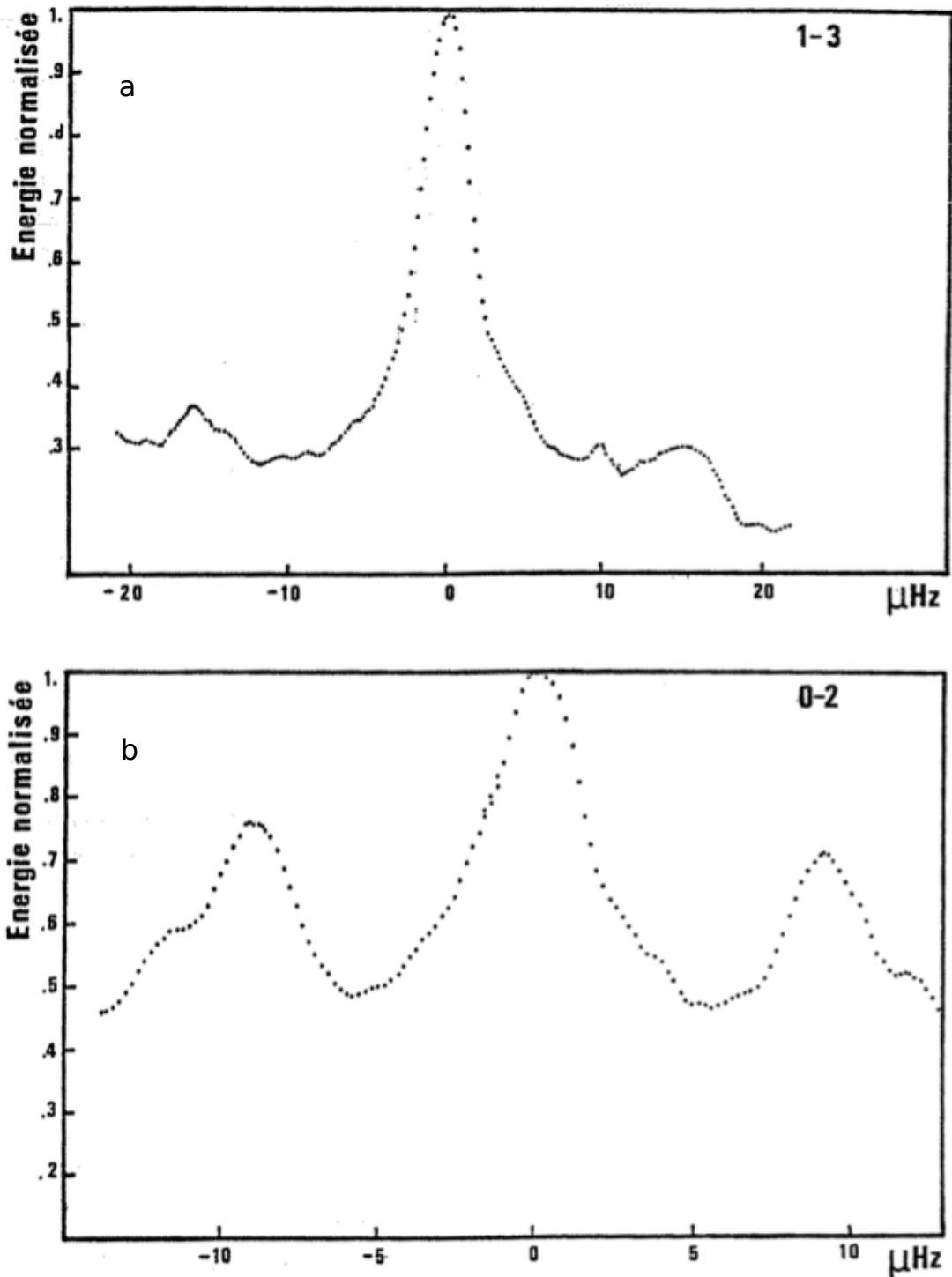


FIGURE 4.11. (a) et (b) - Cross-corrélations entre le spectre Pôle Sud 1985 et les données de SMM, permettant de mesurer au mieux le paramètre  $\Delta\nu_3$ . On note sur la corrélation 1-3 (a) la visibilité de  $l = 3$  plus grande que celle annoncée, et également une bosse très perceptible correspondant à l'écartement 0-2, et provenant de résidus de la fenêtre de SMM qui possède encore quelques lobes à cette distance.

est elle très importante si on désire appliquer cette méthode à des valeurs de modèles pour constituer une comparaison fiable.

On détermine  $\Delta\nu_3$  pour les paires d'harmoniques de même parité par cross-corrélation entre nos données et les données SMM. L'intérêt d'une intercorrélacion est multiple :

- elle fait ressortir 3 pics ,l'un central correspondant à la corrélation à l'origine, et deux pics latéraux correspondant aux décalages  $\pm\Delta\nu_3$ . La hauteur des pics latéraux définit la visibilité relative des modes.
- dans le cas où les fréquences ont varié entre les deux spectres, on mesure le décalage simple au centre et double entre les bords, ce qui constitue autant de mesures indépendantes.

Les résultats de ces cross-corrélacions sur les paires 0-2 et 1-3 sont présentés sur les figures 4.11 et 4.12.

- La décroissance des fréquences de  $\approx 0.40 \mu\text{Hz}$  entre SMM 1980 et Pôle Sud 1985 y est confirmée.
- la corrélation entre Pôle Sud 1980 et 1985 donne l'écart de  $0.8 \mu\text{Hz}$  plusieurs fois constaté entre le fréquences de Grec et al.(1983) et celles d'autre observateurs au même moment. Cet écart provient de l'imprécision de l'horloge utilisée au Pôle en 1980, qui était fausse de  $\approx 2.5 \cdot 10^{-4}$ .
- $\nu_3(2, n) - \nu_3(0, n + 1) = 9.45 \pm 0.2\mu\text{Hz}$
- $\nu_3(3, n) - \nu_3(1, n + 1) = 15.65 \pm 0.3\mu\text{Hz}$
- la visibilité des modes  $l = 3$  pour SMM est meilleure que celle annoncée par Woodard, à peine moins visible (7 à 8 %de  $l=1$ ) que pour des mesures en vitesse (12 à 13 %de  $l=1$ )

Pour ce qui est de la comparaison aux modèles :

- la valeur de  $9.45 \pm 0.2\mu\text{Hz}$  pour le couple 0-2 est compatible avec des modèles standards.
- la valeur de  $15.65 \pm 0.2\mu\text{Hz}$  pour le couple 1-3 est plutôt inférieure à ce qu'annoncent les modèles standards ( légèrement plus de  $16 \mu\text{Hz}$ ), mais vérifie bien le rapport 10/6 avec l'écart 0-2 prévu par l'approximation asymptotique.
- Ces chiffres sont compatibles avec environ 2% d'écart avec les modèles standards, cette écart étant du même ordre que l'incertitude des mesures. Jusqu'à présent, les modèles faisant appel à la diffusion turbulente évoqués pour satisfaire aux mesures de flux de neutrinos présentent des écarts largement supérieur, tant que l'on ne fait pas intervenir une certaine inhibition du mélange par le gradient de poids moléculaire. A ce moment là ces modèles redeviennent acceptables pour les oscillations (Lebreton et al. 1987).

## 4.4.11 Annexes

### Annexe 1. Filtrage de la médiane

Partant d'un ensemble  $P_n$  de  $n$  points ( $n$  étant en général impair pour faciliter les écritures), on fabrique un autre ensemble  $Q_n$  de  $n$  points en ordonnant les points du premier ensemble de telle sorte que :

$$q(i - 1) < q(i) \text{ avec } i \in [2, n]$$



Ensuite on substitue le point  $(n-1)/2+1$  de l'ensemble  $P_n$  de départ par le point  $(n-1)/2+1$  de l'ensemble ordonné  $Q_n$ . Ce type de filtrage est très certainement non-linéaire, mais donne de bons résultats pour l'élimination d'un petit nombre de points violemment différents d'un ensemble de points dont les variations sont relativement cohérentes, sans introduire de notion d'écart type local ou autre notion statistique.

### Annexe 2. Filtrage par moyenne glissante

Primitivement ce filtrage consiste à convoluer la fonction de départ par une porte de largeur choisie pour couper artificiellement les hautes fréquences d'un spectre. Si  $f(t)$  est la fonction à filtrer, la convolution par une fonction porte de largeur  $a$  s'écrit :

$$f'(t) = f(t) \otimes \frac{1}{a} \Pi\left(\frac{t}{a}\right)$$

Dans le plan de Fourier, c'est une multiplication par une fonction sinc qui donne un filtre passe-bas.

$$f'(\nu) = f(\nu) \frac{\sin \pi \nu a}{\pi \nu a}$$

Nous utilisons ces propriétés de façon un peu différente en cela que nous divisons chaque point de la fonction à filtrer  $f(t)$  par le résultat d'une moyenne glissante. Le résultat est une fonction  $g(t)$  qui vaut :

$$g(t) = \frac{f(t)}{f(t) \otimes \frac{1}{a} \Pi\left(\frac{t}{a}\right)}$$

Le résultat est finalement un filtre passe-haut, dont la fréquence basse de coupure vaut  $1/a$ .

Ce filtrage est également non-linéaire.

### Annexe 3. Filtrage de la fenêtre instrumentale

Les données sont égales au produit d'un signal (pour nous la vitesse solaire), par une fenêtre d'observation.

$$g(t) = s(t)f(t)$$

donc en passant aux densités spectrales :

$$G(\nu) = S(\nu) \otimes F(\nu)$$

Filtrer l'effet de la fenêtre signifie estimer au mieux  $S(\nu)$  en connaissant  $G(\nu)$  et  $F(\nu)$ . Soit  $F$  l'opérateur décrivant la transformation de Fourier et  $F^{-1}$  l'opérateur décrivant la transformation de Fourier inverse. Une propriété bien connue est : si  $C_g(\tau)$  est l'autocorrélation de  $g(t)$ , alors :

$$F[C_g(\tau)] = G(\nu)$$

ou encore en développant l'autocorrélation discrète de  $g(t)$  :

$$F\left[\sum_{i=1}^N g(t_i)g(t_i + \tau)\right] = G(\nu)$$

et en remplaçant le produit  $g(t_i)g(t_i + \tau)$  par les produits correspondants :

$$F\left[\sum_{i=1}^N s(t_i)s(t_i + \tau)f(t_i)f(t_i + \tau)\right] = G(\nu)$$

Dans la partie gauche de l'équation précédente on distingue l'autocorrélation  $C_s(\tau)$  multipliée par une fonction  $f(t_i)f(t_i + \tau)$  qui ne peut valoir que 1 ou 0 suivant les cas. A la limite, si la fenêtre est complètement remplie cette fonction  $f(t_i)f(t_i + \tau)$  vaut toujours 1 et le résultat de la sommation vaut alors  $C_s(\tau)$ . Quand la fenêtre est incomplètement remplie, le résultat de ce produit est quelque chose qui n'est pas le produit des corrélations  $C_s(\tau)C_f(\tau)$  mais qui s'en approche d'autant plus que la fenêtre possède un grand remplissage

Cette ressemblance justifie que nous nous permettions de diviser le membre de gauche par l'autocorrélation  $C_f(\tau)$  de la fenêtre, ce qui en terme de transformation de Fourier correspond à une déconvolution, incorrecte au sens mathématique mais dont on a vu (Woodard, 1984, Jones 1962,1971) qu'elle donnait des résultats assez convaincants si la fenêtre de données est remplie au moins à 50% du temps.

Finalement nous calculons donc :

$$F\left[\frac{\sum_{i=1}^N s(t_i)s(t_i + \tau)f(t_i)f(t_i + \tau)}{\sum_{i=1}^N f(t_i)f(t_i + \tau)}\right] = G'(\nu)$$

Et nous renormalisons en multipliant ce résultat par l'autocorrélation de la fenêtre idéale (ne contenant que des 1) qui est une fonction triangle  $T_0^N(\tau)$  .

$$F\left[\left[\frac{\sum_{i=1}^N s(t_i)s(t_i + \tau)f(t_i)f(t_i + \tau)}{\sum_{i=1}^N f(t_i)f(t_i + \tau)}\right]T_0^N(\tau)\right] = S'(\nu)$$

C'est la fonction  $S'(\nu)$  qui est présentée dans la suite de l'analyse.

## Letter to the Editor

# Search for solar $p$ -mode frequency changes between 1980 and 1985

E. Fossat<sup>1</sup>, B. Gelly<sup>2</sup>, G. Grec<sup>2</sup>, and M. Pomerantz<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Observatoire de Nice, BP 139, F-06003 Nice Cedex, France

<sup>2</sup> Université de Nice, Département d'Astrophysique, Parc Valrose, F-06034 Nice Cedex, France

<sup>3</sup> Bartol Research Foundation of the Franklin Institute, Newark, Delaware 19711, USA

Received February 24, accepted February 26, 1987

**Summary.** 704 hours of solar full disk velocity measurements obtained at the South Pole between the end of november, 1984 and early february, 1985 have been analyzed. The  $p$ -mode power spectrum of this data and that obtained in 1980 with the SMM / ACRIM instrument are compared by a cross-correlation method. Taking into account the small bias in the analysis due to the different window functions and to the different relative responses to modes of degree 0 to 3, a frequency decrease of  $0.39 \mu\text{Hz}$  is found, with an uncertainty estimated at  $0.04 \mu\text{Hz}$ .

### 1. The 1984/85 South Pole campaign.

After the real success of the first astronomical campaign at the geographic south pole (Grec et al, 1980, 1983), a new series of observations was organized in november 1984. With some modifications, the instrument was still an optical resonance sodium cell spectrophotometer, measuring full-disk line of sight velocity. Despite some technical difficulties which could not be resolved on the site, resulting in a slightly higher level of background noise, the instrument was run without interruption from november 27, 1984 to february 1, 1985. From this period, 704 hours of data have then been selected for further analysis (about 45% of the total time). Figure 1 shows the five minute range of the power spectrum of this data, taken as a single time series.

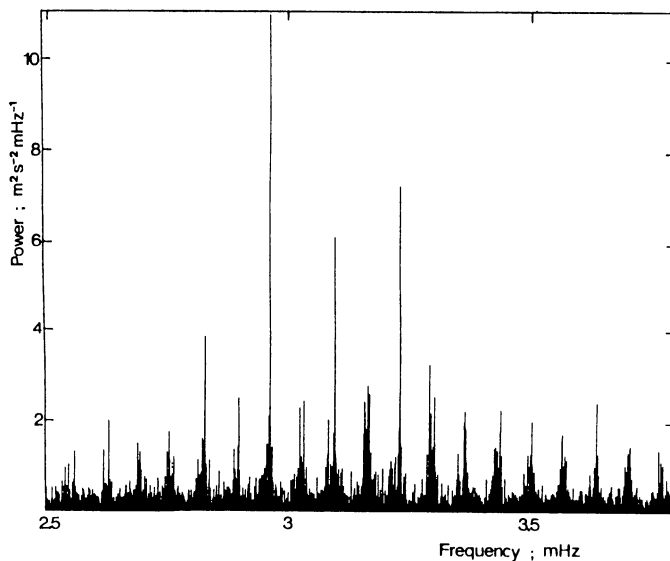


Figure 1. Five minute range of the power spectrum of the 1984/85 South pole data (45% of the November 27, 1984 - February 1, 1985 period).

### 2. Have $p$ -mode frequencies changed since 1980 ?

By comparing  $p$ -mode frequencies measured in brightness by the SMM/ACRIM instrument (Willson and Hudson, 1981), Woodard and Noyes (1985) announced a significant mean decrease of about  $0.4 \mu\text{Hz}$  between 1980 and 1984. We (Gelly et al, 1986) were able to confirm this order of magnitude by comparing the 1980 SMM/ACRIM frequency table and the centroids measured in figure 1. However, during a recent meeting at Aarhus (Denmark), this result was subject to some debate, and recently, Pallé et al (1986) found no significant frequency variation during the period 1977-1984. One reason for the debate appears to be a possible discrepancy in the criterion used to define a peak frequency. It can be the frequency of the highest point, the centroid of the power inside an arbitrary bandwidth, with or without subtraction of background noise, the geometrical center of a mathematical function providing a good fit to the peak,....At the level of precision needed here, such small differences in definition can create a systematic bias as large as the measured effect and can render the comparisons meaningless.

Such a frequency decrease since 1980 could evidently be related to the phase of the activity cycle, and its confirmation would then be of enormous interest to the study of this cycle as viewed "from inside". It could also be compared to some measurements of solar diameter variation during the cycle (Delache and Laclare, 1985), which happen to represent relative fluctuations of the same order of magnitude.

### 3. The cross-correlation analysis.

We know that whatever definition may be used for the peak centroid, its accuracy in frequency can hardly be better than  $0.4 \mu\text{Hz}$  after a few months of integration, because of the limited lifetime of the mode amplitude. Only a mean comparison over the whole available power spectrum can be reasonably expected to detect frequency variations significantly smaller than this accuracy level. In order to avoid the possible errors inherent to the centroid definition, and in order to fully use the information available, which means the complete power spectrum, we suggest computing the cross-correlation function of two power spectra. Figure 2 shows this function, in the case of SMM 1980 and South Pole 1984/85. A background noise proportional to frequency<sup>-1</sup> has been subtracted from both spectra.

### 4. Discussion.

4.1. In the cross-correlation analysis, no estimation of any peak position is required, thus relieving the results of any bias due to such an estimation. The analysis is nevertheless not entirely free of any bias, as there remains the fact that the visibility coefficients of modes of various degree (from zero to three) are slightly different in the ACRIM brightness measurements and in the sodium cell velocity measurements. Taking into account the natural broadening of the

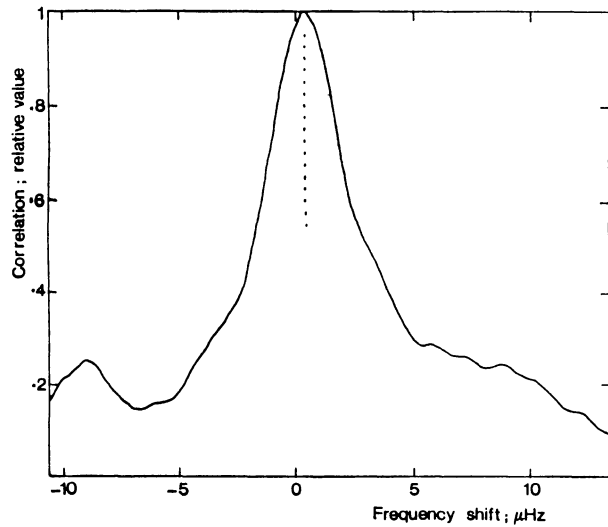


Figure 2. Cross-correlation between the p-mode solar power spectra obtained in 1980 by the ACRIM instrument and in 1984/85 by our south pole data. The visibility of the 0-2 separation on the left and its absence on the right side are due to the different visibility coefficients in the two methods of observation. Note that the autocorrelation confirms the mean separation of 9.4 μHz previously published (Grec et al, 1983).

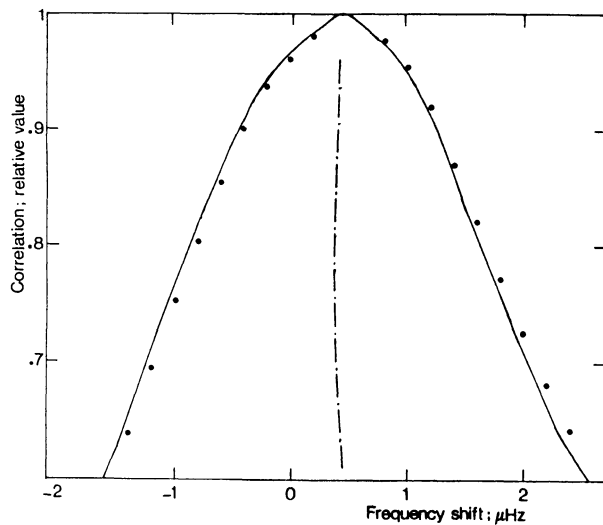


Figure 3. Central part of the curve shown in Figure 2 (dots). Once corrected for the small bias discussed in the text (full line), the cross-correlation shows a decrease in p-mode frequencies, between these two dates, of 0.39 μHz.

peaks, and the window functions (which are also different in the two observations), the wings of neighbouring peaks do overlap each other. This results in an apparent peak displacement, dependent on the method of observation.

This effect has been simulated using artificial peaks, which were separated by 9.4 μHz for the 0 - 2 pair and 15.6 μHz for the 1 - 3 pair. Their relative heights, from degree 0 to 3, were set respectively to 1.0, 2.0, 1.1 and 0.3 for the velocity measurements and 1.0, 1.75, 0.5 and 0.15 for brightness measurements. The peak profiles were adjusted to give a relatively good fit both on each autocorrelation and on the crosscorrelation of the two real spectra. It turns out that a good fit is obtained with peaks modeled by the sum of a 1 μHz square window and a exponential wing starting at about half height. However no attempt is made to give a physical meaning to this profile which, in reality, is due to the combined effects of different individual peak shapes (varying with frequency along the p-mode range) and window functions.

The total effect is an assymetry of the cross-correlation, which induces a bias of the order of about 0.05 μHz. This assymetry has been corrected in figure 3.

4.2. Many other tests and simulations have also been made. For instance, we have tried to cross-correlate only the peaks by limiting the two spectra to more or less narrow windows centered on the peaks. We have also tried to limit the information to the highest part of the spectra by taking only power over an adjustable threshold. A different result is obtained only when the threshold is set to about 20% of the highest peaks or more, in which case only the major peaks are compared and the result loses all statistical significance. From all these tests and simulations, an uncertainty of 0.04 μHz has been deduced. The final result is then that from mid 1980 to early 1985, the solar p-mode frequencies decreased in frequency by

$$0.39 \pm 0.04 \mu\text{H}$$

No attempt has been made to compare our result of 1980 with our more recent one, because the instrumental clock used in the 1980 instrument was not precise enough to make this comparison reliable to a few hundredths of a microherz.

Acknowledgement: We sincerely thank Martin Woodard who provided us with a complete listing of the 1980 ACRIM p-mode spectrum, with a frequency resolution close to 1 μHz.

**References.**

Delache, P.; Laclare, F. and Sadsaoud, H.: 1985, Nature, **317**, 416  
 Gelly, B.; Fossat, E.; Grec, G.; Pomerantz, M. and Schmider, F.X.: 1986, Proceedings of the IAU symposium 123, Aarhus, Denmark.  
 Grec, G.; Fossat, E. and Pomerantz, M.: 1980, Nature, **288**, 5791, 541.  
 Grec, G.; Fossat, E. and Pomerantz, M.: 1983, Solar Phys. **82**, 55.  
 Pallé, P.L., Pérez, J.C., Régulo, C., Roca-Cortes, C., Isaak, G.R., McLeod, C.P. and Van der Raay, H.B.: 1986, Astron. Astrophys., **170**, 114  
 Woodard, M.F. and Noyes, R.W.: 1985, Nature, **318**, 449  
 Willson, R.C. and Hudson, H.S.: 1981, Astrophys. J. **244**, L185.

## 4.5 Principe et réalisation de l'instrument

### 4.5.1 Schéma optique de l'expérience du Pôle

Le schéma optique est présenté sur la figure 4.13.a, et la logique de la détection d'une vitesse sur le schéma 4.13.b. La lumière solaire est admise telle quelle au travers d'une lame anticalorique destinée à protéger le filtre interférentiel d'un échauffement trop important. Ensuite le préfiltre découpe une bande spectrale de  $5 \text{ \AA}$  dans le spectre. Simultanément le diamètre du faisceau parallèle passe à  $34 \text{ mm}$ . Une lentille objectif (L1) de  $40 \text{ cm}$  de focale donne une image solaire à environ  $5 \text{ cm}$  devant l'entrée de la cellule. Dans la cellule elle-même (carrée de section  $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ ) on a besoin d'un faisceau sans image du soleil pour insensibiliser l'expérience aux imprécisions du guidage. C'est pourquoi une lentille L2 placée devant la cellule reprend l'image du soleil et la renvoie à l'infini. On a alors un faisceau quasiment parallèle d'un diamètre d'environ  $0.5 \text{ cm}$ , sur le trajet duquel se trouve la cuve à résonance avec une image de l'objectif située devant ses fenêtres latérales. La cuve à sodium dont le principe est exposé plus bas peut être assimilée à un filtre produisant deux bandes passantes très étroites calées sur les flancs de la raie D1 du sodium, chacune d'elle étant polarisée circulairement différemment. Le problème qui se pose ensuite est de récupérer le maximum de lumière au travers des pièces polaires de l'aimant, dont le perçage doit être réduit au minimum pour préserver les qualités magnétiques : ceci se fait avec un faisceau ouvert qui nécessite 5 lentilles jusqu'au PM. Un effort est fait pour que le faisceau ait une ouverture raisonnable devant l'analyseur, mais le modulateur que nous employons est assez souple à ce niveau (voir plus bas). Finalement la tache lumineuse sur la cathode est d'environ  $1 \text{ cm}$ .

### 4.5.2 Filtres

On pourrait songer à éclairer la cellule à résonance en lumière blanche, cela ne changerait pas la qualité spectrale de la lumière réémise, mais l'énorme lumière parasite (réflexions dans la cuve, etc..) détruirait alors toute possibilité de mesurer la résonance. Pour un spectre plat, la lumière parasite est proportionnelle à la largeur de la bande. Le choix de notre système de filtre reflète donc l'intérêt qu'il y a à utiliser une bande aussi étroite que possible pour améliorer la qualité de la mesure et d'autre part l'intérêt égal de ne pas utiliser de filtre trop étroit pour ne pas être trop violemment sensible aux changements de température.

On trouve à l'entrée un boîtier contenant deux filtres, un filtre de Lyot et un filtre interférentiel. Chauffé vers  $40$ , l'ensemble délivre une bande passante d'environ  $5 \text{ \AA}$  centrée sur la raie D1 du sodium (figure 4.14). Le boîtier est placé en entrée pour faire travailler le filtre interférentiel avec un faisceau aussi parallèle que possible.

Le filtre interférentiel importé par ORIEL est de type à couche mince diélectrique (Francon 1984) centré sur  $5893 \text{ \AA}$  à  $23$  et de  $10 \text{ \AA}$  de largeur à mi-hauteur. Sa transmission maximale mesurée vaut environ  $0.5$ .

Un filtre de Lyot est constitué d'un empilement de lames cristallines et de polariseurs, donnant un spectre cannelé, dont chaque cannelure peut être extrêmement étroite ( $1 \text{ \AA}$ ). On en trouve une bonne description par Lyot lui-même (Lyot, 1944). Historiquement ce filtre

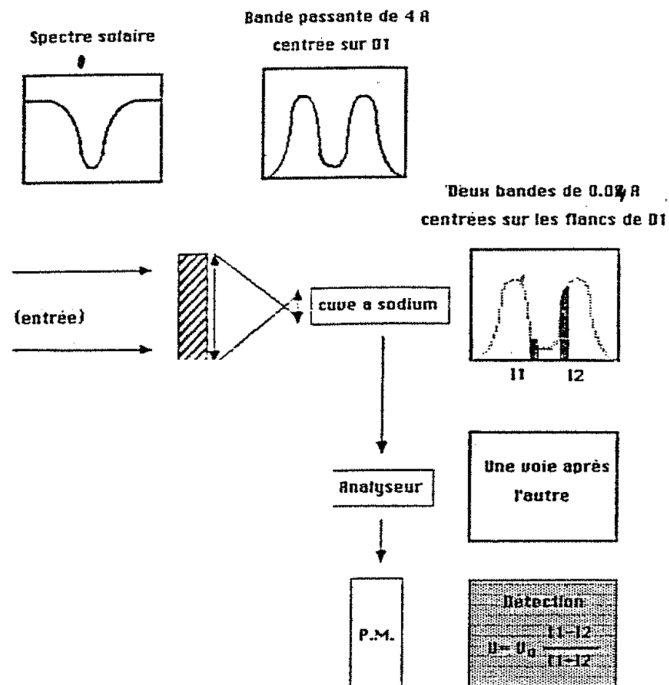
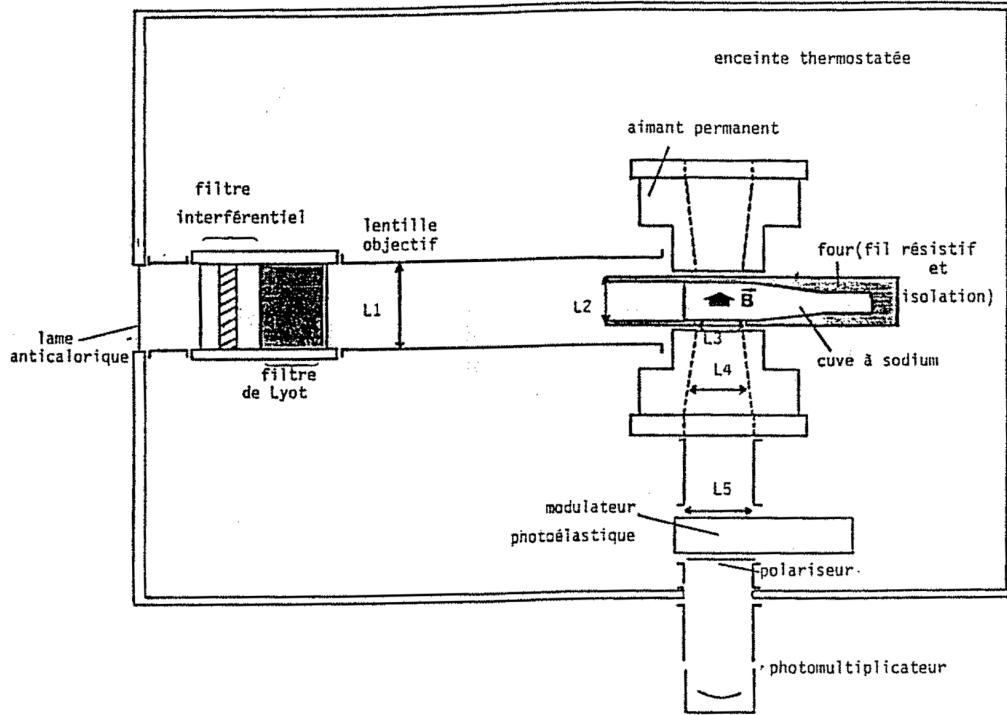


FIGURE 4.13. (a) Schéma optique de l'expérience solaire au Pôle Sud. Le photomultiplicateur était placé à l'extérieur de l'enceinte thermostatée, et naturellement refroidi. (b) Propriétés spectrales de l'instrument, et logique de la détection du déplacement de la raie.

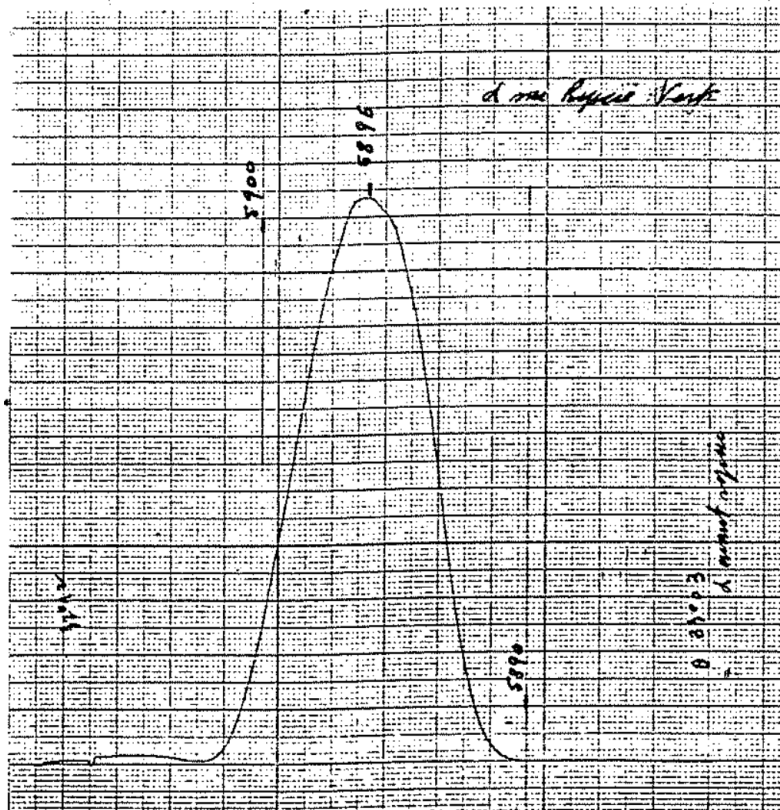


FIGURE 4.14. Bande passante du préfiltre complet, mesurée au laboratoire d'optique de l'Observatoire de Nice.

a été inventé pour des observations de protubérances solaires en lumière monochromatique (Evans 1940, Lyot 1944). Ce type de filtre est très sensible à la température.

Le filtre de Lyot que nous employons est constitué d'une seule lame entre deux polariseurs, donnant un spectre sinusoïdal de  $12 \text{ \AA}$  de période. Pour nos observations, il est nécessaire de bloquer complètement la raie D2 du sodium car polluée par des raies de vapeur d'eau atmosphérique, elle dégrade complètement la photométrie générale de l'expérience. Le filtre interférentiel est chauffé pour positionner son maximum de transmission sur la raie D1. Le filtre de Lyot est ensuite ajusté en longueur d'onde en réglant l'angle de son polariseur d'entrée. Par construction, son minimum de transmission situé  $6 \text{ \AA}$  plus loin coïncide alors parfaitement avec D2. Les maxima ultérieurs sont eux éteints par le filtre interférentiel et on isole ainsi complètement la raie D1 dans le spectre solaire. Le comportement aux variations de température de cet ensemble a été étudié lors de l'expérience à La Silla.

### 4.5.3 Cellule à résonance optique

La cellule à résonance optique est le coeur de notre spectrophotomètre. C'est par la résonance optique d'un gaz d'atomes de sodium que l'on peut obtenir une bande passante de  $0.035 \text{ \AA}$  suffisamment stable en transmission et en longueur d'onde pour que la mesure de

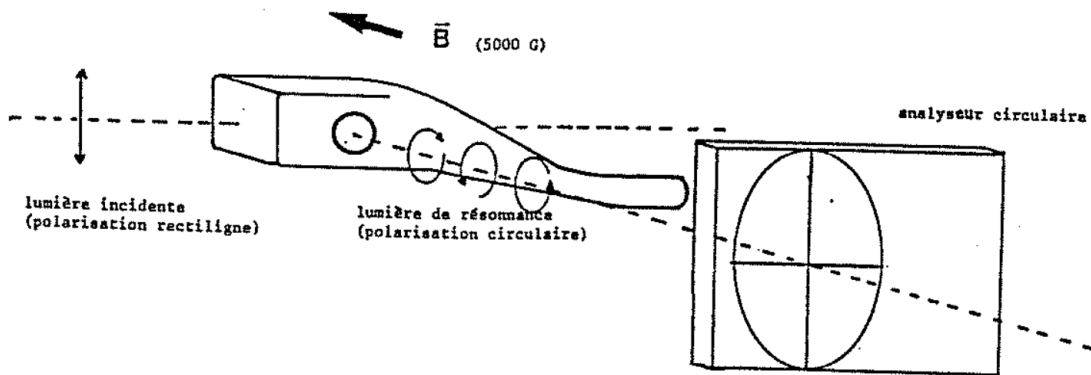


FIGURE 4.15. Cuve à sodium dans un champ magnétique transversal. Eclairée en lumière polarisée rectiligne, on observe dans la direction parallèle au champ  $B$  deux composantes de résonance Zeeman  $\sigma^+$  et  $\sigma^-$ .

la lumière passant au travers de ce monochromateur reflète autre chose que des fluctuations instrumentales. Peu d'autres appareils en sont capables, et même si une dispersion de  $0.1 \text{ \AA}$  est très possible avec un gros spectrographe (comme le CASPEC de l'E.S.O. par exemple), l'extrême stabilité requise par des mesures de sismologie nous en fait considérer l'emploi avec la plus grande suspicion. Il est actuellement question d'utiliser à bord du satellite SOHO une cellule à résonance optique pour l'appareil travaillant en disque intégré. D'autres sismomètres solaires sont à l'étude, mais jusqu'à présent la cellule à résonance optique reste le meilleur candidat performances / simplicité / encombrement.

Dans la cuve de verre de la figure 4.15 se trouve un gaz d'atomes de sodium, obtenu par chauffage de quelques gouttes de sodium liquide. Cette cuve est éclairée par de la lumière de large bande spectrale. La physique d'un tel système est bien connue : on s'attend à ce que certaines radiations soient absorbées par le gaz de sodium. Du aux transitions électroniques  $3P_{1/2} \leftrightarrow 3S_{1/2}$  pour D1 et  $3P_{3/2} \leftrightarrow 3S_{1/2}$  pour D2, deux bandes d'absorptions des deux raies de Fraunhofer peuvent être observées en absorption et dans la direction d'incidence, si l'épaisseur optique du gaz est assez grande. Le retour des atomes de sodium à leur état de moindre énergie s'accompagne d'une réémission lumineuse des mêmes longueurs d'ondes, i.e.  $5895.930 \text{ \AA}$  pour D1 et  $5889.963 \text{ \AA}$  pour D2 ( cf diagramme 4.4.a). Nous avons déjà là matière à un bon filtre : il suffit d'observer la lumière réémise dans la direction située à  $90$  degrés de l'incidence.

Nous ajoutons un aimant permanent à ce système résonant. Nous nous plaçons alors en situation d'effet Zeeman : l'orientation du champ magnétique créant un direction privilégiée de l'espace, le moment cinétique et le moment magnétique des électrons ne peuvent plus être confondus dans les calculs ( levée de dégénérescence). Le résultat est la séparation des niveaux d'énergie d'une orbite électronique en sous-niveaux (splitting de la structure fine, figure 4.16 b). Ce splitting est proportionnel au champ magnétique si celui-ci est faible (Landau et Lifshitz 1958). Par ailleurs, l'effet Zeeman s'observe d'autant mieux que la lumière incidente est polarisée, et induit une polarisation de la lumière de résonance. La désexcitation des sous-niveaux est polarisée (figure 4.16.b), et leur polarisation est fonction de la direction



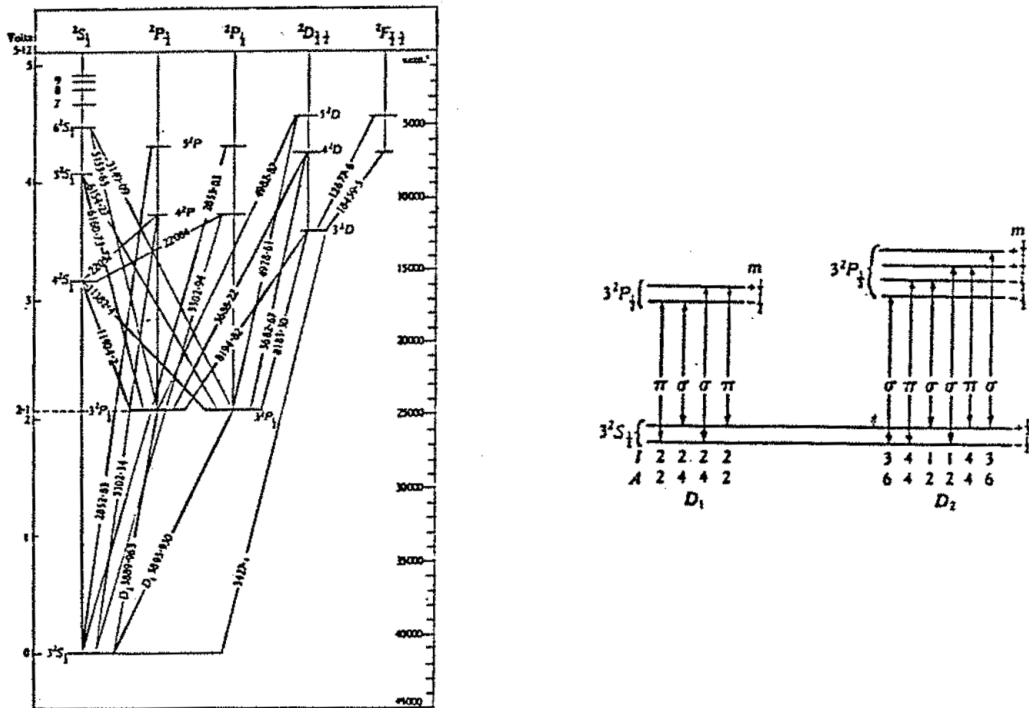


FIGURE 4.16. (a) (d'après Mitchell et al.) Niveaux d'énergie de l'atome de sodium montrant les transitions D1 et D2. (b) Structure fine de ces deux raies, et polarisation des composantes.

d'observation par rapport à la direction du champ magnétique. (Mitchell et Zemansky , 1971). Cette polarisation, signature d'un état électronique, est extrêmement utile si on songe utiliser ce système comme un filtre sélectif.

Que se passe t'il en effet dans notre expérience ? La lumière admise contient uniquement la raie D1 polarisée linéairement. Le gaz de sodium va être sensible à une partie de la bande admise. La lumière de résonance observée à 90 degrés de la direction d'incidence, (et parallèlement au champ magnétique) se compose de la désexcitation de deux sous-niveaux polarisés circulairement respectivement gauche et droite et séparés d'une quantité fixée par la valeur de notre champ magnétique ( $\approx 5000$  Gauss) valant environ 0.2 angstrom. La transmission finale du filtre le long de la raie D1 est représentée sur la figure 4.17.

A l'inverse d'un spectrographe dont les pièces optico-mécaniques sont sujettes à varier par flexion, ici la longueur d'onde centrale est donnée par la valeur théorique de l'énergie du niveau excité de l'atome de sodium. La largeur de bande est fixée par la durée de vie des niveaux excités (0.1 mÅ), et surtout par élargissement par effet Doppler et inhomogénéités du champ magnétique. La largeur moyenne de la bande ainsi obtenue est de .04 Å environ (Fossat 1970). De plus nous disposons de 2 points de mesure dont l'écartement peut être ajusté par le champ magnétique ce qui :

- augmente la sensibilité de l'expérience.

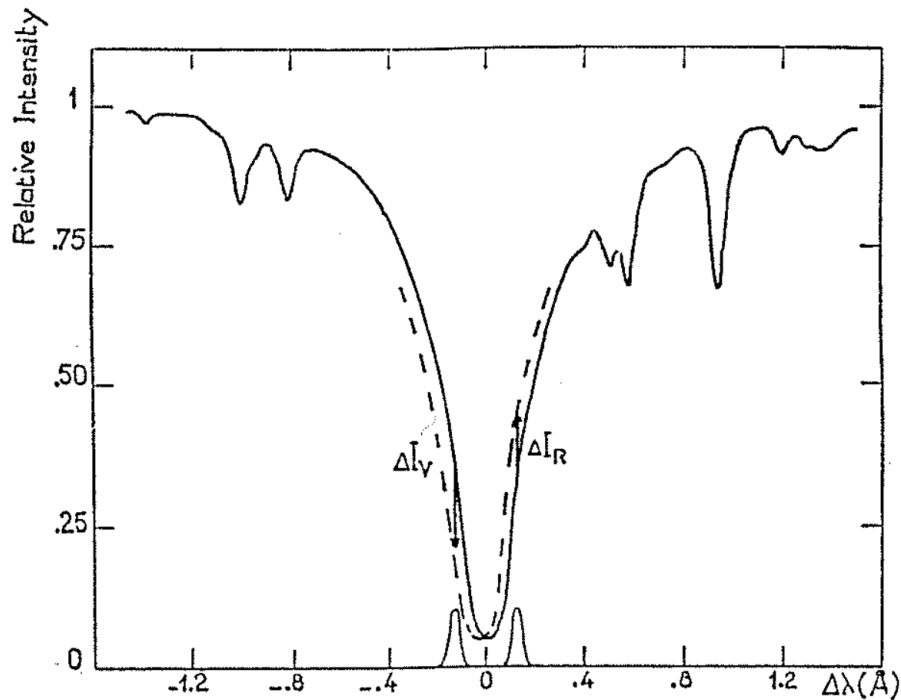


FIGURE 4.17. Transmission finale du filtre en regard de la raie D1. Les deux composantes  $\sigma^+$  et  $\sigma^-$  sont positionnées sur les flancs de la raie solaire.

- permet d'obtenir une mesure différentielle  $I_1 - I_2$  de la position de la raie dans le spectre, et même de la corriger des fluctuations atmosphériques, les variations de la quantité  $I_1 + I_2$  reflétant les variations de transmission atmosphérique.

Le prix à payer pour un filtre d'une telle qualité spectrale est sa faible transmission : la lumière réémise l'est dans  $4\pi$  stéradians, et dans notre montage elle n'est récupérée que dans un angle solide assez petit, pour des raisons thermiques (chauffage de la cuve), mécaniques (tenue dans l'entrefer de l'aimant), et magnétiques (homogénéité du champ). Par ailleurs toute la lumière admise ne résonne pas. Le rendement d'une cellule montée dans un aimant et fonctionnant en réémission est estimé à 0.75% (Fossat 1970). Ceci n'est pas dramatique puisqu'il s'agit d'observer le soleil. Par ailleurs, la bande passante est limitée aux raies d'absorption de l'élément utilisé et ne peut être modifiée, ou alors il faut utiliser un autre élément. Le groupe de Birmingham utilise des cellules à résonance fonctionnant avec du potassium. Il faut garder à l'esprit que la lumière résonante du filtre provient des couches photosphériques de l'étoile, et que la formation des raies a lieu à des profondeurs différentes en fonction de la raie... Changer l'élément résonant dans la cuve signifie donc observer des couches légèrement différentes de l'atmosphère solaire.

Réalisation pratique .

Les cuves elles-mêmes sont fabriquées au Laboratoire de Physique Stellaire et Planétaire (Verrières-le-Buisson) par Claude Hallier. Leur intégration dans un four et la fabrication de

ces fours sont de mon ressort. Les cuves sont constituées d'un profil carré en pyrex traité ou en verre Schott, sur lequel on rapporte un queusot cylindro-conique. La qualité du verre est importante car soumis à l'attaque du sodium à près de 200 C, un verre quelconque se jaunit très rapidement. Le compromis adopté actuellement devrait convenir même à une utilisation spatiale où tout remplacement est exclu. L'adaptation et les tests de fenêtres d'entrée en saphir, complètement inattaquable par le sodium sont en cours de réalisation.

Un four est constitué de deux parties thermiquement indépendantes constituées de tube en cuivre sur lequel est bobiné du fil résistif. L'isolation électrique du fil, et thermique de l'ensemble, est assurée par un mastic silicone qui enferme le tout. La tête est chauffée à environ 160. La queue est chauffée 20 de moins environ et de telle sorte qu'il existe toujours dans la cellule une phase gazeuse et une phase liquide qui coexistent. De cette façon la condensation de sodium liquide se fait uniquement dans la queue et non sur la fenêtre d'entrée ou les lentilles de sortie. Par ailleurs, l'épaisseur optique du gaz dans la tête ( donc la transmission du filtre ) est uniquement fonction de la température de la phase liquide. On comprend l'intérêt d'avoir une indépendance thermique aussi grande que possible des deux parties, l'une devant être contrôlée aussi bien que possible, l'autre devant simplement être plus chaude que la première. Des fluctuations de 0.1 de la queue devraient se traduire par des variations d'épaisseur optique de 0.3% (Fossat 1970). Des variations de température de la tête devraient être pratiquement insensible en sortie.

#### 4.5.4 Aimants

L'obtention d'un champ magnétique dans la cellule se fait moyennant la présence d'un gros aimant permanent fournissant environ 5000 Gauss dans un entrefer de 22 mm, avec une bonne homogénéité en dépit du fait que les pièces polaires soient percées axialement (mais c'est la seule façon d'observer parallèlement au champ). Après diverses réalisations artisanales, nous avons acquis une bonne maîtrise dans la conception de ces aimants. Le circuit magnétique employé au Pôle et à La Silla est fabriqué par UGIMAG ( fer doux et pièces magnétiques en Samarium-Cobalt) et pèse environ 5Kg. Toujours dans le cadre de la satellisation de l'expérience, un aimant plus compact et plus léger à été étudié, et réalisé par la société HITACHI. Nous pensons à l'avenir adopter un aimant conçu pour des observations solaires à l'Observatoire de Bordeaux par J.M. Robillot.

#### 4.5.5 Modulateur photoélastique

On a vu que les propriétés de la cellule à sodium donnent en sortie un faisceau constitué de deux radiations d'environ  $.035 \text{ \AA}$  de largeur, chacune d'elle étant polarisée circulairement dans un sens différent. Le problème se pose de séparer ces deux polarisations de façon à pouvoir calculer la position de la raie. Comme pour des raisons de stabilité photométrique, on a choisi d'utiliser le même photomultiplicateur pour détecter ces polarisations, il faut les mesurer successivement. La première idée, utilisée notamment pour la mission au Pôle Sud (1980), a été de disposer sur le pourtour d'une roue deux types d'analyseurs circulaires, et de faire tourner cette roue à vitesse stabilisée dans le faisceau. Rapidement, des problèmes

mécaniques ont conduit à l'abandon de ce système, dont la fiabilité aurait été de toute façon insuffisante lors d'une application spatiale, au profit d'un modulateur photoélastique.

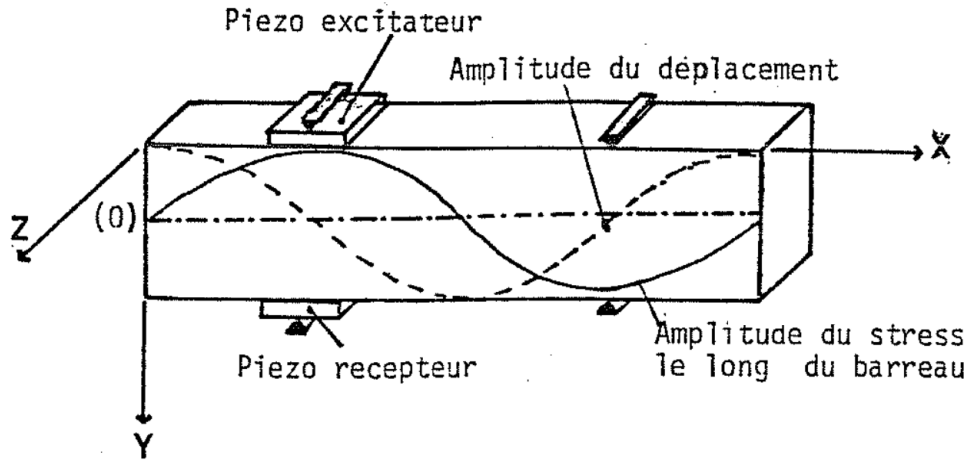


FIGURE 4.18. Modulateur photoélastique dans un mode où  $\lambda_s = l$  si  $l$  est la longueur du barreau. Le déplacement est minimum en face des piézos transducteurs et des points de tenue dans le boîtier, maximum aux extrémités. La biréfringence est proportionnelle à la contrainte qui est la dérivée du déplacement.

Un modulateur photoélastique n'est rien d'autre qu'un barreau de verre, dans lequel on provoque une biréfringence en créant à l'intérieur une onde acoustique stationnaire (Billardon et Badoz 1966). Si on considère le barreau de verre de longueur  $l$  de la figure 4.18, il peut entrer en résonance pour des vibrations acoustiques commensurables à sa longueur. Le mode fondamental est celui dont la fréquence acoustique  $\lambda_s = 2l$ , qui donne lieu à un ventre médian de l'onde et à un nœud à chaque extrémité (figure 4.18). Les déplacements provoqués dans le barreau sont donnés par (Kemp 1969) :

$$\delta = \delta_0 \sin(2\pi x/\lambda_s) \sin(\omega t)$$

La contrainte correspondante est proportionnelle à  $\partial\delta/\partial x$ . C'est dire qu'elle est maximum au centre du barreau dans le mode fondamental. Il en va de même pour la biréfringence (proportionnelle à  $n_x - n_y$  si  $n_x$  et  $n_y$  sont les indices suivant  $O_x$  et  $O_y$ ). Il est clair que la biréfringence varie sinusoidalement le long du barreau avec le stress appliqué. Suivant l'axe  $O_y$  par contre, les mesures montrent que la variation de biréfringence est inférieure au pourcent (Canit et Badoz 1983). Dans tous les cas l'ouverture du faisceau admise dans les limites d'une variation de 10% de la biréfringence est de 25 degrés, ce qui nous est très utile car l'optique reliant la cellule au modulateur est par nature très ouverte, et on attend que beaucoup de lumière soit hors-axe.

Si on calcule le flux sortant d'un tel dispositif placé entre deux polariseurs, donc fonctionnant comme un analyseur circulaire (Kemp 1969), et qu'on le compare au flux sortant du système de roue tournante avec analyseurs circulaires, on voit que la différence n'est pas trop importante et que sans avoir de modulation vraiment carrée avec un modulateur élastique, on peut raisonnablement comparer les deux systèmes.

Enfin, dans le cas photoélastique, la fréquence de changement de polarisation est de l'ordre de la fréquence propre du barreau (quelques kiloHertz) et non du dixième d'Hertz.

Après avoir testé avec succès un modulateur de marque HINDS, nous avons adopté pour l'ensemble des stations IRIS et pour l'expérience au Pôle un modulateur conçu et fabriqué par G. Rouget. Pratiquement il s'agit d'un parallélépipède de silice fondue prévu pour fonctionner dans un mode à  $\lambda_s = l$ . En conséquence deux transducteurs piézoélectriques sont collés sur un noeud de déplacement du barreau ( $l/4$ ), l'un servant à exciter et entretenir la vibration, l'autre fonctionnant en récepteur et servant au contrôle de la fréquence (Figure 4.18). Quatre plots soutiennent le barreau dans son boîtier qui est thermalisé.

#### 4.5.6 Electronique de contrôle

L'électronique emmenée au Pôle Sud consistait en un micro-processeur d'acquisition des mesures et de contrôle du modulateur, l'acquisition du soleil et le guidage proprement dit étant réalisés par une table azimutale/équatoriale dotée d'un guidage photoélectrique, réalisation de la Bartol Research Foundation de l'Université du Delaware. L'ensemble de la chaîne de mesure, contrôles thermiques et contrôle du modulateur a été conçu et réalisé au Département d'Astrophysique par G. Grec et J.-F. Manigault. Partie acquisition : En sortie du photomultiplicateur on trouve une carte préamplificateur-électromètre. Le signal reçu du photomultiplicateur étant trop grand pour que nous choisissions une solution de comptage de photons, la solution de digitalisation d'une intensité a été choisie au détriment d'un véritable comptage de photons qui n'était pas possible. Un microprocesseur 8085 gère les signaux provenant du préampli, et notamment synchronise leur détection avec l'état de polarisation du modulateur. Les données sont stockées sur cassette type T.E.A.C. contenant jusqu'à dix jours de mesures. Sur cette cassette est stockée l'heure de la mesure qui est calculée de façon interne par une horloge à quartz dotée d'un calendrier très complet. Une sortie graphique en temps réel permet de visualiser l'état de l'intégration, vitesse et intensité. La fréquence d'excitation du modulateur est activement contrôlée. Quand le modulateur est à la résonance, on sait que la phase du signal récupéré par le piézo "récepteur" est en quadrature avec la phase de l'excitation (Rouget 1985). Eventuellement le signe de l'écart à la quadrature indique si la fréquence vue par le barreau est trop grande ou trop petite. Comparer la phase de l'émetteur et celle du récepteur permet de modifier la fréquence émise et de maintenir le barreau à l'optimum de résonance. Comme tout problème avec la résonance dégrade la séparation des deux polarisations, donc la mesure de la vitesse, un paramètre correspondant à l'état du modulateur est stocké sur la cassette avec chaque point de mesure et permet de savoir si celle-ci a été ou non entachée d'erreur.

Enfin un rack analogique contrôle les parties de l'expérience asservies en température. Celles-ci sont au nombre de 4 :

- Le préfiltre est asservi en température vu l'étroitesse de sa bande. Il est construit pour être optimum aux alentours de 40, ce qui permet de le réguler sans trop de problèmes avec un simple chauffage. Ses variations de transmission avec la température ont été étudiées pour l'expérience à La Silla .
- La cellule à sodium est bien-sûr chauffée à environ 160 avec un effort d'asservissement pour la queue dont on a vu qu'elle était responsable de la constance de la transmission du filtre équivalent.
- Le modulateur est contrôlé en température parce que sa fréquence propre dépend bien sur de la longueur du barreau qui change avec la température. Nous avons mesuré au Pôle une variation de 2.8 Hz par degré.

## 4.6 I.R.I.S. La Silla

La possibilité d'installer une station du réseau IRIS à La Silla fut envisagée dès les premiers moments de l'existence du réseau. Le Cerro La Silla est situé par 70 degrés de longitude ouest et -29 de latitude à une élévation de 2400 mètres. La température variant entre 5 et 25 degrés (de jour) et le taux d'humidité relative fort bas en font un excellent site astronomique exploité par l'European Southern Observatory depuis 1972. Dans le cadre du réseau IRIS l'implantation sur le site d'un observatoire, quand elle est possible est gage de facilité d'installation et de maintenance, tout autant que de la certitude que l'expérience recevra le minimum de surveillance nécessaire à un bon fonctionnement pendant la durée envisagée (d'au moins 11 ans ...).

### 4.6.1 Description de l'expérience

En accord avec le Directeur Général de l'E.S.O. La réalisation d'une table et d'un abri pour l'expérience ont été entrepris sous ma supervision en février 86. Au début d'avril 86 l'ensemble était prêt à recevoir l'optique du spectrophotomètre. Il a été décidé de loger l'électronique de contrôle et d'acquisition dans un local attenant à un petit télescope proche.

La mise en station proprement dite s'est effectuée fin Avril 86. L'expérience se compose essentiellement :

- d'un héliostat altazimutal dont la réalisation mécanique est due aux ateliers de l'Observatoire de Nice,
- du spectrophotomètre précédemment décrit,
- d'un ensemble électronique d'acquisition, de guidage et de contrôle.

Par comparaison avec la précédente expérience solaire au Pôle Sud, les principales modifications viennent de l'existence d'un héliostat ainsi que son électronique de gestion qui était absent au Pôle Sud, ainsi que des modifications radicales dans le contrôle du modulateur. L'héliostat est du type altazimuth à un seul miroir, deux moteurs sont chargés du guidage. Un tel système possède un champ tournant avec le mouvement de la terre. Ceci n'est pas un inconvénient dans notre cas, où on n'utilise pas d'image du soleil. La gestion de cet héliostat est confiée à un microprocesseur type Z80 associé à un processeur arithmétique 9511. L'héliostat n'ayant pas d'encodeur de position, il est nécessaire de positionner le miroir à la main

lors du premier pointage (le matin). Ensuite, à l'aide de l'heure et d'un programme simple de mouvement du soleil, on calcule la différence de position entre l'instant  $t$  et l'instant  $t+dt$ , et c'est cette valeur, traduite en nombre de pas de moteurs, qui est finalement utilisée. La résolution de l'horloge de 1 seconde permet un repositionnement à intervalles équivalents de l'héliostat, le résultat étant un fonctionnement 'discrétisé' des moteurs. Dues aux imperfections des vis tangentées, et au fait qu'une mise en station parfaite est difficile à obtenir, le guidage à long terme devenait incorrect. Pour corriger ces défauts, on a adjoint au système précédent un "autoguider", constitué de quatre photodiodes situées sur le pourtour d'une image solaire que l'on fabrique à l'aide d'une petite lunette annexe. Si l'image du soleil vient à éclairer l'une des photodiodes, celle-ci induit un signal d'erreur additif au signal de repositionnement suivant, et corrige ainsi de la dérive. Le système décrit fonctionne actuellement avec une précision de guidage tout à fait suffisante pour nos applications ( voir le paragraphe 'sensibilité au guidage et au dépointage')

Les modifications apportées à l'électronique se traduisent par la recherche d'une fiabilité générale en vue d'une utilisation quasi automatique durant de longues années. A cet effet le contrôle du modulateur photoélastique a été totalement revu, celui du Pôle Sud ne donnant pas satisfaction. Au lieu de contrôler activement la fréquence d'excitation du barreau vibrant pour le maintenir à la résonance, on a opté pour un contrôle de la résonance par la température associée à une unique fréquence d'excitation, sur laquelle un gros effort de stabilité a été fait. Ceci permet un contrôle beaucoup plus facile, car la stabilité est fournie par l'inertie thermique de la barre elle-même. On a gardé bien-sûr la détection de la résonance par contrôle de déphasage de l'excitation par rapport au signal recueilli en sortie. Le programme d'acquisition des données a été modifié pour une meilleure facilité de dépouillement, avec un format d'écriture des données plus efficace que le précédent.

Le spectrophotomètre a été gardé identique dans son principe et les seules modifications apportées ont été un dessin différent du support mécanique, en l'occurrence un cadre d'aluminium sur lequel viennent s'appuyer deux rails supportant les pièces optiques. Le photomultiplicateur est désormais inclus dans l'enceinte du spectrophotomètre. Le boîtier filtre, l'objectif, le modulateur et le tube du PM sont les mêmes qu'en 1984. Par contre le four a été refait deux fois en vue d'augmenter sa longévité. Un premier four à cellule de section carrée, chauffé par du fil à gaine téflon et isolé par de la bakélite usinée a fonctionné pendant un an environ de façon discontinue et pendant quatre mois de façon continue à la Silla. Des problèmes de vieillissement rapide de la bakélite et du fil chauffant nous ont amené à utiliser un four à cellule de section ronde, chauffé par un fil NiCu isolé par un gaine de fibre de verre. L'ensemble cellule et four est glissé dans un tube de pyrex qui fait office d'isolant. Les résultats obtenus sont bien meilleurs et le vieillissement semble extrêmement réduit.

#### 4.6.2 Problèmes rencontrés

Divers problèmes ont dû être résolus sur place. Tout d'abord une structure d'arrimage du spectrophotomètre sur la table a dû être conçue et réalisée, entraînant des modifications optico-mécaniques mineures. Tout ceci a été résolu dans les ateliers de l'E.S.O. à La Silla. Le premier four à sodium a souffert de plusieurs courts-circuits provoqués par le vieillissement des matériaux employés. Je l'ai dépanné tant que cela a été possible, et changé quand l'équipe

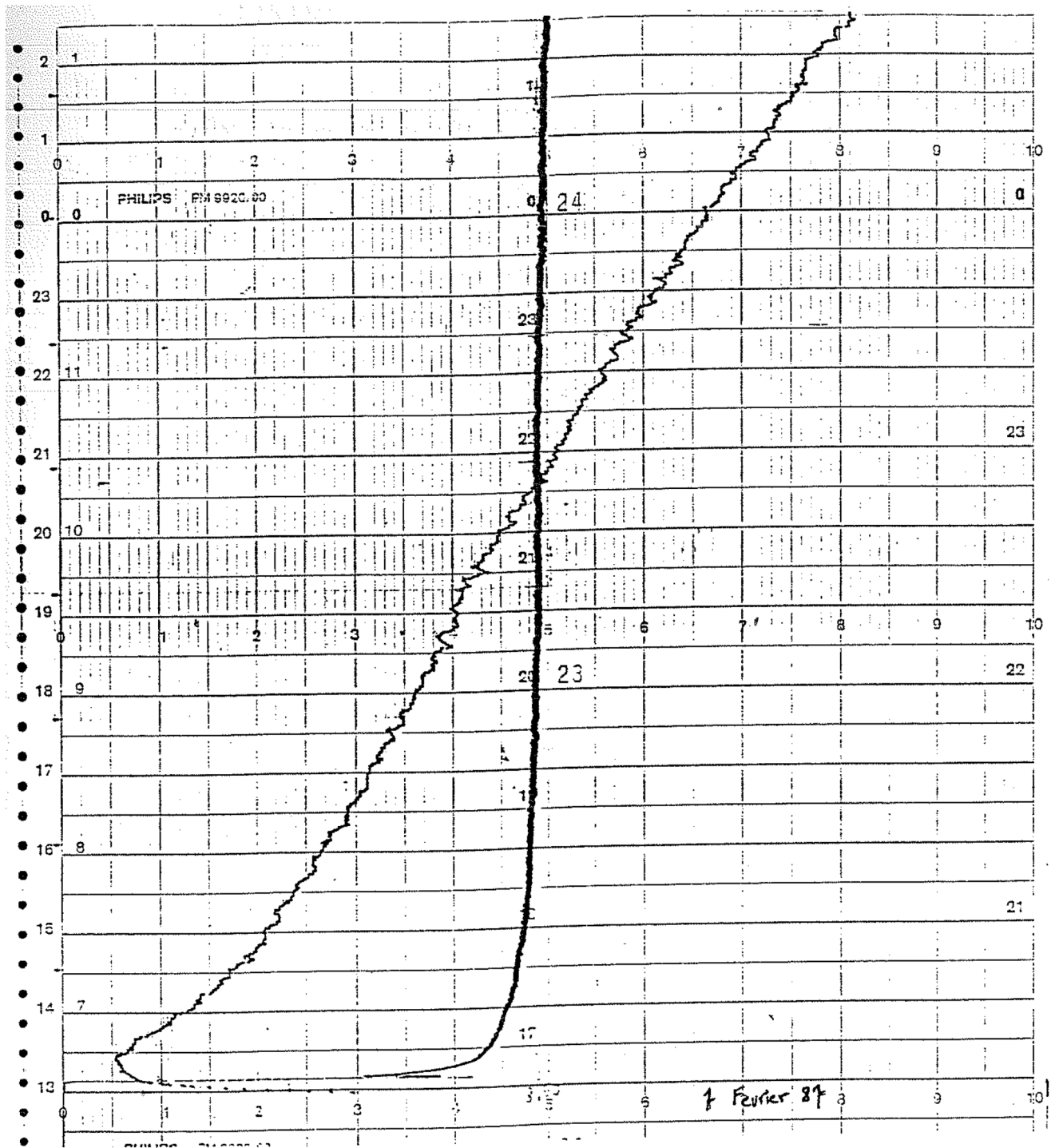


FIGURE 4.19. Aspect d'une demi-journée de données solaires intégrées par IRIS-01, au Cerro Chinchado, février 1987. Le trait épais représente l'intensité  $I_1 + I_2$ . Le trait plus fin représente la voie  $I_1 - I_2 / I_1 + I_2$ . On peut y distinguer à l'œil des variations quasi-périodiques qui sont effectivement des oscillations solaires. Le niveau de bruit des mesures de cette portion est l'un des plus bas enregistré.



niçoise a eu achevé le deuxième. La boîte du spectrophotomètre étant à l'extérieur avait tendance à chauffer un peu trop. J'ai dû l'isoler avec des matériaux réfléchissants et la refroidir par montage d'un ventilateur.

### 4.6.3 Les données

La figure 4.19 montre l'enregistrement graphique obtenu au début d'une bonne journée à La Silla. La ligne horizontale épaisse représente les changements dans la transparence du ciel, au travers des variations du signal (I1+I2). La ligne plus fine et ascendante représente la vitesse totale sur la direction expérience-soleil mesurée par  $(I1-I2)/(I1+I2)$  en temps réel. La variation la plus importante est celle qui est due à la vitesse de la terre, et qui donne la pente principale du signal. Les fluctuations plus petites comprennent des bruits instrumentaux de toute nature, et les oscillations du soleil.

### 4.6.4 Calibration par la vitesse de la terre

La meilleure façon de calibrer le signal afin d'avoir en m/s toutes les mesures ultérieures est d'utiliser la rotation de la terre. Celle-ci apparaît dans l'expérience comme une sinusoïde qui se superpose au signal solaire. Le module de la vitesse projetée sur la ligne de visée est maximum + ou - 6 heures avant le méridien et nul lors du passage au méridien.

La vitesse de la terre projetée sur l'axe observation/soleil est donné par la vitesse tangente locale, compte tenu de l'heure de la journée et de la saison :

$$v = v_t l \cos(\varphi - \delta_{\odot}) \sin a$$

et :

$$v_t = \frac{2\pi R \sin \varphi}{(86400)}$$

$\delta_{\odot}$  étant la déclinaison du soleil  $\varphi$  la latitude du lieu et  $a$  l'angle horaire. Ceci donne pour La Silla (-29 degrés de latitude) de 370 m/s à 405 m/s environ en fonction de la saison. Comme nous ne cherchons pas une très grande précision de calibration en vitesse, nous prendrons comme moyenne 390 m/s ; Le 31 Janvier 1987 le signal vitesse est passé de la valeur 6 à 8 :30 du matin à la valeur 80 à 13 :30 . A La Silla le méridien est à environ 14 heures locale. Ceci donne une calibration de  $\approx 5$  m/s par graduation de l'enregistrement papier.

### 4.6.5 Coefficient de résonance du four

Nous avons vu qu'une fois la cellule en place, et même froide, la diffusion sur les parties optiques imparfaitement transparentes introduisait un petit offset sur le signal. Nous nous sommes attachés à mesurer le rapport entre la quantité de lumière qui est reçue cuve froide et celle qui est reçue la cuve étant chaude et la résonance complètement établie. Pour ce faire on refroidit complètement la cuve, y compris la tête, car si on ne refroidit que la queue, la tête chauffée suffit à établir la résonance d'au moins un facteur deux ou trois. Mesuré dans ces conditions le rapport de résonance valait environ 30 au début de la vie de la cellule. Après deux mois d'utilisation continue, ce rapport valait environ 25.

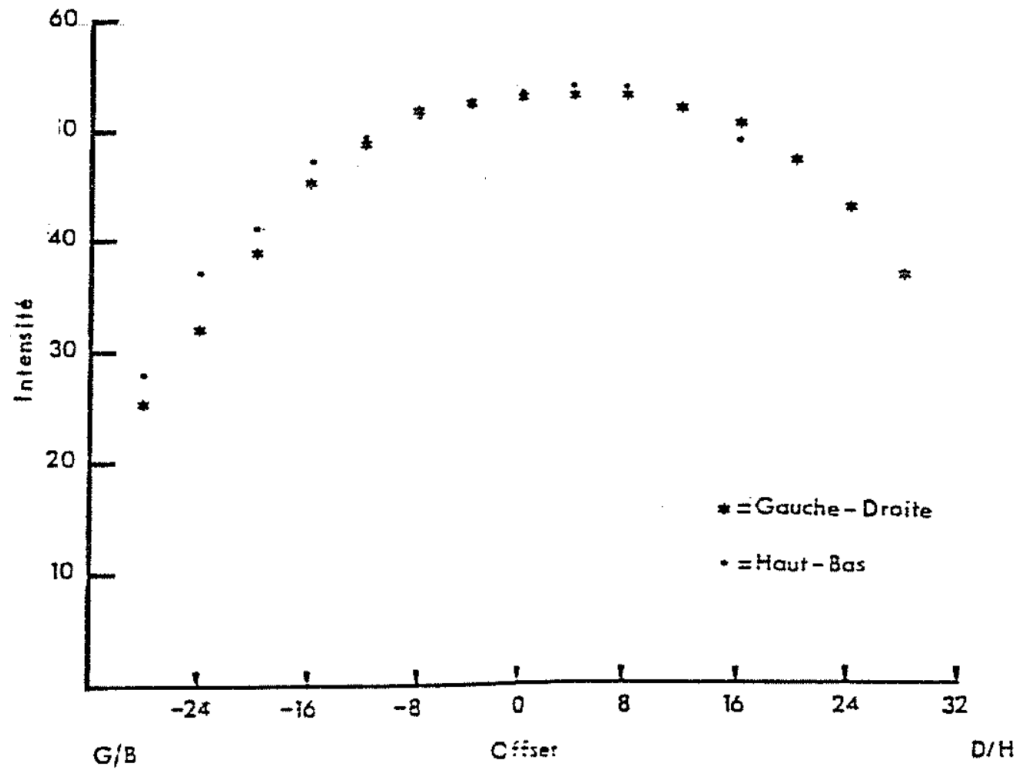


FIGURE 4.20. Sensibilité au dépointage sur la voie  $I1+I2$ .

#### 4.6.6 Sensibilité au dépointage

L'idée qu'un instrument semblable à celui fonctionnant à La Silla devienne l'instrument d'observation en disque intégré du satellite Européen SOHO est de plus en plus généralement acceptée. Dans ce contexte, la mesure de la sensibilité au dépointage de l'expérience, dans son design optique actuel, donne une première idée de ce que doit être la stabilisation d'une plate-forme pour que des objectifs héliosismologiques soient atteints. Procédure : Par un dépointage progressif et connu, on constate :

- la baisse du signal d'intensité due à un décentrement du faisceau dans la cuve, puis à son vignettage éventuel.
- la modification du signal vitesse correspondant.

Ces résultats sont présentés sur les courbes des figures 4.20 et 4.21. Dans la partie comprise entre  $\pm 8$  minutes, on a une variation linéaire d'environ  $1 \text{ m.s}^{-1} / \text{arcmin}$ .

#### 4.6.7 Sensibilité thermique du filtre

Le préfiltre qui découpe un bande de  $5\text{\AA}$  dans la lumière blanche est stabilisé en température. La qualité de son asservissement thermique a été estimée meilleure que le dixième de degré Celsius. Il est néanmoins important de connaître l'effet des variations de température du boîtier filtre sur le signal de sortie. Les dérives en longueur d'onde des deux filtres, Lyot

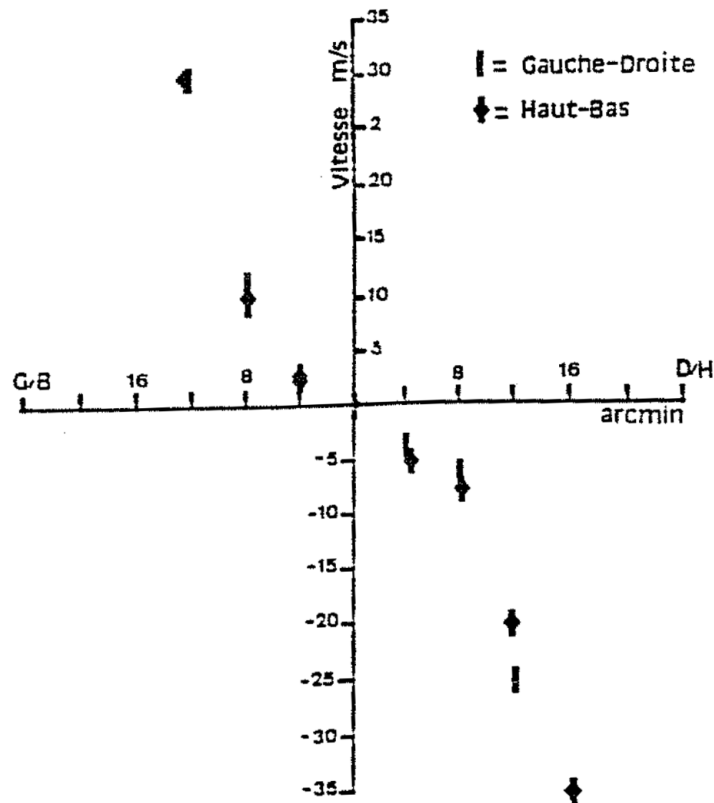


FIGURE 4.21. Sensibilité au dépointage sur la voie I1-I2/I1+I2 traduite en vitesse.

et interférentiel, qui le constituent sont de signes opposés. Le résultat de ce "croisement" est une baisse de la transmission totale et une modification de la vitesse si les deux bandes I1 et I2 ne sont pas également atténuées.

La figure 4.22 donne les variations de la transmission totale en fonction de la température. On note une plage de deux degrés environ où ses variations restent inférieures à 5%. Pour la vitesse, les estimations sont plus difficiles car les valeurs sont faibles, et des variations inférieures à 2.5 m/s sont difficiles à détecter sur l'enregistrement papier. Néanmoins, sur une plage de 4 à 5 degrés autour du point de fonctionnement choisi, elles sont de l'ordre de 2.5 m/s. Ceci signifie, si ces variations sont linéaires, une pente de 40 à 50 cm/s par dixième de degré.

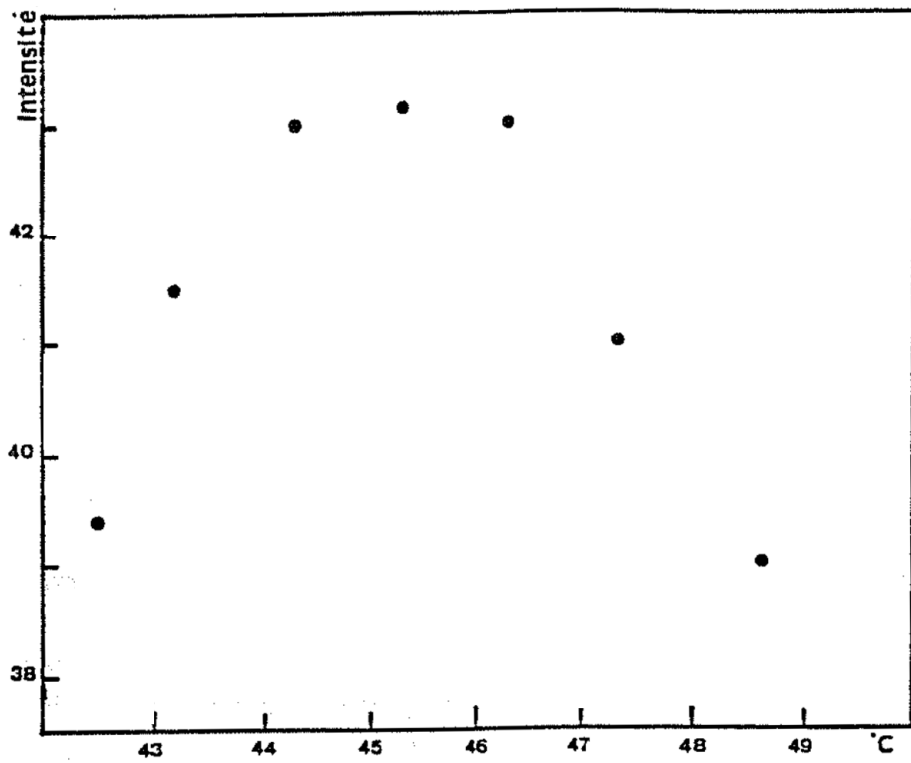


FIGURE 4.22. Réponse de la transmission du préfiltre à des variations thermiques.

# Chapitre 5

## Les observations stellaires : $\alpha$ Cen et $\alpha$ CMi

### 5.1 Historique

Quand on s'intéresse à l'historique des oscillations non radiales d'étoiles, ce sont bien évidemment les travaux théoriques qui nous amènent à remonter le plus loin. Aussi tôt que 1938 ou 1941, Pekeris et Cowling proposaient des instabilités dans les modèles amenant à des phénomènes non-radiaux dans les étoiles, et Ledoux (1958) a accompli une grande part du travail en ce qui concerne la résolution théorique du modèle. Il faut attendre 1975 et la détection des modes propres solaires pour rencontrer des études spécifiquement sismologiques où sont discutées les propriétés supposées de modes propres stellaires par comparaison avec les modes solaires. Les études par Christensen-Dalsgaard et Frandsen (1983), ou Christensen-Dalsgaard (1984) en constituent de bons exemples. Ces études proposent des éléments de réflexion sur ce que devraient être des oscillations dans des étoiles autres que le soleil, aboutissent à des prédictions théoriques des fréquences et des amplitudes, ou discutent des tout premiers résultats d'observations récentes (Gough 1985). Du point de vue observationnel, le comportement des pionniers en la matière a été de prendre un spectrographe et mesurer longtemps des étoiles brillantes, pour avoir un rapport S/B important et faire des mesures Doppler sur les flancs des raies éventuellement affectées d'oscillations. Les premiers sont Traub, Mariska et Carleton (1978), qui mesurent une liste d'étoiles brillantes, avec un spectro à plusieurs Perot-Fabry. Leurs mesures ne sont pas homogènes sur toutes les étoiles candidates, et ne montrent aucune oscillation avec au mieux environ 2 m/s de sensibilité en vitesse, ce qui est remarquable. Le même genre de tentative par Myron Smith sur Arcturus (1982,1983) ne donne rien. Dans ces deux cas, les observateurs (surtout Traub et al) semblent être allés à l'extrême limite de ce que leur instrumentation leur permettait. Des tentatives de détection photométrique d'oscillation non-radiales, ont été poursuivies par Deubner entre 1977 et 1983. La méthode testée sur la lumière du soleil réfléchi par Uranus et Neptune commence par ne rien donner (1977), puis à la limite de détectabilité montre la présence d'oscillations photométriques (1981) qui sont certainement la contrepartie photométrique des modes de pression. Fort de ces résultats, Deubner et Isserstedt (1983) observent des étoiles de la séquence principale de

magnitude 6 à 7, sans résultat, les mesures conduisant tout de même à une limite de bruit redoutablement basse pour la photométrie classique, et néanmoins insuffisante. Il faut noter ici que dans le cas des étoiles Ap la détection photométrique d'oscillations ensuite attribuées à des modes propres non-radiaux, a été faite par Kurtz en 1982. Mais les étoiles Ap ne sont pas de type solaire à proprement parler, puisque dotées d'un important champ magnétique dont on pense (Shibahashi 1983) qu'il est responsable des oscillations mesurées. Par ailleurs, l'amplitude photométrique est environ  $10^3$  fois plus grande que dans le cas du soleil, et on ne peut donc pas identifier les deux phénomènes.

Au sens strict de la détection d'oscillations non-radiales de type solaire par leurs fréquences et leurs amplitudes, les deux expériences ayant montré des résultats positifs sont celles de Fossat et al (1984) et Gelly et al (1986) sur  $\alpha$  Cen et  $\alpha$  Cmi et celles de Noyes et al (1984) sur  $\epsilon$  Eri.

## 5.2 Limite de détectabilité d'oscillations stellaires

Nous pouvons nous demander si le choix de mesures Doppler dans des bandes spectrales forcément très étroites est le meilleur moyen d'arriver à détecter des oscillations stellaires de type solaire. L'échec des tentatives de Deubner (1983) constitue déjà un début de réponse. Nous tenterons ici d'expliquer pourquoi le choix de mesures Doppler nous semble meilleur du moins pour des observations terrestres.

Si nous comparons le bruit solaire de la granulation en brillance et en Doppler, aux amplitudes des modes propres, nous notons que :

- En brillance : La granulation est estimée à 0.15 % de la constante solaire, (Fossat 1984 c) et les modes propres individuels à  $10^{-6}$  suivant Woodard (1984). Le rapport est donc de  $1.5 \cdot 10^5$ .
- En Doppler, Le bruit du à la vitesse radiale des granules est estimé à 1 km/s (Fossat 1984 c) à comparer à l'amplitude moyenne des modes propres : 5 cm/s. Le rapport est donc  $2 \cdot 10^4$

Le contraste signal/bruit est donc naturellement favorable aux mesures Doppler. Cela dit le bruit solaire n'est que l'une des sources de bruit de ces expériences.

Si l'on se base sur la courbe de la figure 5.1, donnant le bruit des mesures photométriques en fonction de la durée des observations, on s'aperçoit que sur une durée de 8 heures de bonne photométrie, on a une résolution spectrale de  $1/(8 \text{ heures})$  soit environ  $35 \mu\text{Hz}$ . Utilisant la courbe 6.1 cela fait un bruit de  $35 \cdot 10^{-3} \text{ mHz} \times 3 \cdot 10^{-7} \text{ bruit/mHz} = 10^{-8}$  d'énergie du bruit, soit  $10^{-4}$  d'amplitude, soit  $3 \cdot 10^{-4}$  à  $3\sigma$ .

En nous restreignant au seul champ de la microvariabilité des étoiles, ce genre d'estimation est en accord avec les résultats obtenus par divers observateurs : sur une intégration unitaire typique de 10 sec la résolution de la mesure est  $1/(10 \text{ sec}) = 50 \text{ mHz}$ . Le bruit provient principalement de la scintillation et vaut alors  $50 \text{ mHz} \times 2 \cdot 10^{-7} \text{ bruit/mHz} = 10^{-5}$  en énergie et  $3 \cdot 10^{-3}$  en amplitude. Cela correspond à la dispersion des points individuels de (très bonnes) mesures photométriques.

Le bruit à courte période provient presque uniquement de la scintillation. Les  $2 \cdot 10^{-7}$  de la courbe ont été estimés pour un télescope photométrique typique de 50 cm à 1 m de

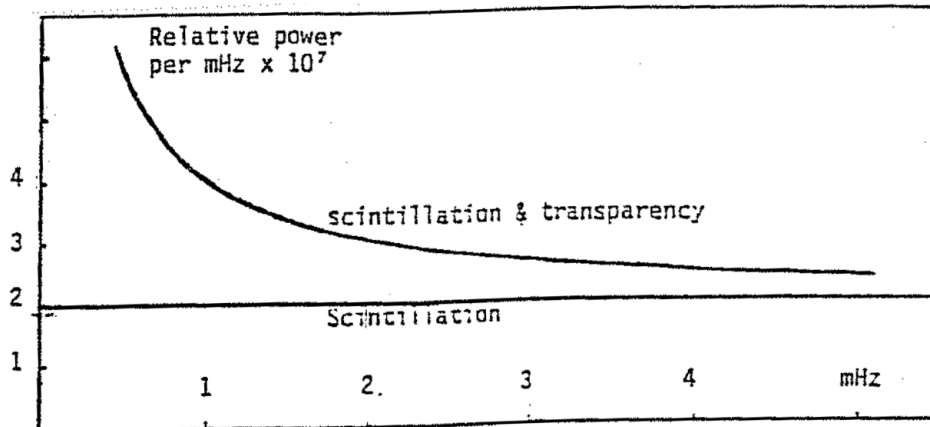


FIGURE 5.1. (d'après Fossat) Spectre de bruit atmosphérique dans un site astronomique de bonne qualité, montrant l'importance respective de la scintillation et des fluctuations de transparence.

diamètre. Augmenter le diamètre du télescope donnerait une scintillation plus faible mais cela ne va pas dans le sens de l'histoire de la photométrie. Le bruit à longue période provient surtout des fluctuations atmosphériques.

Comment s'améliorent les mesures avec le temps :

Si on augmente la durée d'intégration  $T$ , la résolution croît comme  $1/T$ . Comme le bruit vaut  $1/T \times (\text{énergie}/\text{intervalle spectral})$ , faire décroître  $1/T$  fait baisser l'énergie du bruit comme  $1/T$  et le bruit comme  $1/\sqrt{T}$ .

Exemple : Il existe une oscillation de 5mn de période dans 8 heures de signal. 5mn signifie un pic dans le spectre à 3 mHz (environ). À 3 mHz l'énergie du bruit est de  $3 \cdot 10^{-7}/\text{mHz}$ , donc  $1/(8 \text{ heures}) \times 3 \cdot 10^{-7} = 10^{-8}$ . (en énergie) sur le pic du spectre. [i maintenant nous avons 30 heures de données au lieu de 8 :  $1/(30 \text{ heures}) \times 3 \cdot 10^{-7} = 3 \cdot 10^{-9}$  en énergie du bruit sur le pic.

Cela dit la situation est un peu plus compliquée en réalité. Nous avons assumé plus haut que l'oscillation qui produisait le pic dans le spectre était une sinusoïde pure, et donc que l'observer infiniment longtemps donnerait un pic infiniment étroit, et que le bruit continuerait de baisser avec  $T$  comme  $1/T$ . Si maintenant nous admettons que ce pic possède une largeur naturelle due à la durée de vie de l'oscillation, ce qui est le cas dans le soleil par exemple, au bout d'une durée d'observation égale à la durée de vie, il ne sert à rien d'augmenter la résolution pour diminuer le bruit. Si on augmente la résolution le pic va se mettre à occuper plusieurs points dans le spectre, correspondant à sa largeur naturelle et le bruit total sur le pic ne baissera plus. Exemple : La même oscillation que tout à l'heure, mais le pic possède une largeur naturelle de 5  $\mu\text{Hz}$  correspondant à une durée de vie de 55 heures. Pour une observation continue de 55 heures on obtient  $5 \cdot 10^{-3} \times 3 \cdot 10^{-7} = 1.5 \cdot 10^{-9}$  d'énergie du bruit sur le pic du spectre. En disposant de 110 heures d'observations, on aurait une résolution de 2.5  $\mu\text{Hz}$  mais le pic occupe alors 2 points de la résolution unitaire, et le bruit devient

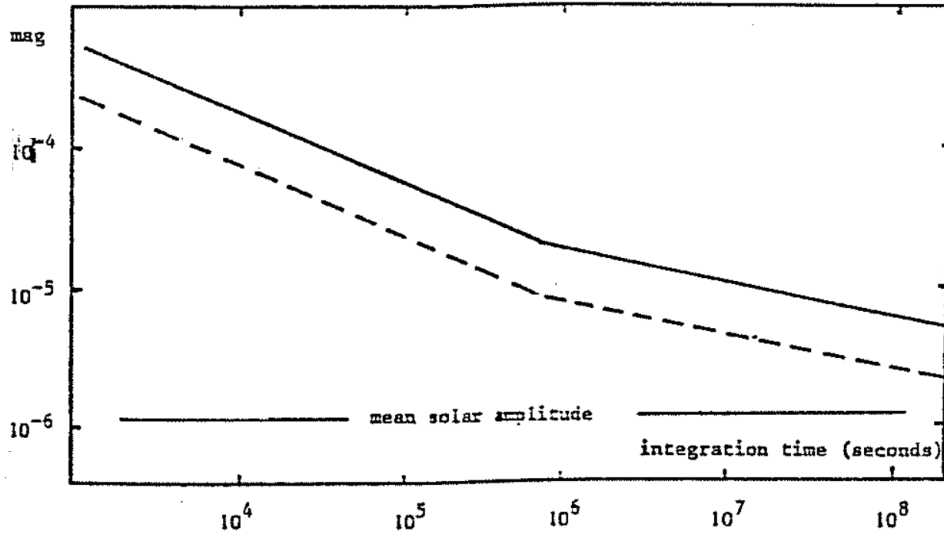


FIGURE 5.2. (d'après Fossat) Bruit sur des mesures photométriques en fonction du temps, comparé à l'amplitude des modes propres solaire. Dans l'hypothèse où l'analyse peut faire gagner un facteur 2 ou 3 en sensibilité (trait pointillé), on voit qu'il faudrait plusieurs années d'intégration pour atteindre la micromagnitude typique des modes propres.

$2 \times 2.5 \times 3 \cdot 10^{-7} = 1.5 \cdot 10^{-9}$ . On ne gagne plus rien sur le bruit en augmentant la durée des observations, sinon par le facteur statistique en  $1/\sqrt{T}$  de la durée. On peut moyenner des spectres temporellement indépendants dès lors que leur longueur est égale ou supérieure à la durée de vie du phénomène. En résumé : Par l'augmentation de la durée des observations photométriques, on gagne sur le rapport signal/bruit du spectre dans un rapport  $1/T$  au départ et dans un rapport  $1/\sqrt{T}$  ensuite. Ce changement correspond à la rupture de pente de la droite de la figure 5.2.

Comme conséquence sur la détectabilité d'oscillations sur des étoiles, si on introduit l'idée qu'une analyse par superposition des fréquences va faire gagner encore un facteur 2 ou 3 (i.e. que l'on aura de 5 à 10 bandes à superposer), on peut avancer que :

- ce n'est certainement pas réaliste sur le soleil même avec de très grandes durées d'intégration.
- Sur une étoile dont l'amplitude des modes serait 10 fois celle du soleil, c'est théoriquement possible en une semaine d'observations continues dans des conditions photométriques excellentes, donc c'est quasiment encore impossible. Il s'agit bien de détectabilité à  $1\sigma$  (signal=bruit) et rien d'autre.

Ces limites sont celles obtenues par Kurtz(1982) dans l'article décrivant les oscillations observées des étoiles Ap. C'est également ce qu'obtient Deubner(1977) lorsqu'il essaie (infructueusement) de détecter les oscillations solaires en observant Uranus et Neptune :  $6 \cdot 10^{-5}$  rms pour 38 heures de données analysées. Deubner (1983) essayant de détecter des oscillations photométriques sur des étoiles de type solaire arrive à  $2 \cdot 10^{-5}$  rms pour une durée totale de 5 jours ( $2.315 \mu\text{Hz}$ ) et conclut ainsi son article. Maintenant si nous comparons ceci aux



possibilités amenées par les mesures Doppler, nous notons que :

- dans notre cas, comme nous utilisons le même faisceau pour les mesures de vitesse et la référence photométrique, les fluctuations de transparence et la scintillation sont complètement corrélées sur les deux voies, et une simple division permet de s'en affranchir.
- Nous pouvons donc dire que la principale source de bruit pour des mesures Doppler est le bruit de photons, et le bruit instrumental (pour nous il s'agit surtout d'un bruit amené par le guidage) La situation est donc incomparablement meilleure dans le cas des mesures de vitesse Doppler.

Le choix d'un spectrophotomètre 'à résonance optique est dicté par les propriétés remarquables de stabilité et d'étroitesse de bande procurée par cet instrument, par ailleurs relativement simple dans sa construction, que nous allons maintenant détailler.

## 5.3 Description de l'expérience stellaire

### 5.3.1 Principe

L'instrument s'appuie sur les mêmes propriétés de résonance optique que l'expérience solaire ( cf §4.5.3), mais son adaptation à la différence de flux entraîne quelques modifications non négligeables. Le gain principal d'efficacité est amené par le changement dans l'exploitation de la résonance optique. On passe d'un cas de figure "diffraction" à un cas de figure "imagerie", faisant intervenir l'effet Macaluso-Corbino. De plus ,on utilise les deux raies du sodium pour augmenter la transmission d'un facteur 2. La largeur de la bande totale restant la même  $\approx 0.08 \text{ \AA}$ , il y a deux bandes grâce au fait que l'on admet les deux raies. La référence photométrique pour les mesures n'est plus la somme de I1+I2, qui n'a plus de sens, mais la fraction du continu qui traverse la cellule sans résonner.

### 5.3.2 Schéma optique

On trouve à l'entrée un diaphragme de champ (Figure 5.3), suivi d'un filtre interférentiel de bande passante  $20 \text{ \AA}$  centré sur les raies D1 et D2 du sodium. Ce filtre est monté entre deux lentilles (2 x L1) qui adaptent l'ouverture du télescope à celle de l'expérience, et qui permettent au filtre de travailler en faisceau parallèle. Le faisceau est ensuite repris par une lentille qui image l'étoile un peu devant les lentilles de sortie (L3 sur le schéma). Les lentilles L3 refont une image d'étoile loin derrière la cathode du PM. Cette configuration permet de ne pas avoir d' image d'étoile gênante au foyer de L4 par exemple. Derrière L2 se trouve un polariseur spath de type Glazebrook qui permet d'attaquer la cellule à sodium en lumière polarisée rectilignement. Au sortir du four, la lumière est séparée en deux voies de de polarisation différentes par un spath de type Foster, qui fonctionne comme un aiguillage des polarisations. Sur chacune des voies se trouve une lentille qui forme une image de pupille sur le photomultiplicateur. A taille de spaths donnée, l'impossibilité de raccourcir ou rapprocher certains éléments optiques chauffants fait que cette optique est plutôt fermée et sensible au guidage si l'on ne procède pas avec soin. Augmenter la taille des spaths est un problème de prix des éléments de calcite.

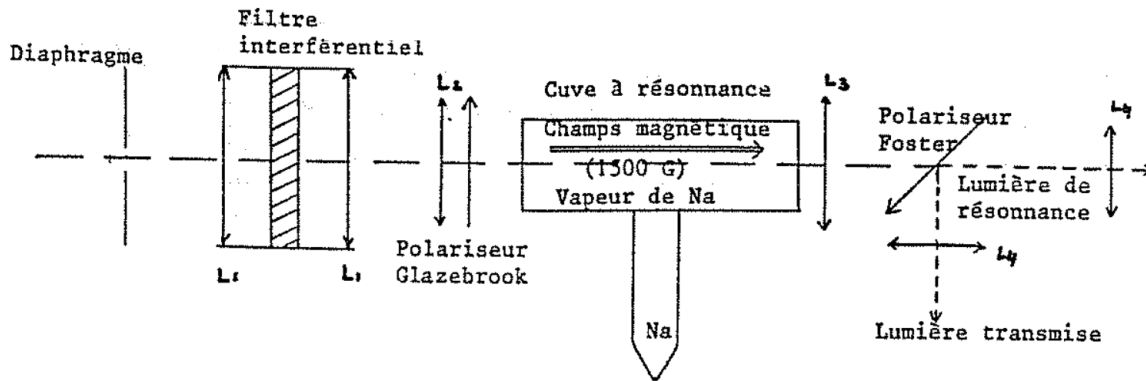


FIGURE 5.3. Schéma optique de l'expérience stellaire

### 5.3.3 Fonctionnement d'ensemble

La cellule à sodium est instrument où l'état de polarisation de la lumière incidente est modifié dans une étroite bande de fréquence. On néglige dans tout ce qui suit la lumière de diffraction, qui dans la direction longitudinale, doit représenter à peine 1% du flux. Le principe de ce filtre a été exposé par Cimino et al (1970) et utilisé par Cacciani (1983) pour la fabrication d'un filtre destiné à l'imagerie Doppler solaire. Cet instrument deviendra certainement le coeur de l'instrument du réseau américain GONG d'imagerie du soleil.

Le préfiltre admet une bande de 20 Å contenant les raies D1 et D2 du sodium. En l'absence de tout polariseur, et de champ magnétique, on s'attend à ce que la vapeur de sodium devienne très absorbante pour certaines radiations (les radiations au repos de D1 et D2). Si maintenant on ajoute au système un champ magnétique, un seul état de polarisation va interagir, l'état conjugué pouvant traverser le gaz d'atomes de sodium sans être intercepté, ceci étant un résultat de l'effet Zeeman.

Ici intervient l'effet Macaluso- Corbino qui modifie l'état de polarisation de la radiation qui traverse le gaz : La vibration incidente polarisée rectilignement, mais assimilable à la somme de deux vibrations circulaires gauche et droite, voit son plan de polarisation tourner, grâce à la différence existant entre la partie réelle et la partie imaginaire de l'indice de réfraction dans les gaz, qui retarde inégalement les deux composantes circulaires. A la recombinaison, la vibration rectiligne a tourné d'un angle qui peut aller jusqu'à 90 degrés.

En résumé, la cellule étant placée entre deux polariseurs croisés, la lumière de large bande passante est polarisée par P1, et bloquée par le polariseur P2. L'effet Macaluso-Corbino influe sur l'état de polarisation de la lumière dans une étroite bande de fréquence déterminée par la valeur du champ magnétique et la température du gaz, et lui permet de traverser, au moins partiellement, le deuxième polariseur. La valeur du champ magnétique a été fixée à environ 1500 Gauss, ce qui du même coup fixe la valeur de la séparation des sous-niveaux Zeeman, et donc la largeur de la bande passante. Cette bande passante vaut environ 0.08 Å.

L'ensemble cellule à sodium et polariseur peut être assimilé à un filtre dont le profil de transmission est présenté sur la figure 5.4. Sa transmission théorique est au mieux de

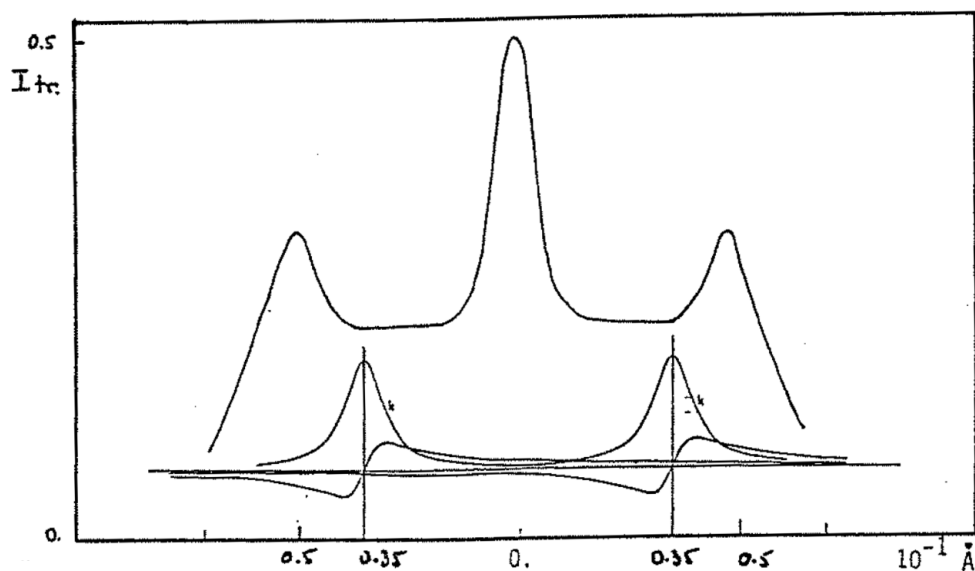


FIGURE 5.4. Profil du filtre résultant de la combinaison cuve à sodium chaude entre deux polariseurs croisés. Les courbes du bas de la figure représentent les parties réelles et imaginaire de l'indice de réfraction dans les gaz qui conditionne le profil du filtre.

50%, ce qui est largement plus que le système à diffraction (75%), de plus on utilise les 2 raies du sodium, puisque le préfiltre les laisse passer toutes les deux. Dans le cas typique du montage de Cacciani (1984), la stabilité photométrique du système est très bonne, les fluctuations sont estimées à 4% de l'intensité transmise sans faire d'effort spécial sur la qualité de l'asservissement en température. Dans le cas du montage que nous avons utilisé pour les observations stellaires, une régulation plus précise nous a été nécessaire, sans que cela ait constitué un problème. Nous étudions actuellement un système de type Cacciani moins contraignant au niveau de la régulation thermique (Schmider, 1986). En sortie de cellule à sodium, l'utilisation d'un polariseur Foster permet de séparer la lumière en deux voies, l'une dite voie vitesse est celle qui contient la lumière qui a subi l'effet Zeeman et Macaluso-Corbino et donc possède les propriétés spectrales décrites précédemment, l'autre dite voie de référence est formée de la lumière séparée de la voie vitesse par le polariseur Foster (Figure 5.5) Dans chacune des deux voies, un photomultiplicateur et sa chaîne de comptage associé intègrent le signal reçu sur 10 secondes, et stockent le résultat sur disquette informatique.

### 5.3.4 Observations et résultats

La longueur d'onde du filtre magnéto-optique n'est pas ajustable, et dépend irrémédiablement de la fréquence des raies du sodium au laboratoire. Il n'est pas question de translater la bande passante ainsi construite au flanc des raies de l'étoile que l'on veut observer : il faut attendre le moment où la somme des vitesses radiales de l'étoile candidate et de la terre produit cette configuration. En conséquence :

- une étoile dont la vitesse radiale est supérieure à 30 km/s ne pourra jamais être observée.

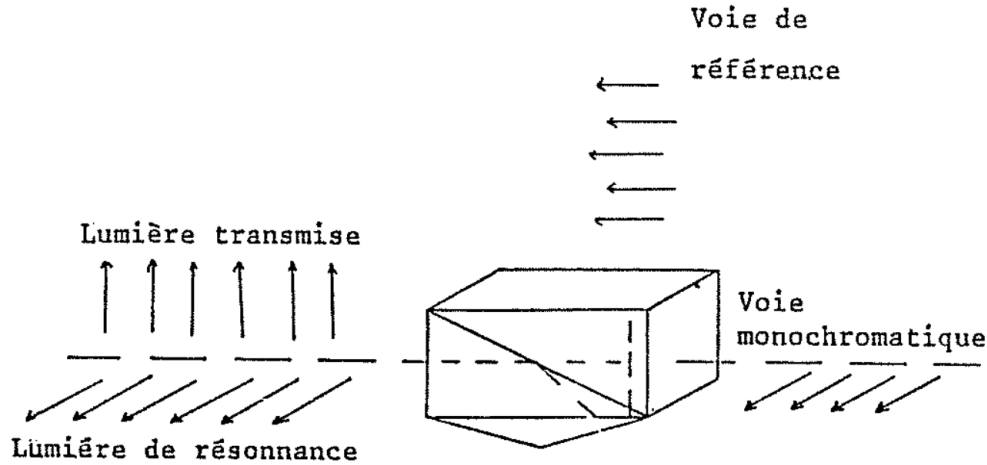


FIGURE 5.5. *Fonctionnement du Foster comme un aiguillage des deux polarisations contenues dans le faisceau incident, de nature expérimentale différente.*

- dans le cas contraire ( $0\text{km/s} < V_{rad} < 30\text{km/s}$ ), le calcul montre qu'il existe une fenêtre observationnelle d'environ 3 semaines par an pour une étoile donnée. Cette période se situe fin mai pour une étoile comme  $\alpha$  Cen (G2V, Rigil Kentarus) et début février pour une étoile comme  $\alpha$  CMi (F5IV, Procyon).

Nous avons obtenu du temps à trois reprises au télescope de 3.60 m de l' E.S.O. à La Silla et une fois au télescope de 3.60 m du C.F.H. à Hawaï. Les deux dernières missions au Chili ont produit des données exploitables en dépit du mauvais temps caractéristique de l'hiver austral à La Silla à cette époque de l'année. Les observations de Procyon ont fourni 4 nuits de données consécutives. Dans deux cas ( Hawaii et La Silla/3), j'ai participé directement aux missions. Les résultats de ces moments importants dans la vie d'un étudiant de thèse ont fait l'objet de deux publications qui sont présentées ici.

- la première représente un prédépouillement des données de 1983 sur  $\alpha$  Cen, mettant en évidence l'existence d'une structure discrète dans le spectre, et montrant que la forme de l'enveloppe d'énergie que l'on peut filtrer est identique à celle du soleil à résolution comparable.
- la seconde propose un dépouillement plus complet des mêmes données augmenté des données collectées l'année suivante sur la même étoile. L'analyse des données sur Procyon est traitée parallèlement

## Evidence for global pressure oscillations in Procyon and $\alpha$ Centauri<sup>\*</sup>

B. Gelly<sup>1</sup>, G. Grec<sup>1</sup>, and E. Fossat<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Département d'Astrophysique de l'I.M.S.P., U.A. 709 du C.N.R.S., Université des Sciences, Parc Valrose, F-06034 Nice Cedex, France

<sup>2</sup> Observatoire de Nice, B.P. No. 139, F-06003 Nice Cedex, France

Received September 23, 1985; accepted March 18, 1986

**Summary.** Helioseismology has proved to be a powerful tool to probe the internal structure of the sun. With a new adapted optical resonance spectrophotometer, an extension has been attempted to two bright stars, namely  $\alpha$  Cen A and Procyon. Results obtained from two observing runs on  $\alpha$  Cen A in May 1983 and May 1984 at La Silla, and one observing run on Procyon in February 1984 at Hawaii are presented. In both cases, solar-like pressure oscillations have been detected. The complete analysis is presented, which leads to determine essentially five parameters: the frequency range, the amplitudes, the mean equidistance  $\Delta\nu$ , the departure around this equidistance (curvature of the echelle-diagram) and the fine frequency spacing between modes of degree 0 and 2. For Procyon, all results are consistent with theoretical predictions, including excitation of oscillations, mass, radius, and age of the star. For  $\alpha$  Cen, all the results are consistent together and are confirmed by the 1984 observations. They suggest that  $\alpha$  Cen A might be younger than estimated, which is consistent with a zero age main sequence star.

**Key words:** stars: oscillations of – stars: structure of

### 1. Introduction

Many stars are subject to mechanical instabilities, which are eventually visible as brightness or surface velocity oscillations. The period of such mechanical oscillations can be used to infer the mass or the radius of the star and, in this respect, stellar seismology is to be regarded as an old science. However, the recent and striking development of helioseismology has brought a new dimension to this question. The whole story started with the historical discovery (Leighton, 1960) of the five minute photospheric oscillation. 10 yr later came the first suggestion (Ulrich, 1970), that it could well be explained by cavity trapped acoustic standing waves below the solar surface. After the confirmation by Deubner's observations (Deubner, 1975), it was soon realized that the large number of different eigenmodes available in this case could make possible

the use of inversion techniques to obtain an almost direct determination of the sound speed as a function of radius inside the solar body (Christensen-Dalsgaard et al., 1985). Indeed, as the quality of the measurements is improving, the remaining discrepancies between the measured and computed frequencies confirm that the constraints implied by helioseismology to the solar model are quite severe. The result will be in the near future, an adjustment of the codes of the solar interior models, in order to fit all frequencies of eigenmodes provided by the observations. For the obvious reason of the limitation in angular resolution, it is not conceivable to repeat the whole story for the stellar case. However it can be noticed that very important solar results have been obtained by unresolved observations, that so-called "observations of the sun as a star" (Brookes et al., 1978; Claverie et al., 1979; Christensen-Dalsgaard et al., 1980; Fossat, 1981; Grec et al., 1983). For this reason the idea of extending this investigation to bright stars not too far from the sun in the H.R. diagram has been in the air for quite a while (Christensen-Dalsgaard and Frandsen, 1983; Fossat, 1981). Some additional support to this idea came, unexpectedly, from the detection of acoustic modes in Ap stars measured photometrically by Kurtz (1982) and Kurtz and Seaman (1983). In this case the amplitude per mode is about two orders of magnitude larger than it is on the sun, which means that the physical mechanism responsible for excitation of these modes has to be very different, but the striking improvement that this result made possible in our knowledge of these stars (Shibahashi, 1983) has made even more promising a similar observation on "solar" stars. In broad band photometry (like Kurtz's observations), the chances of success have been shown to be very small (Fossat, 1984b, 1985). It is then through spectrophotometry that the observations had a chance of being successful. After the preliminary searches, for example by Traub et al. (1978), two positive results were reported by Noyes et al. (1984) on  $\epsilon$  Eri (K2V) and by Fossat et al. (1984a) on  $\alpha$  Cen A (G2V).

This paper presents a new and more complete analysis of the results obtained on  $\alpha$  Cen A, together with some additional data obtained one year later on the same star. It also presents the results obtained on  $\alpha$  C Mi (F5IV, Procyon). Both observations used an optical resonance spectrophotometer (Fossat et al., 1982) and 3.6 m aperture telescopes (European Southern Observatory, (ESO) La Silla, for  $\alpha$  Cen A, and Canada France Hawaii Telescope (CFHT), Hawaii, for Procyon).

Send offprint request to: B. Gelly

<sup>\*</sup> Based on observations made at the European Southern Observatory, La Silla and at the Canada-France-Hawaii Telescope

## 2. Method

### 2.1. Approach

The raw data consists in two signals: the total intensity in two windows of  $0.08 \text{ \AA}$  bandwidth, centered on the red wings of the NaD1 and NaD2 lines, and a reference signal containing the continuum intensity of the star in a  $20 \text{ \AA}$  bandpass centered over the same lines, which is used to divide the monochromatic intensity in order to correct for atmospheric fluctuations when they dominate the photon noise. This allowed us to use between 10–30% more data without increased noise.

In our instrument bandpass, with a 3.6 m telescope and a zero magnitude star, the photon counting rate is of the order of  $4 \cdot 10^4$  per second. With the knowledge of the slope of the stellar lines, typically a relative intensity variation of  $10^{-4}$  per  $\text{ms}^{-1}$ , we can estimate that for a star exactly similar to the sun, the signal-to-noise ratio in the power spectrum will be in the best case limited by the photon statistics at a value slightly more than 1. In this situation, as already noted (Christensen-Dalsgaard, 1984), the detection of  $p$ -modes in the velocity power spectrum depends on two criteria:

- the presence of a concentration of power around some frequency, which will be added to the typical  $v^{-1}$  noise spectrum,
- the occurrence of equally spaced peaks, corresponding to frequencies given by the first term in the asymptotic Tassoul's equation (Tassoul, 1980).

This existence of an extended sequence of equidistant peaks is probably an unique signature of high order stellar  $p$ -modes (while a concentration of power could eventually find another explanation). Hence, it is mostly this a-priori knowledge that we will use to detect the presence of stellar  $p$ -modes: in the power spectrum of the recorded signal, we search for a discrete pattern of equidistant peaks, something like a “cha-function” with a power envelope roughly triangular. The value of the equidistance between the peaks, the shape and the location in frequency of the power envelope are totally dependent on the nature of the star, on its age, on its own internal thermodynamics (Christensen-Dalsgaard and Frandsen, 1983; Christensen-Dalsgaard, 1984) but the discrete pattern of peaks just denotes the existence of eigenmodes of mechanical oscillations and is a result valid for any spherical body. This consideration is the basic tool for the analysis as we know that the poor signal-to-noise ratio probably prevents any direct recognition of the significant peaks in the spectrum.

A well-known result in Fourier analysis is that the spectrum of a cha-function is another cha-function. So by computing the power spectrum of the power spectrum (the result has the dimension of the square of an autocorrelation) we have to retrieve a new discrete pattern in the result with the following characteristics:

- the daily sidelobes of the peaks of the original spectrum will truncate the result and show a typical day-night alternance in the autocorrelation (the so-called window function).
- Although the initial information is located in a narrow range of the spectrum the autocorrelation will contain a spread set of peaks representing many harmonics over the whole range of the window function. The fundamental peak will define the spacing  $\Delta\nu/2$  between groups of modes of like degree in the power spectrum.

The information can be filtered at various levels. First the Fourier transform of the power spectrum is computed only for the frequency range of interest, the one which contains the stellar  $p$ -modes. The contribution of the background noise to this Fourier transform is then reduced to its minimum. In absence of a priori

knowledge of this optimum frequency range, this is done by systematically Fourier analyzing narrow ranges ( $0.5\text{--}1.0 \text{ mHz}$ ) chosen anywhere over the whole spectrum. If one of these frequency windows shows the presence of a cha-function in its Fourier transform, a fine tuning of its limits is then adjusted to provide the best result. A question can be raised: that of the criteria we could use to discriminate between two possible situations of equivalent quality. It just happens that for the two stars observed, only one frequency range provides a nice set of peaks in the square of the autocorrelation function.

After the identification of the successive harmonics in this autocorrelation squared (the power spectrum of a frequency range of the power spectrum), a better estimate of the optimum frequency range can be obtained in the following way: The whole initial power spectrum is Fourier transformed. In this Fourier transform, we select the narrow bands which contain the identified successive harmonics. We fill everything else with zeroes. We then process the inverse Fourier transform which provides over the whole frequency range of the power spectrum, the bandwidths where the selected cha-function contains some power.

At this level it is of interest to study what detail of the real spectrum (such as relative amplitude of the modes of different degrees, or slight deviation from equidistance in the discrete set of peaks) is or is not restored by this kind of analysis. This will become evident by the simple following simulation.

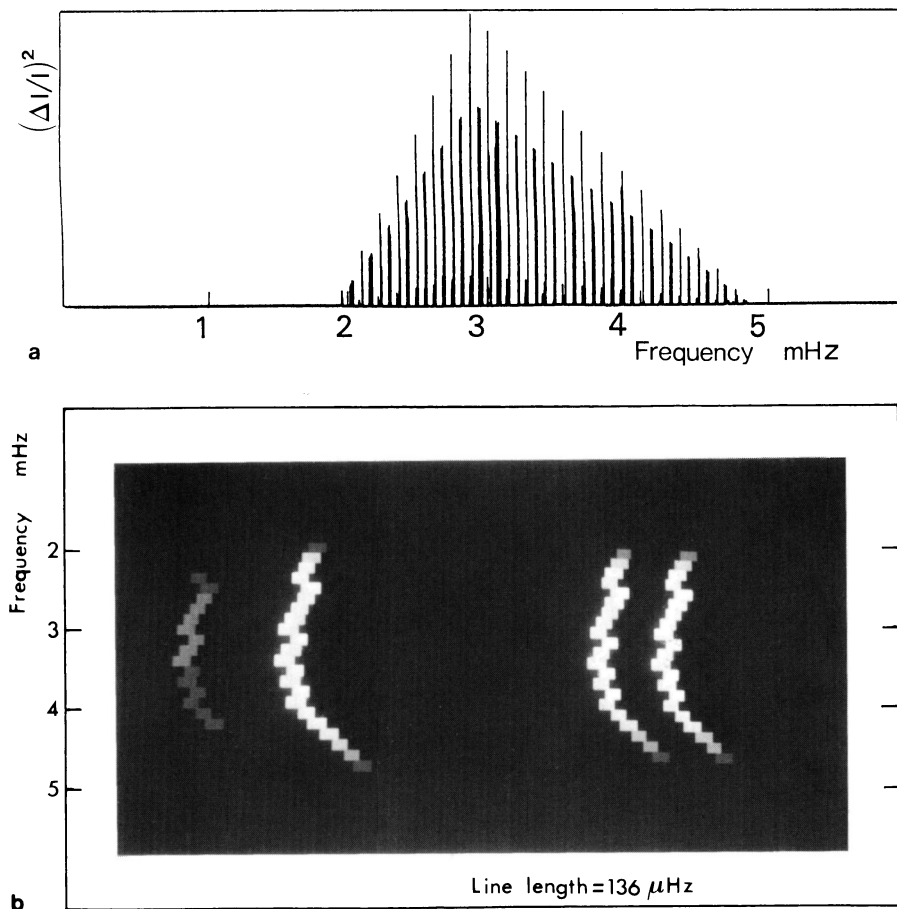
### 2.2. Simulation on an artificial solar acoustic spectrum

Figure 1a and b are a synthetic solar spectrum for observations in integrated light, displayed on the now generally used “echelle-diagram”. The important parameters to be respected by the filtering are the presence of modes  $l=0$  to  $l=3$ , the mean equidistance  $\Delta\nu$  which is set to  $136 \mu\text{Hz}$ , the almost triangular envelope (Fig; 1a), the precise position of the peaks in frequency and the curvature of the set of modes on the echelle diagram. Figure 2 shows the result of the computation of a Fourier transform over the previous spectrum. The successive harmonics are identified with respect to the  $(68 \mu\text{Hz})^{-1}$  fundamental. We introduce a daily effect in the inverse computation by taking only peaks number 1, 2, 5, 6 of this harmonic series, and assuming that the others are missing, due to a day-gap (this simulates a two consecutive nights observing run). Figure 3 shows the restored spectrum and its echelle-diagram. It is clear on this spectrum that the general situation and shape of the content in energy of the spectrum is conserved. The presence of negative parts is an artifact introduced by the filtering method, due to a zero-average effect which occurs because filling the autocorrelation with zeroes suppresses completely the low frequencies. On the echelle-diagram we see that the fine position of peaks of degrees  $l=0$  and 2 is lost, while the position of the  $l=3$  peak seems to be conserved. A more careful examination reveals that the restored spectrum is completely symmetrical and that it is impossible to distinguish between peaks of odd and even degree. However, the curvature of the set of modes is properly restored.

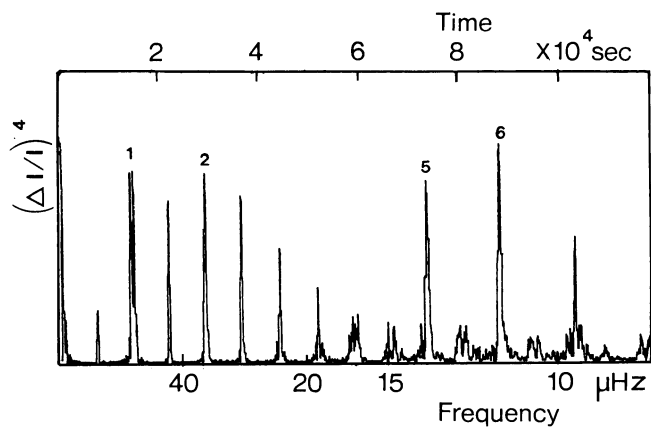
### 2.3. Step by step description of the data analysis

Taking all the above considerations into account, it is now possible to define exactly the complete procedure for analysing one set of stellar data.

- a) Low frequency filtering of the data, with a cut-off at about  $0.3\text{--}0.5 \text{ mHz}$ , to reduce the atmospheric and instrumental noise.



**Fig. 1 a and b.** Synthetic solar power spectrum (a) and its echelle-diagram modulo 136  $\mu$ Hz (b) used for testing all the properties of the general data processing method described in Sect. 2.4. From left to right on the echelle diagram, the degree of the modes is respectively 3, 1, 2, and 0



**Fig. 2.** Power spectrum of the 2–5 mHz frequency range of Fig. 1a. This has the dimension of an autocorrelation function squared, and consequently is a direct function of time, taken as  $(\text{frequency})^{-1}$

- b) FFT spectrum  $P(\nu)$  of this filtered data, taken as one single time series, filled with zeroes when observation is not available.
- c) Search, in this  $P(\nu)$ , of a frequency range whose Fourier analysis provides a cha-function, multiplied by the window function autocorrelation.
- d) Calculation of the Fourier transform of the frequency range found in c. This is the squared autocorrelation function of the stellar signal filtered in this frequency range.

e) Determination, along the autocorrelation time axis, of narrow bands containing the cha-function defined in c.

f) Fourier transform of the complete power spectrum  $P(\nu)$ , and restriction of this Fourier transform to the narrow bands defined in c by replacing the complex amplitudes by zeroes between these bands.

g) Inverse Fourier transform, of the function defined in f, showing the discrete pattern searched in  $P(\nu)$ .

h) From g, determination of the power envelope of the assumed  $p$ -mode set of discrete frequencies.

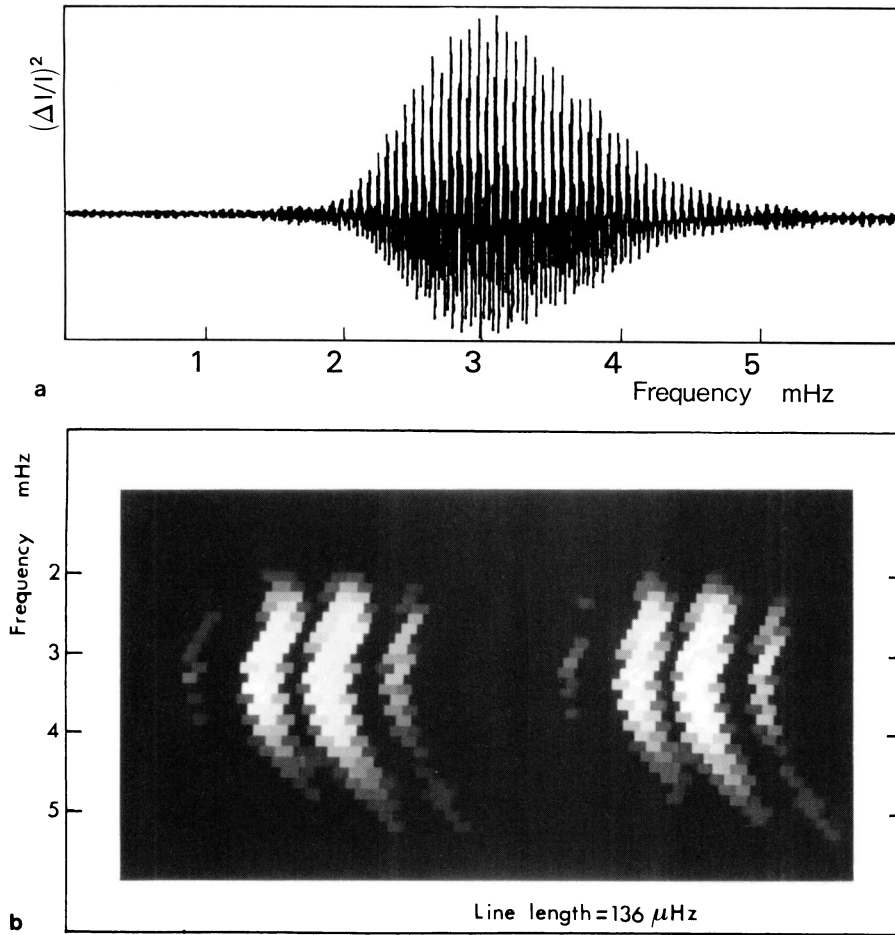
i) Echelle-diagram of the filtered power spectrum obtained in g, and measurement of the eventual curvature of the set of modes on this diagram.

j) Straightening of the echelle-diagram by a polynomial fitting of the curvature.

k) Vertical sum on the echelle-diagram of the unfiltered power spectrum, to search for the eventual frequency separation of modes of degree 0 and 2 (separation impossible on the filtered spectrum, as shown in Sect. 2.2).

### 3. Procyon

The choice of  $\alpha$  CMi as a candidate star showing detectable pressure oscillations was guided by theoretical considerations, and by our current limits in sensitivity. Compared to the sun, a star of spectral type F5IV, with an estimated mass of  $1.5 m_{\odot}$  should present oscillations of longer period (10 min instead of 5) and amplitudes possibly 4 or 5 times greater, in spite of a shallower convective



**Fig. 3a and b.** Selecting the peaks number 1, 2, 5, and 6 in Fig. 2 makes a simulation of a two consecutive nights observing run. Starting then from the direct Fourier transform (with real and imaginary part), an inverse Fourier transform provides the filtered power spectrum (a). Its echelle-diagram (b) enables, comparing with Fig. 1b, to test which detail is genuinely reproduced and which one is degraded by this filtering method. Clearly, the curvature of the echelle diagram is not modified, but the individual identification of the eigenmode degree is no longer possible

zone, yielding to an easier detection in the analysis (Christensen-Dalsgaard and Frandsen, 1983; Christensen-Dalsgaard, 1984). The magnitude  $V = 0.38$  enables measurements with a 3.0–4.0 m class telescope. Four nights of good photometric quality were recorded in February 1984 at the Cassegrain focus of the 3.60 m C.F.H.T., producing 27 h of data analyzed in this paper.

A spectral analysis is then made using conventional FFT algorithms, and Fig. 4 shows the resulting spectrum, computed up to 3.57 mHz. The frequency bin is 1.75  $\mu\text{Hz}$ , which corresponds to an oversampling of a factor 2 with respect to the resolution of 3.5  $\mu\text{Hz}$  provided by the data length. The low frequencies filtering performed on the data file explains the apparent leak of power below 0.5 mHz.

Figure 5 is the power spectrum of the 1.2–1.65 mHz frequency range of the previous figure, producing the most convincing result. The autocorrelation of the four nights window function is clearly seen, and a regular pattern of peaks is visible, assuming that peaks Nos. 1, 3, 4, 7, 8, 10, and 11 are present. The missing ones cannot be seen, due to the day-gaps. The periodicity of this pattern is precisely calculated using the seven harmonics and leads to a value of 39.7  $\mu\text{Hz}$  for  $\Delta\nu/2$ .

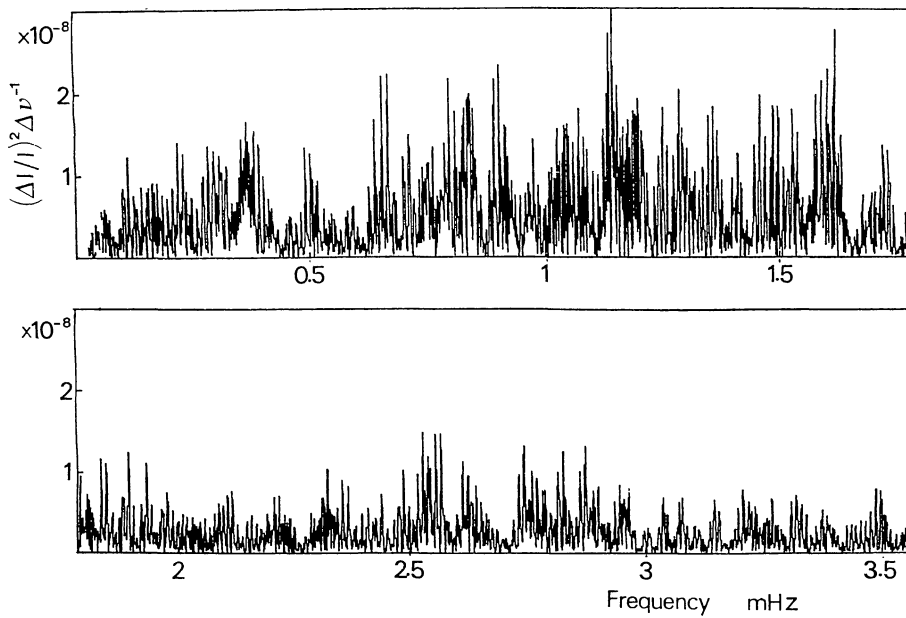
The filtering by inverse Fourier transform is then made, after having selected the seven bandwidths defined by the seven harmonics in Fig. 5. These seven bandwidths are then isolated in the Fourier transform (not the power spectrum) of the whole spectrum of the Fig. 4 and are subject to an inverse Fourier transform, providing the filtered power spectrum. We present the

global power envelope (Fig. 6) as well as the echelle-diagram (Fig. 7) of the restored spectrum, modulo 79.4  $\mu\text{Hz}$ . The maximum energy of the oscillations is at about 1.6 mHz and no significant power is found below 0.6 mHz; these limits correspond to periods of oscillations from 10 to 25 min. Computing the energy of these oscillations leads to a maximum value of about  $5 \cdot 10^{-9}$  per individual peak, i.e. a relative amplitude of  $0.7 \cdot 10^{-4}$  for a single mode. Assuming that this monochromatic intensity oscillation is mostly due to Doppler shifts of the two Na *D* lines, the corresponding velocity amplitude is about 70  $\text{cm s}^{-1}$  per mode, and this fits correctly the expected value. The total energy contained in this range corresponds to a r.m.s. amplitude of  $2.5 \text{ ms}^{-1}$  (To be compared to  $1 \text{ ms}^{-1}$  in the sun).

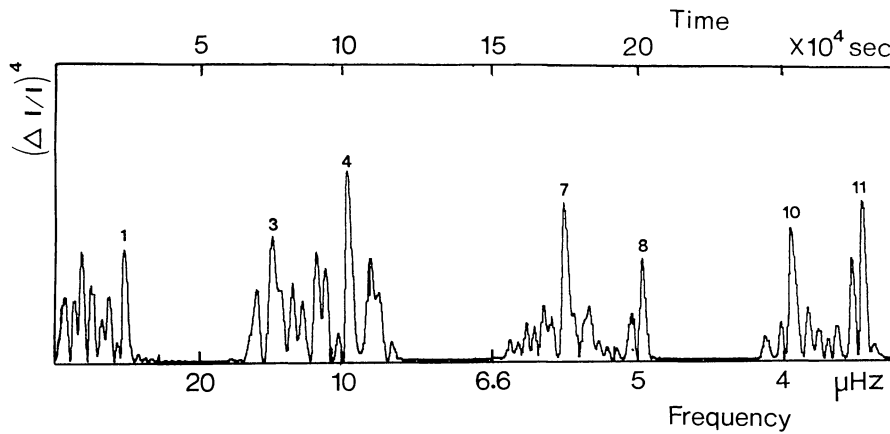
On the echelle-diagram, one can distinctly see the two sets of modes, on the left and right side of the figure, with their multiple sidelobes due to the observation window. We must keep in mind here (cf. Sect. 2.2) that the close resemblance between the two sides of this figure is an artifact due to the filtering method and does not make possible, at this level, to distinguish the mode  $l = 1$ , from the pair  $l = 0$  and  $l = 2$ . However the curvature which is clearly visible here is genuine, not artificially produced by the filtering, and can be used as a second measured parameter to fit on the asymptotic equation.

The echelle-diagram of the unfiltered power spectrum is too noisy to leave much hope of discriminating  $l = 1$  from  $l = 0$  and  $l = 2$ . To improve the statistics and, consequently, the signal to noise ratio, the curvature is straightened by a simple polynomial

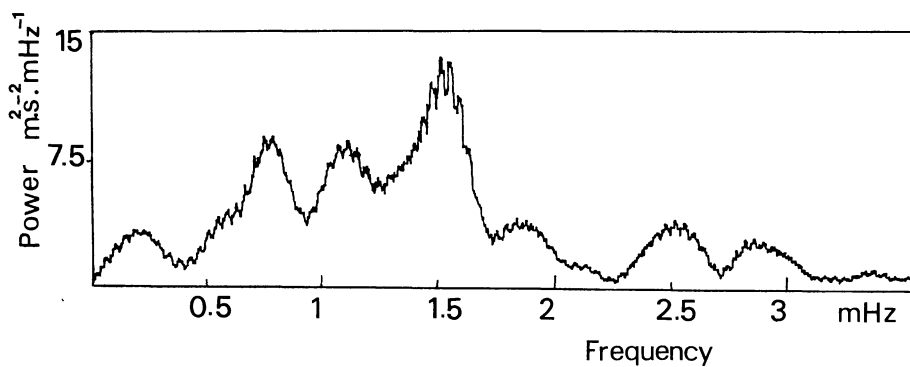




**Fig. 4.** Power spectrum of the four nights of monochromatic photometric signal recorded on Procyon, and taken as one single time series. The frequency bin is  $\Delta\nu = 1.74 \mu\text{Hz}$  and the resolution of the data is  $3.5 \mu\text{Hz}$



**Fig. 5.** Power spectrum of the 1.17–1.65 mHz range of Fig. 4. The autocorrelation of the window function is clearly visible, as well as a regular pattern of equidistant peaks, in which Nos. 1, 3, 4, 7, 8, 10, 11 are permitted by this window function. The period of the fundamental (about  $2.5 \cdot 10^4 \text{ s}$ ) is the beating period between consecutive harmonics of like degree. This period defines the spacing  $\Delta\nu/2 = 39.7 \mu\text{Hz}$



**Fig. 6.** By Fourier transform of the full Fig. 4, by selection in this transform of the seven bandwidths defined by the harmonics of Fig. 5 and by inverse Fourier transform, a filtered power spectrum is obtained, and this is its envelope, shown at a resolution of  $0.08 \text{ mHz}$ . The  $P$ -modes frequency range of Procyon appears to be  $0.6\text{--}1.7 \text{ mHz}$

fitting, then we vertically sum the unfiltered and uncurved echelle-diagram. The result in Fig. 8 is not strikingly convincing. The only part of this figure where the contrast is statistically significant (in the  $10\text{--}45 \mu\text{Hz}$  abscissa range) can tentatively be attributed to  $l = 1$  and its sidelobes. On the other side, a slight separation between  $l = 0$  and  $l = 2$ , with the presence of all their sidelobes, can make

situation much more confusing and decrease the contrast quite much. At most, we can note that the similarity between parts a and b on this figure can be used as a slight argument to suggest that the modes  $l = 0$  and  $l = 2$  are not separated with our  $3.5 \mu\text{Hz}$  resolution, the second argument in the same direction being the separation exactly half  $79.7 \mu\text{Hz}$ , between these parts a and b.

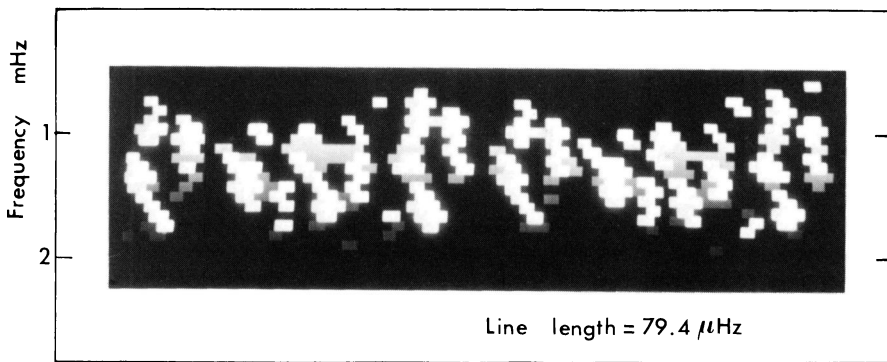


Fig. 7. Echelle-diagram of the filtered Procyon power spectrum, modulo  $79.4 \mu\text{Hz}$ . Although polluted by many fringes due to the window function, it shows, as the solar one, the curvature described by the second term in the asymptotic equation

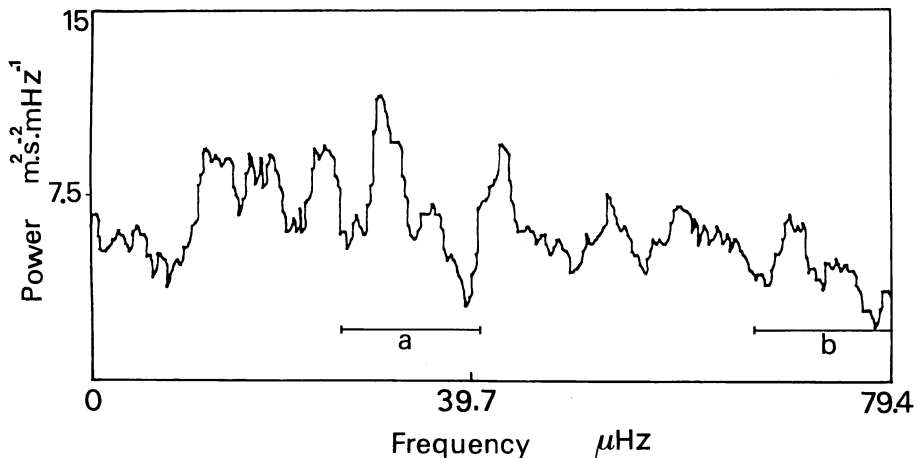


Fig. 8. Vertical sum of the unfiltered echelle-diagram, corrected for the curvature. The section (a) is the only one showing significant contrast and is tentatively to be attributed to modes of degree 1. Although this figure is more confused everywhere else, the strong similarity in the shape of the sections (b) and (a) and their separation of exactly  $39.7 \mu\text{Hz}$  suggest that the modes of degree 0 and 2 are not resolved

#### 4. $\alpha$ Cen A: the 1983 observations

The star  $\alpha$  Cen A was observed twice at the Cassegrain focus of the 3.60 m E.S.O. telescope in La Silla (Chile), in May 1983 and May 1984. In this section, we present a new analysis for the already published observations (Fossat et al., 1984a).

Data consisted in three consecutive nights of recording, providing a total of 20 h. Let us recall the former results of the data analysis for 1983. The detection of  $p$ -modes was possible using the same method of Fourier analysis of a given range of the power spectrum, (Fig. 9) and which resulted in a value of the equidistance between peaks of the same parity of  $162.6 \mu\text{Hz}$  in the range of 2.3–3.8 mHz. The energy envelope was basically identical to the solar one, but was somewhat more powerful.

In this previous analysis, we limited our investigations to the first part of the autocorrelation of the window function. Figure 10 shows that extending this analysis further along the time axis, we find that the two major peaks in the second part are number 6 and 7 of the harmonic sequence defined by the fundamental peak at  $(82 \mu\text{Hz})^{-1}$ , and that the right side of the first part also contains the number 2. Using these four peaks, we get a more precise value of  $\Delta\nu/2 = 82.75 \mu\text{Hz}$ .

We then proceed with the analysis described in Sect. 2.3. Figure 11 is the result of the inverse Fourier transform, using the four previous harmonics. The power envelope is obviously contained in the range of 2.0 to 4.5 mHz corresponding to solar-type periods of oscillations, with a general shape quite comparable to the solar one. This was already noticed in our previous paper (Fossat et al.,

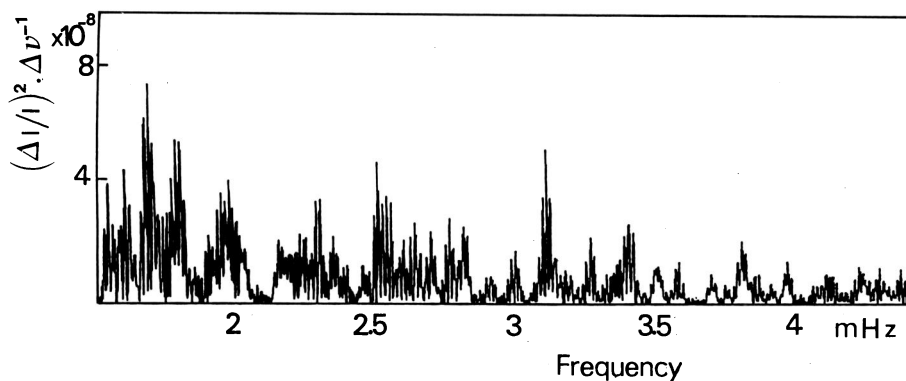
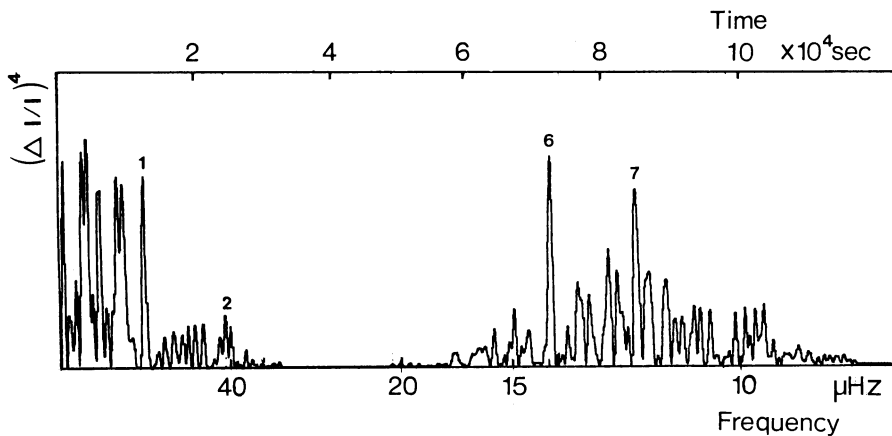
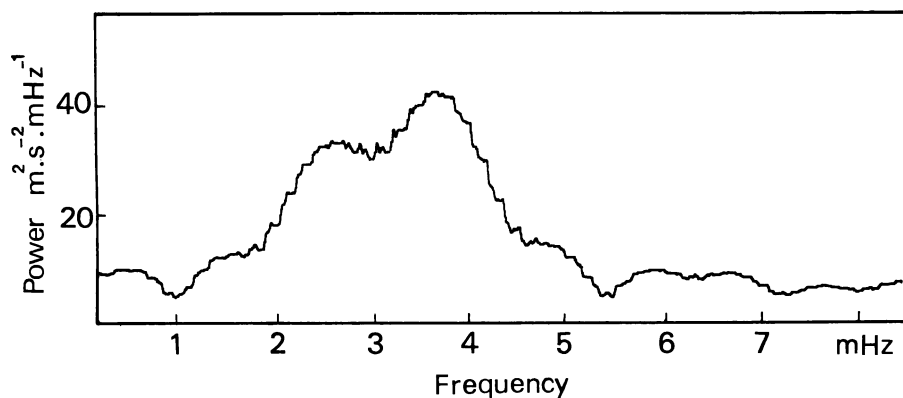


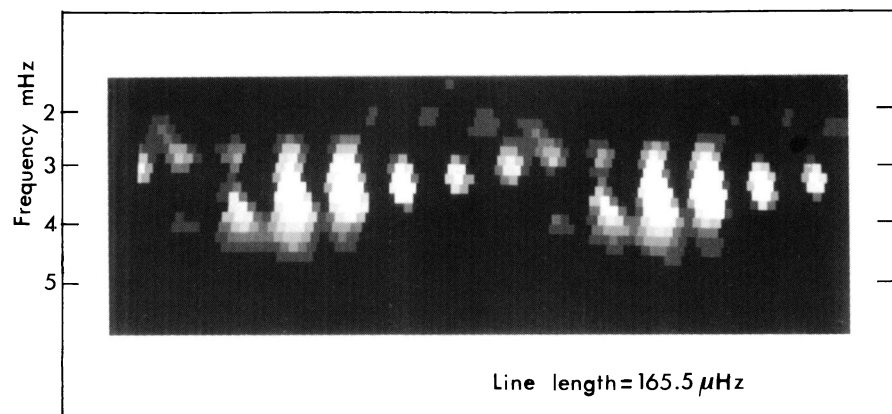
Fig. 9. Power spectrum of the 3 nights (22, 23, 24 May 1983) or recording on  $\alpha$  Centauri, showing the range of interest for the 5 min oscillation. Looking carefully to the right side (3–4 mHz) of this figure, one can almost discriminate visually the regular pattern, at the limit of the noise level. The frequency bin is  $2.044 \mu\text{Hz}$ , while the resolution of the data is  $5.3 \mu\text{Hz}$



**Fig. 10.** Power spectrum of the 2.3 to 3.8 mHz range of the previous figure. Only two nights of the window function are shown. The 1983 peak at  $(81.3 \mu\text{Hz})^{-1}$  is present and labelled No. 1. Peaks No. 2, 6, and 7 are also visible. This leads to a more precisely defined value of  $82.75 \mu\text{Hz}$  for  $\Delta\nu/2$ . The very short third night does not show any other harmonic



**Fig. 11.** By Fourier transform of the full Fig. 9, by selection in this transform of the four bandwidths defined by the Fig. 10 and by inverse Fourier transform, a filtered power spectrum is obtained and this is its envelope, displayed at a resolution of  $0.04 \text{ mHz}$ . The  $p$ -mode frequency range (2–5 mHz) is confirmed to be identical to the solar one



**Fig. 12.** Echelle-diagram of the  $\alpha$  Centauri power spectrum, modulo  $165.5 \mu\text{Hz}$ . With a slightly better signal to noise ratio than Procyon, it shows almost no curvature, and is to be compared to the solar one in its most energetic part

1984a). The highest peaks of this envelope contain a power of about  $3 \cdot 10^{-8}$  and this leads to an amplitude of  $1\text{--}2 \text{ ms}^{-1}$ , in terms of radial velocity. The total energy, in the five minute range corresponds to an r.m.s. amplitude close to  $10 \text{ ms}^{-1}$ . This value, about ten times the solar one, may seem very large, and will be discussed further.

The echelle-diagram (Fig. 12) of the filtered power spectrum, once again, shows the lines of modes in the frequency range which contains the main power envelope. A very slight curvature is marginally visible, quite comparable to the one displayed by the solar echelle-diagram limited to the frequency range 2.5–4.0 mHz.

Here again the filtering method forbids to distinguish between  $l=1$  on one side and the pair  $l=0, l=2$  on the other side.

This distinction is looked for by vertical summation of the unfiltered power spectrum echelle-diagram. No correction of curvature was made, since it was assumed to be negligible. Figure 13 shows the result of this vertical summation. We tentatively assign to  $l=1$  the side where the contrast is highest (assuming that the contribution of modes  $l=3$  can be neglected, being much below the noise level). On the other hand, for the modes  $l=0$  and  $l=2$ , the situation is more confused, due to the superposition of two sidelobes systems, as was noticed in the Procyon data analysis.

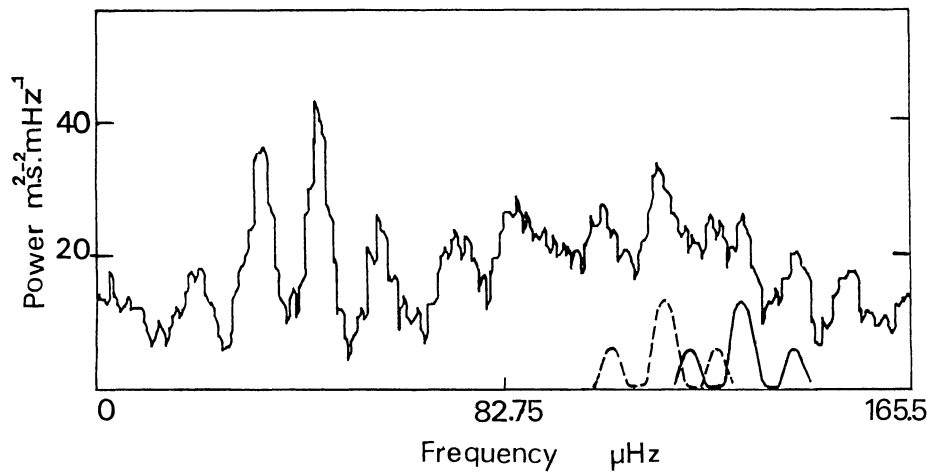


Fig. 13. Vertical sum of the unfiltered echelle diagram, without curvature correction. The most contrasted part is to be easily attributed to  $l=1$ , and a possible identification of  $l=0$  (full line), and  $l=2$  (dotted line) is suggested. Their separation would be  $16\mu\text{Hz}$

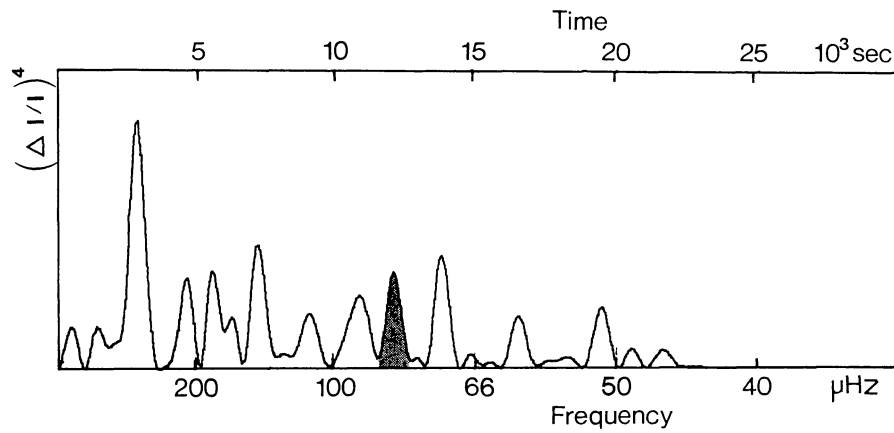


Fig. 14. Power spectrum of the 2.3–3.8 mHz range of the 1984 Alpha Centauri power spectrum. The dashed peak is at  $82\mu\text{Hz}$ . No other harmonic is accessible by this short observation

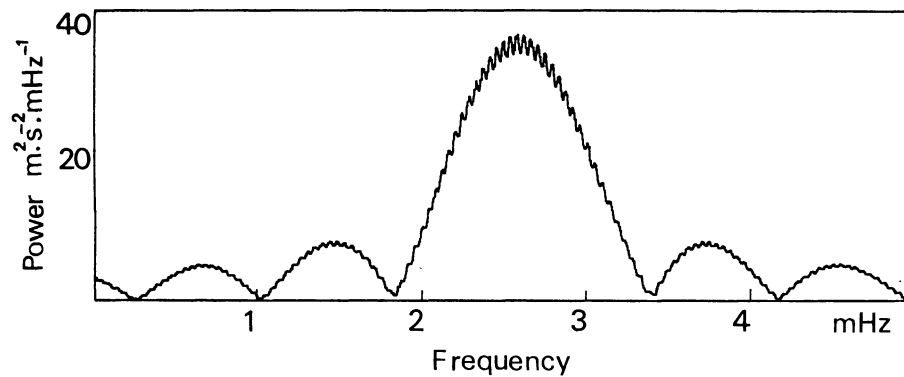


Fig. 15. Envelope of the  $p$ -mode set defined by the coloured peak of the Fig. 14. For this single night the power appears to be within the envelope defined one year earlier

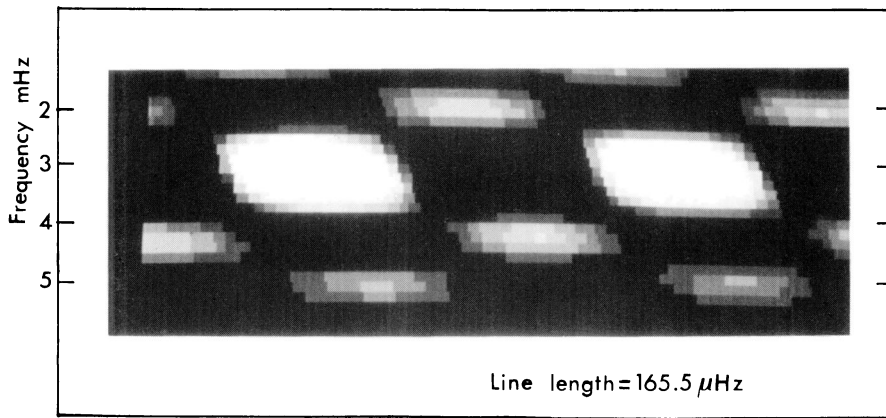
If we use the parameter  $D_0$  defined by Christensen-Dalsgaard (1984), the distance  $\nu(n, 0) - \nu(n+1, 1)$  must be  $\Delta\nu/2 + 2D_0$ , and the distance  $\nu(n, 2) - \nu(n+1, 0)$  must be  $-6D_0$ . We suggest a possible identification of  $l=0$  and  $l=2$  separated by about  $16\mu\text{Hz}$ , the whole pattern being consistent with  $D_0 \approx 2.6$ .

##### 5. $\alpha$ Cen A: the 1984 observations

Due to bad weather, only 7 h (one night) of photometric data have been recorded in May 1984. Still, we proceeded to the same complete analysis of this short data. Figure 14 is the usual

correlation squared, computed over the same spectral range as in Sect. 4. The peak at  $82.7\mu\text{Hz}$  is here, but is not the highest. The search for any harmonics is impracticable, due to the too short set of data.

However, by inverse Fourier transform of the peak at  $82.7\mu\text{Hz}$ , we restored a filtered spectrum and its envelope is displayed in Fig. 15. First we note that the energy lies in the same frequency range as in the 1983 data. Then, we computed the power scales for the spectrum and for the envelope and the values are completely consistent with the previous ones. But the most convincing fact may be that on the echelle-diagram of the filtered spectrum (Fig. 16), the position of the peaks is exactly the same for the two



**Fig. 16.** The echelle-diagram of the 1984  $\alpha$  Centauri power spectrum shows peaks at exactly the same frequencies than the previous one (Fig. 12). This probably excludes a misinterpretation of the 1983  $\alpha$  Centauri data

**Table 1.** Summary of numerical results of the 1983 and 1984 observations

	Procyon		$\alpha$ Centauri	
$\Delta\nu$	79.4 $\mu\text{Hz}$	Very likely	165.5 $\mu\text{Hz}$	Very likely
Period range	10–25 min	Very likely	3.5–8.5 min	Very likely
Curvature	$A \cdot \delta \approx 1.8$	Very likely	Slight curvature	Very likely
Maximum amplitude	70 $\text{cm s}^{-1}$	Very likely	150 $\text{cm s}^{-1}$	Very likely
Spacing $l = 0 - 2$	< 3 $\mu\text{Hz}$	Possible	16 $\mu\text{Hz}$	Possible
Identification $l$ and $n$	Suspectable in $l$ , Impossible in $n$		Possible in $l$ , Impossible in $n$	

years, having in mind that there are no daily sidelobes for 1984. The large difference in the quantity of data, consequently in the resolution of the spectrum, prevents a more complete comparison between the two years. A vertical summation on the 1984 echelle-diagram shows only a pair of smoothed peaks without any interesting details.

No evidence of contradiction is pointed out by the comparison of the two sets of data. There are some information, which put altogether seem to be coherent enough to become pieces of evidence. Despite unexpected frequency spacing (see Sect. 7), these results can be seriously regarded as a detection of pressure oscillation on  $\alpha$  Cen A.

## 6. Discussion

Table 1 reviews our results for the two stars. The oscillation amplitudes are such that for both stars, the mean signal-to-noise ratio in the raw power spectrum is less than 1, rather close to 0.5. However, assuming the presence of an equidistant set of peaks in a given frequency range, we are able to detect 20 to 25 such peaks, which improve this statistics by a factor 4 to 5. That is why we regard the results concerning the frequency range, the value of the frequency equidistance, the curvature and the global power as being reasonably well established, say at 2 sigmas, or with a 80% confidence level. The fine frequency splitting between modes of degree 0 and 2 should be regarded more carefully, obtained with a minimum of assumptions. Being at the limit of the resolution, and

being possibly confused by the fringe pattern due to the discontinuous window function, its confidence level is certainly much below 80%. For Procyon, some symmetry in Fig. 8 suggests a very low value of the separation. Considering the asymptotic formula for the low-order  $p$ -modes (Tassoul, 1980)

$$\nu(n, l) = \nu_0(n + l/2 + \epsilon) - (l(l+1) + \delta) A \nu_0^2 / \nu(n, l)$$

we know that the departure from the true equidistance of the even set of peaks is given by:

$$\nu(n, 2) - \nu(n, 1) = \nu_0/2 - P$$

$$\nu(n+1, 0) - \nu(n, 1) = \nu_0/2 + Q,$$

where

$$P = 4D_0$$

$$Q = 2D_0,$$

and

$$D_0 = A \nu_0^2 / \nu.$$

This introduces a very significant departure from the general symmetry of the two sets of peaks. As it was not really possible to put this in evidence on the data of Procyon, apart from the higher contrast of the fringes on one side, a possible interpretation may be that the  $A$  value is too small to affect the result. Are  $l=0$  and  $l=2$  almost blended on this star? On the other hand, the curvature of Fig. 7 is probably real, with respect to our simulations.

**Table 2.** Values of  $R/R_{\odot}$  deduced from the homomloguous scaling law. The problem with  $\alpha$  Centauri becomes obvious, as its radius seems to decrease with time. The value of  $0.93 R_{\odot}$  fully desagree with the well-known value of  $1.2 R_{\odot}$  of this double star. The underlined value are from Christensen-Dalsgaard and Frandsen (1983)

	Procyon		A Centauri		Sun	
	$R/R_{\odot}$	$\Delta\nu/2$	$R/R_{\odot}$	$\Delta\nu/2$	$R/R_{\odot}$	$\Delta\nu/2$
Zero age	1.67	<u>47.5</u>	1.03	<u>71.</u>	0.96	<u>82.5</u>
Current age	1.87	39.7	0.93	82.75	1.	68.

We estimated it in the asymptotic formula. If we cannot assign any value to the parameter  $A$ , we evaluate the product  $A\delta \simeq 1.8$ .

The analysis on  $\alpha$  Cen A is somewhat easier, since the identification of  $l=1$  seems to be more reliable. Here again, the separation  $l=0$ ,  $l=2$  is not directly evident. The mathematical ratios provided by the asymptotic equation lead to a possible pattern explaining the peaks presents in Fig. 13, not much above the noise level, but their daily sidelobes are of about  $2/3$  of the separation, and that is evidently confusing the whole figure. The estimation in Fig. 13 gives a separation  $16 \mu\text{Hz}$ . Going back to Tassoul's formula, we can then compute a value of  $A \simeq 0.29$  to be compared to  $A = 0.265$  in the case of the sun. A slight curvature is visible on the echelle-diagram, but cannot be reliably estimated because only a few peaks are involved. Another puzzling problem remains in the fact that the computed amplitudes of these oscillations are between 5 and 10 times larger than expected, but one has to weight these values considering that we arbitrarily translate in Doppler velocity variations of brightness in a very narrow band on the wings of the NaD 1 and NaD 2 lines, neglecting the fact that these variations might be reflecting other periodic effects distorting the shape of the lines, such as the temperature fluctuations, pressure or sodium ionization effects. This might explain an overestimation in the amplitudes, but a factor 10 seems unlikely.

For both stars, the asymptotic equation could be used, after the identification of the degree  $l$ , to estimate the radial order of the modes. We think that at this level, it is somewhat premature.

## 7. Theoretical considerations

Two recent studies (Christensen-Dalsgaard and Frandsen, 1983; Christensen-Dalsgaard, 1984) give us interesting points of comparison between our results and the theoretical predictions. The three main results of these studies are based upon the expected measurements of the two parameters  $\Delta\nu$  and  $D_0$  in the asymptotic equation. First it is found that for any zero age main sequence (ZAMS) model of star,  $R\Delta\nu \simeq \text{const}$ , where  $R$  is the radius. Then, during its evolution in the main sequence, the star follows the homologous scaling law  $R^{3/2}\Delta\nu \simeq \text{const}$ . These laws can be calibrated against the solar values. The third result is the diagnostic value of the parameter  $D_0$ , which depends strongly on the gradient of the sound speed near the center. As the star burns its hydrogen, the central molecular weight increases, consequently the central sound speed and  $D_0$  decrease with age.

For Procyon, assuming a mass of  $1.5 m_{\odot}$  (Demarque et al., 1985),  $\Delta\nu$  computed for the ZAMS model is  $\simeq 95 \mu\text{Hz}$ . As  $R$  increases along the main sequence evolution of the star,  $\Delta\nu$  has to

decrease and our value of  $79.4 \mu\text{Hz}$  is then consistent with a star quite much evolved. From the calibration with the solar value, the ZAMS sequence of models must verify  $R\Delta\nu = 145$ . This gives for Procyon an initial radius of 1.67 (in solar unit). The law  $R^{3/2}\Delta\nu \simeq \text{const}$  gives then a present radius 1.87. If some credit can be given to the non-resolution of the  $l=0$ ,  $l=2$  spacing, then  $D_0 < 0.6$ . This value seems to indicate that Procyon is more evolved than the sun, consistent with the best model computed by Demarque who finds a star close to the end of its hydrogen burning main sequence life (Demarque et al., 1985).

Regarding the frequency range and the amplitudes, two different possibilities of excitation have been suggested, namely the  $K$ -mechanism (Unno et al., 1979), or the stochastic excitation by interaction with the convection (Goldreich and Keeley, 1977). The two suggestions can hardly be distinguished on the sun, because they both predict quite well the observations. In the case of Procyon, however, they are quite diverging and our result is strongly favouring the stochastic excitation (Christensen-Dalsgaard and Frandsen, 1983), agreeing both with the frequency range and the expected amplitudes.

Now, if the general agreement between theory and observation is quite satisfactory on Procyon, the results obtained on  $\alpha$  Cen A are really puzzling. Being a member of the closest multiple star system in our neighbourhood, this star has a well measured mass of 1.09. Given the precise measurement of its temperature and of its distance, it has an estimated radius of  $1.23 \pm 0.04$  (Blackwell and Shallis, 1977). According to Christensen-Dalsgaard and Frandsen (1983) and as already noticed by Gough (1985),  $\Delta\nu$  was  $142 \mu\text{Hz}$  when such a star was at zero age on the main sequence, and its radius was 1.03. With the measured value of  $165.5 \mu\text{Hz}$ , one can deduce from homologous scaling a present radius of 0.93. Table 2 summarizes for the Sun, Procyon, and  $\alpha$  Cen A, the values of zero age and current radius, deduced from computation and measurements of  $\Delta\nu$ . There is an evident contradiction with the case  $\alpha$  Cen A, as our result seems to imply that the star has shrunk since its zero age. Even assuming that this star could be much younger than the sun, down to zero age, we have to assume a mass of 1.0 to fit the theory. There is indeed a general disagreement about the age of  $\alpha$  Cen (Demarque, 1985; Flannery and Ayres, 1978; Morel and Baglin, 1983) and the idea that that the star is at its zero age evolution stage cannot be rejected. But can the knowledge of the mass be wrong by 9%? It must be noted here, that if once again some credit is given to the measurement of the spacing  $l=0$ ,  $l=2$ , then  $D_0 \simeq 2.65$  and the whole figure becomes exactly consistent with a zero age solar mass star (Christensen-Dalsgaard, 1984, Fig. 10). Our referee suggests "to recognize the effect that changes in the abundances of helium and the heavy elements can have on the integral properties of the stellar model. The presently-available

stellar model results are inadequate to evaluate the possible significance of altering the hydrogen-to-helium ratio or the value of  $Z$ . The fact that the integrated properties of  $\alpha$  Cen A do not scale properly from the Sun is a clear warning that we need to consider such abundance effects in the analysis of the properties of any star". We do acknowledge this warning, although it can be noted that modifying this parameter in standard solar models cannot change the frequency spacing value by as much as 30–40%, but rather by 3–4%. However, being added to all other uncertainties in the integrated stellar properties, this one certainly allows more flexibility in the model construction and its fit to  $p$ -mode frequency measurements.

The frequency range, centered around 3 mHz, is the only quantity which agrees quite well with predictions. The amplitudes, 5–10 times too large, are also puzzling. Now, being given the necessity of altering the standard  $\alpha$  Cen A model if we want to fit all our results, a mismatch of oscillations amplitude by such a factor cannot be regarded as too surprising.

## 8. Conclusion

In contrast to "classical" variable stars, where one or at most two different eigenmodes are typically found, Christensen-Dalsgaard proposes to use the term seismology only when a fairly large number of modes are observed (Christensen-Dalsgaard, 1984). In this respect, one can say that the results presented here, together with those of Noyes et al. on  $\epsilon$  Eri (1984) and those of Kurtz et al. on Ap stars (1982, 1983) mark the real birth of stellar seismology. It is obvious that the observation is extremely more difficult in this case than it is on the Sun. The present results are at the limit of the noise level, and one cannot completely exclude the possibility of a misinterpretation, in spite of the care in the analysis. Now comes the question: How will it be possible to do much better in the nearest possible future? This question has already been debated in several recent meetings or workshops (for example Meudon, 1984; San Diego, 1984; Cambridge, 1985). Although one can foresee that the sagacity of experimentalists will certainly push the expected limits much further, there are already several trends which are quite clear.

In broad-band photometry, measuring micromagnitudes from the ground will probably remain hopeless for many years (Fossat, 1985), and several space projects are beginning to blossom. However this ground based photometric limitations can possibly be beaten down by using chromospheric lines where the brightness fluctuations are strongly amplified. In this direction, the two instruments already used by Noyes and developed by Harvey (1985) look very promising.

In Doppler-shift measurements, our sodium optical resonance photometer has not been photon noise-limited yet. It has not been used with its full capabilities then, the improvement being mostly matter of budget. Somewhat more precise results, extending to stars of magnitude 3 or 4, are to be expected from the similar instruments developed by Rhodes, Cacciani and Ulrich and by our group. In principle, the problem of the sidelobes in the power spectrum can also be reduced by simultaneous observations in two or more sites complementary in longitude. It is however quite evident that it will be difficult to obtain a great deal of observing time on bright stars simultaneously, on several telescopes of the 4 meter class. The future development of larger size light buckets might improve this situation. Another improvement might come from various instruments intending to measure many spectral lines together, in order to reduce the photon noise. Several projects

using a Michelson or a Fabry-Perot interferometer are under development. It seems also possible to use an echelle spectrograph with modern imaging system, and most of us know the very ambitious project of Connes (1982). Apart from the optical resonance devices, which will continue to be severely photon noise-limited, all these projects imply sophisticated technology, not too easy to duplicate, and they will then suffer for still many years the drastic limitations of the day-night alternance.

We can conclude on the optimistic hope that through this open door of stellar seismology, many results will come out in the next few years, providing a real new dimension to the tests of stellar evolution theory. And, on the perhaps less enthusiastic point of view that even if in principle, stellar observations can be as precise (or even more precise) than solar observations, it will take some time before that becomes a reality.

## References

- Blackwell, D. E., Shallis, M. J.: 1977, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **180**, 177
- Brookes, J. R., Isaak, G. R., McLeod, C. P., van der Raay, H. B., Roca-Cortés, T.: 1978, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **184**, 759
- Christensen-Dalsgaard, J., Gough, D. O.: 1980, Non Radial and Nonlinear Stellar Pulsations, eds. H. A. Hill, W. A. Dziembowski, Springer, Heidelberg, p. 184
- Christensen-Dalsgaard, J.: 1983, *Adv. Space Res.* **2**, 11
- Christensen-Dalsgaard, J., Frandsen, S.: 1983, *Solar Phys.* **82**, 469
- Christensen-Dalsgaard, J.: 1984, Space Research Prospects in Stellar Activity and Variability, eds. A. Mangeney, F. Praderie, Paris Obs. Press, p. 11
- Christensen-Dalsgaard, J., Duvall, T. L., Jr, Gough, D. O., Harvey J. W., Rhodes E. J., Jr: 1985, *Nature* **315**, 378
- Claverie, A., Isaack, G. R., McLeod, C. P., van der Raay, H. B., Roca-Cortés T.: 1979, *Nature* **282**, 591
- Connes, P.: 1984, Space Research Prospects in Stellar Activity and Variability, eds. A. Mangeney, F. Praderie, Paris Obs. Press, p. 91
- Demarque, P. et al.: 1985, Proc. of the Workshop on the Seismology of the Sun and Other Stars, Cambridge (in press)
- Deubner, F. L.: 1975, *Astron. Astrophys.* **44**, 371
- Flannery, B. P., Ayres, T. R.: 1978, *Astrophys. J.* **221**, 175
- Fossat, E.: 1981, Solar Phenomena in Stars and Stellar Systems, eds. R. M. Bonnet, A. K. Dupree, Reidel, Dordrecht, p. 75
- Fossat, E., Decanini, Y., Grec, G.: 1982, Instrumentation for Astronomy with Large Telescopes, ed. C. Humphries, Reidel, Dordrecht, p. 169
- Fossat, E., Grec, G., Gelly, B., Decanini, Y.: 1984a, *Compt. Rend. Acad. Sci. Paris*, Ser. 2, **229**, 17
- Fossat, E.: 1984b, Space Research Prospects in Stellar Activity and Variability, eds. A. Mangeney, F. Praderie, Paris Obs. Press, p. 77
- Fossat, E.: 1985, Proc. ESA Workshop on Future Mission in Solar, Heliospheric and Space Plasma, ESA SP 235, p. 209
- Goldreich, P., Keeley, D. A.: 1977, *Astrophys. J.* **212**, 243
- Gough, D.: 1985, *Nature* **314**, 14
- Grec, G., Fossat, E., Pomerantz, M. A.: 1983, *Solar Phys.* **82**, 55
- Harvey, J. W.: 1985, in N.O.A.O. Newsletter, N.S.O. p. 21
- Kurtz, D. W.: 1982, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **200**, 807
- Kurtz, D. W. and Seaman, J.: 1983, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **205**, 11

- Leighton, R.: 1960, I.A.U. Symp. **12**, *Nuovo Cimento Suppl.* **22**, 1961
- Morel, P., Baglin, A.: 1983, Communication aux 5<sup>eme</sup> journées de l'observatoire de Strasbourg
- Noyes, R. W., Baliunas, S. L., Belserene, E., Duncan, D. K., Horne J., Widrow, L.: 1984, *Astrophys. J.* **285**, L23–L26
- Shibahashi, H.: 1983, *Astrophys. J.* **275**, L5–L9
- Tassoul, M.: 1980, *Astrophys. J. Suppl.* **43**, 469
- Traub, W. A., Mariska, J. T., Carleton, N. P.: 1978, *Astrophys. J.* **223**, 583
- Unno, W., Osaki, Y., Ando, H., Shibahashi, H.: 1979, *Nonradial Oscillations of Stars*, University of Tokio Press
- Ulrich, R. K.: 1970, *Astrophys. J.* **162**, 993



# Chapitre 6

## 6. - Conclusion

La sismologie solaire a d'ores et déjà fourni d'impressionnants résultats atteignant une précision inhabituelle en astrophysique. Des variations relatives des fréquences des modes-p aussi petites que  $10^{-5}$  à l'échelle de l'année sont mesurables (cf 4.4.9).

Les acquis récents concernant la physique du soleil sont :

- La confirmation de la composition chimique, très voisine du modèle standard.
- La profondeur de la zone convective.
- La vitesse de rotation en fonction de la profondeur.
- Les premières indications sur ce que devient la rotation différentielle en profondeur.
- La localisation précise de la région où les modèles rendent le plus mal compte des observations (l'enveloppe radiative).

La partie du travail présenté dans cette thèse et concernant le soleil a particulièrement contribué à :

- l'amélioration des performances de l'instrument spectrophotométrique à résonance optique, et la mesure in-situ de paramètres instrumentaux utiles à la poursuite de nos programmes d'observation.
- l'élaboration de nombreux logiciels d'analyse de données, qui outre le traitement des données du Pôle Sud, seront utilisables pour le dépouillement des données du réseau I.R.I.S.
- la mesure de la variation des fréquences des modes p en quelques années. Les mesures effectuées ne suffisent pas pour déterminer une relation entre la variation des fréquences des modes p et l'activité solaire (nous disposons seulement de deux points sur le cycle). Si une loi venait à se dégager des mesures à venir, nous disposerions d'un nouveau type d'information à intégrer à la théorie du cycle.
- obtenir une mesure beaucoup plus précise (2%) du paramètre  $D_0$  qui dépend du gradient de la vitesse du son dans le coeur thermonucléaire. La valeur obtenue, en accord avec celle qui est calculée au moyen de modèles standards, devient extrêmement contraignante pour la construction de modèles non-standard.
- une étude de la durée de vie des modes p qui montre que l'on ne peut pas se contenter d'utiliser un simple paramètre "durée de vie" pour décrire l'évolution temporelle de chaque mode due aux processus d'excitation, d'amortissement, et d'interaction avec la

convection.

Aujourd'hui, plusieurs réseaux d'observatoires complémentaires en longitude sont en cours de montage, dont le notre (I.R.I.S.). Avec le succès de l'instrument ACRIM sur le satellite S.M.M., plusieurs projets spatiaux sont également à l'étude en photométrie mais aussi en mesures Doppler. Ces deux directions de développement sont à la fois parallèles et complémentaires. Les réseaux au sol permettront, avec un coût modeste, d'obtenir pendant 10 ans ou plus une couverture temporelle dépassant 80%. Pour surmonter le niveau de bruit atmosphérique particulièrement dominant à basse fréquence, dans le domaine des modes  $g$ , les mesures hors atmosphère seront évidemment décisives.

Avec l'avènement de ces projets, permettant une presque totale continuité des mesures pendant plusieurs années, on peut prévoir que la détermination fine des profils des pics sera possible. Dès lors, tous les processus physiques responsables de la formation de ces profils pourront être modélisés et étudiés. L'objet de la sismologie solaire pourrait alors devenir une "spectroscopie acoustique" qui permettra l'analyse des processus physiques qui définissent ces profils, comme la spectroscopie optique a permis au siècle dernier de comprendre les processus physiques d'émission et d'absorption lumineuse avec le succès que l'on sait.

La sismologie stellaire est un prolongement naturel de la sismologie solaire en disque intégré. Elle n'en est aujourd'hui qu'à ses premiers pas. Dans ce contexte, les résultats que nous avons présentés ont joué un rôle pionnier et moteur incontestable. Dans le cas stellaire, seuls deux paramètres sont initialement accessibles aux mesures, qui sont à l'extrême limite du bruit instrumental. Ce sont  $\Delta$ , équidistance des harmoniques successifs de même degré, et  $D$ , écart entre les fréquences des modes  $l=0$  et 2. D'après Gough (1987), la mesure simultanée de ces paramètres permet l'estimation de l'âge et de la masse dans un diagramme théorique, si celui-ci a été auparavant calibré par le couple  $(\Delta_{\odot}, D_{\odot})$ , et de déterminer avec de moins en moins d'hypothèses ces deux grandeurs indispensables à la théorie de l'évolution stellaire.

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] Agnelli G., Cacciani A., Fofi M., Sol. Phys. 44, 509-518, 1975.
- [2] Ben Ayad, Rapport de stage de D.E.A., Université de Nice, 1985.
- [3] Biermann L., Naturwiss. 33, 118, 1946.
- [4] Billardon M. Badoz J., C.R. Acad. Sc. Paris 262, serie B, 1672-1675, 1966.
- [5] Bos R.J., Hill H.A., Sol. Phys. 82, 89, 1983.
- [6] Brookes J.R., Isaak G.R., Van der Raay H.B., Nature 259, 92-95, 1976.
- [7] Brookes J.R., Issak G.R., Van Der Hayes H.B., M.N.R.A.S. 185, 1-17, 1978.
- [8] Brown T.M., Nature 317, 591-594, 1985.
- [9] Brown T.M., in Gough D.O. (ed.) Seismology of the Sun and Distant Stars, David Reidel, pp. 199-214, 1986.
- [10] Brown T.M., Mihalas B.W., Rhodes Jr E.J., in Physics of the Sun , P.A. Sturrock ed., vol 1, The Solar Interior, Chapter 7, Solar waves and oscillations, D. Reidel Publishing Company (1986).
- [11] Cacciani A., Rhodes E. J. Jr, in "Solar Seismology from Space", proceedings of the Snowmass Conference, Publ. N.A.S.A.-J.P.L. 84-84, pp 115-123, 1984.
- [12] Canit J.C. Badoz J., Appl. Opt. 22, 592-594, 1983.
- [13] Christensen Dalsgaard J., Gough D.O., Nature 259, 89-92, 1976.
- [14] Christensen Dalsgaard J., Gough D.O., Morgan J.G., Astron. Astroph. 73, 121-128, 1979.
- [15] Christensen Dalsgaard J., Gough D.O., Nature 288, 544-547, 1980.
- [16] Christensen-Dalsgaard J., Gough D.O., Lectures Notes in Physics 125, 184, 1980.
- [17] Christensen Dalsgaard J., Gough D.O., Astron. Astroph. 104, 173-176, 1981.
- [18] Christensen-Dalsgaard J., Gough D.O., M.N.R.A.S. 198, 141-171, 1982
- [19] Christensen-Dalsgaard J., Frandsen S., Sol. Phys. 82, 469, 1983.
- [20] Christensen Dalsgaard J., Gough D.O., in "Solar Seismology from Space", proceedings of the Snowmass Conference, Publ. N.A.S.A.-J.P.L. 84-84, 1984.
- [21] Christensen Dalsgaard J., Space Research Prospect in Stellar Activity and Variability, eds A. Mangenay, F. Praderie, Paris Obs. Press, pp 91, 1984.
- [22] Christensen Dalsgaard J., Duvall T.L. Jr, Gough D.O., Harvey J.W., Rhodes E.J. Jr., Nature 315, 378-382, 1985.
- [23] Christensen Dalsgaard J., in Proceedings of the I.A.U. Symposium 123, Advances in Helio-Asteroseismology, in press, 1986.
- [24] Cimino M., Cacciani A., Sopranzi N., Sol. Phys. 3, 618-622, 1968.
- [25] Cimino M., Cacciani A., Fofi M., Sol. Phys. 11, 319-33, 1970.

- [26] Claverie A., Issak G., McLeod C.P., Van der Raay H.B., Roca Cortes T., *Nature* 282, 591-594, 1979.
- [27] Claverie A., Issak G., McLeod C.P., Van der Raay H.B., *Nature* 293, 443-445, 1981.
- [28] Claverie A., Issak G.R., McLeod C.P., Van Der Raay H.B., in Belvedere G., Paterno L. (eds.) "Oscillation As a Probe of the Sun's Interior", Proceedings of the EPS study conference, pp 63-66, 1983.
- [29] Cowling T.G., *M.N.R.A.S.* 101,367, 1941.
- [30] Cowling T.G., Newing R.A., *Ap. J.* 109, 149, 1949.
- [31] Cox J.P., *Theory of Stellar Pulsation*, Princeton University Press (1980).
- [32] Delache P., Scherrer P.H., *Nature* 306, 651-653, 1983.
- [33] Deubner F.L., *Sol. Phys.* 2, 133-149, 1967.
- [34] Deubner F. L., *Sol. Phys.* 9, 343-346, 1969.
- [35] Deubner F.L., *Sol. Phys.* 17, 6-20, 1971.
- [36] Deubner F. L., *Sol. Phys.* 22, 263-275, 1972.
- [37] Deubner F. L., *Sol. Phys.* 39, 31-48, 1974.
- [38] Deubner F. L., *Astron. Astroph.* 44, 371-375, 1975.
- [39] Deubner F.L., *A.A.* 57, 320, 1977.
- [40] Deubner F.L., *Astron. Astroph.* 57, 317-320, 1977.
- [41] Deubner F.L., Ulrich R.K., Rhodes E.J. Jr, *Astron. Astroph* 72, 177, 1979.
- [42] Deubner F.L., *Nature* 290, 682, 1981.
- [43] Deubner F.L., Isserstedt J., *A.A.* 126, 216, 1983.
- [44] Deubner F.L., *Astron. Astroph.* 126, 216-219, 1983.
- [45] Dittmer P.H., S.U.I.P.R. Report 686, Stanford University, 1977.
- [46] Driscoll W. G. ,Vaughan G., *Handbook of Optics*, Optical Society of America, Mac-Graw Hill, New-York, 1978.
- [47] Duvall T.L. Jr, Harvey J.H., *Nature* 300, 242-243, 1982.
- [48] Duvall T.L. Jr, Harvey J.H., *Nature* 302, 24-27, 1983.
- [49] Duvall T.L. Jr, Harvey J.H., in "Solar Seismology from Space", proceedings of the Snowmass Conference, Publ. N.A.S.A.-J.P.L. 84-84, 1984.
- [50] Duvall T.L. Jr, Harvey J.H., *Nature* 310, 19-21, 1984.
- [51] Duvall T.L. Jr, Dziembowski W.A., Goode P.R., Gough D.O., Harvey J.H., Leibacher J.W., *Nature* 310, 22-25, 1984.
- [52] Duvall T.L., Harvey J.W., Pomerantz M.A., *Nature* 321, 500-501, 1986.
- [53] Dziembowski W., *Acta Atronomica* 27, 203.
- [54] Evans J.W., Michard R., *Ap, J.* 135, 812-821, 1962.

- [55] Evans J.W., Michard R., Ap, J. 136, 493-506, 1962.
- [56] Edmonds, F. N., Michard, R., Jr., Servajean, R., ",Annales d'Astrophysique, 28, 534-1965
- [57] Evans J. W., P.A.S.P.,52, 309, 305-311, 1940.
- [58] Fossat E., Thèse de Doctorat de Spécialite, Université de Nice, pp 16, 1970.
- [59] Fossat E., Ricord G., Sol. Phys. 28, 311-317, 1973.
- [60] Fossat E., in Solar Phenomena in Stars ans Stellars Systems, R.M. Bonnet and A.K. Dupree eds., D. Reidel publishing Co, 75-98, 1981.
- [61] Fossat E., Grec G., Gelly B., Decanini Y., The Messenger 36, 20-22, 1984 a.
- [62] Fossat E., Grec G., Gelly B., Decanini Y., Comptes Rendus Ac. Sciences Paris, Série 2, 229, 17, 1984 b.
- [63] Fossat E., Improvements in Photometry, Proceedings of the NASA/SDSU Workshop, San Diego Ca, Borucki W. ,Young A. Editors, 1984 c.
- [64] Fossat E., Gelly B., Grec G., Pomerantz M., Astron. Astroph. letters, 1987, (in press)
- [65] Francon M., Séparation des radiations par les filtres optiques, Masson, Paris, 1984.
- [66] Frazier E. N., Z. Astrophysik 68, 345-358, 1968.
- [67] Frohlich C., Delache P., in Belvedere G. et Paterno L. (eds.) Proceedings of the E.P.S. Study Conference " Oscillations as a Probe of the Solar Interior", pp 99, 1983.
- [68] Gabriel M., Scufflaire R., Noels A., Astron. Astroph. 110, 50-53, 1982.
- [69] Gelly B., Grec G., Fossat E., A.A. 164, 383, 1986.
- [70] Gonczi G., Roddier F., Sol. Phys. 8, 255-259, 1969.
- [71] Gough D.O., Lecture Notes in Physics, Hill et Dziembowski eds., Springer, 1979.
- [72] Gough D.O., Nature 298, 334-339, 1982.
- [73] Gough D., Nature 314, 14, 1985.
- [74] Grec G., Fossat E., Vernin J., Astron. Astroph 50, 221-225, 1976.
- [75] Grec G., Fossat E., Pomerantz M., Sol. Phys. 82, 55-66, 1983.
- [76] Howard R., Sol. Phys. 2, 3-33, 1967.
- [77] Hill F., Newkirk (... ?)
- [78] Hill H.A., Caudell T.P., M.N.R.A.S. 186, 1979.
- [79] Issak G.R., Nature 296, 130-131, 1982.
- [80] Issak G.R., Van Der Raay H.B., Palle P.L., Roca Cortes T., Delache P., in Belvedere G. et Paterno L. (eds.) Proceedings of the E.P.S. Study Conference " Oscillations as a Probe of the Solar Interior", pp 91, 1983.
- [81] Jones R.H., Ann. Math. Statist. 33, 455-461, 1962.
- [82] Jones R.H., Ann. Ins. Statist. Math. 23, 387-398, 1971.

- [83] Kemp J.C., J.O.S.A. 59, 950-954, 1969
- [84] Kurtz D. W., M.N.R.A.S. 200, 807-859, 1982.
- [85] Laclare F., Journet A., Sadsaoud H., C. R. Acad. Sc. Paris, t301, série II, no 6, 1985.
- [86] Landau D. L., Lifshitz E. M., Quantum mechanics, Pergamon Press, pp 427-434, 1958.
- [87] Lebreton Y., Maeder A., Astron. Astroph 175, 99-112, 1987.
- [88] Ledoux P., in Handbuch der Physik, 605, 1958.
- [89] Ledoux P., Walraven T., in Handbuch der Physik 51, pp 353, S. Flugge ed., Springer-Verlag, Berlin, 1958.
- [90] Leibacher j., Stein R.F., Ap. Lett. 7, 191-192, 1971.
- [91] Leibacher J.W., Stein R.F., in The Sun as a Star, S. Jordan ed., NASA SP-450, Washington D.C., Oscillations and Pulsation, p.263., 1981.
- [92] Leighton R. B., Noyes R. W., Simon G. W., Ap. J. 135, 474-499, 1962.
- [93] Libbrecht K.G., Nature 1985,
- [94] Lyot B., Ann. Astr., 7, 31-79, 1944.
- [95] Mitchell A.C., Zemansky M.W., Resonance radiation and excited atoms, Cambridge University Press, 1971.
- [96] Musman S., Sol. Phys. 36, 313-319, 1974.
- [97] Musman S., Rust D. M., Sol. Phys. 13, 261-286, 1970.
- [98] Noyes, R. W., "Observational Studies of Velocity Fields in the Solar Photosphere and Chromosphere", in Aerodynamic Phenomena in Stellar Atmospheres, 28, 293- 1967
- [99] Noyes R.W., Baliunas S.L., Belsener E., Duncan D.K., Horne J., Widrow L., Ap. J. 285, L-23, 1984.
- [100] Noels A., Scuffaire R., Gabriel M., Astron. Astroph. 130, 389-396, 1984.
- [101] Pekeris C.L., Ap. J. 88, 189, 1938.
- [102] Plaskett H. H., M. N. R. A. S. 114, 251-270, 1954.
- [103] Primi P., Gelly B., in Veuve Clicquot (eds) Les Mélanges Ideaux et la Symbolique Relationelle, pp 1-17, Université de Grasse, 1987.
- [104] Report of the NASA science working group on the Study of Solar Oscillations from Space, Noyes R.W. et Rhodes E.J. Jr (eds), J.P.L. 400-237, 1984.
- [105] Rhodes E.J. Jr, Ulrich R.K., Simon G.W., Ap. J. 218, 910-919, 1977.
- [106] Rhodes E.J. Jr, Howard R.F., Ulrich R.K., Smith E.J., in Solar instrumentation : What's next , R.B. Dunn ed., Sacramento Peak Observatory, Sunspot, p 102-127, 1981.
- [107] Rouget G., Thèse d'université, Université de Paris VII, Paris 1985.
- [108] Severny A.B., Kotov V.A., Tsap T.T., Nature 259, 87-89, 1976.
- [109] Souffrin P., Ann. Astroph. 29, 55, 1966.

- [110] Scherrer P.H., Wilcox J.M., Kotov V.A., Severny A.B., Tsapp T.T., *Nature* 277, 635-637, 1979.
- [111] Scherrer P.H., Wilcox J.M., *Sol. Phys* 82, 37, 1983.
- [112] Schmider F.X., Fossat E., Grec G., Gelly B., *Proceedings of the I.A.U. Symposium 123, Advances in Helio-Asteroseismology*, in press, 1986.
- [113] Schwartzchild M., *Ap. J.* 107, 1, 1948.
- [114] Scufraire R., Gabriel M., Noels A., *Astron. Astroph.* 113, 219-222, 1982.
- [115] Shibahashi H., *Ap. J.* 275, L5, 1983.
- [116] Shibahashi H., Noels A., Gabriel M., *Astron. Astroph.* 123, 283-288, 1983.
- [117] Smith M.A., *Ap.J.* 253, 727, 1982.
- [118] Smith M.A., *Ap.J.* 265, 325, 1983.
- [119] Spruit H.C., Knobloch E., Roxburgh I.W., *Nature* 304, 520-522, 1983.
- [120] Tannenbaum A. S., Wilcox J. M., Frazier E. N., Howard R., *Sol. Phys.* 9, 328-342, 1969.
- [121] Tassoul M., *Ap J. suppl.* 43, 469, 1980.
- [122] Thomas J. H., Clark P. A., Clark A., *Sol. Phys.* 16, 51-66, 1971.
- [123] Toomre J., in "Solar Seismology from Space", *proceedings of the Snowmass Conference, Publ. N.A.S.A.-J.P.L.* 84-84, pp 7-39, 1984.
- [124] Traub W. A., Mariska J. T., Carleton N.P., *Ap. J.* 223, 583, 1978.
- [125] Ulrich R.K., *Ap.J.* 162, 933, 1970.
- [126] Ulrich R.K., Rhodes E. J. Jr, *Ap. J.* 218, 521-529, 1977.
- [127] Unno W., Osaki Y., Ando H., Shibahashi H., *Nonradial Oscillation of Stars*, University of Tokyo Press, 1979.
- [128] White O. R., Cha M. Y., *Sol. Phys.* 31, 23-74, 1973.
- [129] Willson R.C., *Appl. Optics* 18, 179, 1979.
- [130] Willson R.C., Hudson H.S., *Ap. J.* 244, L185, 1981.
- [131] Wolf C. L., *Ap. J.* 177, L87-L92, 1972.
- [132] Wolf C. L., *Sol. Phys* 32, 31-39, 1973
- [133] Woodard M., Hudson H.S., *Nature* 305, 1983.
- [134] Woodard M., *Short Period Oscillation In the Total Solar Irradiance*, Dissertation, University of California, San Diego, 1984.
- [135] Woodard M., Noyes R.W., *Nature* 318, 449, 1985.

## RESUME

---

L'utilisation de la résonance optique permet de construire des spectrophotomètres d'une d'excellente qualité spectrale. Leur application à la sismologie du soleil et des étoiles de type solaire a permis la mise en évidence de modes propres de pression sur Procyon et Alpha Centauri. Les modes propres que nous avons observés sont la composition stationnaire d'ondes acoustiques se propageant, et sont porteurs d'information sur les propriétés intégrales de l'étoile (intégrale de la vitesse du son), ainsi que sur certains paramètres du coeur thermonucléaire.

Dans le cas du soleil, la contribution des observations sismologiques aux tests de la structure interne dépasse celle des mesures de flux de neutrinos. Nous disposons maintenant de suffisamment de mesures cohérentes pour étudier le changement des modes propres avec l'activité solaire. Nous mettons en évidence une variation des fréquences propres d'oscillation entre les données fournies par le satellite S.M.M. en 1980 et nos propres observations du Pôle Sud 1985.

La contrepartie scientifique de la sismologie du soleil est suffisamment importante pour que l'intérêt des réseaux d'observation devienne une évidence. Le réseau I.R.I.S. apportera une couverture temporelle permettant l'étude de la structure profonde du soleil (dynamique, chimique, magnétique..) sur des durées comparables au cycle solaire. L'expérience IRIS-01 a constitué le premier maillon du réseau niçois.

Mots clés: Astronomie - Sismologie solaire - Sismologie stellaire -  
Observations d'oscillations - Alpha Centauri - Procyon.