

Re mercie ents

Je tiens avant tout `

aire

Introduction générale	11
1 Modes propres d'oscillations solaires	17
1.1 Introduction	17
1.2 Modes propres d'oscillations	17
1.2.1 Description asymptotique des modes de gravité	19
1.2.2 Description asymptotique des modes acoustiques	21
1.3 Origine des excitations acoustiques	21
1.3.1 Mécanisme de ighthill	22
1.3.2 Excitation et amortissement des modes par la turbulence convective .	23
1.4 Pourquoi mesurer les paramètres des modes propres ?	25
1.4.1 O.	

3.3.2	Minimisation à une dimension: méthode de Newton	45
3.3.3	Généralisation à n dimensions: méthode dite de "quasi-Newton" . . .	47
3.3.4	Valeurs initiales des paramètres libres	48
3.3.5	Importance du nombre de paramètres: choix du modèle	49
3.4	Asymétrie des profils des modes χ^2	54
3.5	Conclusion	55
4	Détermination des incertitudes des paramètres des modes	57
4.1	Introduction	57
4.2	Incrtitudes statistiques analytiques	58
4.3	Incrtitudes statistiques de type Monte Carlo	60
4.3.1	Sur l'erreur de la méthode de filtrage par Kalman, par rapport à la méthode de l'ajustement par moindres carrés	adi. 58

6.4.1	Paramètres $D_0 - \Delta\nu_0$	103
6.4.2	Variation des fréquences en fonction de l'activité S t e magn	

Index des figu

4.1 Densité spectrale GO , $T =$

5.12	Effet de la corrélation sur l'estimation du splitting. L'ajustement de profils théoriques supposent que les modes ne sont pas corrélés (-). Dans le cas d'une analyse paramétrique on estime une matrice de covariance du signal d'excitation à partir d'une bande de fréquence centrée sur un mode de $\ell = 1$, dont les éléments non diagonaux (c) traduisent la corrélation entre les deux composantes. Pour une corrélation positive, $c > 0$, (-) le splitting est surestimé. Dans le cas d'une corrélation négative, $c < 0$ (-) le splitting est sous-estimé. D'après Ferrari et al. 1998.	89
5.13	Puissance par mode des $\ell = 0, 1, 2$ et 3. Données GO	91
5.14	Largeurs des modes des $\ell = 0, 1, 2$ et 3. Données GO	92
5.15	Mode en puissance en fonction de la fréquence de la puissance acoustique fournie aux modes par la turbulence convective. Données GO	94
5.16	$\log(\frac{dE}{dt})$ en fonction de $\log(E)$. Evolution au cours du temps de l'énergie de la turbulence. Lesieur et al. (1994).	96
6.1	Cycle utile du réseau IRIS++ de 1989 à 1996. Pour chacune des années on a représenté le cycle utile mensuel superposé au cycle utile calculé sur 48 heures	

rayonnement, soit par convection. La description de la convection est un des points faibles dans l'établissement d'un modèle. La convection est traitée par la théorie de la longueur de mélange, qui permet de calculer le gradient convectif de temp'

3. a zone convective, qui s'étend de 0

- une méthode "collective" de la mesure du paramètre "splitting" est appliquée pour déterminer ce paramètre en fonction de l'ordre n du mode μ . Les résultats sont

Chapitre 1

Modes propres d'oscillations sismiques

1.1 Introduction

Le soleil est en

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{\nabla p}{\rho} - \nabla \phi \quad (1.2)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = \Gamma_1 \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} \quad (1.3)$$

$$\Delta \phi = 4\pi G \rho \quad (1.4)$$

ρ est la densité, p la pression, T la température, ϕ le potentiel gravitationnel, G la constante de gravité et V la vitesse.

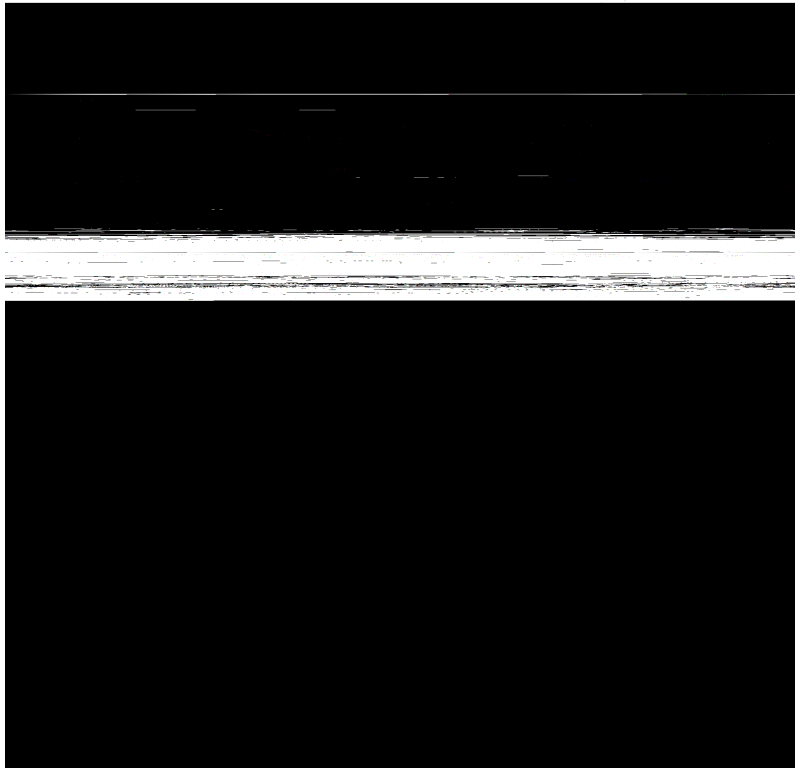


figure 1.2: Harmoniques sphériques.

Un mode propre d'oscillation est caractérisé

1.2.2 Le ription asymptotique de mode acoustique

Les ondes de pression correspondent à des variations de la pression d'un élément de matière dont le retour à l'équilibre est dû à la force de pression. Le domaine d'existence des modes p s'étend sur tout l'intérieur solaire, ils se propagent plus ou moins profondément en fonction de leurs degrés ℓ et de leurs fréquences ν (les modes de bas degrés, $\ell \leq 3$, pénètrent le cœur), fig 1.1. Les ondes acoustiques stationnaires sont réfléchies à l'atmosphère solaire et induisent des déformations de la surface. Ces mouvements oscillatoires ainsi provoqués sont mis en évidence à la base de la photosphère.

a granulation est la manifestation dans la photosph`

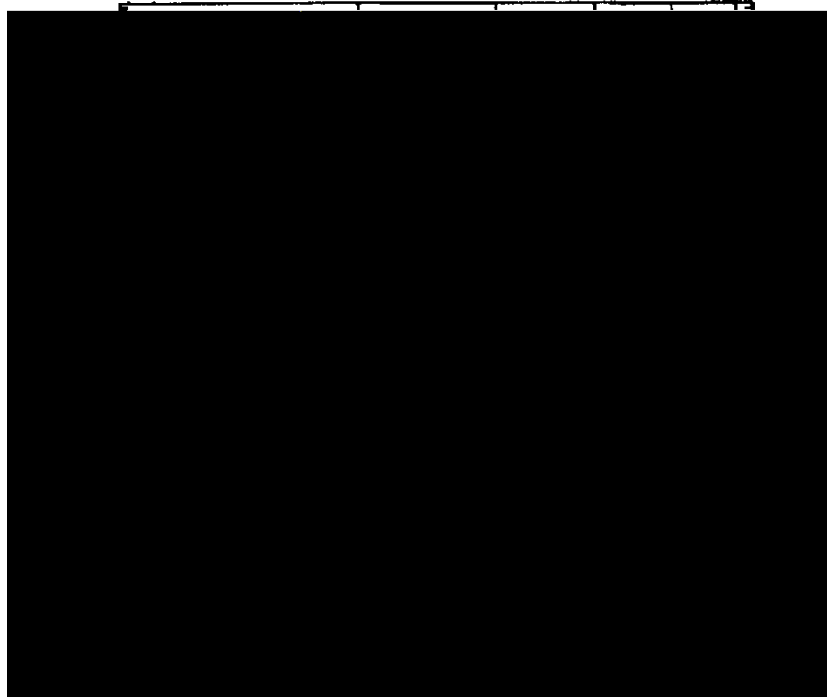




Figure 1.4: Damping rates Γ des modes de degrés $\ell = 19$ à 24 .

$\Gamma(\nu)$ présente un palier entre 2.3 et $3mHz$. $\Gamma(\nu)$ est inversement proportionnel à la durée de vie d'un mode et caractérise son amortissement. D'après Libbrecht (1988).

ω_{nlm} est la pulsation de l'oscillateur harmonique amorti, solution de cette équation, qui interagit avec la force aléatoire $F(t)$. Γ est une constante d'amortissement. Par hypothèse $\xi_{nlm} \sim \xi_{nlm} e^{-\Gamma t}$. ξ_{nlm} est la pulsation de l'oscillateur harmonique amorti, solution de cette équation, qui interagit avec la force aléatoire $F(t)$. Γ est une constante d'amortissement. Par hypothèse $\xi_{nlm} \sim \xi_{nlm} e^{-\Gamma t}$.

1.4.2 Test de modèle de turbulence interne

Les différences entre les fréquences observées (ω_{obs}) et les fréquences prédites par un modèle

Chapitre

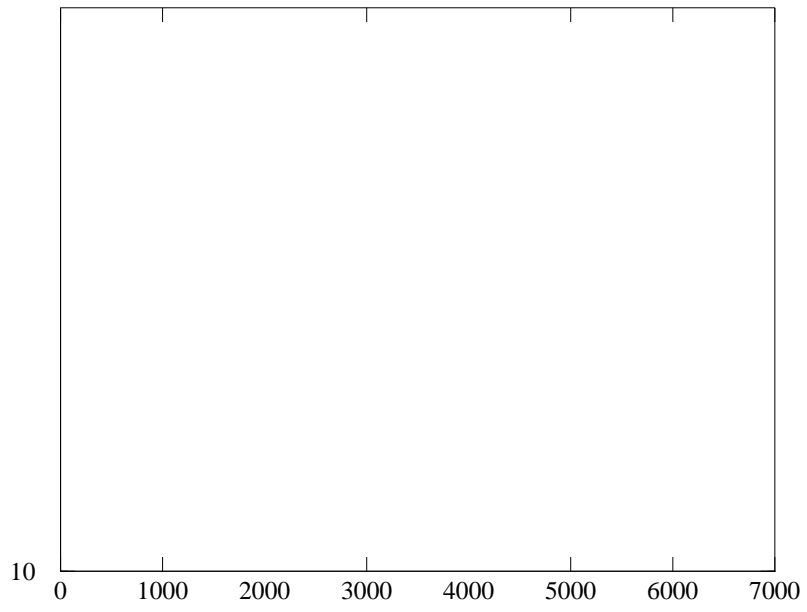
Cas d'une excitation unique à l'instant t_0

Le cas d'une excitation unique à l'instant t_0 , s'obtient à partir de l'équation 2.2, pour $j = 0$:

$$q(t) = A_0 \sin(2\pi\nu_n(t - t_0)) e^{-(t-t_0)}$$

$$s(\nu) = L(\nu) \times \mathbb{H}(\nu) \quad (2.7)$$

La figure 2.1 montre l'effet des ré-excitations stochastiques sur le profil théorique dû à un oscillateur amorti, et l'aspect en "spectacles" de la densité spectrale.



2.3.3 Nature du bruit

Bruit solaire

Le bruit solaire est dû aux mouvements aléatoires et incohérents dans le temps des fines structures de la surface solaire. Les mouvements de la granulation et de la supergranulation contribuent au bruit dans la densité.

où $\bar{\Omega}(\Theta)$ est la vitesse de la rotation à la colatitude Θ et P_ℓ^m le polynôme de Legendre associé au mode (ℓ, m) .

- $\Gamma_{n,\ell,m}$: largeur d'une composante m

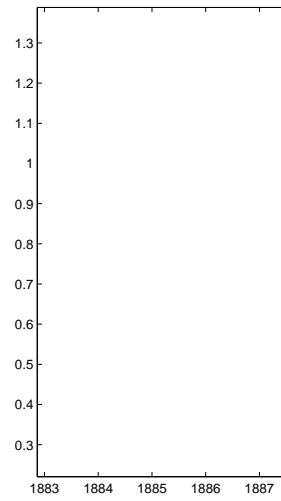
Dans le cas d'observations de type disque intégré, on n'observe qu'une partie de la levée partielle dégénérescence en ℓ pø en

la disposition des pics des modes acoustiques dans la densité spectrale évolue en fonction de la fréquence (fig 3.2). De fait, les modes pairs $\ell = 0$ et $\ell = 2$ et impairs $\ell = 1$ et $\ell = 3$ ont tendance à se "rapprocher" (i.e.: fréquence d'oscillation plus proche) alors que la fréquence augmente. Ceci, conjointement lié à l'augmentation des largeurs en fonction de la fréquence

On perd fréquement la visibilité

3.3.1 Functional form of the maximum likelihood

The probability density function $p(s(\nu_i))$ of the spectral density $s(\nu_i)$ follows a χ^2 law of order 2 because of the

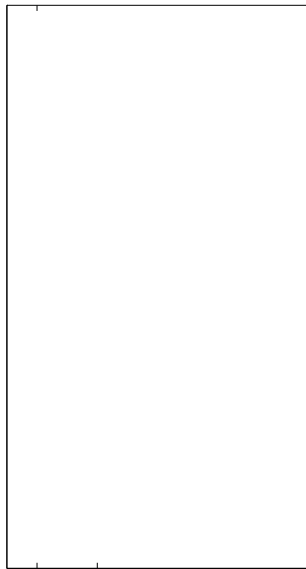


- groupe $\ell = 1 - 3$, $\mathbf{a} = \{A_{n,1}, \Gamma_{n,1}, \nu_{n,1}, A_{n-1}$

f

es données, 4 années IRIS et 420 jours GO , que j'ai analysée au cours de ma thèse (pour la détermination des amplitudes et des largeurs dans le cas GO

des modes p donnée par ces méthodes ne peut être meilleure que le minimum global de la fonctionnelle correspondant au χ^2 de la densité spectrale. Le fait de travailler sur un spectre "nettoyé" donne des barres d'erreurs analytiques, calculées à partir de la courbure de la fonctionnelle à la solution, plus faibles justement à cause de la "propreté" de cette fonctionnelle. L'incertitude sur les fréquences, largeurs ou amplitudes est évidemment fonction de la qualité de la densité spectrale mais elle doit aussi tenir compte des fluctuations statistiques de ces paramètres liées à la nature stochastique de l'excitation des modes acoustiques solaires.



2824

calculés par la dérivée seconde de $H(\mathbf{a})$ (4.2):

$$h_{e_{ij}} = \mathbb{E} \left(\frac{\partial^2 H(\mathbf{a})}{\partial a_i \partial a_j} \right) \quad (4.2)$$

où \mathbb{E} est l'espérance mathématique.

Une approximation de ces éléments peut-être calculée lorsque l'on observe un grand nombre de réalisations d'un mode L

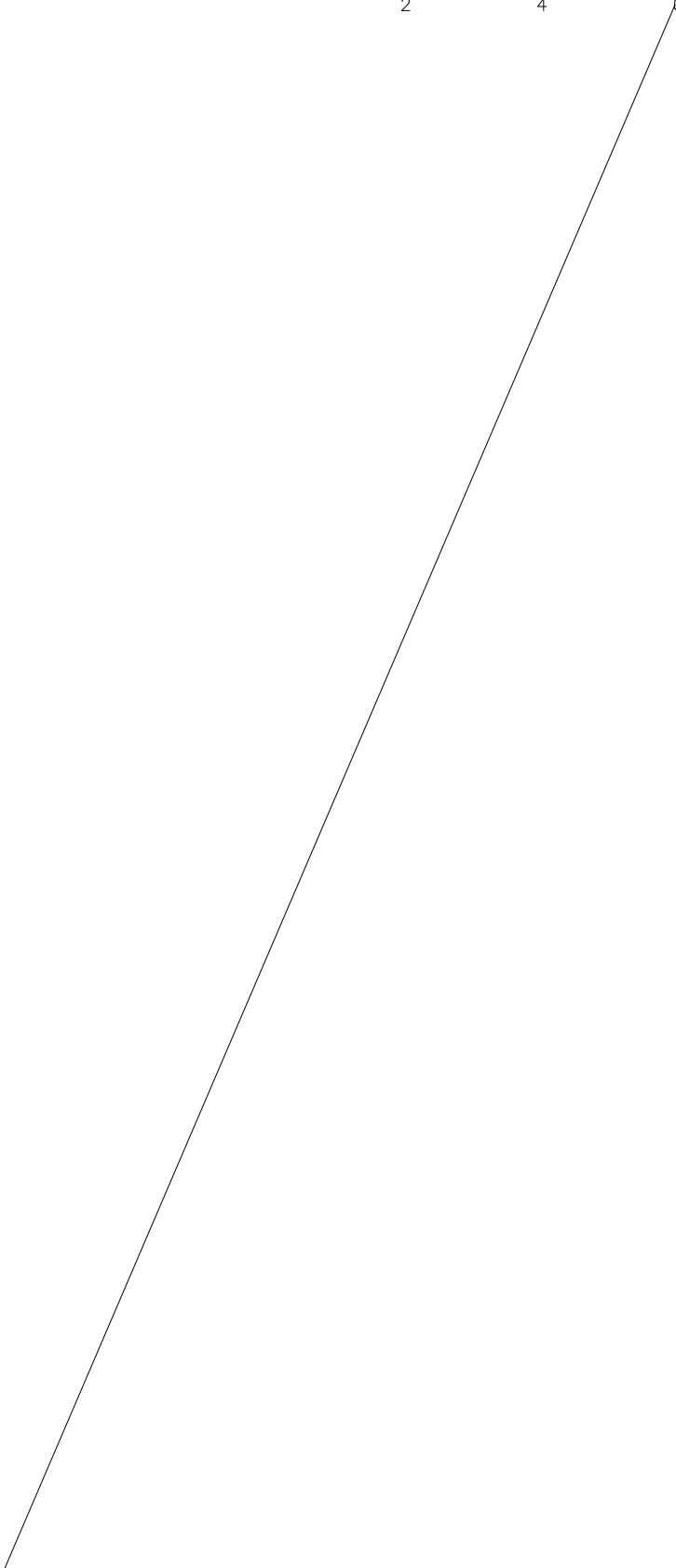
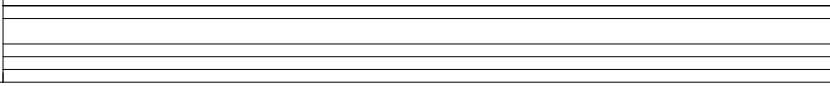
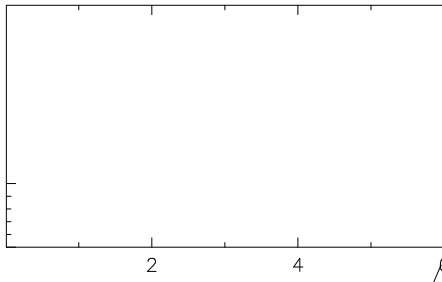
$$\sigma_{\ln \Gamma}^2 = \frac{1}{\pi T \Gamma} (\sqrt{\beta + 1} + \sqrt{\beta})^2 \quad (4.5)$$

Le problème s'amplifie dans le cas où l'on ajuste des groupes de modes: le Hessien a pour dimension le nombre de paramètres libres et l'estimation d'un β par une forme analytique a pour pes β

3. Lösung

$$\delta b = (g_{\mathbb{R}}(\nu_i) \sqrt{b_0})$$

l'augmentation des incertitudes sur la fréquence centrale d'un multiplet, due aux inter-



5.2 Stabilité de fréquence GOL au minimum d'activité magnétique, 1956-1959

L'activité magnétique solaire modifie, au cours de son cycle de 11 ans, la structure du Soleil principalement au niveau de la surface (Ibbrecht et al. 1990). Cet effet provoque une variation négative des fréquences des modes p , fonction de la fréquence, alors que le cycle d'activité solaire décroît. L'indice, aloudu S

$$L_1(\nu) = \frac{A}{1 + \left(\frac{\nu}{\Gamma}\right)^2} \quad (5.1)$$

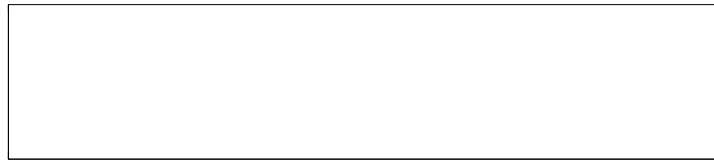
$$L_2(\nu) = \frac{A}{1 + \left(\frac{\nu - shift}{\Gamma}\right)^2} \quad (5.2)$$

$$h_{12}(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} L_1(\nu)L_2(\nu + \eta)d\eta = \frac{A^2\Gamma\pi}{2\left(1 + \left(\frac{\nu - shift}{2\Gamma}\right)^2\right)} \quad (5.3)$$

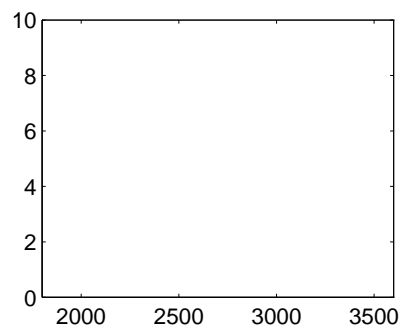
La valeur de la variation de fréquence du mode, *shift*, entre les deux densités spectrales, est déterminée par l'ajustement d'un profil de Lorentz sur le spectre de cross-corrélation $h_{12}(\nu)$, en utilisant une minimisation par moindres carrés.

p

5.2.3 Variation individuelle de fréquence



La variation individuelle de fréquence d'un même mode dans deux densités spectrales différentes se fait par la détermination de la position du pic provenant de la cross-corrélation de deux bandes de fréquences isolant chacune ce mode dans les deux densités spectrales. Cette détermination se fait, là aussi, par l'ajustement d'un profil de Lorentz sur $I_{12}(\nu)$ par moindres carrés (



es résultats, tableau 5.1, montrent qu'il n'y a pas de variation des fréquences en f



1880

trales de 80 jours.

5.3.1 Méthode collective: Cro - corrélation

Les méthodes collectives (**are** et al. 1996) consistent à utiliser plusieurs réalisations des modes $\ell > 0$ afin de moyennner plusieurs réalisations de la différence de fréquence entre les composantes du mode. La moyenne directe des 8 densités spectrales ne f

Dans le cas idéal, la cross-corrélation donne 3 profils de orient

La mesure de splitting individuels $\ell = 1$ et $\ell = 2$ se fait donc par l'ajustement de profils de Lorentz sur la moyenne de n' cross-corrélations (fig 5.7 et 5.8). Ces profils ont par hypothèse la même largeur et ont une amplitude symétrique autour du pic central, leur séparation est constante et $\propto s(n)$,

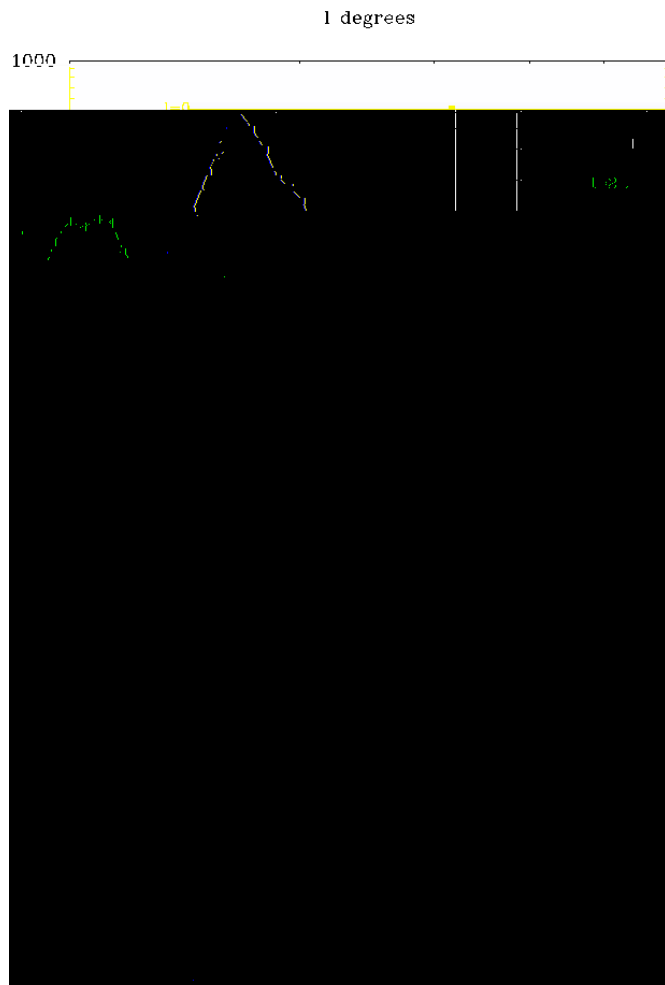


Figure 5.13: Puissance par modes $\ell = 0, 1, 2$

à cause de l'opacité du milieu. L'excès de pression qui en résulte accentue le flux radiatif

Chapitre 6

Analyse des données

Year

correspondant à des données discontinues, l'énergie d'un mode p est donc partiellement redistribuée dans des pics latéraux situés à $11.57\mu Hz$, les pics lat'

et quels pouvaient être leurs effets dévastateurs pour la détermination des paramètres des

Fre 1

et dépend de la masse de l'étoile. D_0 correspond lui au gradient de la vitesse du son dans le coeur solaire et dépend donc de la masse à l'intérieur du coeur. Ces paramètres dépendent donc

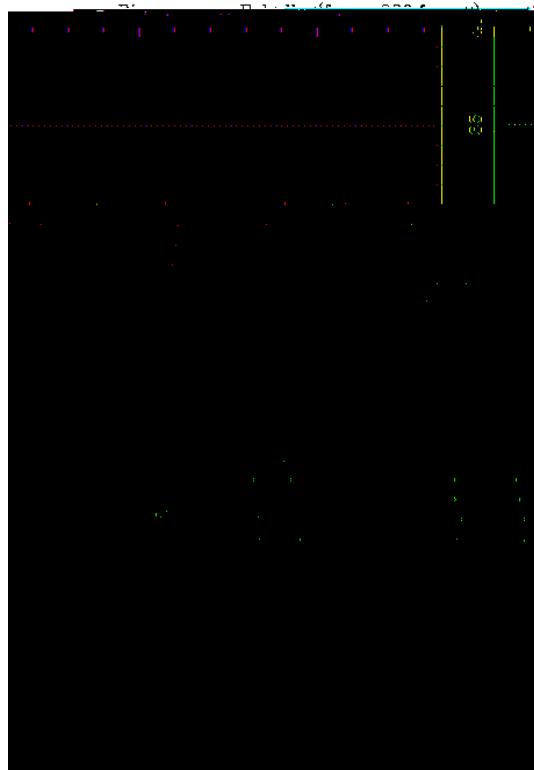
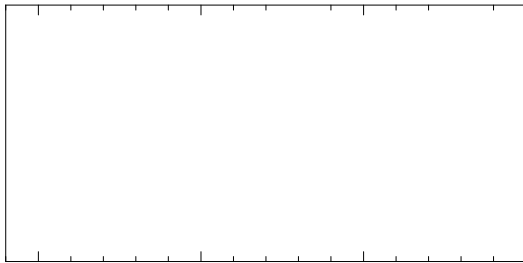


figure 6.6: Diagramme échelle. Données IRIS 1990.

$$\nu_\ell(0) = \nu_0(0) + \ell(\ell + 1)D_0 \quad (6.6)$$

$$\Delta\nu_\ell = \Delta\nu_0 + \ell(\ell + 1)d_0$$



la présence des pics latéraux à l'intérieur (ou presque) du mode. C'est pourquoi nous ne donnons pas de mesures de largeurs pour $n > 26$.

2. La multiplication des données dans l'espace du temps par la fenêtre d'observation agit sur la forme du profil de *contour* des modes: les amplitudes sont diminuées et les largeurs augmentées. Les largeurs données dans la table 6.2, sont des largeurs corrigées de cette augmentation grâce à deux procédures Monte Carlo (§5.3). Cette augmentation est très faible, inférieure au dixième de la largeur, et ne montre pas de dépendance en fonction de la fréquence, ce qui justifie une correction linéaire au coup par

le palier de la courbe de largeurs entre 2.5 et 3. mH est clairement visible (§5.4.1, Ibbrecht 1988), mais la qualité des données ne permet pas de d'apprécier une éventuelle décroissance de celui-ci actuellement sensible uniquement sur les données spatiales (§5.4.1).



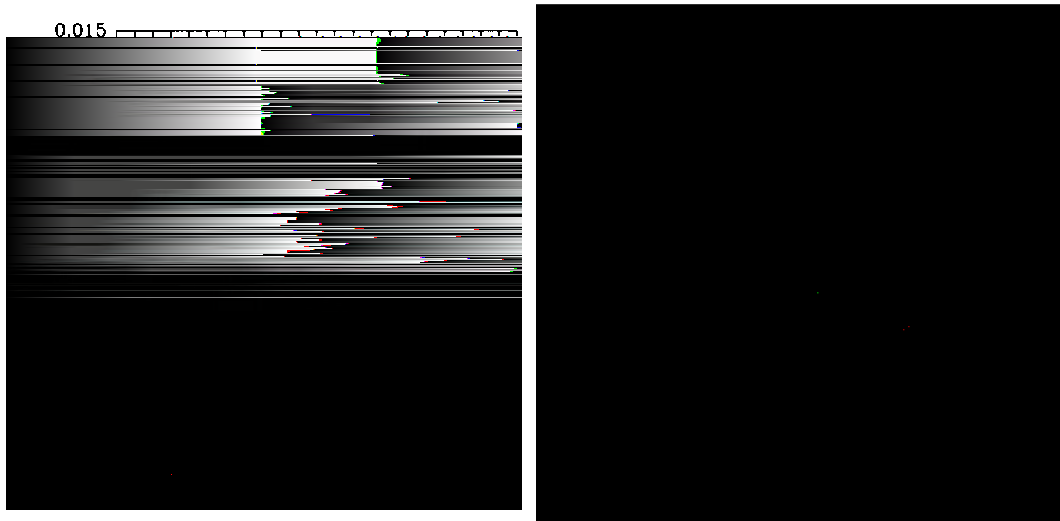


Figure 6.10: Inversions IRIS 1992 avec BBSO et OI (1994) avec BBSO (d'après Kosovichev (1995))

effectuée par Kosovichev (1995). Ce type d'inversion vise à tester l'hypothèse de la concentration d'hélium dans le cœur par effet gravitationnel. Cette hypothèse, matérialisée par la courbe en pointillé, est comparée à

t

cohérence est due à la quasi-périodicité des fréquences des modes propres (Gabriel et al. 1999).

7.2.■ In

- 2 a et X sont multipliés par la fonction fenêtre dans le but de reproduire exactement son effet de discontinuité.
 - 3 Les discontinuités de a et X sont interpolées par une fonction sinus dans une fenêtre de 8 jours (fig 7.3), déplacée le long de a et X . Chaque interruption est alors remplacée par la moyenne des interpolations effectuées dans les différentes fenêtres.
- Le signal ainsi reconstruit est $(A + iB)$.

Per

$S^{\pi D}$
 $\nu \mathbf{E}$

P^p

$S^{\pi D}$

\mathbf{b}^{ctv}

$S^{\pi D}$

XP

$p \mathbf{E}$

et $V_b(t)$, c'est à dire qui correspondent à des sites diff'

Bibliographie

- [1] R. Anderson, T. Duvall Jr, S.M. Jefferies, *p. J.*, **364**, 699 (1990)
- [2] M. Inguera Gubau, P. Pallé, P. Hernandez, C

33] P. Goldreich, ■. Murray, P.

[54] P. .Pallé, C. Régulo, T. Roca Cortés, *Strophys.*, **224**, 253 (1989)

[55] P. .PalléRég, *tt* \mathbb{X} \mathbb{Y} \mathbb{Z} , \mathbb{A} , \mathbb{B}
 r] P. .Pallé \mathbb{P}

Résumé

Ce travail porte sur l'analyse de données héliosismiques étudiant la structure interne du Soleil par la mesure des modes

Abstract

This work is on the analysis of helioseismic data which stu

Erratum

■ la suite d'un problème de versions lors de l'impression, la page