

2M11.2592.2

Université de Montréal

Analyse astéroséismologique de la naine blanche pulsante Ross 548

par

Geneviève Cournoyer

Département de physique

Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures  
en vue de l'obtention du grade de  
Maître ès sciences(M.Sc.)  
en physique

octobre,1997

©Geneviève Cournoyer, 1997



5 QC 4AC  
3  
U54  
1998  
V.005

Document ID: 123456789

Document Title: [Faint Title]

[Faint text block]

[Faint text block]

[Faint text block]

[Faint text block]



Université de Montréal  
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

Analyse astéroséismologique de la naine blanche pulsante Ross 548

présenté par:

Geneviève Cournoyer

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

François Wesemael

Gilles Fontaine

Nicole St-Louis

Mémoire accepté le: 02.02.1998

## Sommaire

Nous présentons les résultats de nos analyses de deux ensembles d'observations de l'étoile naine blanche pulsante Ross 548. Dans un premier temps, nous analysons des mesures spectrophotométriques avec résolution temporelle obtenues au télescope de 5 m du mont Palomar en 1979. Bien que relativement "âgées", ces données sont demeurées disponibles et inexploitées par manque de cadre théorique. Grâce à des progrès récents obtenus à l'Université de Montréal sur ce dernier plan, nous avons voulu explorer le potentiel de ces observations. Selon la théorie, la dépendance de l'amplitude d'un mode de pulsation à la longueur d'onde peut, en principe, être utilisée pour déterminer l'indice de pulsation  $l$  du mode en question. En pratique, nous disposons de courbes de lumière obtenues simultanément dans 18 bandes passantes (ou couleurs) différentes, mais qui ne montrent qu'un seul mode de pulsation avec une période de  $\sim 214$  s. En dépit d'un rapport S/N plutôt décevant, nous avons néanmoins réussi à contraindre l'indice  $l$  du mode dominant dans Ross 548 aux valeurs  $l = 1$  ou  $l = 2$ . Également, nous trouvons que toutes les "couleurs" pulsent en phase, ce qui démontre que l'on a affaire effectivement à une onde de température, tel que prévu par la théorie.

Dans un deuxième temps, nous analysons des observations de la même étoile obtenues, cette fois-ci, au télescope Canada-France-Hawaii à l'aide du photomètre LAPOUNE en septembre 1991. Ces observations sont unique-

ment en “lumière blanche” (donc l’information spectrale est sacrifiée), mais montrent un rapport S/N exceptionnel, le plus haut jamais atteint pour cette étoile. Ceci nous a permis d’identifier neuf périodes dans la transformée de Fourier de la courbe de lumière de Ross 548, soit *cinq* de plus que ce qui était connu auparavant. Ces périodes sont 186.87001 s, 212.76829 s, 212.97200 s, 213.13253 s, 274.25063 s, 274.53450 s, 274.77403 s, 318.09982 s et 334.95010 s. Nous avons ainsi pu déterminer que les deux pics principaux dans la transformée de Fourier ne sont pas des doublets mais des triplets et, de ce fait, doivent être expliqués par une rotation d’ensemble de l’étoile et non par un champ magnétique suffisamment important pour déformer l’étoile (ce qui était l’explication généralement acceptée avant nos observations). La structure en triplet de ces deux pics principaux ainsi que les trois périodes additionnelles, nous ont permis de faire une analyse astéroséismologique détaillée de cette étoile. Grâce à des programmes de modélisation numérique, nous avons trouvé un modèle stellaire complet de Ross 548 qui reproduit les observations à quelques secondes près pour toutes les périodes. Ce modèle astéroséismologique montre que les pulsations ont toutes un indice  $l = 1$  et des indices  $k$  consécutifs ( $k = 1, 2, 3, 4$ ) à l’exception de la dernière ( $\sim 355$  s) qui a  $l = 2$  et  $k = 9$ . Il nous informe également que  $\log q(He) = -3$  et  $\log q(H) = -7$ , c’est-à-dire qu’il nous informe sur la structure verticale de Ross 548, un résultat que seule l’astéroséismologie pouvait nous fournir. Il nous a, de plus, permis de déterminer que Ross 548

possède une période de rotation d'environ 1.6 j et une inclinaison de  $\sim 76^\circ$  entre la ligne de visée et l'axe de symétrie des ondes de températures.

## Table des matières

Introduction .....	p.1
Cadre théorique .....	p.14
Analyse des observations multi-couleur de Ross 548 .....	p.31
Analyse des observations en lumière blanche de Ross 548 .....	p.86
Conclusion .....	p.122

## Liste des tableaux

Tableau 1 — Caractéristiques de la période trouvée dans chacune des bandes passantes du MCSP .....	p.37
Tableau 2 — Meilleurs résultats pour ML6 .....	p.41
Tableau 3 — Meilleurs résultats pour ML2 .....	p.42
Tableau 4 — Caractéristiques de chacune des périodes trouvées dans l'analyse des observations en lumière blanche de Ross 548 ....	p.90
Tableau 5 — Résultats de l'analyse astéroséismologique pour un modèle ayant $T_{eff} = 11990K$ et $\log g = 7.97$ pour chaque profondeur des zones de transitions que nous avons examinées .....	p.94
Tableau 6 — Caractéristiques de chacune des périodes observées dans Ross 548 d'après notre modèle astéroséismologique .....	p.96



## Liste des figures

Figure 1 — Figure des coefficients $A_l^x$ .....	p.22
Figure 2 — Figure qui montre la comparaison entre ML2 et ML6 pour les coefficients $A_l^x$ .....	p.24
Figure 3 — Figure qui montre $l=1,2$ et $3$ pour $\log g= 8.0$ , $12000$ K, ML6 .....	p.26
Figure 4 — Figure qui montre le spectre de Ross 548 à haute et basse in- tensité .....	p.43
Figure 5 — Figure des courbes de lumière .....	p.45
Figure 6 — Figure des transformées de Fourier .....	p.55
Figure 7 — Courbe de lumière blanche .....	p.59
Figure 8 — Transformée de Fourier de la courbe de lumière blanche .	p.61
Figure 9 — Figure de corrélation des amplitudes .....	p.63
Figure 10 — Figure des phases .....	p.65
Figure 11 — Figure des amplitudes .....	p.67
Figure 12 — Figure de la surface de $\chi^2$ pour $l=1$ et ML6 .....	p.69
Figure 13 — Figure de la surface de $\chi^2$ pour $l=2$ et ML6 .....	p.71
Figure 14 — Figure de la surface de $\chi^2$ pour $l=3$ et ML6 .....	p.73
Figure 15 — Figure de la surface de $\chi^2$ pour $l=1$ et ML2 .....	p.75
Figure 16 — Figure de la surface de $\chi^2$ pour $l=2$ et ML2 .....	p.77
Figure 17 — Figure de la surface de $\chi^2$ pour $l=3$ et ML2 .....	p.79
Figure 18 — Figure de comparaison des observations multi-couleurs et de	

la théorie .....	p.81
Figure 19 — Figure de la courbe de lumière du CFHT, nuit1 .....	p.100
Figure 20 — Figure de la courbe de lumière du CFHT, nuit2 .....	p.102
Figure 21 — Figure de la courbe de lumière du CFHT, nuit3 .....	p.104
Figure 22 — Figure de la courbe de lumière du CFHT, nuit4 .....	p.106
Figure 23 — Figure de la transformée de Fourier de la nuit1 .....	p.108
Figure 24 — Figure de la transformée de Fourier de la nuit2 .....	p.110
Figure 25 — Figure de la transformée de Fourier de la nuit3 .....	p.112
Figure 26 — Figure de la transformée de Fourier de la nuit4 .....	p.114
Figure 27 — Figure de la transformée de Fourier totale .....	p.116
Figure 28 — Figure de résidu de la transformée de Fourier totale ..	p.118
Figure 29 — Figure de la surface de $\chi^2$ avec $\log q(\text{He})=-3$ et $\log q(\text{H})=-7$ .....	p.120

## 1 Introduction

Il est maintenant reconnu que les naines blanches, au cours de leur évolution, passent par des phases d'instabilité. On en connaît trois, situées à différents endroits dans le diagramme HR. Il y a les étoiles GW Vir (ou variables de type PG1159) qui sont des objets très chauds ( $T_{eff} \sim 135000K$ ) et qui ont une composition de surface hybride (He/C/O), les étoiles V777 Her (ou naines blanches pulsantes de type DB), qui sont des étoiles riches en hélium qu'on retrouve près de  $T_{eff} \sim 25000K$  et finalement les ZZ Ceti (ou naines blanches pulsantes de type DA) qui vont nous préoccuper particulièrement dans ce travail.

Les étoiles ZZ Ceti sont des naines blanches pulsantes qui possèdent une atmosphère d'hydrogène essentiellement pur. On en connaît présentement 24. Elles ont une magnitude visuelle moyenne de  $\langle V \rangle \sim 15$ . Elles montrent des pulsations d'amplitudes qui vont de  $\sim 0.005$  mag jusqu'à 0.30 mag. On les retrouve dans un intervalle de température étroit  $13000K \gtrsim T_{eff} \gtrsim 11000K$ , selon Wesemael et al. (1991). À cause d'incertitudes sur l'efficacité de la convection dans l'atmosphère de ces étoiles, il y a une incertitude de  $\pm 500K$  sur les limites de la zone d'instabilité (Bergeron et al., 1992). Elles ont été reconnues grâce aux observations remarquables de McGraw (1977, 1979).

Lorsqu'une naine blanche de type DA se refroidit, l'hydrogène se recombine dans les couches superficielles de l'étoile, ce qui entraîne une augmenta-

tion de l'opacité. Cette augmentation amène l'apparition d'une zone de convection à la surface. Lorsque l'étoile atteint  $\sim 13000K$ , cette zone de convection est assez profonde pour causer des pulsations non-radiales de type gravité ( $g$ ) via le mécanisme  $\kappa$  classique qui est un mécanisme dû aux changements d'opacité dans la zone d'ionisation de l'hydrogène. Les pulsations observées ont des périodes allant de 100 à 1200s. Ce phénomène de recombinaison de l'hydrogène explique très bien la frontière bleue de l'intervalle d'instabilité des ZZ Ceti. Par contre, on n'a pu trouver d'explication théorique entièrement satisfaisante pour la frontière rouge ( $T_{eff} \sim 11000K$ ) bien que plusieurs possibilités aient été suggérées. On admet généralement que l'interaction pulsation-convection, toujours négligée dans les calculs théoriques, est sans doute à la base de la frontière rouge.

L'existence de naines blanches pulsantes nous offre la possibilité de vérifier directement les prédictions de la théorie de l'évolution stellaire. Rappelons d'abord que la théorie de l'évolution nous suggère que les naines blanches sont surtout constituées de carbone et d'oxygène (dans des proportions encore inconnues à cause d'incertitudes dans les taux de brûlage thermonucléaire de l'hélium) avec des petites quantités d'hélium et d'hydrogène dans leurs couches extérieures. La diffusion sépare très rapidement les éléments, ce qui produit une structure stratifiée, en pelure d'oignon, avec l'hydrogène flottant sur un manteau d'hélium reposant lui-même sur le coeur constitué des éléments les plus lourds (probablement C et O). Les

calculs standards d'évolution tels ceux de Iben & Tutukov (1984) ou ceux de Koester & Schönberner (1986), par exemple, font des prédictions précises sur les masses d'hydrogène et d'hélium restantes, quantités qui ne peuvent pas être déterminées par l'observation directe. Ce que l'astéroséismologie nous offre, c'est la possibilité de sonder l'intérieur des naines blanches et donc de vérifier les attentes de la théorie de l'évolution stellaire.

En effet, il a été démontré que la stratification chimique d'une étoile de type DA laisse une signature distincte sur son spectre de périodes (voir, par exemple, Brassard et al. 1992a). Nous pouvons donc espérer trouver la stratification verticale de la composition chimique et, plus particulièrement, la masse de l'enveloppe d'hydrogène et du manteau d'hélium dans une étoile DA en comparant les périodes observées aux périodes théoriques calculées à partir de modèles. Les périodes de pulsations dépendent également de la température effective et de la gravité de surface, mais ces deux paramètres peuvent être obtenus grâce à des techniques de modèles d'atmosphère classiques et d'observations du spectre convenablement moyennées dans le temps. De plus, lorsqu'une naine blanche se refroidit, sa structure intérieure change lentement, ce qui entraîne une évolution des périodes des modes de pulsation de l'étoile (voir e.g. Winget, Hansen, & Van Horn 1983). En mesurant le taux de changement de la période d'un mode de pulsation d'une étoile, ceci permet, en principe, de déterminer le taux de refroidissement de l'étoile. Ce dernier résultat nous permet ensuite de déterminer la composition du

coeur de la naine blanche puisque le taux de refroidissement de l'étoile est essentiellement proportionnel à la masse atomique moyenne des éléments qui forment son noyau (voir Van Horn 1971). L'astéroséismologie nous permet parfois de déterminer également la période de rotation et l'intensité du champ magnétique d'une ZZ Ceti grâce à l'observation du dédoublement des fréquences dans le spectre de Fourier de sa courbe de lumière. Ceci est dû au fait que, dans une étoile parfaitement sphérique, les modes de pulsation sont dégénérés en fréquence. Les phénomènes globaux (tels la rotation d'ensemble ou la présence d'un champ magnétique à grande échelle), détruisant cette symétrie sphérique, produisent une structure fine en fréquence associée à la levée de la dégénérescence.

Le potentiel de l'astéroséismologie pour les naines blanches est donc immense (Winget 1988). Par contre pour pouvoir l'exploiter nous devons absolument identifier correctement les modes de pulsation présents dans la courbe de lumière d'une étoile. En théorie linéaire, les modes de pulsation non-radiaux d'une étoile sphéroïdale sont définis par leur géométrie angulaire décrite par les harmoniques sphériques  $Y_l^m(\Theta, \Phi)$ , qui sont reliées au nombre d'onde équatorial et azimuthal, et par leur configuration axiale reliée au nombre d'onde radial. Donc, on définit habituellement une pulsation non-radiale par trois nombres quantiques: le degré  $l$  ( $l \geq 1$ ), l'ordre azimuthal  $m$  ( $-l \leq m \leq l$ ), qui sont donnés par les indices de l'harmonique sphérique, et l'ordre  $k$  ( $k \geq 1$ ) relié au nombre d'onde radial.

À partir d'arguments théoriques, basés sur l'amplitude résultante de la variation du flux intégré sur toute la surface du disque, on s'attend à ce que  $l$  soit petit, typiquement  $l \lesssim 3 - 4$  pour les modes observés (Dziembowski 1977; Pesnell 1985; Brassard, Fontaine & Wesemael 1995). La raison physique ici est qu'il y a un effet de cancellation important pour des valeurs de  $l$  élevées: dans ces cas, les zones chaudes et froides alternent rapidement à la surface du disque visible et l'effet global intégré sur le disque visible est d'amoindrir les variations d'intensité lumineuses telles que perçues à distances. D'après la forme de la courbe de lumière, Brickhill (1992) argumente même en faveur de  $l = 1$  pour plusieurs ZZ Ceti. Pour  $l = 1$ , l'intervalle des périodes observées, 100-1200s, correspond à  $1 \leq k \lesssim 20$  pour des modèles typiques de ZZ Ceti<sup>1</sup> (voir, par exemple, Brassard et al. 1992a). De tels résultats généraux sont certainement intéressants en eux-mêmes mais sont aussi insuffisants car nous devons pouvoir identifier les modes de pulsation *individuels* qui sont observés afin d'exploiter au maximum le potentiel de l'astéroséismologie pour les ZZ Ceti.

Historiquement, les efforts pour identifier les modes des pulsations des ZZ Ceti ont été ralentis par la qualité relativement pauvre des observations obtenues et par le manque d'outils théoriques suffisamment puissants. Dans

---

<sup>1</sup>Pour des étoiles sphériquement symétriques sans rotation (telles que les modèles à l'équilibre généralement produits dans les études de pulsation), la période d'un mode normal dépend seulement des indices  $k$  et  $l$ , et pas de l'indice  $m$ . Par contre, l'indice  $m$  influence la forme de la courbe de lumière par des effets géométriques.

les dernières années, des progrès remarquables ont par contre été obtenus grâce à des campagnes d’observations comme le “Whole Earth Telescope” (WET; Nather 1989; Nather et al. 1990) qui nous procurent des données ayant une très grande résolution temporelle, à des observations sur de grands télescopes tel le programme d’observation au Télescope Canada-France-Hawaii (CFHT) du groupe Montréal-Toulouse qui nous procure des observations ayant une sensibilité en amplitude sans précédent, et à des progrès récents sur le front théorique (menés principalement par le groupe de l’Université de Montréal).

La méthode usuelle d’identification des modes consiste à comparer le spectre des périodes observées avec des périodes calculées à partir d’une banque de modèles à l’équilibre ce qui permet, en principe, d’identifier  $l$  et  $k$ . Si, de plus, le spectre des périodes observé montre la signature du dédoublement dû à la rotation, on peut aussi identifier correctement  $m$ , ce qui renforce considérablement l’identification de  $l$  et, en bonus, nous donne la période de rotation de l’étoile. En effet, la rotation lente de l’étoile lève la dégénérescence sur le mode  $(l, k)$  et sépare une période d’indices  $l$  et  $k$  donnés en  $2l + 1$  composantes ( $-l \leq m \leq l$ ) dans le domaine de Fourier.

On peut également faciliter le processus d’identification en utilisant les outils de la théorie *asymptotique* de la pulsation stellaire. Cette méthode nous donne des résultats semi-analytiques approximatifs basés sur des développements qui sont strictement valides seulement pour des ordres ra-



diaux élevés ( $k \gg 1$ ) mais qui peuvent être particulièrement utiles pour aider à chercher des solutions exactes. La théorie, qui s'applique aux pulsations non-radiales dans les étoiles chimiquement homogènes, a été présentée, dans un article très important, par Tassoul (1980). Brassard et al. (1992b) ont récemment généralisé sa méthode au cas des étoiles chimiquement inhomogènes, puisque la stratification chimique joue un rôle fondamental dans la détermination de la distribution des périodes des ZZ Ceti.

Cette méthode d'identification n'est efficace que si le spectre observé est riche en périodes. Il doit posséder des composantes bien résolues temporellement afin d'identifier les périodes séparées par la rotation (ou le champ magnétique si présent) et contenir suffisamment de composantes afin de pouvoir comparer les intervalles et les rapports entre les périodes avec la théorie. Ces conditions étaient présentes et ont permis l'analyse astéroséismologique réussie de la naine blanche chaude variable PG1159-035 (Winget et al. 1991) et de la naine blanche DB pulsante GD358 (Winget et al. 1994). Malheureusement, dans le cas des ZZ Ceti, en particulier celles de faible amplitude, le spectre de Fourier montre seulement quelques périodes à la sensibilité des petits télescopes et même à la résolution du réseau WET (composé de télescopes petits et intermédiaires distribués en longitude). Par conséquent, il est souvent difficile d'utiliser les maigres données du spectre de Fourier afin d'identifier les indices des modes de pulsation des étoiles ZZ Ceti. Il est donc parfois nécessaire de trouver d'autres façons de contraindre

ces indices.

Dans ce travail, nous attaquons ce problème sur deux fronts. Dans un premier temps, nous nous proposons d’exploiter les percées théoriques récentes de Brassard, Fontaine & Wesemael (1995) qui permettent, en principe, de contraindre l’indice  $l$  à partir d’observations multi-couleurs. Dans un deuxième temps, nous allons analyser des données obtenues au plus haut rapport S/N jamais atteint dans le domaine afin, encore une fois, de contraindre et, ultimement, identifier les modes de pulsations dans une ZZ Ceti.

Il est à noter que la méthode de Brassard, Fontaine & Wesemael (1995) n’est possible que grâce à des circonstances physiques propres aux naines blanches et qui permettent des simplifications importantes. En effet, *à cause de leur forte gravité de surface*, les distorsions de géométrie et les changements de taille apparente causées par les pulsations de mode g sont *totale-ment* négligeables pour les naines blanches (voir Robinson, Kepler & Nather 1982). Dans ces étoiles les pulsations de type g correspondent à des mouvements *essentiellement* horizontaux du fluide. On peut donc se représenter les manifestations des pulsations de type g comme des ondes de température qui se propagent à la surface d’une étoile statique et sphériquement symétrique. Ce sont ces circonstances simplificatrices qui nous permettent d’utiliser les techniques de modèles d’atmosphère classiques afin de calculer la distribution de flux émergent instantanée. En effet, connaissant la tem-

pérature de surface et sa variation temporelle (qui est sinusoïdale en théorie linéaire mais qui n'a pas à l'être a priori), on peut calculer le flux émergent d'Eddington instantané en intégrant les équations de transfert radiatif appropriées si on possède une banque de modèles d'atmosphère qui couvre l'intervalle de température de la fluctuation.

Brassard, Fontaine, & Wesemael (1995) ont développé une méthode pour analyser d'une façon très réaliste les propriétés atmosphériques des ZZ Ceti de faible amplitude et, en particulier, les variations temporelles de leur distribution d'énergie. Idéalement, pour exploiter à fond cette méthode, nous devrions disposer de données spectrophotométriques avec une résolution temporelle suffisamment grande pour bien couvrir les périodes d'oscillation. Malheureusement, on l'a vu, les ZZ Ceti sont des étoiles relativement peu lumineuses et leurs périodes sont relativement courtes. Ceci implique que les mesures nécessaires à ce type d'analyse ont des rapports S/N intrinsèquement faibles et demandent l'utilisation de grands télescopes. Dans les faits, l'écrasante majorité des observations temporelles de ZZ Ceti ont été obtenues en "lumière blanche" (i.e. sans filtre), augmentant ainsi le rapport S/N mais sacrifiant aussi l'information contenue dans la distribution d'énergie.

Il est à noter que quelques tentatives d'observations de ZZ Ceti en spectrophotométrie avec résolution temporelle ont été faites dans le passé (Hine 1985 au 2.7m de McDonald Observatory; Richer 1989 au CFHT; McGraw

1989 au MMT). À cause des difficultés intrinsèques à ce type d’observation, les résultats furent fort mitigés. Les “meilleures” données dans ce domaine sont encore celles prises par Keith Horne il y a fort longtemps (1979!) au télescope de 5m de Palomar à l’aide d’un instrument (le MCSP; Multi Channel SpectroPhotometer) qui n’existe plus! Principalement par manque de cadre théorique (développé en son entier seulement récemment par Brassard, Fontaine & Wesemael 1995), ces données sont demeurées essentiellement inexploitées durant toutes ces années. Au cours d’une seule nuit, et dans un esprit exploratoire, Horne a observé 3 étoiles ZZ Ceti: Ross 548, G29-38 et G38-29, des variables bien connues. Il nous a généreusement fait parvenir ses données MCSP. À cause de la disponibilité d’observations en photométrie rapide (lumière blanche) obtenues indépendamment (et beaucoup plus récemment) au CFHT de l’étoile Ross 548, nous allons nous concentrer sur cet objet particulier dans ce qui suit.

Pour mettre en perspective notre travail sur cet objet, nous résumons l’historique des observations de variabilité de Ross 548, observations toutes obtenues en lumière blanche à l’exception des observations de Horne.

En 1971, Lasker & Hesser ont découvert que Ross 548 est une étoile variable, devenue depuis ZZ Ceti, le prototype de la classe. Ils ont détecté deux périodes dans leurs observations. Ces périodes sont de  $212.864 \pm 0.031$  s et de  $273.0 \pm 0.6$  s. Lasker & Hesser (1971) ont signalé que la deuxième période a une amplitude qui est hautement modulée sur une période  $\lesssim 24$

h. Des observations subséquentes et plus détaillées par Robinson, Nather & McGraw (1976) ont révélé les deux mêmes périodes de variations que Lasker & Hesser (1971) et une modulation d'amplitude avec une période d'environ 1.5 j pour chacune des deux pulsations. Robinson, Nather & McGraw (1976) ont suggéré, afin d'expliquer les modulations d'amplitude, que ces pulsations ne possédaient pas une seule période chacune mais deux périodes très rapprochées et non résolues.

Il fallut attendre les observations de Stover, Robinson & Nather (1977) afin de déterminer les périodes à l'intérieur des doublets. En modélisant leurs observations, ils ont réussi à déterminer que les périodes sont  $213.132576 \pm 8 \times 10^{-6}$  s et  $212.768402 \pm 13 \times 10^{-6}$  s pour le premier doublet et  $274.250813 \pm 20 \times 10^{-6}$  s et  $274.774320 \pm 30 \times 10^{-6}$  s pour le second. Ils ont également mesuré le taux de changement des périodes et ils ont obtenu  $\dot{P} < 10^{-11}$ . Les observations subséquentes de Ross 548 ont surtout servi à raffiner les mesures des périodes et de  $\dot{P}$ . Les meilleures valeurs pour les périodes ont été obtenu par Stover et al. (1980) qui ont utilisé toutes les observations de Ross 548 obtenues au Texas de 1970 à 1978. Ils ont obtenu  $213.132605 \pm 2 \times 10^{-6}$  s,  $212.768427 \pm 3 \times 10^{-6}$  s,  $274.250814 \pm 4 \times 10^{-6}$  s et  $274.774562 \pm 6 \times 10^{-6}$  s. À la lumière de ces résultats, on comprendra que les observations de Horne obtenues au MCSP en 1979 (celles utilisées au chapitre précédent) ne révèlent que le premier doublet non-résolu à  $\sim 214$  s. De plus, de toute évidence, l'amplitude du deuxième doublet non résolu à  $\sim 274$  s devait être dans une

phase d'interférence destructive au moment de ces observations. On notera finalement que toutes les autres observations de Ross 548, incluant celles obtenues lors d'une campagne WET (Kepler et al. 1995), n'ont révélé rien d'autre que la présence des deux doublets dans le spectre de Fourier.

À cause de la forme particulière du spectre de fréquence de Ross 548, soit la présence de deux doublets dans le domaine de Fourier, Jones et al. (1989) ont suggéré qu'il pouvait s'agir d'une étoile possédant un champ magnétique suffisamment élevé pour modifier la sphéricité de l'étoile. On sait que les modes de pulsation non radiaux stellaires sont caractérisés par trois indices  $k$ ,  $l$  et  $m$  (voir le deuxième chapitre). Si l'étoile n'est pas en rotation et ne possède pas de champ magnétique, elle est parfaitement sphérique et les modes sont dégénérés selon  $m$ , c'est-à-dire que les périodes dépendent seulement de  $k$  et de  $l$ . La rotation ou la présence d'un champ magnétique brise la symétrie sphérique des modes de pulsation de l'étoile et lève la dégénérescence selon  $m$ ; la période dépend maintenant aussi de  $m$ . Lorsque la rotation est responsable du bris de symétrie, les périodes possédant un même indice  $l$  sont séparées en  $m = 2l + 1$  composantes également espacées dans le domaine de Fourier. Dans le cas d'un champ magnétique, les périodes sont séparées en  $l + 1$  composantes seulement car les périodes dépendent de  $m^2$  et, en plus, elles ne sont pas également espacées. Ainsi, à première vue, Ross 548 semble donc une candidate idéale pour posséder un champ magnétique suffisamment fort pour déformer la sphéricité de l'étoile.

En effet, il semble difficile d’expliquer la présence de deux doublets dans le spectre des périodes d’une naine blanche autrement. La séparation des fréquences,  $8.03 \mu\text{Hz}$  pour le premier doublet et  $6.95 \mu\text{Hz}$  pour le second, suggère la présence d’un champ d’un peu moins de  $10^5 \text{ G}$ , s’il s’agit de deux modes avec  $l = 1$  (Jones et al., 1989). Ainsi donc, depuis la suggestion de Jones et al. (1989), Ross 548 a fréquemment été citée dans la littérature comme exemple parfait de pulsateur stellaire déformé par magnétisme. On notera, de façon peut être ironique, que Schmidt & Smith (1995) rapporte, d’après des mesures de polarisation, une grandeur de champ magnétique de  $-0.3 \pm 15.6 \text{ kG}$  pour Ross 548: c’est-à-dire aucun champ magnétique! Il y a donc un problème ici, problème que nous tenterons de résoudre dans notre travail.

Dans un premier temps, nous nous proposons d’analyser les observations au MCSP de Ross 548. L’idée principale est d’obtenir une contrainte sur l’indice de pulsation  $l$  en exploitant la dépendance de l’amplitude sur la longueur d’onde (voir chapitre suivant). Il est à remarquer, au départ, que ces observations doivent être considérées comme “exploratoires”. Dans un deuxième temps, nous nous proposons d’analyser les observations photométriques de haute qualité obtenues sur Ross 548 au CFHT (mais en lumière blanche seulement). Ultiment, nous viserons l’identification des modes dans ce pulsateur et la détermination de sa structure interne.

## 2 Cadre Théorique

Les variations spectrales théoriques des modes de pulsation  $g$  de faible amplitude dans les ZZ Ceti ont d'abord été discutées sommairement par Robinson, Kepler & Nather (1982). Leur méthode a ensuite été étendue et généralisée par Brassard, Wesemael & Fontaine (1987) et plus récemment par Brassard, Fontaine & Wesemael (1995).

Dans ce qui suit, nous nous limiterons aux pulsations de faible amplitude qui peuvent être traitées dans le cadre de la théorie linéaire. De plus, nous supposons que les pulsations sont adiabatiques, une hypothèse décrite par Robinson, Kepler & Nather (1982). Nous suivons le développement et la notation de Brassard, Fontaine, & Wesemael (1995).

Pour une étoile sujette à une perturbation de petite amplitude, le rayon peut être décrit par

$$r = R_0(1 + \epsilon_r \xi), \quad (1)$$

où  $\epsilon_r (\ll 1)$  est l'amplitude sans dimension de la variation et  $R_0$  est le rayon stellaire non perturbé. Pour une étoile sphérique qui oscille dans un seul mode  $g$ , la dépendance angulaire et temporelle de la perturbation est donnée par

$$\xi = \text{Re}[Y_l^m(\Theta, \Phi)e^{i\sigma t}] \quad (2)$$

où  $Y_l^m(\Theta, \Phi)$  est l'harmonique sphérique de degré  $l$  et d'ordre  $m$  et où  $\sigma$  est la fréquence d'oscillation angulaire. Puisque nous pouvons toujours redéfinir



le point zéro du temps, nous n'avons pas besoin de nous préoccuper de la phase de la variation temporelle. Dans l'équation (2),  $\Theta$  et  $\Phi$  sont les angles mesurés dans le système habituel de coordonnées sphériques avec l'axe  $\hat{z}$  dans la direction de l'axe de symétrie de la pulsation stellaire (habituellement un axe de rotation). La géométrie adoptée est la même que celle de Kepler (1984).

On peut utiliser le résultat fondamental de Robinson, Kepler, & Nather (1982), i.e., que la variation de luminosité est due exclusivement à la variation de température à la surface, tous les autres effets (les variations de la gravité de surface, du rayon et l'assombrissement des bords dû aux déformations de la surface et autres effets géométriques) sont négligeables, pour simplifier considérablement le problème. Dans la théorie linéaire adiabatique, toutes les variables perturbées sont proportionnelles à des harmoniques sphériques modulées par des oscillations temporelles sinusoïdales (Unno et al. 1979; Dziembowski 1977). Suivant l'équation (1) on peut donc écrire la température perturbée  $T$  comme

$$T = T_0(1 + \epsilon_T \xi) \quad (3)$$

où  $\epsilon_T (\ll 1)$  est l'amplitude sans dimension de la variation de température et  $T_0$  est la température effective non-perturbée.

Pour obtenir le flux d'Eddington instantané à la surface stellaire, nous devons calculer le premier moment du champ de radiation. Pour ce faire, nous introduisons un nouveau système de coordonnées, désigné par les an-

gles  $\theta$  et  $\phi$ , qui a son axe des  $\hat{z}$  dans la direction de la ligne de visée de l'observateur. Puisque l'axe de symétrie de l'étoile ne correspond généralement pas à cette ligne de visée, nous allons, grâce aux propriétés bien connues des harmoniques sphériques, transformer du système  $(\Theta, \Phi)$  au système  $(\theta, \phi)$ . Après une telle transformation, la température effective locale donnée par l'équation (3) peut être écrite symboliquement comme

$$T = T(\theta, \phi, t) \quad (4)$$

Puisque, en présence d'une perturbation, la température n'est pas uniforme sur le disque et varie avec le temps, il doit en être de même de la fonction source

$$S_\nu = S_\nu(\tau_\nu, \theta, \phi, t) \quad (5)$$

où  $\tau_\nu$  est la profondeur optique à la fréquence  $\nu$ . L'intensité spécifique émergente est donc donnée par une intégrale sur la profondeur optique

$$I_\nu(\tau_\nu = 0, \mu, \phi, t) = \int_0^\infty S_\nu(\tau_\nu, \mu, \phi, t) e^{-\tau_\nu/\mu} \frac{d\tau_\nu}{\mu} \quad (6)$$

où, comme d'habitude,  $\mu = \cos \theta$ . Finalement le flux émergent d'Eddington à la surface est obtenu en intégrant l'intensité spécifique émergente sur l'angle solide  $d\mu d\phi$

$$H_\nu(\tau_\nu = 0, t) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^1 I_\nu(\tau_\nu = 0, \mu, \phi, t) \mu d\mu d\phi \quad (7)$$

Ces intégrales sont évaluées numériquement et la stratification de la fonction source est obtenue à partir d'une interpolation dans une grille de modèles d'atmosphères avec différentes températures et gravités de surface.

Cette méthode peut facilement être généralisée pour les étoiles qui oscillent dans plusieurs modes en utilisant le principe de superposition. Nous devons alors tenir compte des phases des différents modes. La distribution de la température de surface instantanée résultante est alors une somme d'équations (3).

Il est intéressant de noter que, d'après ces équations et l'hypothèse adiabatique, la dépendance sur le temps du flux est la même dans *toutes* les fréquences (voir l'équation [7]). Donc (et on retrouve la première prédiction faite par Robinson, Kepler, & Nather [1982] pour tester la théorie des pulsations de modes g dans les naines blanches), la courbe de lumière d'une pulsation d'une ZZ Ceti doit avoir la même phase dans toutes les couleurs. Ceci est la conséquence directe de leur démonstration que la variation de luminosité observable est due uniquement aux variations de température.

Afin de faciliter l'interprétation des observations, il est utile d'utiliser des approximations à la solution générale donnée par l'équation (7). Ces approximations servent également à mieux comprendre la physique du problème.

Une première approximation peut être obtenue par la linéarisation complète du problème du transfert radiatif. Par ceci, on entend que, non seulement la distribution de température est donnée au premier ordre, i.e., supposée sinusoïdale, mais l'intensité spécifique émergente est également linéarisée. Pour un seul mode, le développement de  $I_\nu$  au premier ordre

autour de  $T_0$  est

$$I_\nu \approx I_{\nu,0} + I_{\nu,1} = I_{\nu,0} + \Delta T \left. \frac{\partial I_\nu}{\partial T} \right|_{T_0} \quad (8)$$

où  $\Delta T = T - T_0 = \epsilon_T T_0 \xi$  et  $I_{\nu,0}$  est l'intensité spécifique émergente associée au modèle non perturbé à  $T_0$ . Notez que la dérivée  $\partial I_\nu / \partial T|_{T_0}$  est effectuée à gravité constante. En utilisant les équations (1), (2) et (8), on peut écrire l'équation (7) comme

$$H_\nu \approx H_{\nu,0} + H_{\nu,1} = H_{\nu,0} + \frac{\epsilon_T T_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^1 \left. \frac{\partial I_\nu}{\partial T} \right|_{T_0} \text{Re}[Y_l^m(\Theta, \Phi) e^{i\sigma t}] \mu d\mu d\phi \quad (9)$$

où la quantité  $H_{\nu,0}$  définie comme le flux émergent d'Eddington non perturbé est donnée par  $(4\pi)^{-1} \int_0^{2\pi} \int_0^1 I_{\nu,0} \mu d\mu d\phi$  et la quantité  $H_{\nu,1}$  est définie par  $(4\pi)^{-1} \int_0^{2\pi} \int_0^1 I_{\nu,1} \mu d\mu d\phi$ . Pour que la notation soit plus compacte, nous avons laissé tomber la dépendance de  $I_\nu$  et  $H_\nu$  sur les variables  $\tau_\nu (= 0)$ ,  $\mu$ ,  $\phi$  et  $t$ .

En utilisant le théorème d'addition des harmoniques sphériques (voir, par exemple, Messiah 1962), on peut faire une rotation de la fonction  $Y_l^m(\Theta, \Phi)$  dans le système de coordonnées de l'observateur  $(\theta, \phi)$

$$Y_l^m(\Theta, \Phi) = \sum_{m'=-l}^l R_{m'm}^l Y_l^{m'}(\theta, \phi) \quad (10)$$

où les  $R_{m'm}^l$  sont des coefficients connus. On a donc

$$H_\nu \approx H_{\nu,0} + \frac{\epsilon_T T_0}{4\pi} \text{Re} \left[ \sum_{m'=-l}^l \int_0^{2\pi} \int_0^1 \left. \frac{\partial I_\nu}{\partial T} \right|_{T_0} R_{m'm}^l Y_l^{m'}(\theta, \phi) e^{i\sigma t} \mu d\mu d\phi \right] \quad (11)$$

La dépendance de  $Y_l^{m'}(\theta, \phi)$  sur  $\phi$  est de la forme  $e^{im'\phi}$ . L'intégrale sur la variable azimutale donne donc  $2\pi$  quand  $m' = 0$ , et 0 autrement. L'équation

(11) devient donc

$$H_\nu \approx H_{\nu,0} + \frac{\epsilon_T T_0}{2} \text{Re} \left[ \int_0^1 \frac{\partial I_\nu}{\partial T} \Big|_{T_0} R_{0m}^l \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}} P_l(\mu) e^{i\sigma t} \mu d\mu \right] \quad (12)$$

où nous avons utilisé la relation  $Y_l^0(\theta, \phi) = \sqrt{(2l+1)/4\pi} P_l(\cos \theta)$  entre les harmoniques sphériques et les polynômes de Legendre et où, comme d'habitude,  $\mu = \cos \theta$ . Les  $R_{0m}^l$  sont donnés par (Messiah 1962)

$$R_{0m}^l = \sqrt{\frac{4\pi}{2l+1}} Y_l^m(\Theta_0, \Phi_0) \quad (13)$$

où  $(\Theta_0, \Phi_0)$  est la direction de  $\theta = 0$  dans le système de coordonnées  $(\Theta, \Phi)$ . Dans ce système,  $\Theta_0$  correspond à l'angle d'inclinaison  $i$ , entre la ligne de visée et l'axe de symétrie de l'onde de température, et  $\Phi_0$  est un facteur de phase arbitraire.

Pour condenser la notation, on introduit les fonctions réelles

$$\bar{Y}_l^m(\theta) = Y_l^m(\theta, \phi) e^{-im\phi} \quad (14)$$

qui sont, à un facteur de normalisation près, les fonctions de Legendre associées. On définit également la quantité

$$A_{l\nu} \equiv \frac{1}{2} \int_0^1 \frac{\partial I_\nu}{\partial T} \Big|_{T_0} P_l(\mu) \mu d\mu \quad (15)$$

qui est une fonction de la température non perturbée  $T_0$  et de la gravité de surface  $g$ . Elle est équivalente à une intégration sur le disque visible de l'étoile telle que vue du pôle. On obtient, pour le flux émergent d'Eddington instantané monochromatique, l'expression suivante

$$H_\nu \approx H_{\nu,0} + \epsilon_T T_0 A_{l\nu} \bar{Y}_l^m(i) \cos(m\Phi_0 + \sigma t) \quad (16)$$

où nous avons utilisé  $\Theta_0 = i$ . Puisqu'en photométrie rapide on ne mesure pas le flux absolu, il est utile d'exprimer les résultats en termes du flux relatif (qui est directement observable)

$$f_{\nu,1} \equiv \frac{H_{\nu,1}}{H_{\nu,0}} = \frac{\epsilon_T T_0 A_{l\nu} \bar{Y}_l^m(i) \cos(m\Phi_0 + \sigma t)}{H_{\nu,0}} \quad (17)$$

L'équation (17) indique que, au premier ordre de la perturbation de température, le flux relatif résultant, dû à la présence d'un seul mode d'oscillation, varie sinusoidalement dans le temps avec une période de  $2\pi/\sigma$ . L'amplitude du flux perturbé est directement proportionnelle à l'amplitude de la variation de température ( $\epsilon_T T_0$ ) tel qu'attendu à cause de la seconde linéarisation (celle de l'intensité spécifique émergente). Elle dépend aussi, à cause de la quantité  $\bar{Y}_l^m(i)$ , de la géométrie particulière du mode observé tel que vu par l'observateur. Finalement, elle dépend de la quantité  $A_{l\nu}$  qui, pour une fréquence  $\nu$  et un index  $l$  données, dépend des caractéristiques de l'atmosphère stellaire.

Tel que mentionné dans l'introduction, à cause des limitations dû au rapport S/N, les observations des ZZ Ceti sont habituellement effectuées en photométrie en lumière blanche et les quelques observations multi-couleur existantes ont été prises en bandes larges. Il serait donc utile de transformer l'équation (17) dans une forme appropriée à la photométrie à bandes larges. Nous définissons donc  $A_l^x$ , une quantité intégrée sur les fréquences, par

$$A_l^x \equiv \frac{\int_0^\infty W_\nu^x A_{l\nu} d\nu/\nu}{\int_0^\infty W_\nu^x H_{\nu,0} d\nu/\nu} \times 100 \quad (18)$$

où  $W_\nu^x$  est la fonction de transmission du filtre  $x$ .

Donc, l'amplitude d'un mode  $g$  dans le spectre de Fourier (exprimée comme le pourcentage de la luminosité moyenne de l'étoile dans le filtre  $x$ ) est donnée par

$$a_1^x = A_l^x \epsilon_T T_0 \bar{Y}_l^m(i) \quad (19)$$

À partir de l'équation (19), on peut voir que le rapport entre l'amplitude d'un mode de pulsation dans deux bandes passantes différentes,  $x$  et  $y$  par exemple, est donné par

$$\frac{a_1^x}{a_1^y} = \frac{A_l^x}{A_l^y} \quad (20)$$

Ce rapport dépend seulement de l'indice  $l$  et des paramètres atmosphériques de l'étoile. Il est indépendant de l'amplitude intrinsèque du mode ( $\epsilon_T T_0$ ) et de la géométrie particulière de la situation ( $\bar{Y}_l^m(i)$ ). Puisque ces quantités sont inconnues a priori, l'équation (20) est très utile pour contraindre l'indice  $l$  du mode de pulsation. Il est intéressant de noter que le rapport donné dans l'équation (20) dépend uniquement des amplitudes *relatives* dans chacune des bandes passantes, et ne dépend aucunement de la calibration absolue du flux de l'étoile. Donc, même si la calibration était erronée, l'analyse n'en serait pas affectée.

Des grilles pour  $A_l^x$  ont été calculées pour deux valeurs différentes de la paramétrisation de la théorie de la longueur de mélange, ML2 et ML6 (ces versions de la théorie correspondent à la description de Böhm & Cassinelli [1971], la première suppose un rapport de la longueur de mélange à l'échelle

caractéristique de pression de  $\alpha \equiv l/H = 1$  alors que la seconde suppose  $\alpha = 0.6$ ). Chaque grille est basée sur  $91 \times 91$  points également espacés dans le plan  $T_{eff} - \log g$ . Ces points ont été obtenu par intégration à partir d'une grille originale moins fine de 45 modèles d'atmosphère à hydrogène pur couvrant l'intervalle de température effective  $10\,000\text{K} \leq T_{eff} \leq 14\,500\text{K}$  par sauts de 500K et l'intervalle de gravité de surface  $7.50 \leq \log g \leq 8.50$  par sauts de 0.25. La physique incluse dans ces modèles est la même que celle décrite dans Bergeron et al. (1995). Les valeurs de  $l$  considérées sont  $l=1, 2$  et  $3$  puisque, comme nous l'avons écrit, les valeurs plus grandes ne sont pas d'intérêt du point de vue des observations.

Les bandes passantes considérées dans le calcul des quantités  $A_l^x$  (équation [18]) sont celles utilisées par Horne pour le MCSP, soit 30 bandes de largeur de  $160 \text{ \AA}$  ou  $360 \text{ \AA}$  et couvrant l'intervalle de longueur d'onde  $3247\text{-}10514 \text{ \AA}$  (voir plus bas). Les fonctions de transmission  $W_\nu^x$  que nous avons utilisées sont des fonctions carrées ("boxcar" window) de largeur correspondant aux bandes utilisées, le tout convolué par une courbe d'extinction typique (celle de Kitt Peak National Observatory qui est représentative de l'altitude du Mont Palomar). On notera que ce raffinement (i.e., l'inclusion d'une courbe d'extinction) ne change pratiquement pas les valeurs calculées de  $A_l^x$  ( $<1\%$ ).

La Figure (1) nous montre le comportement du coefficient  $A_l^x$  en fonction de la température effective non-perturbée pour chaque valeur de  $l$  considérée



et pour quelques unes des bandes passantes, pour des modèles d'atmosphère ML2 avec  $\log g = 8.0$ . En comparant les divers panneaux, on peut voir que l'amplitude de  $A_l^x$  diminue rapidement avec  $l$ . Ceci est dû aux effets de cancellation à la surface du disque visible (plus  $l$  est grand, plus il y a de sections ayant des températures différentes à la surface du disque). On remarque également que pour des valeurs de  $T_0$  et  $l$  données, l'amplitude de pulsation prédite est plus grande à plus faibles longueurs d'onde. Ceci est un comportement général pour les bandes passantes dans le continu.

Dans la Figure (2), on peut voir la dépendance du coefficient  $A_l^x$  à l'efficacité convective. La figure nous illustre le comportement de  $A_l^x$  en fonction de la température effective non-perturbée dans la bande passante centrée sur 5487 Å pour des modèles d'atmosphère avec  $\log g = 8.0$  et pour les deux efficacités convectives considérées ici. Aux deux extrémités de l'intervalle de température de la zone d'instabilité, les valeurs de  $A_l^x$  tendent à être les mêmes pour les deux efficacités convectives. Ceci est dû au fait qu'à de hautes températures effectives, il y a peu de flux transporté par la convection alors qu'à basse température la stratification tend à devenir adiabatique. Dans les deux cas, ceci amène une structure atmosphérique qui est très faiblement dépendante de la paramétrisation de la théorie de la longueur de mélange. Entre ces deux extrêmes, par contre, là où se trouve la zone d'instabilité des ZZ Ceti, la Figure (2) montre clairement que l'amplitude de pulsation dépend fortement de l'efficacité convective choisie.

La Figure (3) montre les amplitudes de pulsation normalisées (voir plus bas) prédites dans les 30 bandes passantes du MCSP pour des atmosphères ML6 avec  $\log g = 8.0$  et  $T_{eff} = 12000K$ , des valeurs typiques. Elle montre explicitement la signature distincte de l'indice  $l$  qui va, ici, de 1 à 3. La structure qui apparaît dans ces courbes est associée aux caractéristiques spectrales de l'atome d'hydrogène: le saut de Balmer, les raies de Balmer et le saut de Paschen, le tout échantillonné à faible résolution spectrale (160, 360 Å). Les signatures spectrales des modes avec  $l = 1$  et  $l = 2$  sont très semblables (ce qui signifie qu'il pourra être difficile de les différencier en pratique), alors que le comportement d'un mode avec  $l = 3$  est nettement différent des autres. Ceci est aussi vrai pour des modes avec  $l \geq 4$  (non illustrés ici).

Fig. 1 — Comportement des coefficients  $A_l^x$  pour 4 bandes passantes (3247Å en continu, 4367Å en pointillé, 7274Å en tirets et 10154Å en tirets et points) en fonction de la température effective non perturbée pour une gravité de surface fixe ( $\log g = 8.0$ ) pour ML2. Chaque panneau correspond à une valeur différente de l'indice  $l$ .

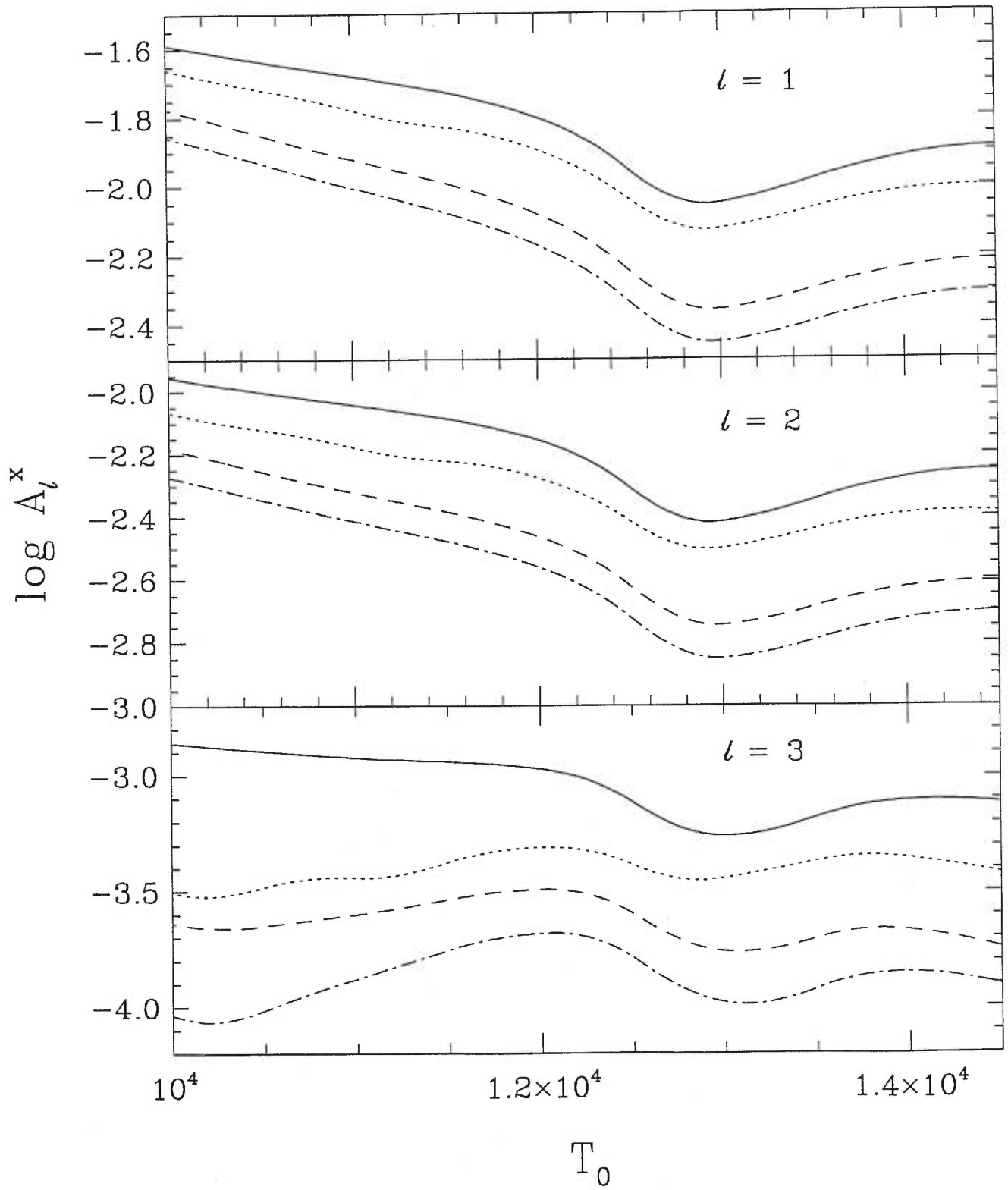


Fig. 2 — Comparaison du comportement des coefficients  $A_l^x$  pour ML2 (ligne continue) et ML6 (ligne pointillée) pour une gravité de surface de  $\log g = 8.0$  pour le filtre à 5487Å.

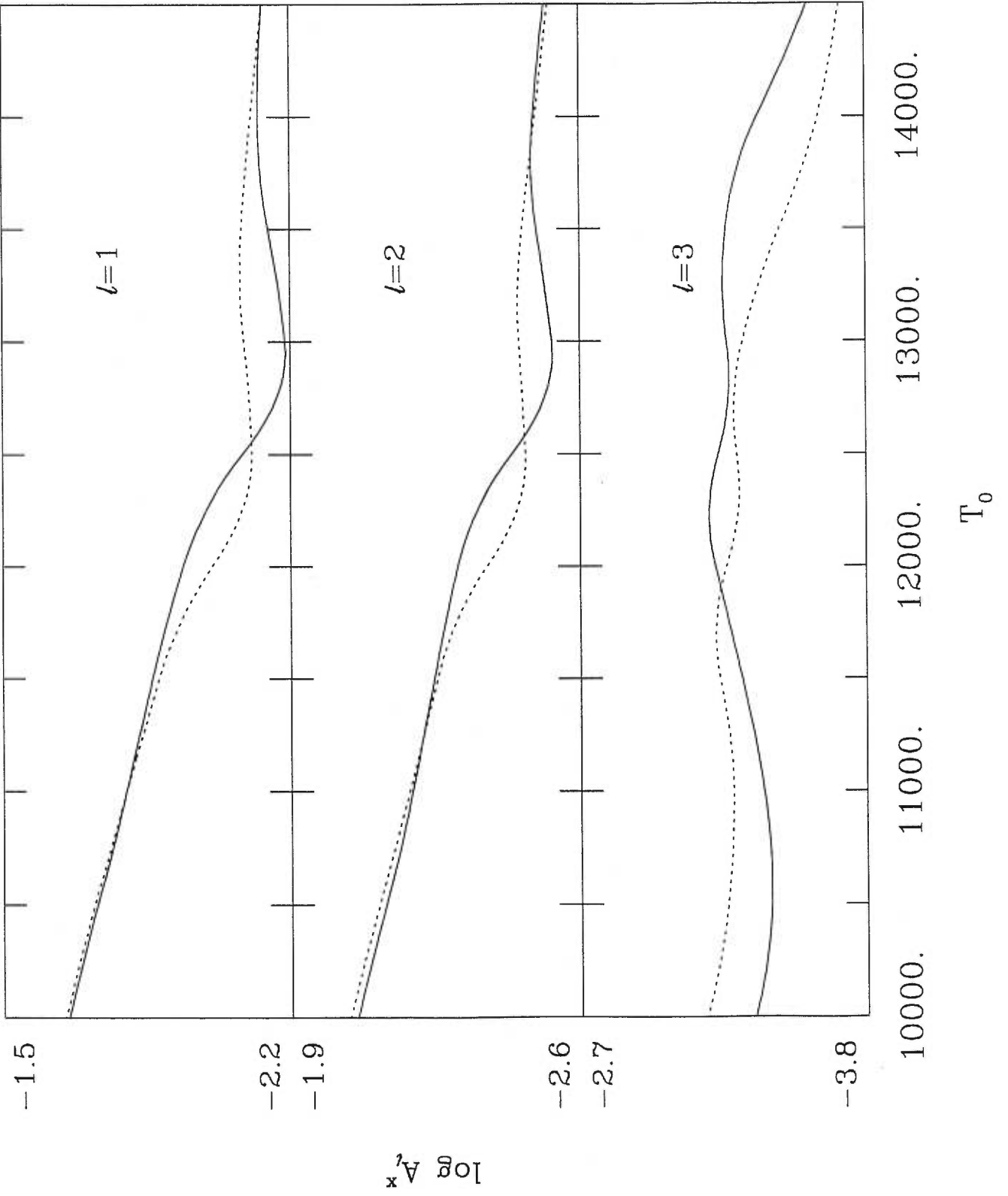
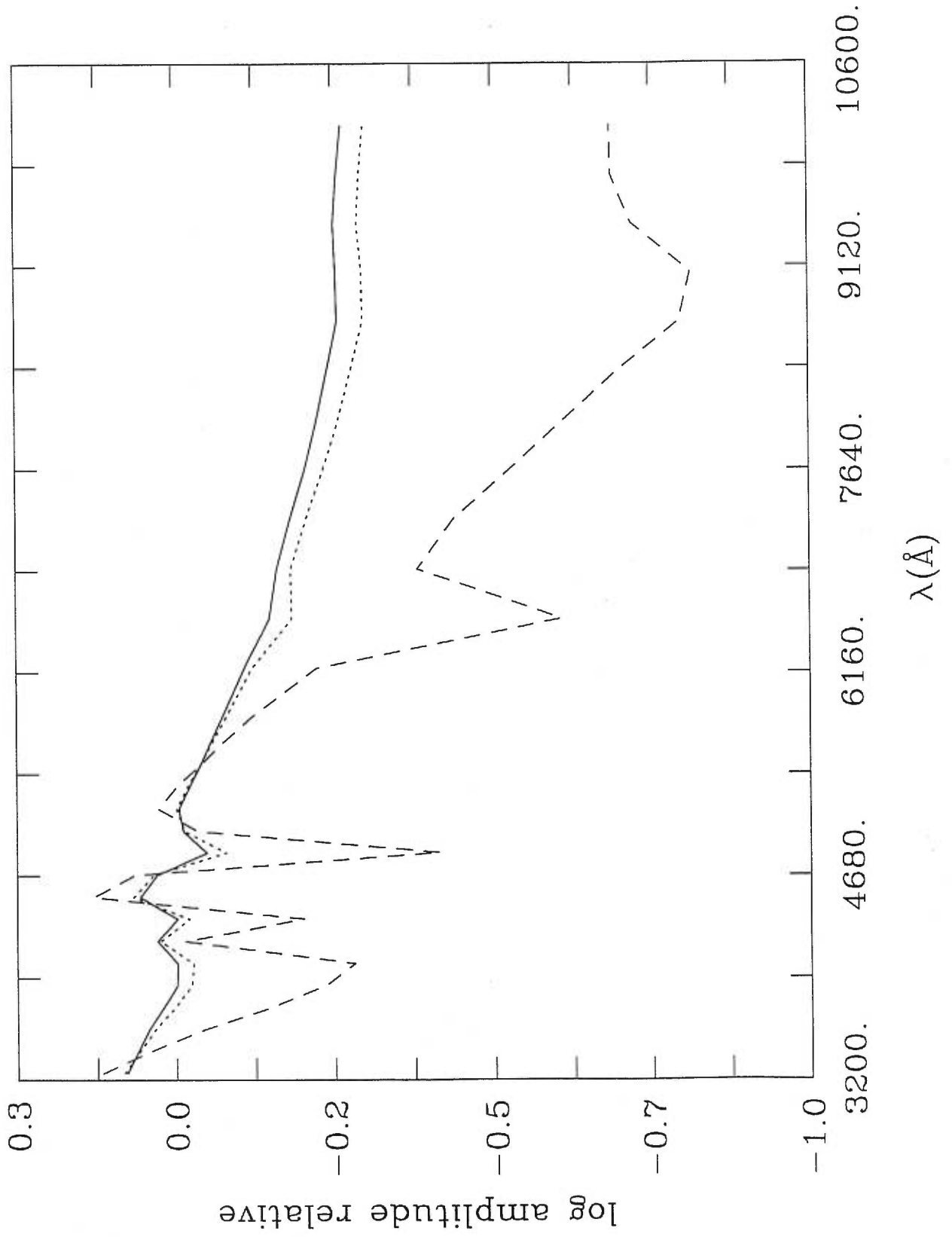


Fig. 3 — Comparaison du comportement des coefficients  $A_l^x$  pour  $l = 1$  (ligne continue),  $l = 2$  (ligne pointillée) et  $l = 3$  (ligne en tirets) pour ML6 avec  $\log g = 8.0$  et  $T_{eff} = 12000K$  pour les 30 bandes passantes du MCSP.





### 3 Analyse des observations multi-couleur de Ross 548

Les observations spectro-photométriques de Ross 548 s'étendent sur une période de 4200 s ce qui nous donne une résolution temporelle plutôt modeste de 0.24 mHz. Elles ont été effectuées à des intervalles de 10.4 s avec des pauses de plusieurs minutes à intervalles irréguliers (à cause de pannes du système qui prenait les poses). Le spectro-photomètre multi-canaux utilisé possède 30 canaux mais on n'a pu en analyser seulement 18, le signal dans les autres étant trop faible. Les observations consistent en une série de spectres instantanés. La Figure (4) nous montre deux de ces spectres pour des luminosités extrêmes de l'étoile. On remarque qu'il y a peu de différences entre le spectre pour l'étoile à sa plus grande luminosité (représenté par des triangles) et le spectre pour l'étoile à sa plus basse luminosité (représenté par des points); à certaines longueurs d'onde les magnitudes sont même inversées (à l'intérieur des barres d'erreurs). Ceci est dû au fait que Ross 548 est une variable à faible amplitude ce qui entraîne des plus grandes erreurs. On peut voir clairement au moins deux raies d'hydrogène dans le spectre. Ce sont les mêmes raies que dans la Figure (3), mais, puisqu'on a supprimé des longueurs d'onde, on ne voit pas tous les détails. Il est utile de noter que l'échelle des magnitudes est AB79 (Gunn & Oke, 1983). Les longueurs d'onde utilisées vont de 3407 Å à 7274 Å. Les bandes passantes ont une largeur de 160 Å à l'exception des trois dernières qui ont une largeur de 360 Å.

Le signal temporel dans chacun des 18 canaux est montré dans la Figure (5). Les canaux sont séparés en trois blocs de six et les courbes de lumière elles-mêmes ont été coupées en trois segments égaux afin de rendre la figure plus lisible. On remarque qu'elles sont bruyantes mais que le bruit diminue à plus grande luminosité, comme il se doit. C'est particulièrement visible pour les basses longueurs d'onde qui ont les plus grandes magnitudes et qui sont aussi les plus bruyantes. Par exemple, si on regarde la courbe de lumière à  $3407 \text{ \AA}$ , on peut difficilement affirmer que l'étoile est variable. Dans les longueurs d'onde qui ont une plus grande luminosité, la variabilité devient plus apparente mais il est impossible de déterminer la (ou les) période(s) juste en regardant les courbes de lumière.

C'est pourquoi nous devons utiliser la transformée de Fourier. Le programme de transformée de Fourier que nous avons utilisé est un de transformée de Fourier ordinaire (FT) et non pas de transformée de Fourier rapide (FFT). La FFT se sert avantageusement de relations de récurrence entre les sinus et cosinus pour réduire le temps de calcul lorsqu'on lui fournit des données qui ont été prises à des intervalles de temps égaux. Dans notre cas, les observations ont été faites à des intervalles de temps irréguliers ce qui nous empêchait d'utiliser cet outil. Dans le calcul de la transformée de Fourier, nous avons utilisé 1000 points de fréquence et nous avons une résolution de  $0.24 \text{ mHz}$ . La fréquence de Nyquist, au delà de laquelle nous ne pouvons détecter de variabilité, est de  $46.4 \text{ mHz}$ . La Figure (6) nous montre les

transformées de Fourier des courbes de lumière. Encore une fois, les canaux ont été séparés en trois blocs. On a choisi d'arrêter l'abscisse à 10 mHz puisque, dans les ZZ Ceti, on ne détecte pas de pulsation à des fréquences plus élevées. Étant donnée la courte durée des observations, les pics sont assez larges (ils ont une largeur à demi-hauteur de 0.24 mHz) et on ne pourra malheureusement rien dire sur l'indice  $m$  de l'onde de température car on ne pourra différencier les pics très rapprochés qui identifient l'indice  $m$ . On remarque une pulsation, présente dans tous les canaux, ayant une période de  $214 \pm 1$  s (erreur rms), et donc une fréquence de  $4.67 \pm 0.02$  mHz (cette erreur n'est pas incompatible avec la résolution de 0.24 mHz puisqu'il s'agit ici de déterminer le centre du pic et que la résolution nous dit qu'on ne peut séparer des pics différents à moins de 0.24 mHz d'intervalle). C'est la seule pulsation d'amplitude significative qui se retrouve dans tous les canaux. Cette période est la moyenne arithmétique des différentes périodes trouvées par notre programme de transformée de Fourier pour les pics significatifs qui se trouve à cet endroit. On remarque que l'amplitude du pic tend à diminuer lorsque la longueur d'onde augmente. C'est ce qui était prédit par la théorie, comme on le voit sur la Figure (3) pour les canaux dans le continu.

Pour vérifier qu'il n'y avait pas d'autre pic significatif nous avons produit une courbe de lumière blanche. Pour ce faire, on a intégré les 18 courbes

de lumière selon l'équation suivante:

$$A^{blanc} = \sum_{i=1}^{18} A^i \Delta\nu = \sum_{i=1}^{18} \frac{A^i c}{\lambda^2} \Delta\lambda \quad (21)$$

où  $\Delta\nu$  et  $\Delta\lambda$  sont la largeur des bandes passantes des canaux en fréquence et en longueur d'onde respectivement. Le résultat de cet opération est illustré dans la Figure (7). Comme on peut le voir en comparant avec la Figure (5), la courbe de lumière blanche est beaucoup moins bruyante que la courbe de lumière de n'importe quel canal, ce qui n'est pas surprenant. La variabilité est également plus évidente bien qu'on ne puisse toujours pas déterminer la période à partir de la courbe de lumière. Nous avons ensuite pris la transformée de Fourier de cette courbe de lumière de la même manière que pour les canaux individuels. La Figure (8) nous montre le résultat. On voit qu'il n'y a qu'un seul pic significatif, celui à 4.67 mHz, comme on s'y attendait.

Nous avons ensuite obtenu des estimés plus quantitatifs (que ceux fournis par la transformée de Fourier) des amplitudes de la pulsation à 4.67 mHz dans les différentes bandes passantes par une méthode de moindres carrés. Il s'agit de modéliser chacune des 18 courbes de lumière en cherchant les paramètres du modèle qui minimisent la quantité

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left( \frac{y_i - y}{\sigma_i} \right)^2 \quad (22)$$

où  $y_i$  et  $\sigma_i$  sont, respectivement, les données et les erreurs observées,  $n$  est le nombre de points dans une courbe de lumière et  $y$  est la valeur au point

$i$  du modèle. Celui que nous avons utilisé est donné par

$$y = a + bt + A \cos\left(\frac{2\pi}{p}(t - \phi)\right) \quad (23)$$

où  $A$  est l'amplitude de la pulsation,  $\phi$  sa phase,  $p$  sa période et  $t$  est le temps.  $a$  et  $b$  sont les paramètres d'une droite que nous avons ajoutée dans le modèle au cas où il resterait une composante linéaire dans la courbe de lumière. Comparée à la méthode de Fourier, la méthode de moindres carrés est reconnue comme donnant de meilleurs estimés de l'amplitude pour des courbes de lumière bruyantes. De plus, elle offre l'autre avantage de fournir une incertitude formelle sur les résultats. Ceci dit, les amplitudes obtenues selon les deux méthodes sont tout à fait compatibles, comme le montre la Figure (9). On remarque que la ligne continue passe à l'intérieur de toutes les barres d'erreur, ce qui est exactement ce qu'on attendait puisque cette ligne est une droite à 45 degrés et représente donc l'identité.

La méthode de moindres carrés nous permet également de vérifier une prédiction théorique, à savoir que toutes les "couleurs" pulsent en phase. En effet, on peut voir dans la Figure (10) que la phase de la pulsation, qui est un des paramètres déterminés par le programme de moindres carrés, est la même dans tous les canaux à l'intérieur de  $2\sigma$  (les barres d'erreur sur la figure sont de  $1\sigma$  seulement et pour mieux visualiser, nous avons ajouté une droite correspondant à la moyenne arithmétique des phases). Ceci démontre que nous avons bien ici une onde de température à la surface de l'étoile.

Les amplitudes et les phases de cette pulsation dans les différentes bandes

passantes sont données dans le tableau (1). Dans la première colonne, on retrouve la longueur d'onde de la bande passante (en ångström), dans la deuxième, l'amplitude de la pulsation (en pourcentage), dans la troisième, l'erreur sur l'amplitude (aussi en pourcentage), dans la quatrième, la phase (en secondes) et dans la dernière l'erreur sur la phase (également en secondes). Nous avons mis en graphique l'amplitude de la pulsation à 4.67 mHz en fonction de la longueur d'onde dans la Figure (11). On remarque que l'amplitude diminue en fonction de la longueur d'onde (à l'exception des bandes passantes qui se trouvent dans les raies de l'hydrogène), ce qui est le même comportement que les amplitudes théoriques (voir la Figure (3) et la description dans le texte).

La prochaine étape est de modéliser la distribution d'amplitude montrée dans la Figure (11) en comparant les amplitudes observées avec les amplitudes attendues à partir d'une banque de modèles théoriques. Pour quantifier cette comparaison, nous utilisons la quantité

$$\chi^2(l) = \sum_{i=1}^{18} \frac{\left( \frac{A_l^i}{A_l^n} - \frac{O^i}{O^n} \right)^2}{(\sigma^i)^2} \quad (24)$$

où  $A_l^i$ ,  $O^i$  et  $\sigma^i$  sont l'amplitude théorique, l'amplitude observée et l'erreur sur l'amplitude observée, et où  $A_l^n$  et  $O^n$  sont, respectivement, l'amplitude moyenne théorique et observée des canaux 13 à 17. Ces canaux ont été choisis pour la normalisation puisqu'ils se trouvent à l'endroit le plus lisse du spectre. La qualité de l'accord entre les amplitudes théoriques et observées

Table 1:

longueur d'onde ( $\text{\AA}$ )	amplitude (%)	$\sigma_A$ (%)	$\phi$ (s)	$\sigma_\phi$ (s)
3407	1.2	0.3	97	7
3567	1.8	0.2	106	6
3727	0.8	0.2	95	9
3887	0.9	0.2	91	6
4047	0.8	0.2	98	6
4207	1.0	0.1	106	5
4367	0.8	0.1	101	5
4527	1.0	0.1	100	4
4687	0.7	0.1	92	6
4847	0.9	0.2	101	7
5007	1.0	0.1	92	4
5167	0.7	0.2	94	8
5327	0.6	0.1	98	8
5487	0.7	0.2	97	11
5647	0.7	0.2	99	11
5834	0.6	0.1	102	8
6194	0.6	0.2	111	9
7274	0.5	0.2	91	12

est donc mesurée dans un sens de moindres carrés.

Un autre indicateur de cette qualité est la probabilité  $Q$ , fonction de  $\chi^2(l)$  et de  $\nu$ , le degré de liberté. Ici,  $\nu = 18$  puisque nous n'avons aucun paramètre libre. Elle est évaluée à partir d'une fonction Gamma tronquée (voir Press et al. 1986). Elle donne la probabilité que le chi-carré dépasse une valeur particulière  $\chi^2$  par *chance*. C'est une mesure quantitative de la justesse du modèle considéré. Plus  $Q$  est petit, moins il est probable que le modèle soit bon.

Les résultats peuvent d'abord être étudiés qualitativement à l'aide de surfaces de  $\chi^2(l)$  au-dessus du plan  $\log g - T_{eff}$ . Ces surfaces ont été produites en calculant les 455 valeurs de  $\chi^2(l)$  couvrant les grilles de modèles d'atmosphère citées plus haut (91 températures effectives non-perturbées et 5 gravités de surface). On a ensuite interpolé par splines cubiques entre les valeurs de gravité de surface afin de permettre une meilleure visualisation. La surface finale est donc définie en terme de 91 températures effectives ( $\Delta T_{eff} = 50K$ ) et de 91 gravités de surface ( $\Delta \log g = 1/90$ ).

Les figures (12) à (17) nous montrent les surfaces de  $\chi^2(l)$  pour  $l = 1, 2$  et  $3$ , pour les deux efficacités convectives considérées, soit ML6 et ML2. Toutes les surfaces de  $\chi^2(l)$  sont orientées selon le même angle et de façon à ce que le lecteur ait une bonne perspective. Les meilleures solutions se trouvent au fond des vallées dans les surfaces de  $\chi^2(l)$ ; elles forment des familles dans lesquelles une gravité de surface plus élevée est compensée par



une température plus haute. En comparant les figures (12), (13) et (14), on peut voir que les résultats pour  $l = 1$  et  $l = 2$  sont équivalents alors que ceux pour  $l = 3$  sont marginalement moins bons. En effet, les axes verticaux (ceux du  $\chi^2$ ) ne sont pas les mêmes dans les trois figures; dans les deux premières,  $9 \leq \chi^2 \leq 40$  alors que dans la troisième,  $10 \leq \chi^2 \leq 100$ . C'est-à-dire que la vallée la plus profonde pour  $l = 3$  est légèrement moins profonde que celles de  $l = 1$  et  $l = 2$ . De plus, une bonne partie des modèles ayant  $l = 3$  ont une valeur de  $\chi^2$  nettement plus élevée que ceux ayant  $l = 1$  ou  $l = 2$ . On remarque que dans la figure (14) (celle pour  $l = 3$ ), il y a deux vallées, c'est-à-dire, deux familles de solutions possibles. Ceci est dû au fait que l'opacité passe par un maximum dans l'intervalle de température des ZZ Ceti, on retrouve donc des solutions des deux côtés de ce maximum pour le cas  $l = 3$ . On s'attendrait à observer la même chose pour  $l = 1$  et  $l = 2$  mais les incertitudes sur nos mesures ne nous le permettent pas. Nous observons ceci pour  $l = 3$  seulement puisque ces modèles s'accordent moins bien avec les observations. La situation est semblable pour ML2 comme on peut le voir en examinant les figures (15), (16) et (17) (les axes verticaux sont ici aussi différents pour les différentes valeurs de  $l$ ). En comparant les figures (12) et (15), on peut voir que les deux efficacités convectives donnent des résultats équivalents mais différents: les vallées ne sont pas au même endroit, mais elles ont des profondeurs presque identiques.

Ces résultats peuvent être interprétés d'une façon plus quantitative grâce

à la quantité  $Q$ . Dans les tableaux 2 et 3, on a mis les meilleurs résultats pour ML6 et ML2 respectivement, i.e., ceux correspondant à une valeur minimum de  $\chi^2(l)$ , au fond d'une vallée. Pour chaque valeur de  $l$  considérée (colonne 1) et pour chaque gravité de surface des grilles de modèles d'atmosphère (colonne 2), on donne la température effective (colonne 3), la valeur de  $\chi^2$  (colonne 4) et la valeur de  $Q$  pour le meilleur modèle. On peut y voir que, pour ML6,  $l = 1$  et  $l = 2$  donnent des meilleurs résultats que  $l = 3$ . Pour ML2, les résultats sont équivalents à ML6 sauf pour la plus grande valeur de la gravité de surface ( $\log g = 8.50$ ) et les résultats pour  $l = 3$  sont aussi bons que les résultats pour  $l = 1$  et  $l = 2$  pour certaines valeurs de la gravité de surface. Si on suit Press et al. (1986) et qu'on adopte  $Q > 0.001$  (ce qui correspond à  $\chi^2 \leq 40$  pour un degré de liberté  $\nu = 18$ ) comme critère pour accepter un modèle, on remarque, en examinant les figures (12) à (17), que tous les modèles ayant  $l = 1$  et  $l = 2$  sont acceptables, alors que seulement une poignée de modèles avec  $l = 3$  le sont.

Une autre façon de comparer les résultats, qualitativement cette fois-ci, est de regarder pour combien de filtres est-ce que l'amplitude de pulsation prédite est à l'intérieur de  $1\sigma$  de l'amplitude observée. Dans le cas de ML6, en ne considérant que les meilleurs modèles, il y a toujours deux filtres qui ne sont pas à l'intérieur de  $1\sigma$  pour  $l = 1$  et  $l = 2$  alors que pour  $l = 3$  ce nombre passe à cinq. On observe la même chose pour ML2 à l'exception des modèles qui ont une gravité de surface plus importante ( $\log g = 8.50$ )

Table 2:

meilleurs résultats pour ML6				
	log g	$T_{eff}$	$\chi^2$	Q
l=1	7.50	12600	10.26	0.92
	7.75	13100	10.24	0.92
	8.00	13600	10.18	0.93
	8.25	14200	10.17	0.93
	8.50	14500	10.61	0.91
l=2	7.50	12600	9.30	0.95
	7.75	13100	9.26	0.95
	8.00	13600	9.25	0.95
	8.25	14200	9.27	0.95
	8.50	14500	10.12	0.93
l=3	7.50	12600	17.29	0.50
	7.75	13050	15.19	0.65
	8.00	13550	13.56	0.76
	8.25	14100	12.73	0.81
	8.50	14500	16.97	0.53

Table 3:

meilleurs résultats pour ML2				
	$\log g$	$T_{eff}$	$\chi^2$	Q
l=1	7.50	13100	10.07	0.93
	7.75	13600	10.15	0.93
	8.00	14150	10.23	0.92
	8.25	14500	10.84	0.90
	8.50	14500	14.55	0.69
l=2	7.50	13150	9.50	0.95
	7.75	13700	9.49	0.95
	8.00	14250	9.52	0.95
	8.25	14500	10.91	0.90
	8.50	14500	17.99	0.46
l=3	7.50	13200	12.07	0.84
	7.75	13700	10.94	0.90
	8.00	14250	10.42	0.92
	8.25	14500	21.32	0.26
	8.50	11950	29.23	0.05

pour lesquels ce nombre passe à six ou sept selon la valeur de  $l$ . Si on avait choisi un critère de  $3\sigma$ , on aurait constaté que tous les filtres, pour tous les meilleurs modèles et pour tous les cas, sont à l'intérieur de  $3\sigma$  des observations.

Une dernière façon d'évaluer les résultats est de comparer directement les observations et la théorie. La figure (18) nous montre les amplitudes observées et prédites pour un modèle ML6 (voir Tableau 2) avec  $\log g = 8.0$  et  $T_{eff} = 13600K$  pour  $l = 1$  (ligne continue),  $l = 2$  (ligne pointillée) et  $l = 3$  (ligne en tirets). On peut y voir qu'avec les observations présentes il est impossible de distinguer entre  $l = 1$  et  $l = 2$  et que pour ce modèle, on ne peut rejeter  $l = 3$  car il passe à travers presque toutes les barres d'erreur (15 sur 18 comparé à 16 sur 18 pour  $l = 1$  et  $l = 2$ ). Si on avait des observations sur un intervalle de longueurs d'onde plus grand, il serait probablement possible de différencier  $l = 3$  de  $l = 1$  ou 2 puisqu'aux extrémités de l'intervalle le modèle avec  $l = 3$  s'éloigne considérablement des deux autres.

Pour finir, il serait intéressant de comparer les résultats obtenus ici avec les déterminations de gravité de surface et de température effective effectuées par Bergeron et al. (1995) pour Ross 548 lors d'une étude du spectre optique et ultraviolet moyenné dans le temps de cette étoile. Pour le modèle de convection ML2, ils ont obtenu  $\log g = 7.83$  et  $T_{eff} = 13050K$  et pour ML6, ils ont  $\log g = 7.97$  et  $T_{eff} = 11990K$  avec des incertitudes typiques

de  $\Delta \log g = 0.05$  et  $\Delta T_{eff} = 350K$ . Il n'est pas utile de comparer avec nos résultats pour  $l = 1$  et  $l = 2$  puisque, comme nous l'avons dit plus haut, tous les modèles de nos grilles sont acceptables. C'est-à-dire que, même si nos meilleurs modèles pour  $l = 1$  et  $l = 2$  ne correspondent pas aux résultats de Bergeron et al. (1995), nos modèles qui correspondent à leurs résultats ont une valeur de  $\chi^2 < 40$  ( $Q > 0.001$ ) ce que nous avons pris comme critère pour accepter un modèle. Plus précisément, nos modèles modèles pour ML6 à  $\log g = 7.83$  et  $T_{eff} = 13050K$  pour  $l = 1$  et  $l = 2$  ont  $\chi^2 = 10.81$  ( $Q = 0.90$ ) et  $\chi^2 = 10.51$  ( $Q = 0.91$ ) respectivement et pour ML2, à  $\log g = 7.97$  et  $T_{eff} = 11990K$ , ils ont  $\chi^2 = 20.64$  ( $Q = 0.29$ ) pour  $l = 1$  et  $\chi^2 = 20.40$  ( $Q = 0.31$ ) pour  $l = 2$ . Il n'en est pas de même pour  $l = 3$ . Pour ML2, le modèle avec  $\log g = 7.83$  qui reproduit le mieux les amplitudes de pulsation devrait avoir  $T_{eff} \simeq 13880K$  (en interpolant dans le Tableau 3), ce qui est incompatible avec l'estimé de Bergeron et al. (1995) donnant  $T_{eff} \simeq 13050K$ . D'ailleurs, avec leurs valeurs de  $\log g$  et  $T_{eff}$ , nous obtenons  $\chi^2(l = 3) = 70$ , ce qui selon le critère du paramètre  $Q$  n'est pas acceptable. Dans le cas de ML6, le modèle avec  $\log g \simeq 7.97$  qui reproduirait le mieux les amplitudes de pulsation devrait avoir  $T_{eff} \simeq 13490K$  (en interpolant dans le Tableau 2), ce qui est encore moins compatible avec les résultats de Bergeron et al. (1995). En utilisant leurs paramètres atmosphériques pour reproduire les résultats de la pulsations, nous obtenons  $\chi^2(l = 3) = 68$ , ce que nous devons rejeter. Puisque nos résultats ont

été obtenus avec *exactement* les mêmes modèles d'atmosphère que les leurs, nous devons conclure que nous devons rejeter  $l = 3$  comme indice du mode de pulsation de Ross 548. Celle-ci pulse donc dans un mode avec  $l = 1$  ou  $l = 2$ .

En terminant ce chapitre, nous devons souligner le fait que les résultats présentés ici sont, jusqu'à un certain point, décevants. Nous avons espéré pouvoir déterminer l'indice  $l$  de la pulsation à 4.67 mHz dans Ross 548 à l'aide d'observations multi-couleurs. Ces observations, rappelons-le, sont les *meilleures* qui existent dans le domaine pour cette étoile. De toute évidence, l'amplitude de pulsation du mode dominant dans Ross 548 s'est avérée être un peu faible, même pour le télescope de 5 m à Palomar. Pour faire mieux avec cette méthode, il faudra observer sur un plus grand télescope ou agrandir la base spectrale en combinant observations optiques et ultraviolettes. Cette dernière approche s'est avérée particulièrement fructueuse dans le cas de la ZZ Ceti G117-B15A (voir Robinson et al. 1995 et Fontaine et al. 1996). Néanmoins, sur une note plus positive, notons quand même que nous avons fait la démonstration que les couleurs pulsent en phase dans Ross 548 (une prédiction de la théorie), et, qu'en combinant nos résultats avec les études spectroscopiques de Bergeron et al. (1995), nous avons déterminé que le mode de pulsation à 4.67 mHz dans Ross 548 a une valeur  $l = 1$  ou  $l = 2$ , ce qui est une contrainte utile.

Fig. 4 — Deux spectres instantannées de Ross 548, le plus lumineux (triangles) et le moins lumineux (cercles pleins).



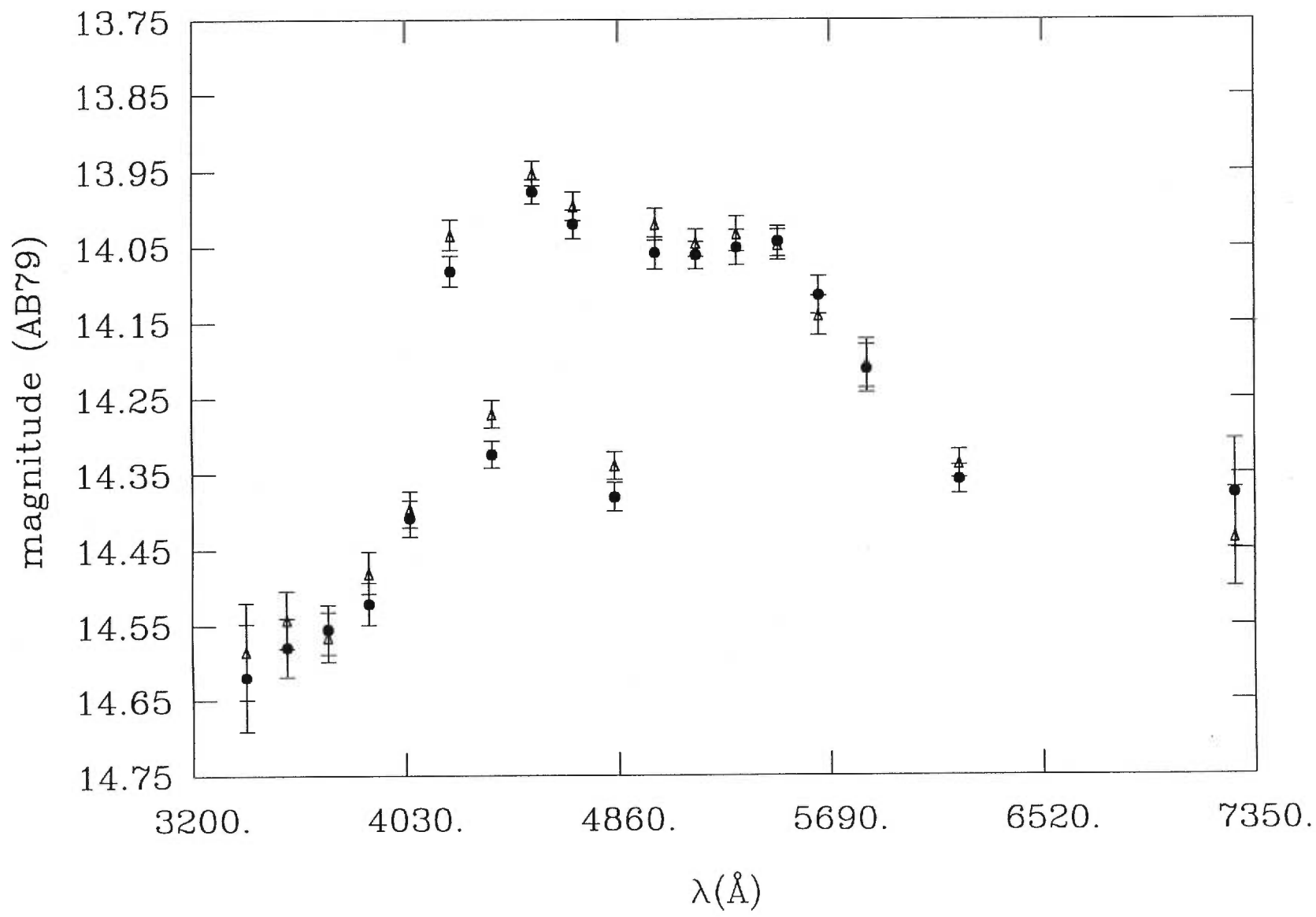
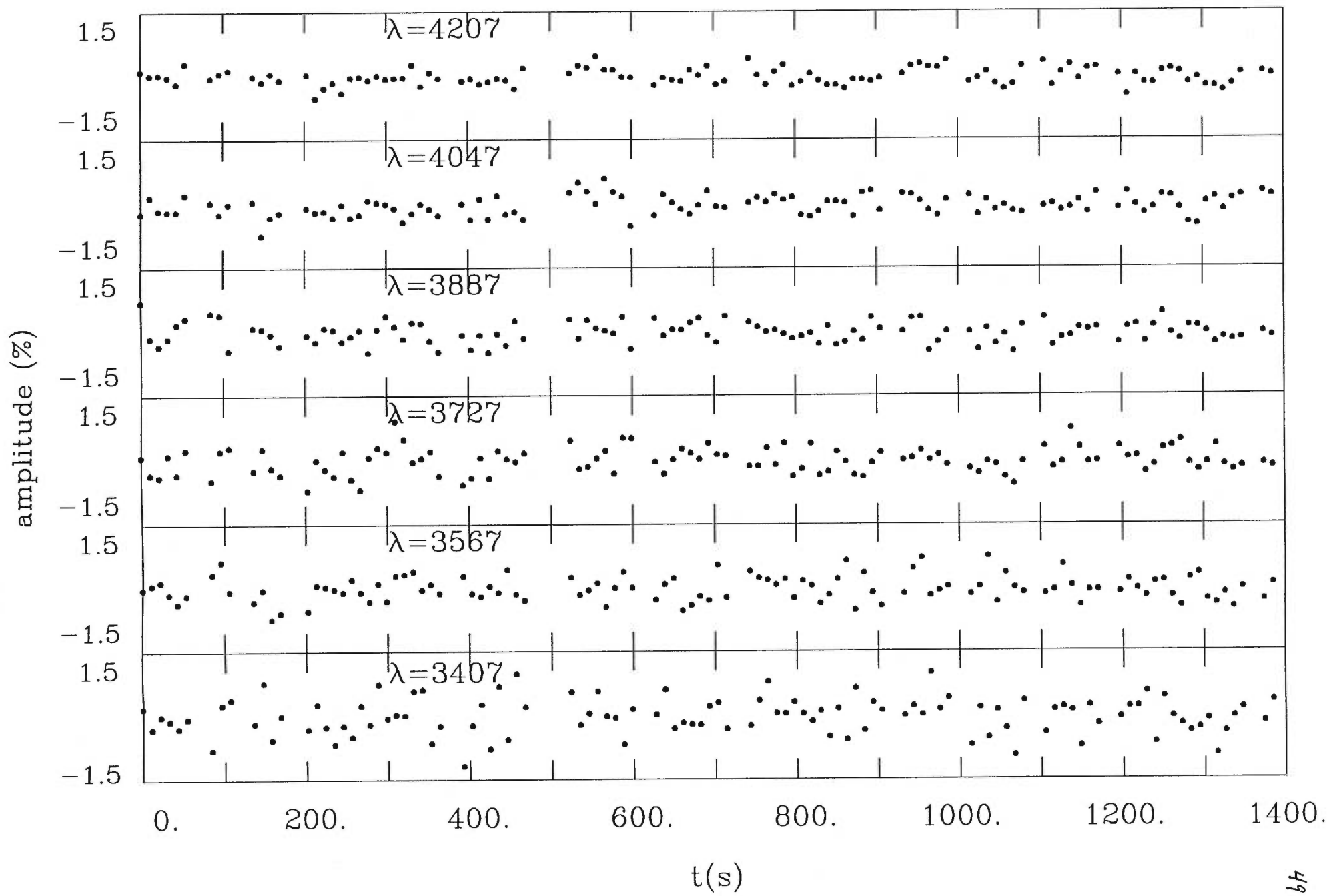
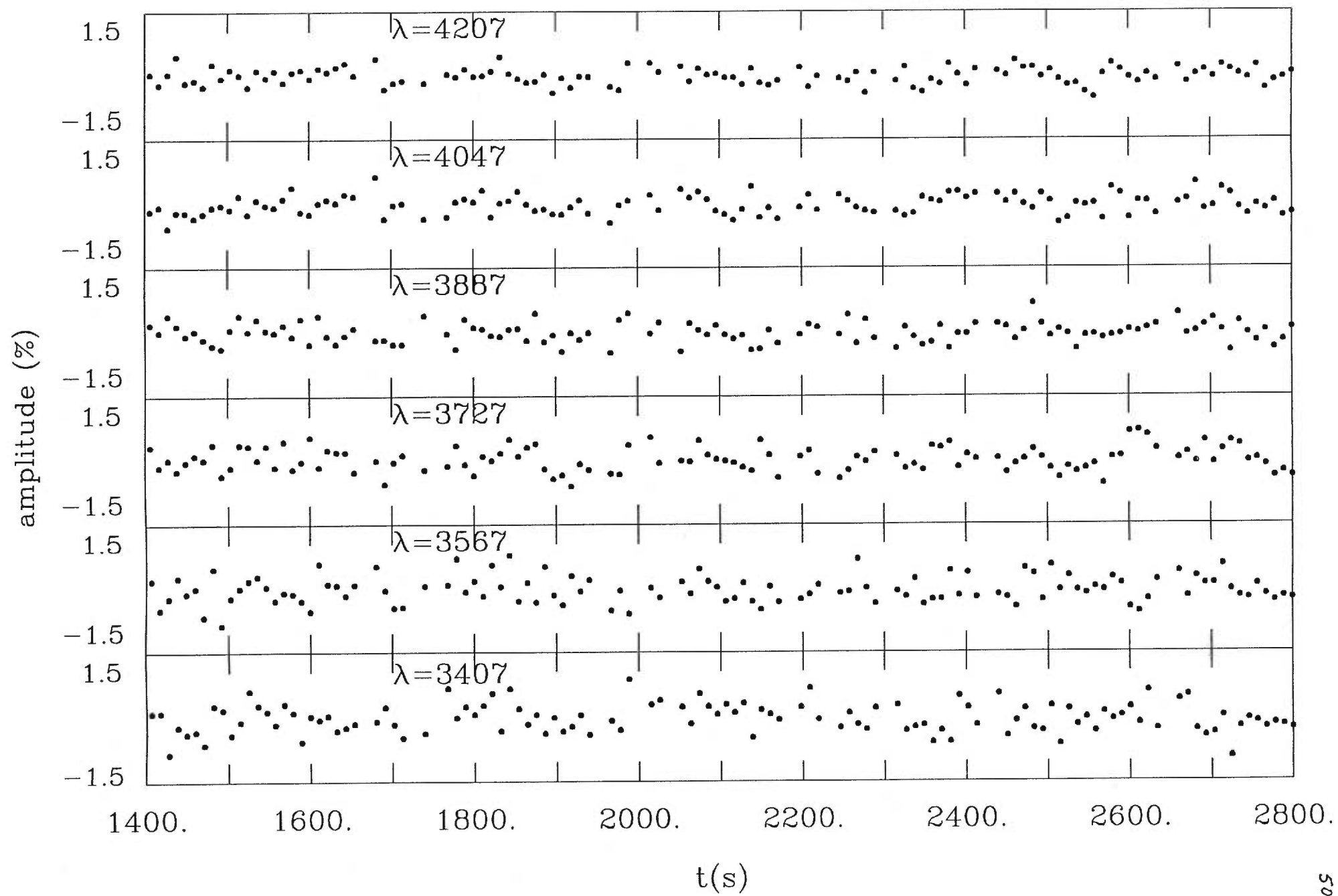
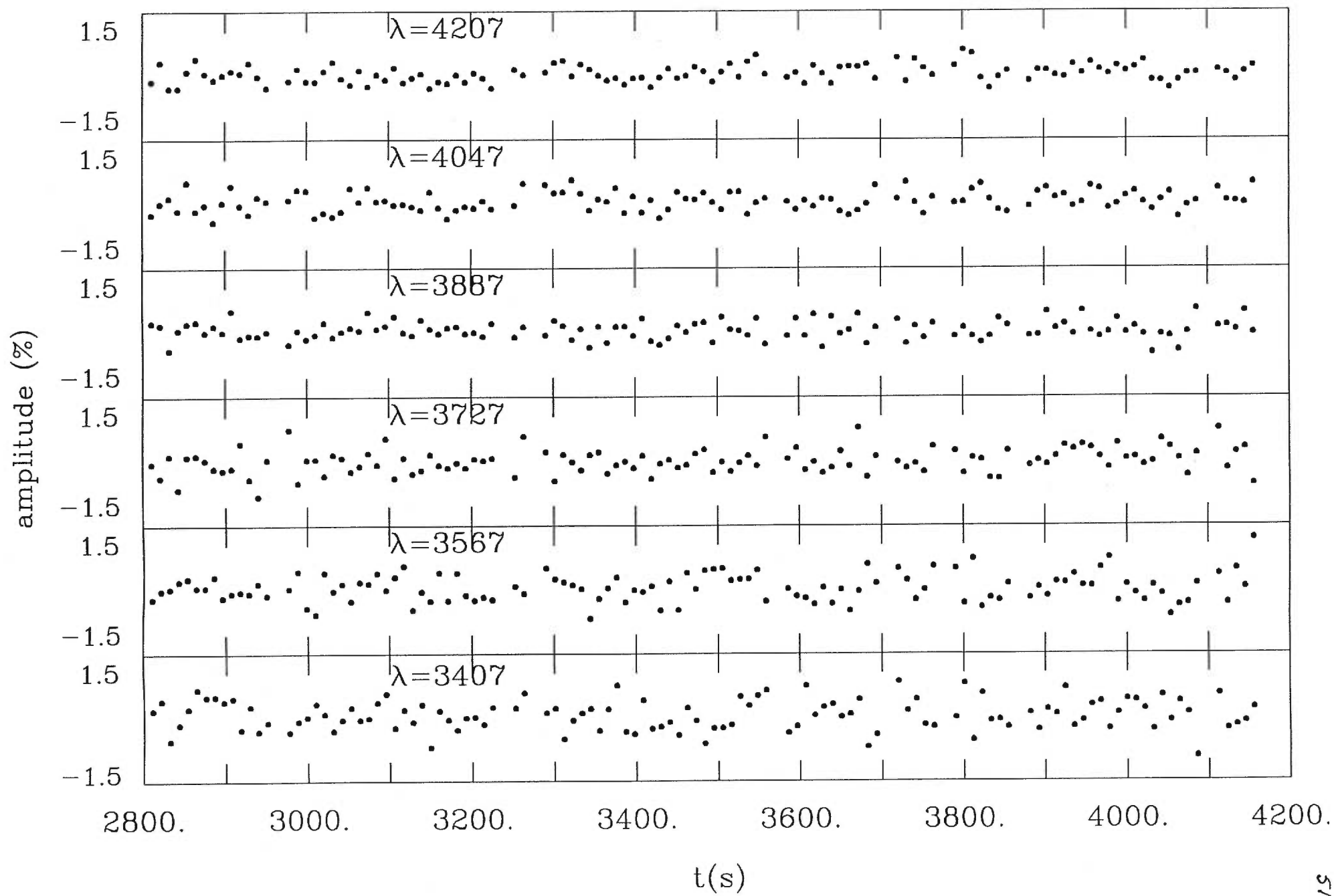
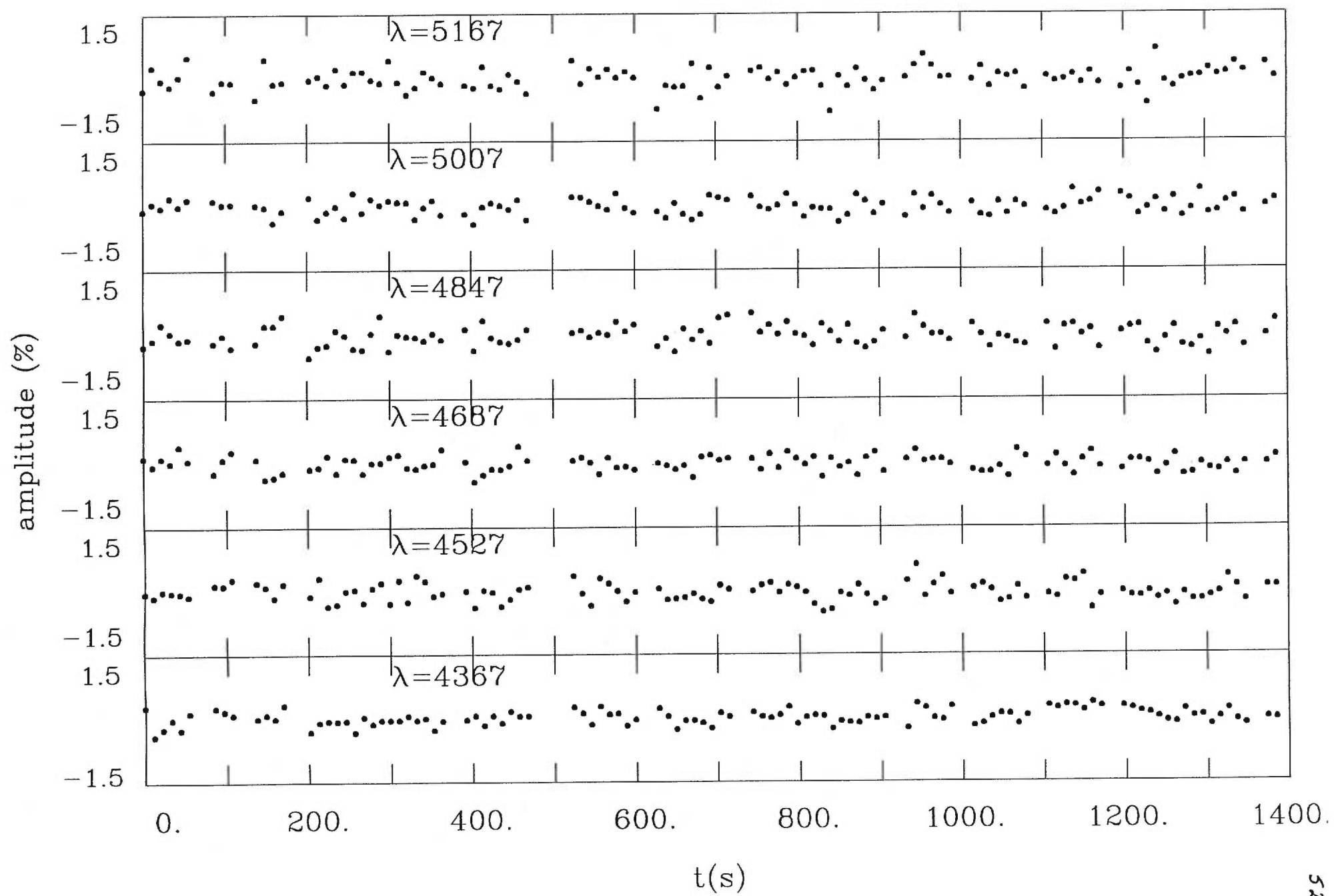


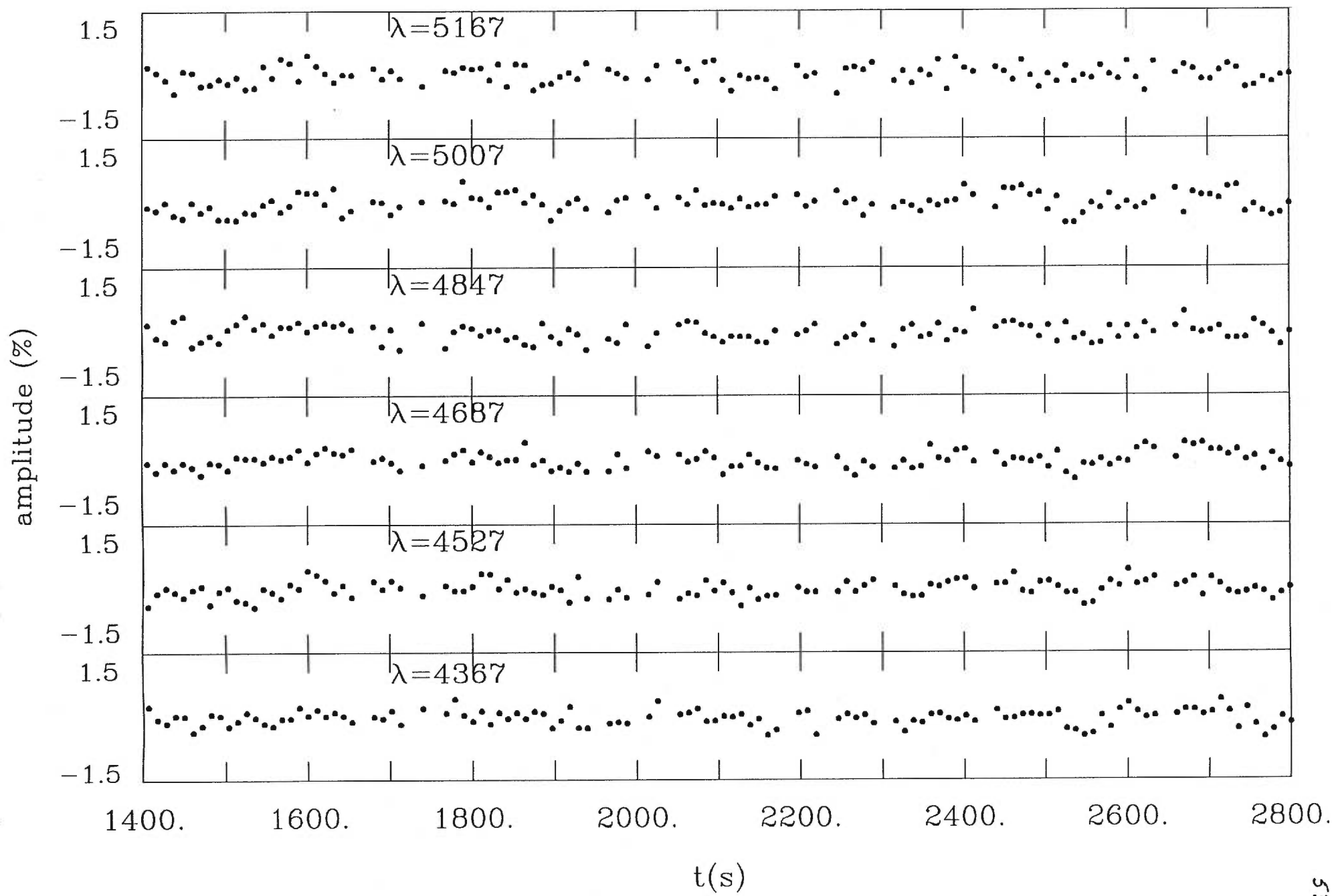
Fig. 5 — Courbes de lumière de Ross 548 dans chacune des bandes passantes. Les courbes de lumières ont été séparées en trois sections qui vont de 0–1400s, 1400–2800s et 2800–4200s. Les bandes passantes ont été divisées en trois groupes de six bandes.

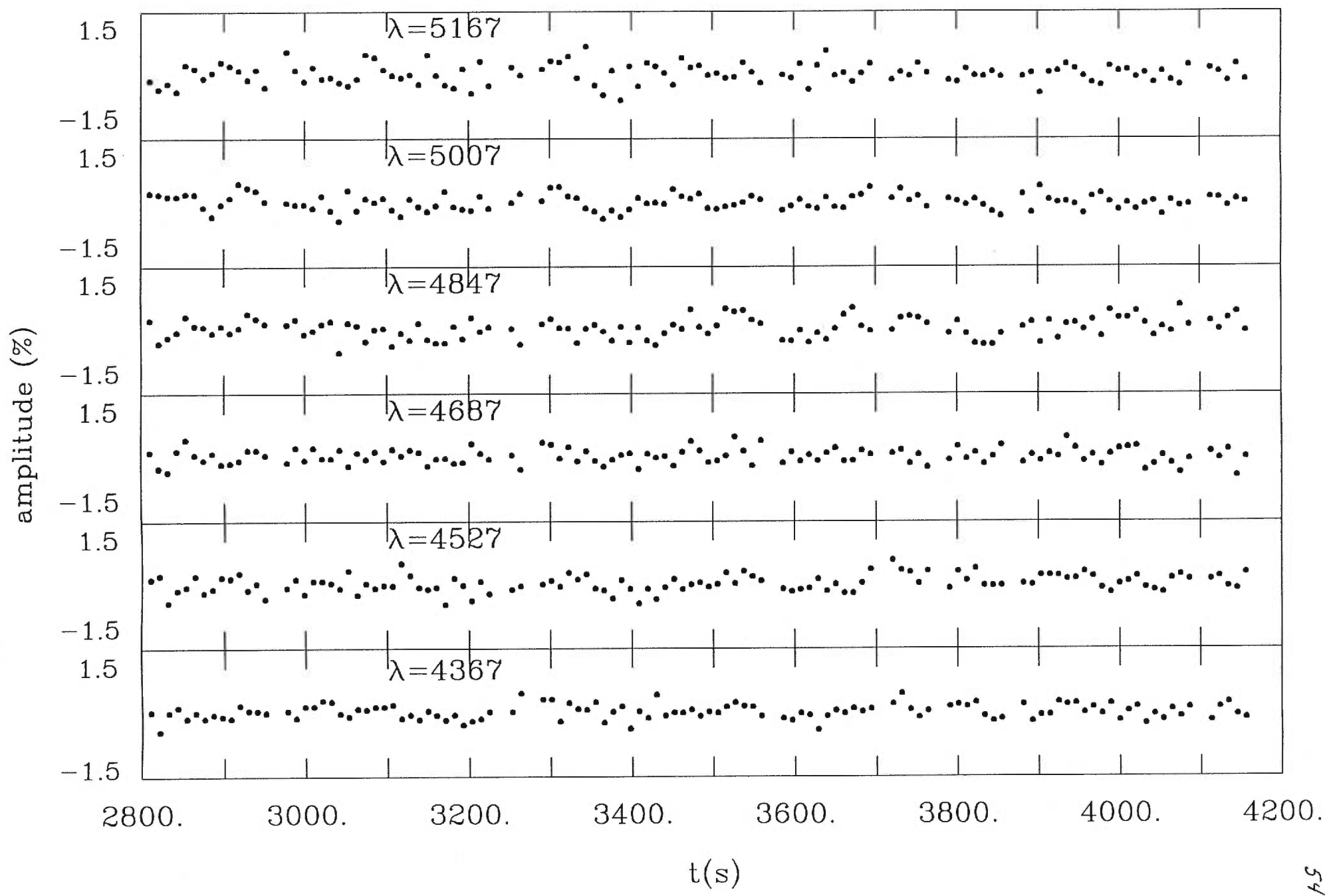




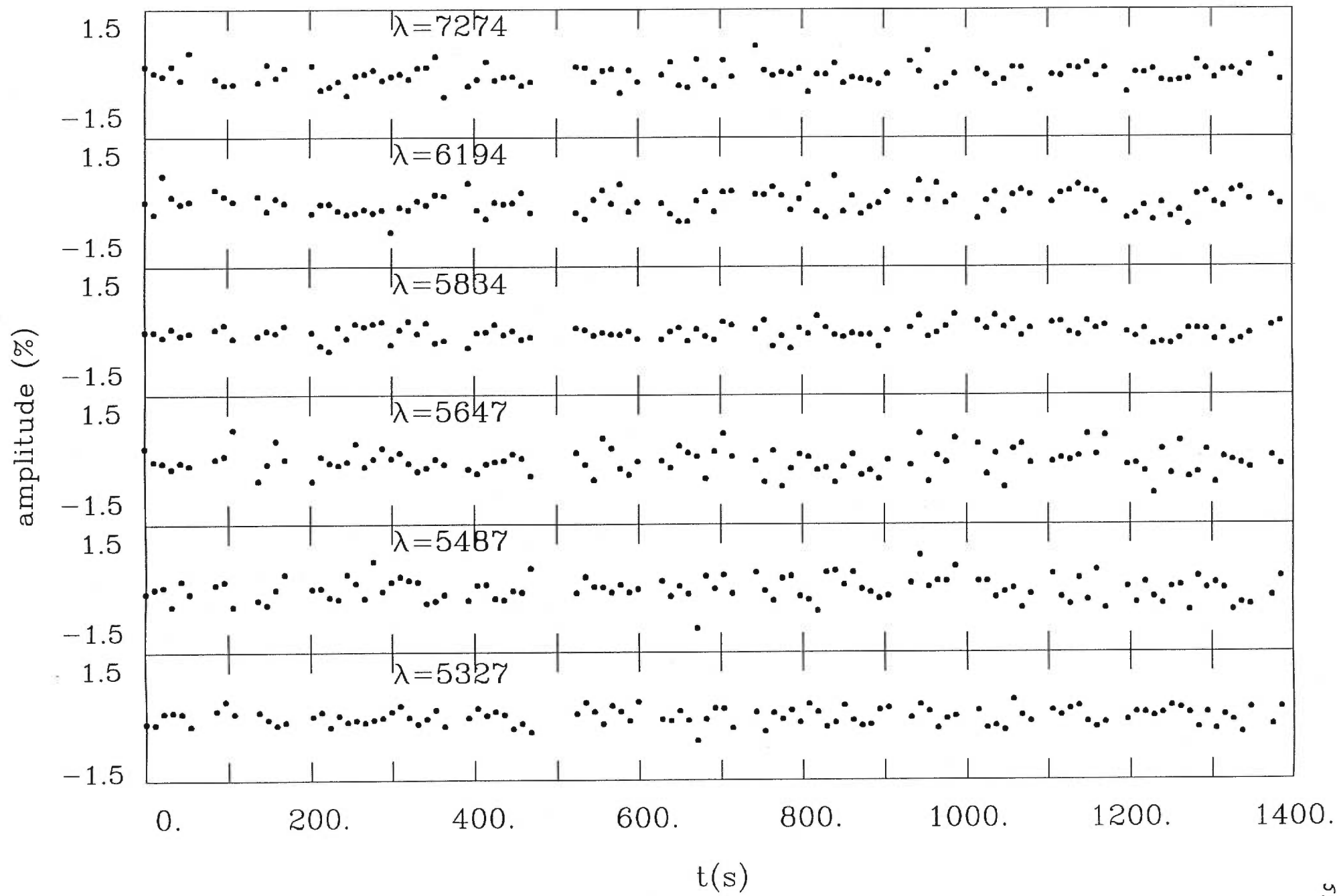


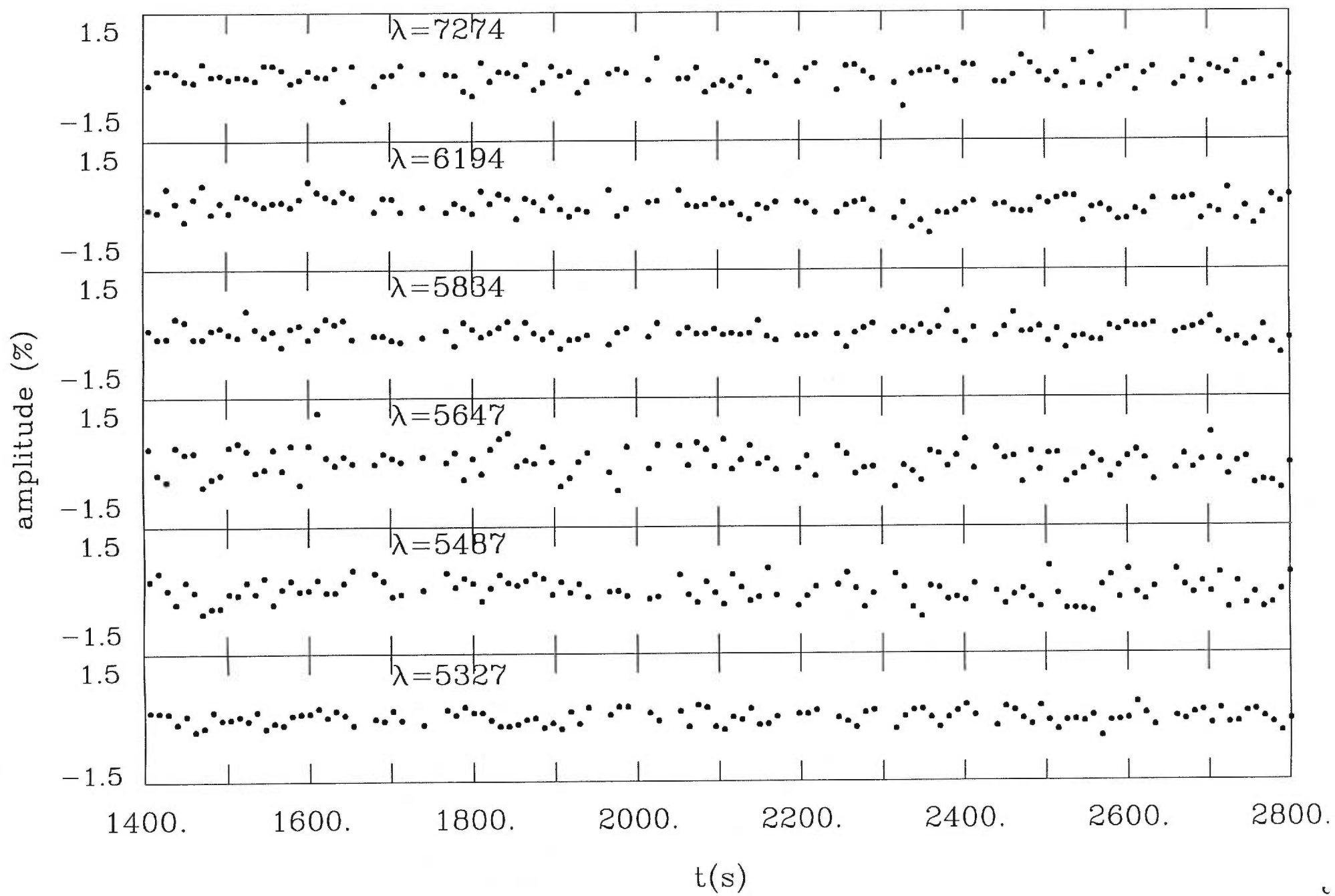












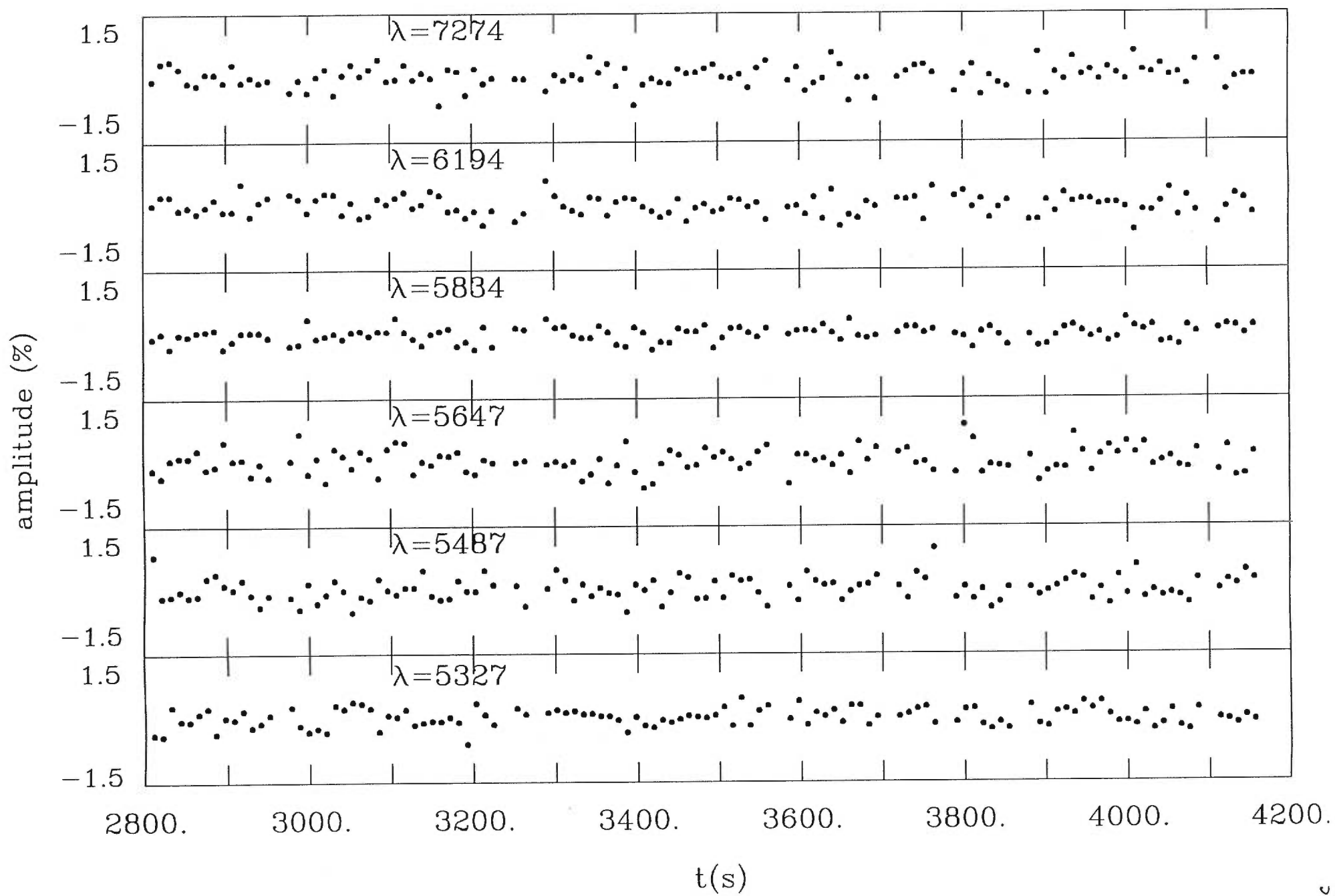
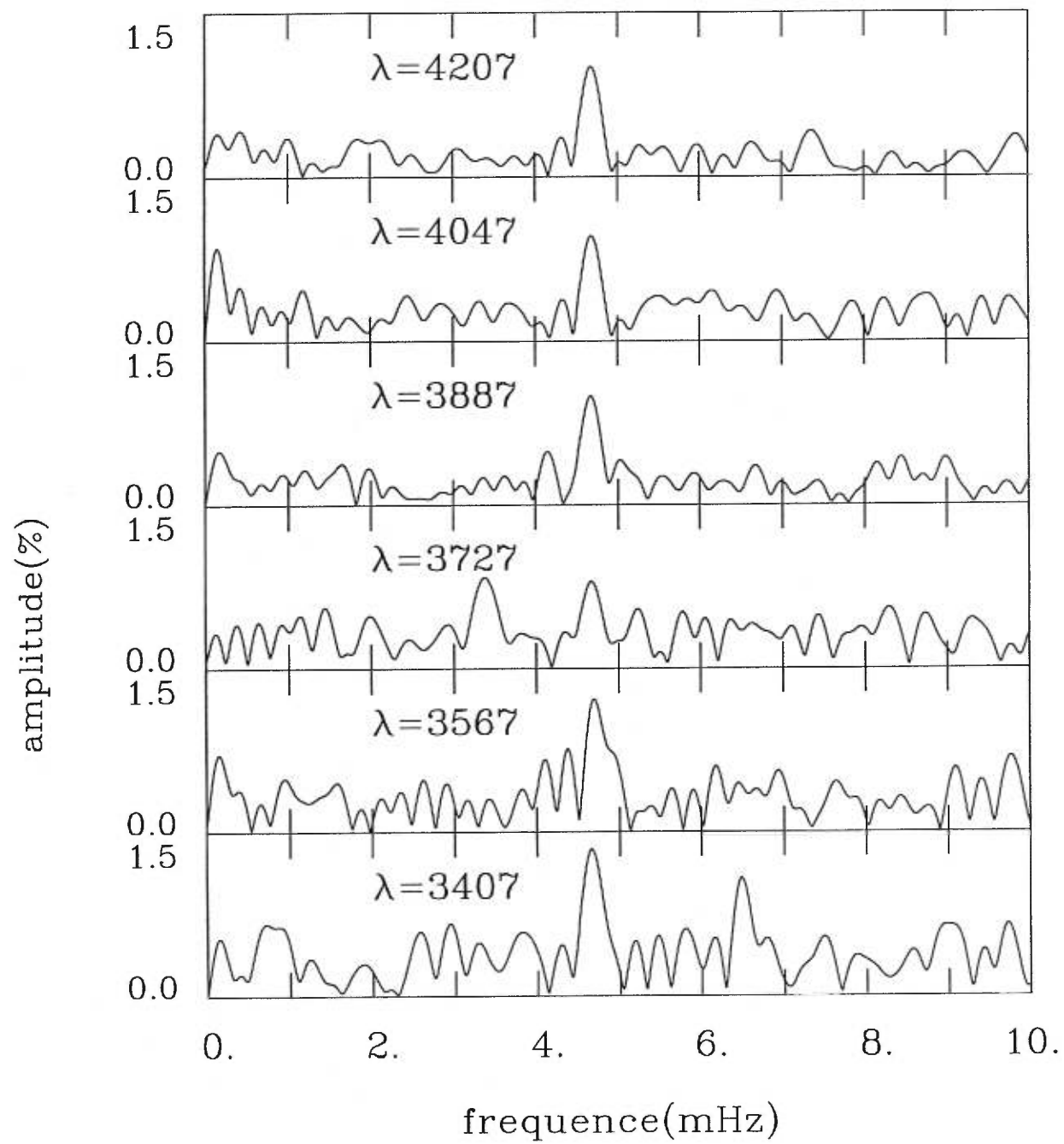
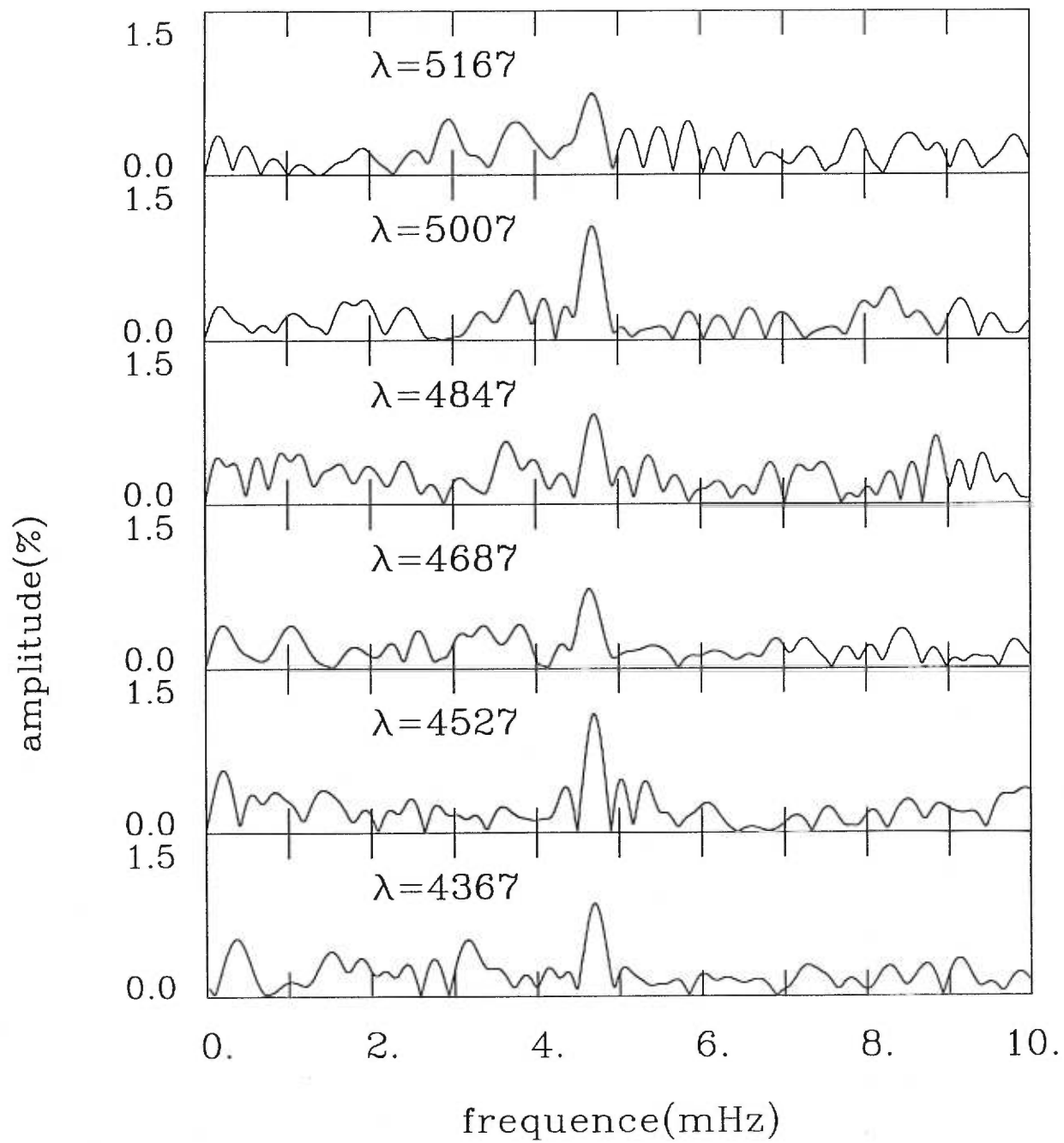


Fig. 6 — Transformées de Fourier des courbes de lumière pour chacune des bandes passantes. Les bandes passantes ont été divisées en trois groupes de six bandes.





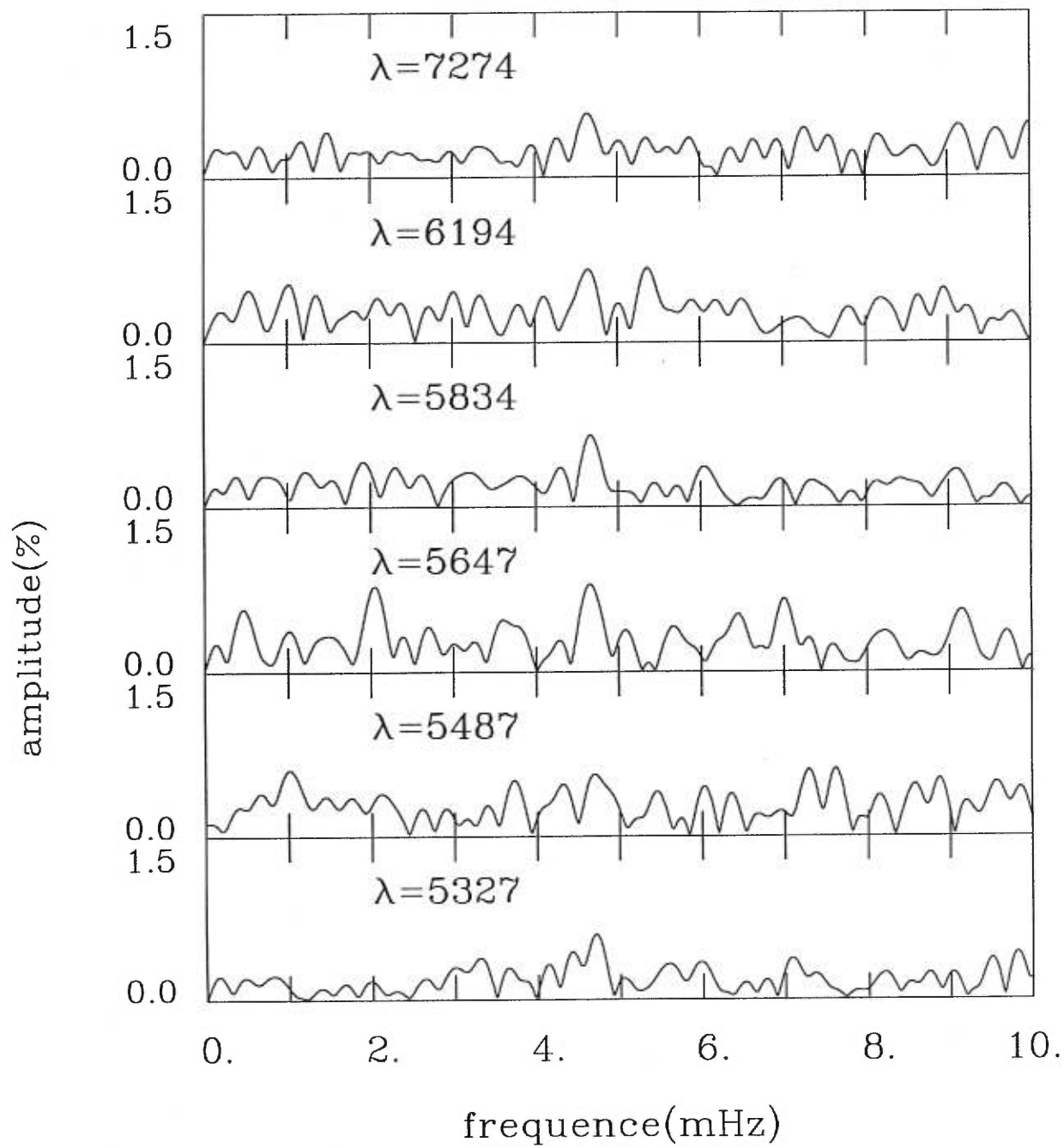
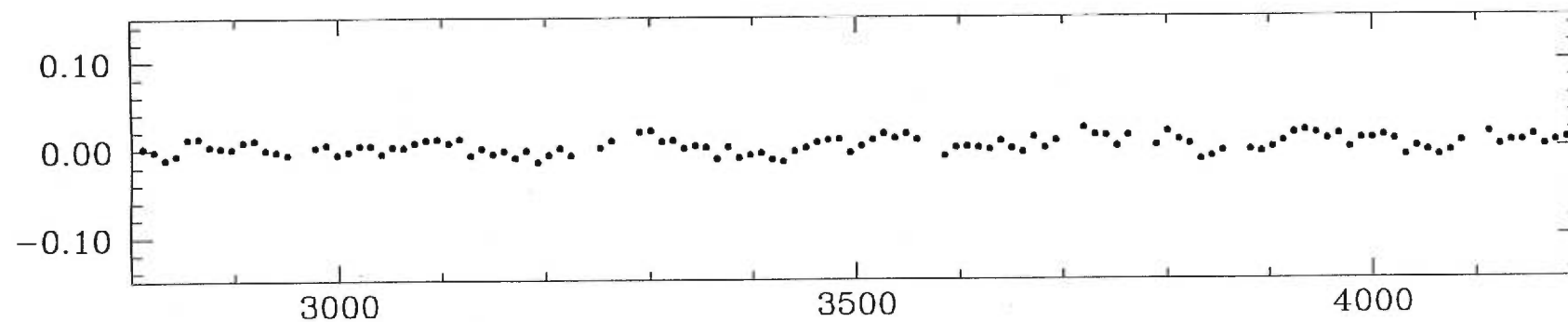
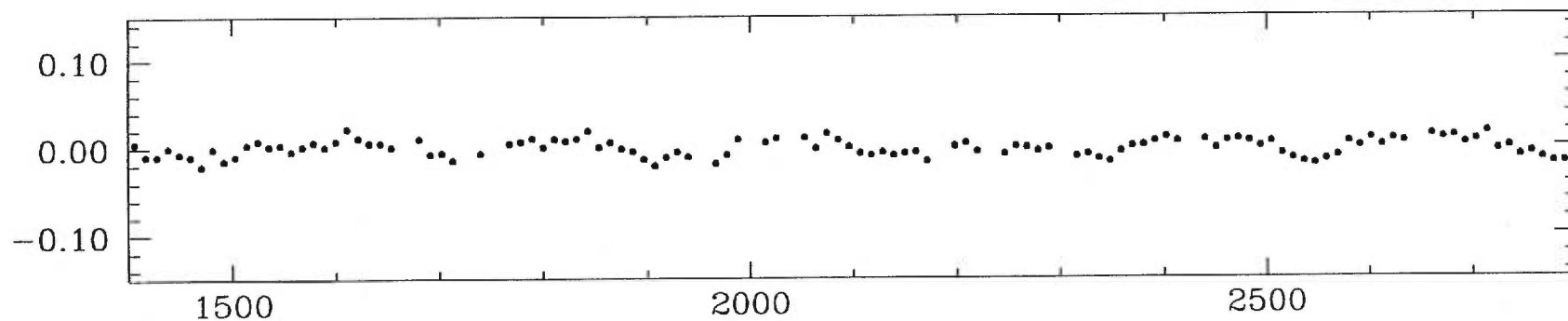
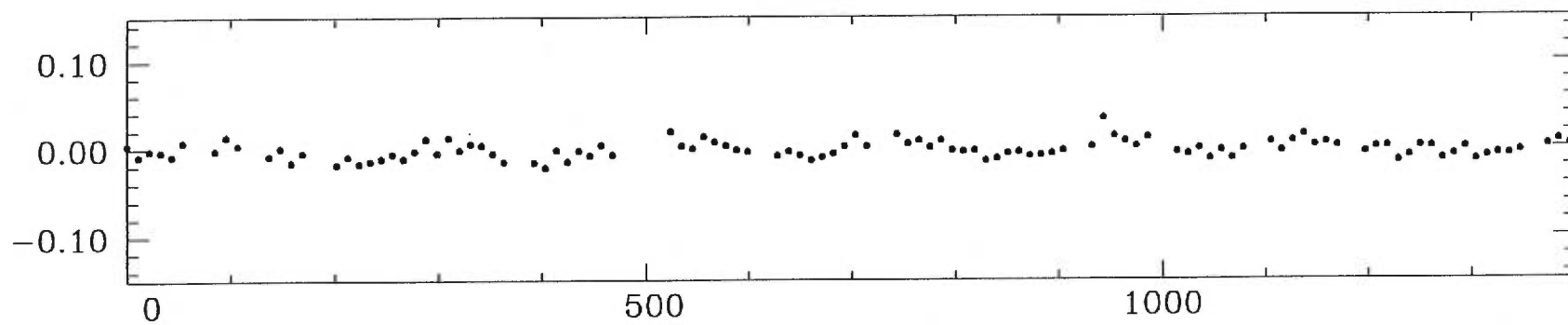


Fig. 7 — Courbe de lumière blanche de Ross 548 provenant de l'intégration des courbes de lumières dans les bandes passantes utilisées.



Amplitude Relative



Temps (secondes)

Fig. 8 — Transformée de Fourier de la courbe de lumière blanche.

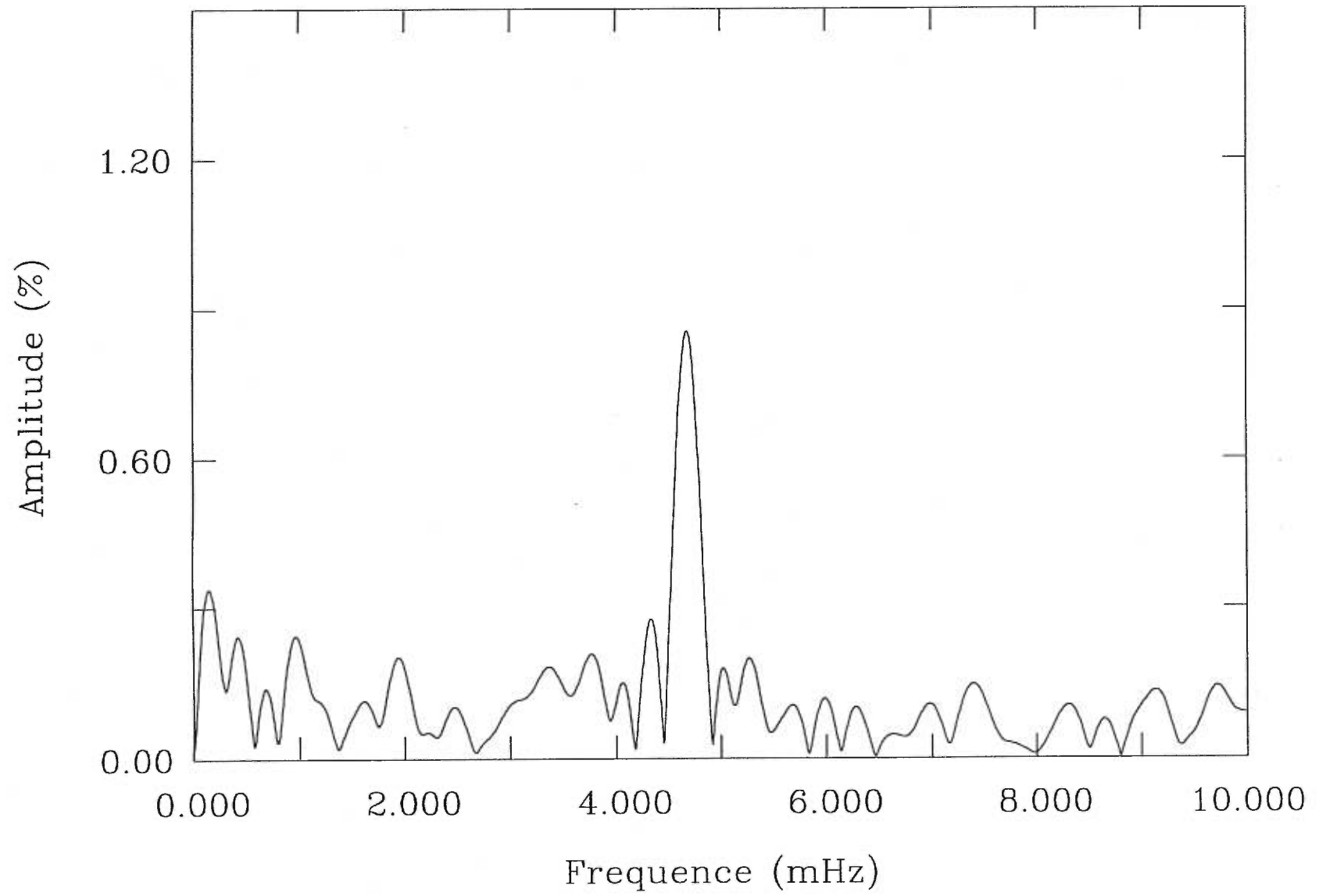


Fig. 9 — Comparaison des amplitudes obtenues avec le programme de transformées de Fourier (axe horizontal) et avec le programme de moindres carrés (axe vertical). Les barres d'erreurs proviennent du programme de moindres carrés. La ligne continue est une droite à 45 degrés qui représente une identité.

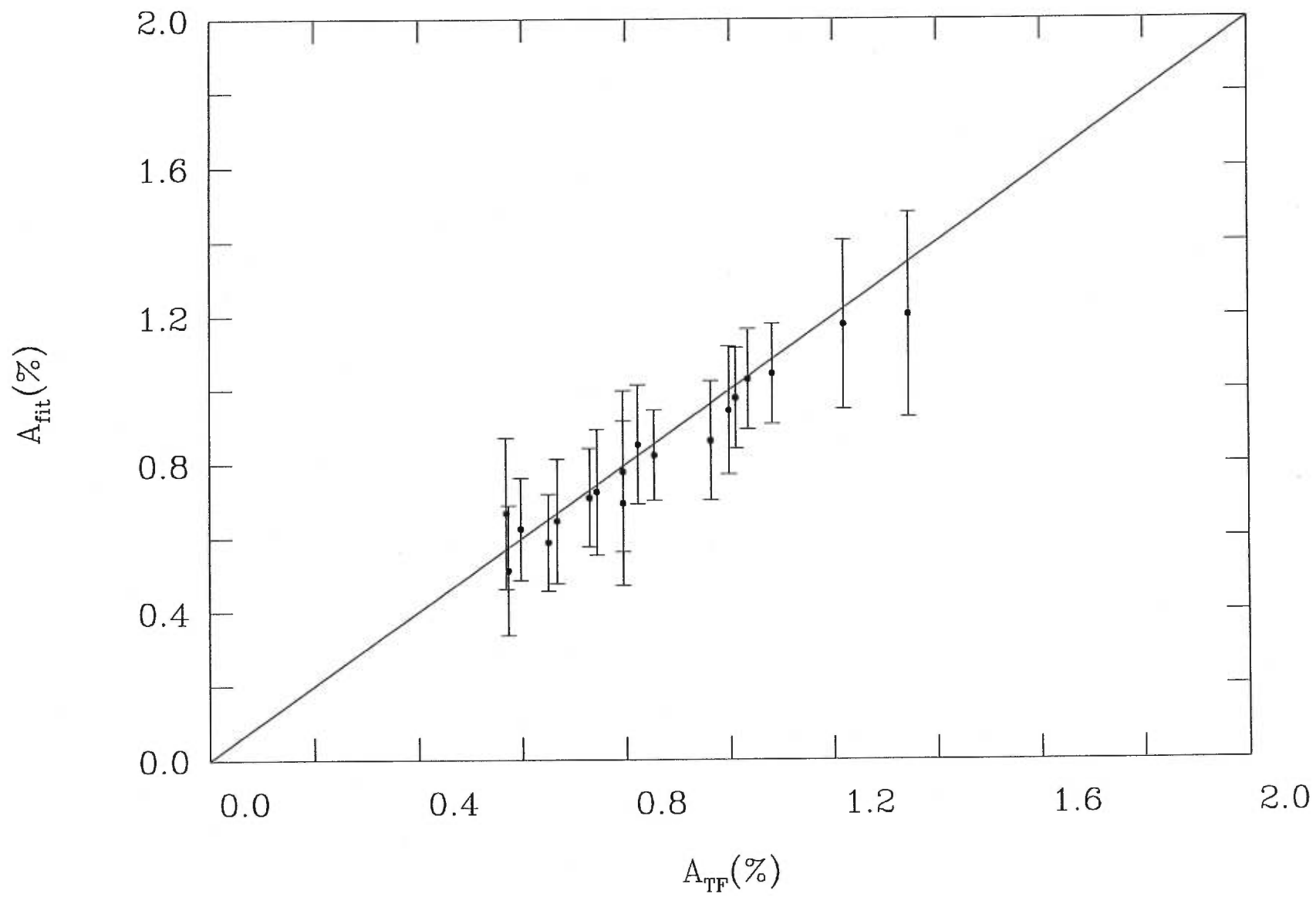


Fig. 10 — Phase du signal en fonction de la longueur d'onde de la bande passante. La ligne continue est la moyenne des phases.

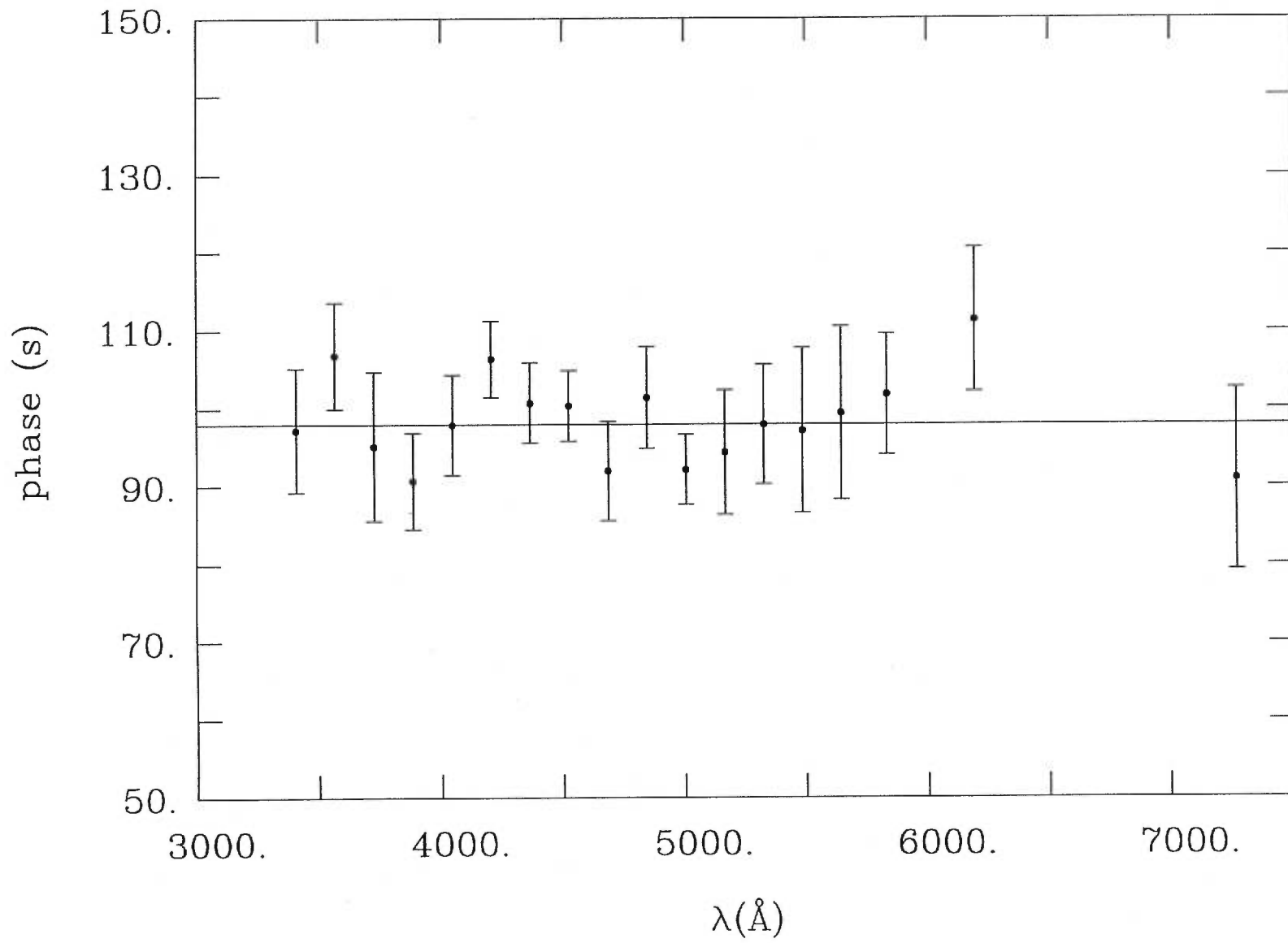


Fig. 11 — Amplitude du signal en fonction de la longueur d'onde de la bande passante.



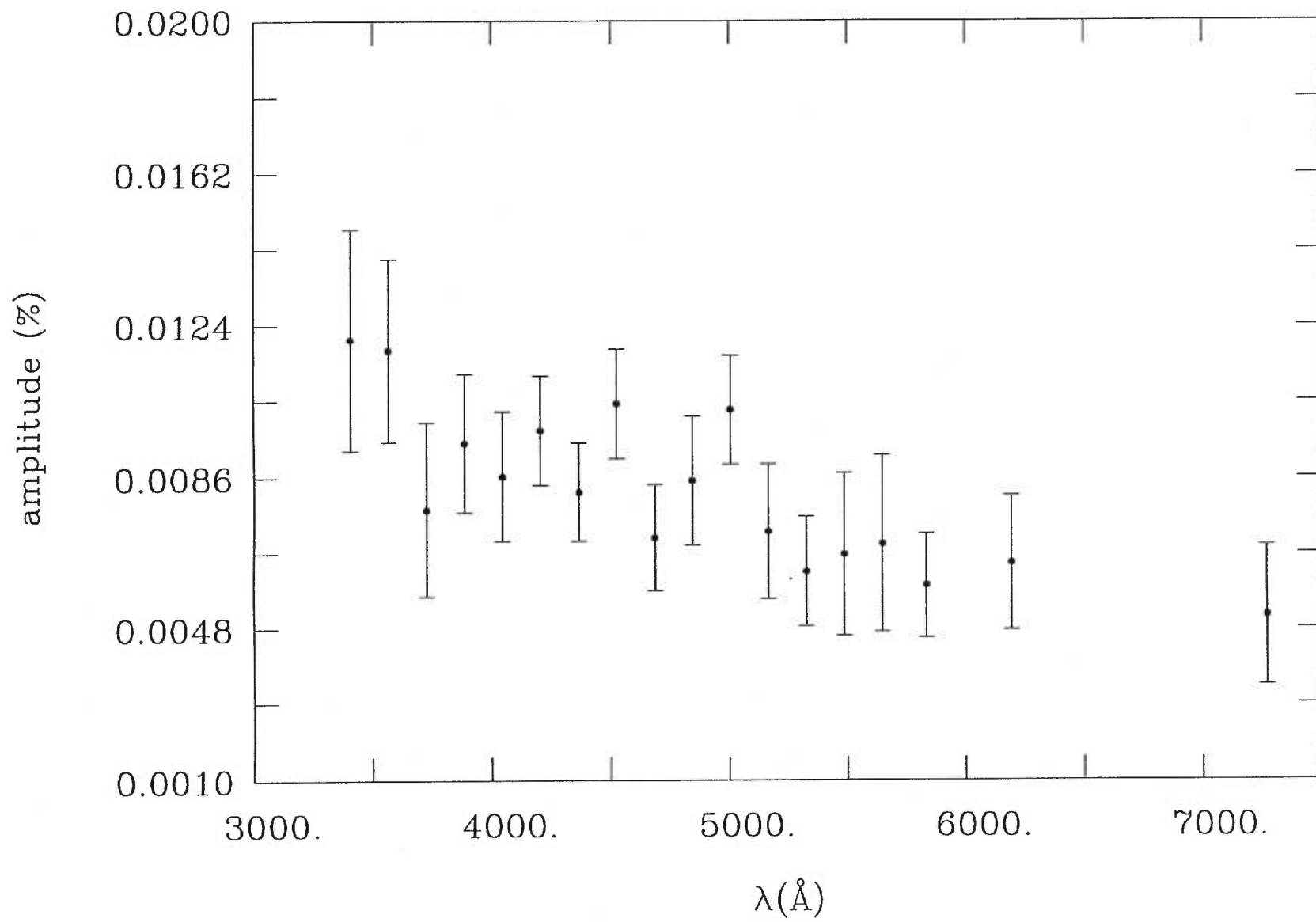


Fig. 12 — Représentation 3D de la surface de  $\chi^2$  au dessus du plan  $T_{eff} - \log g$  pour  $l = 1$  et ML6.

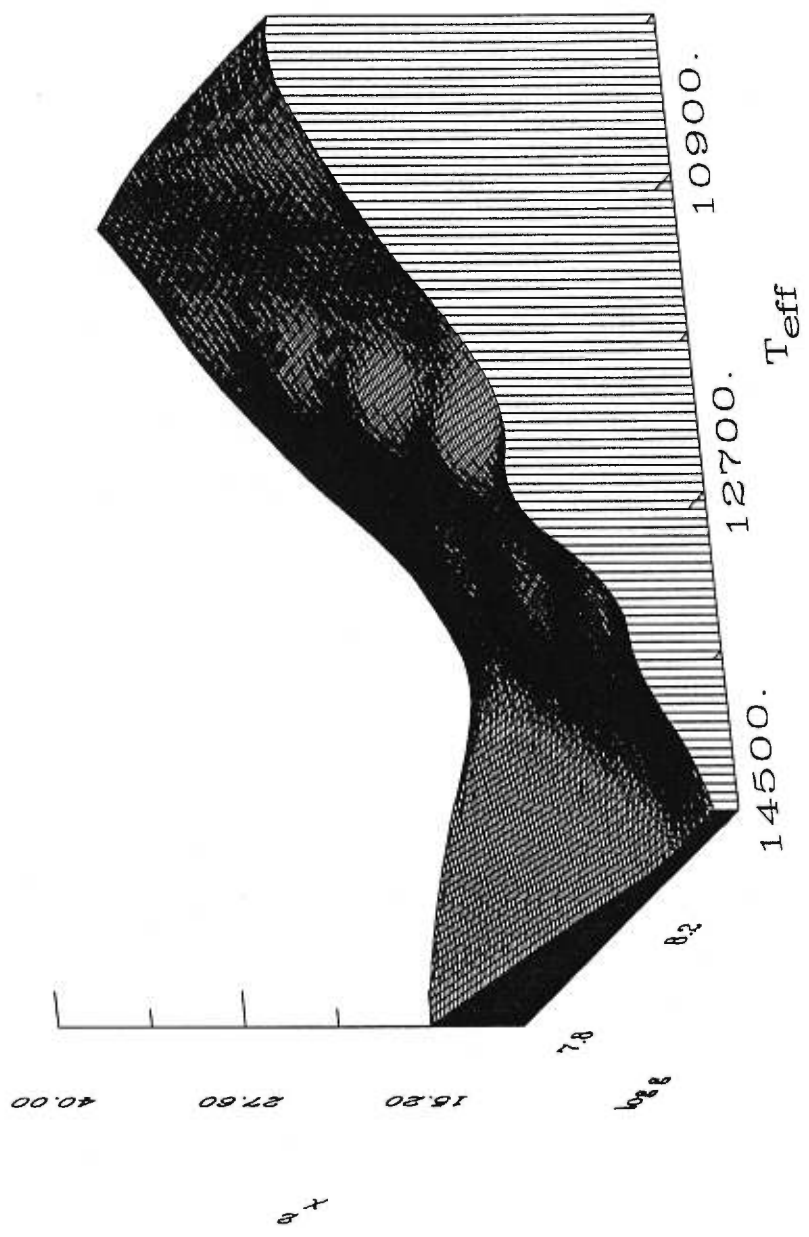


Fig. 13 — Représentation 3D de la surface de  $\chi^2$  au dessus du plan  $T_{eff} - \log g$  pour  $l = 2$  et ML6.

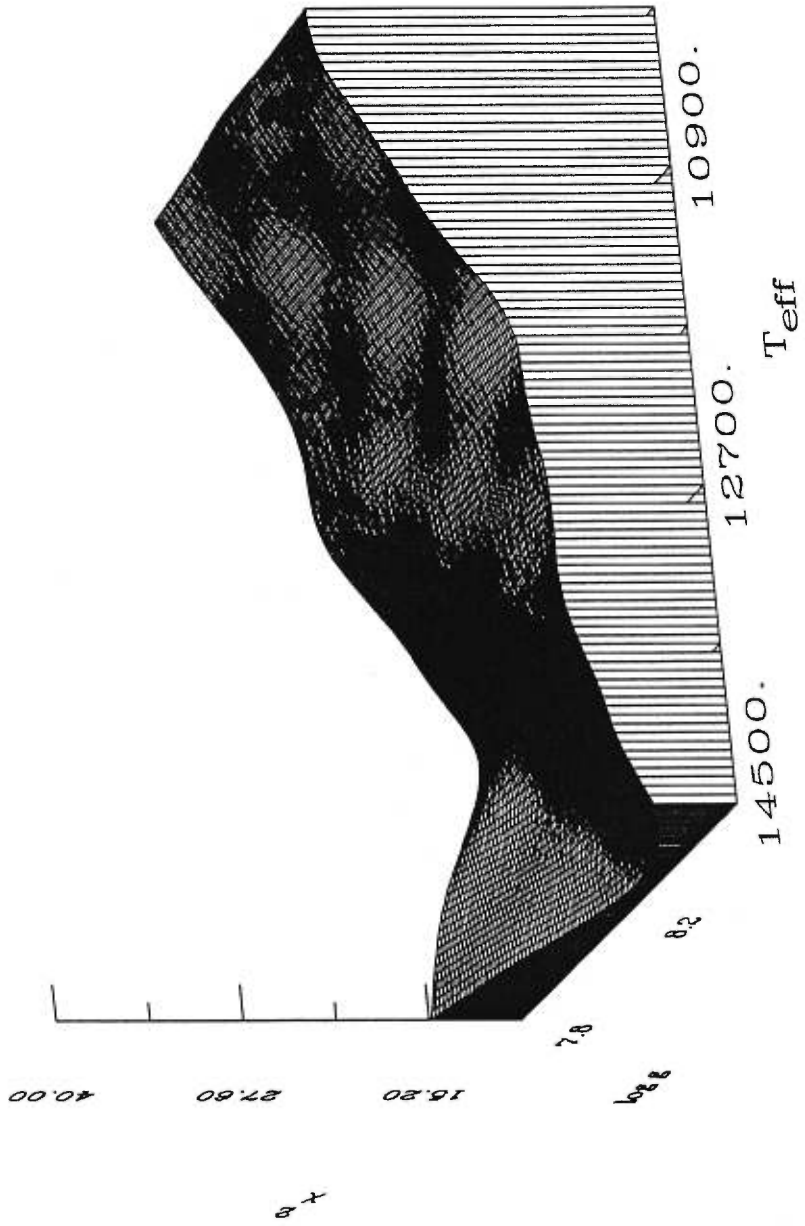
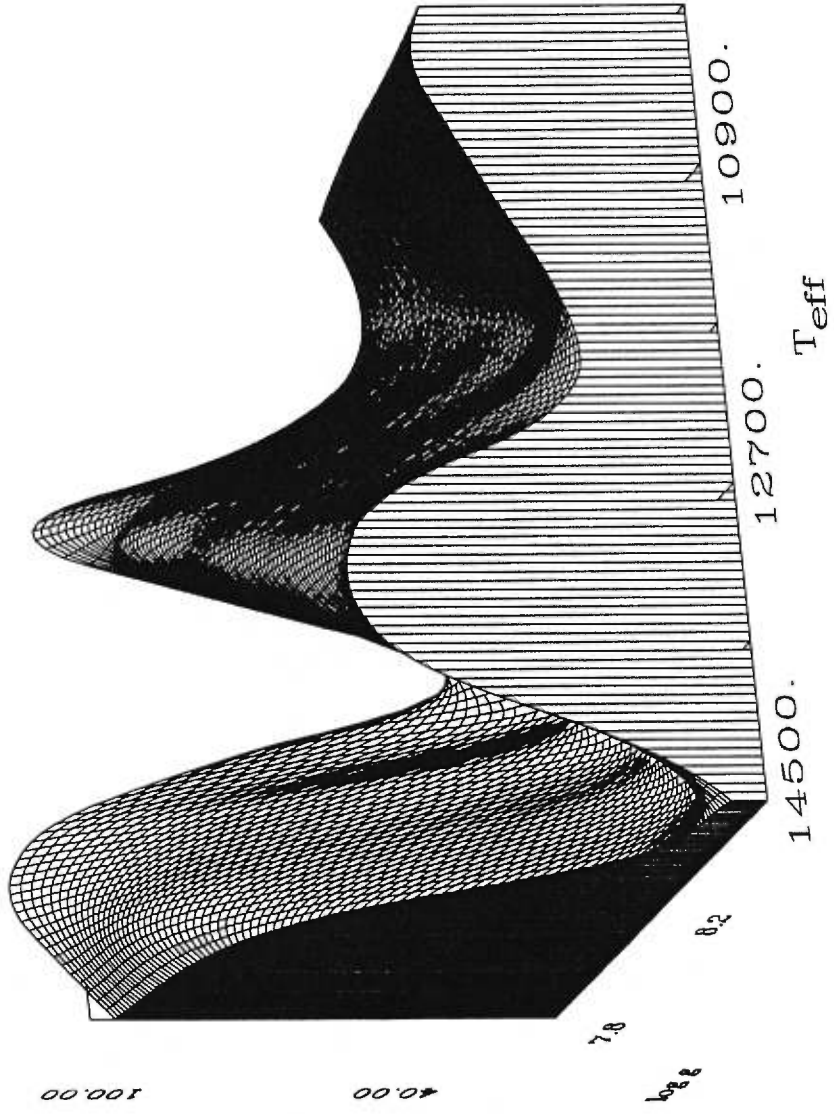


Fig. 14 — Représentation 3D de la surface de  $\chi^2$  au dessus du plan  $T_{eff} - \log g$  pour  $l = 3$  et ML6.



$x$

7.8

6.2

Fig. 15 — Représentation 3D de la surface de  $\chi^2$  au dessus du plan  $T_{eff} - \log g$  pour  $l = 1$  et ML2.



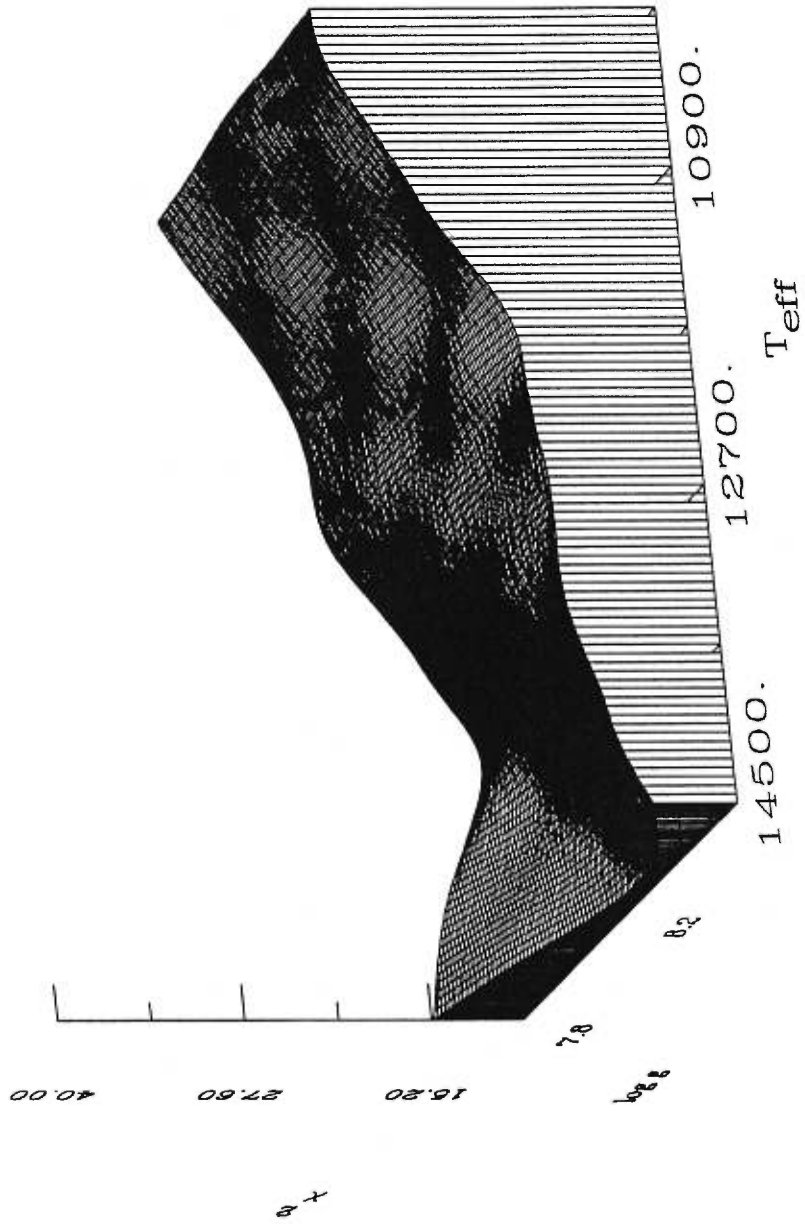


Fig. 16 — Représentation 3D de la surface de  $\chi^2$  au dessus du plan  $T_{eff} - \log g$  pour  $l = 2$  et ML2.

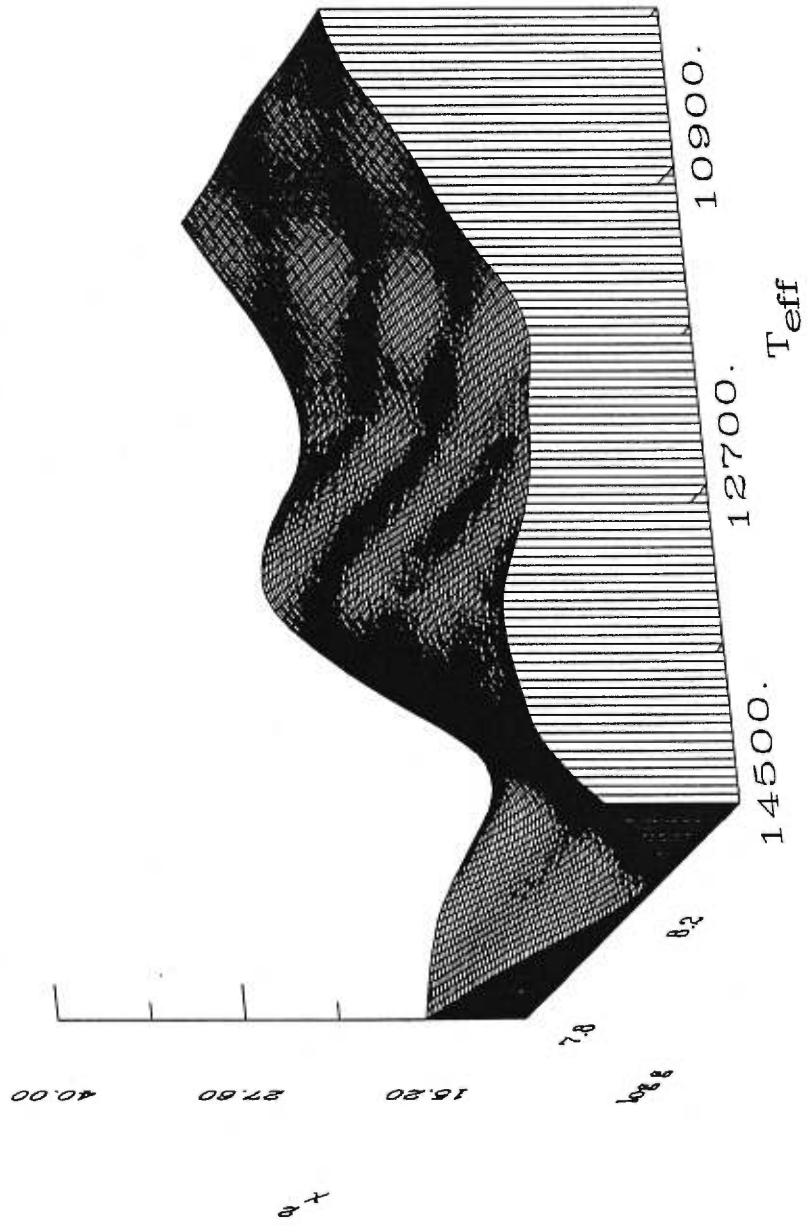
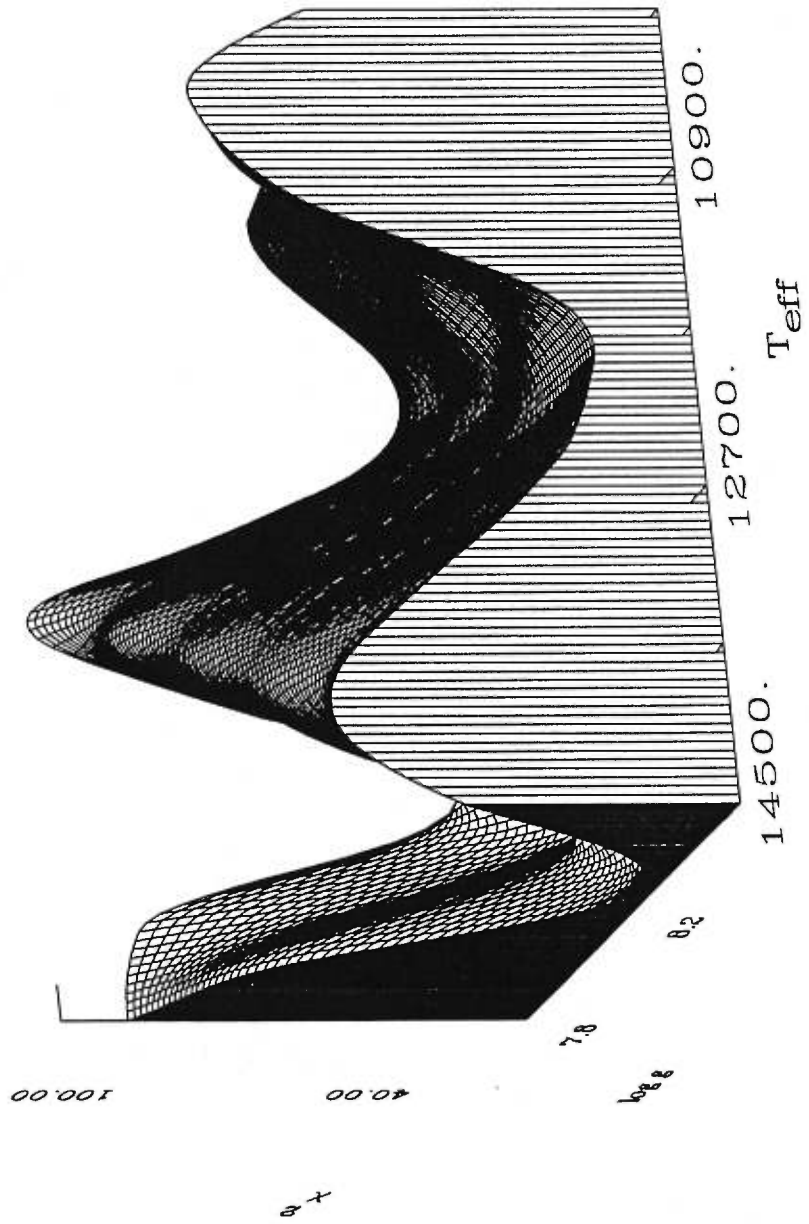


Fig. 17 — Représentation 3D de la surface de  $\chi^2$  au dessus du plan  $T_{eff} - \log g$  pour  $l = 3$  et ML2.



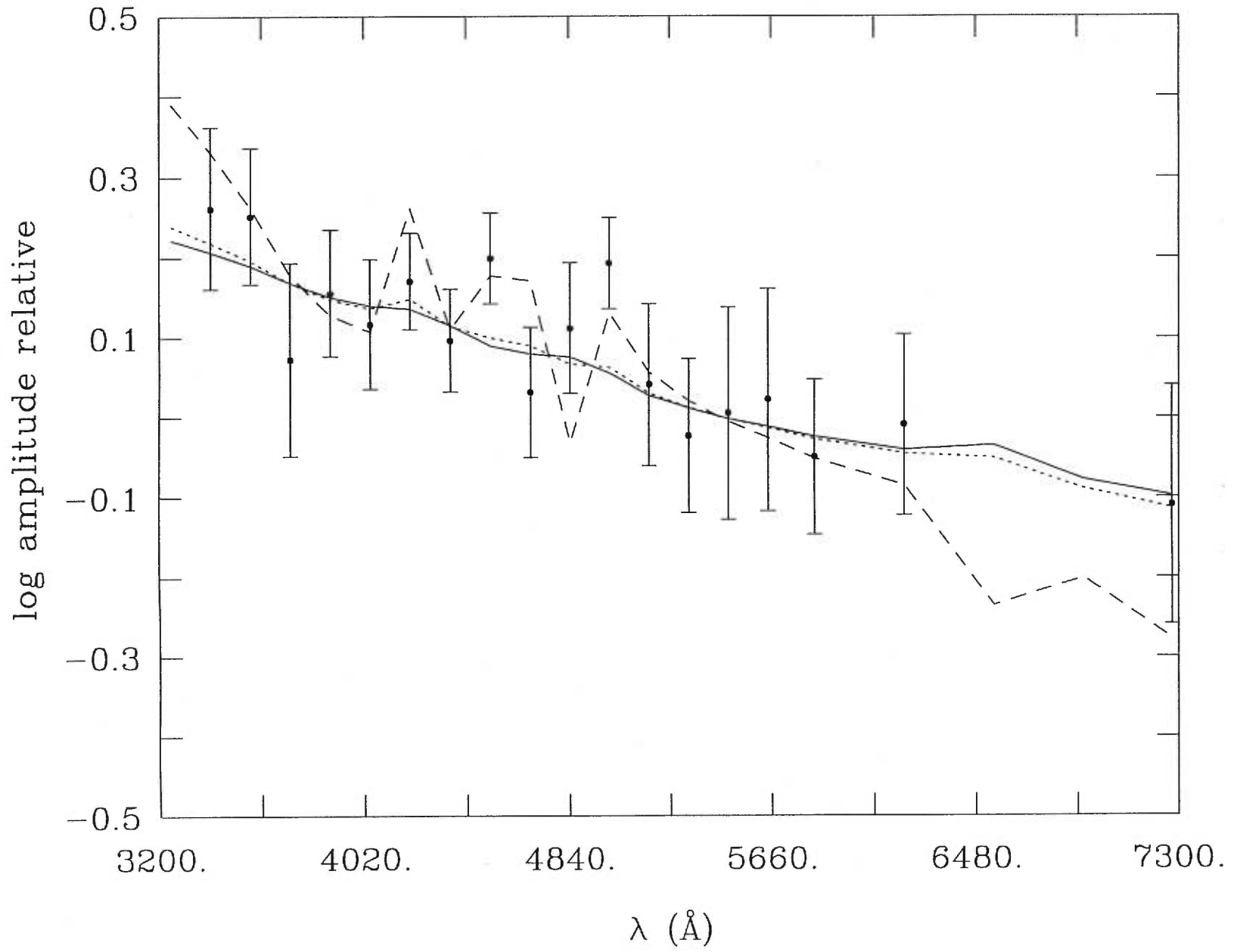


Fig. 18 — Comparaison des amplitudes de pulsations observées (les points avec les barres d'erreur de  $1\sigma$ ) avec les amplitudes prédites dans les 18 bandes passantes pour trois modèles ML6 ayant  $\log g = 8.0$  et  $T_{eff} = 13600K$ . Le modèle avec  $l = 1$  est en ligne continue, avec  $l = 2$  en ligne pointillée et  $l = 3$  en tirets.

## 4 Analyse des observations en lumière blanche de Ross

548

Notre deuxième plan d'attaque pour mieux comprendre les propriétés de Ross 548 s'avèrera, comme nous le verrons dans ce chapitre, être beaucoup plus productif que celui du chapitre précédent. Il repose sur l'exploitation d'observations obtenues sous des conditions exceptionnelles au CFHT. Ces observations sont limitées à de la lumière blanche, mais correspondent au plus haut rapport S/N jamais atteint pour cette étoile. Nous résoudrons également le problème du champ magnétique de Ross 548 que nous avons mentionné dans l'introduction.

Nos observations de Ross 548 sont des observations photométriques en lumière non-filtrée. Elles ont été obtenues par Fontaine, Bergeron et Vauclair en quatre nuits au CFHT en septembre 1991 avec l'aide de LAPOUNE (le photomètre à trois canaux de l'Université de Montréal). Elles ont été prises avec des temps d'échantillonnage de 10 s. Les Figures (19) à (22) nous montrent les courbes de lumière pour chacune des nuits, totalisant 19 h d'observations. Contrairement aux observations multi-couleurs, les pulsations y sont très facilement détectables. En comparant avec la Figure (7) montrant la courbe de lumière en lumière blanche obtenue par Horne avec le MCSP, il est évident que la sensibilité du système était beaucoup plus élevée au CFHT. De plus, il est aussi évident dans les Figures (19) à (22)



que les variations d'intensité lumineuses sont multipériodiques.

Puisque nos observations se présentaient sous la forme de plusieurs blocs (4) de données prises à des intervalles de temps égaux, nous ne pouvions nous servir de la transformée de Fourier rapide (FFT) et nous nous sommes donc servi d'un programme de transformée de Fourier ordinaire qui utilisait l'avantage fourni par la forme de nos données. Dans le calcul de la transformée de Fourier, nous avons utilisé 10000 points de fréquence et nous avons une résolution de  $2.77 \mu\text{Hz}$ . La fréquence de Nyquist, au delà de laquelle nous ne pouvons détecter de variabilité, est de 50.0 mHz. Les Figures (23) à (26) montrent les transformées de Fourier pour chacune des nuits. On peut voir que l'amplitude des pics change d'une nuit à l'autre (l'échelle verticale est la même dans toutes les figures). Ceci est dû aux battements entre des pulsations ayant des périodes très proches les unes des autres qui sont confondues dans la Figure. De même, on aperçoit d'autres pics en plus des deux qui avaient déjà été détectés auparavant. Ils sont particulièrement visibles dans la figure (25) où les deux pulsations principales ont une faible amplitude.

La Figure (27) nous montre la transformée de Fourier totale de toutes les nuits, c'est-à-dire que nous avons pris toutes les mesures ensemble pour calculer cette transformée de Fourier. On remarquera le niveau de bruit particulièrement faible. On y voit cinq pics significatifs. Les deux pics principaux sont ceux qui sont déjà connus. Les trois pics de faible am-

plitude n'ont jamais été détectés auparavant. Leur présence nous fournit des contraintes additionnelles particulièrement précieuses pour un modèle astéroséismologique. Pour déterminer les amplitudes et les phases associées à chacune des pulsations, nous avons utilisé le même programme de moindres carrés que pour les observations multi-couleurs en modifiant le modèle de façon à tenir compte de plus d'une période à la fois. Il suivait donc l'équation:

$$y = a + bt + \sum_{i=1}^n A_i \cos \left( \frac{2\pi}{p_i} (t - \phi_i) \right) \quad (25)$$

où les  $A_i$ ,  $p_i$  et  $\phi_i$  sont respectivement les amplitudes, périodes et phases de chacune des composantes d'un pic et les autres symboles ont la même signification que dans l'équation (23).

Pour traiter les deux pics principaux, nous avons d'abord obtenu une phase et une amplitude pour chacune des composantes en utilisant les périodes déterminées par Stover et al. (1980) dans notre programme de moindres carrés. Puis, avec notre programme de transformée de Fourier nous avons soustrait ces oscillations (d'amplitudes, de phases et de périodes données) des observations et recalculé la transformée de Fourier afin de déterminer s'il restait un signal. Nous avons ensuite légèrement modifié les périodes de Stover et al. (1980) afin de diminuer le signal résiduel. Puisque nos incertitudes sont plus grandes que les leurs, étant donné que nos observations ont été effectuées sur une période de temps beaucoup plus courte (4 nuits comparées à près de 8 ans), nous pouvions nous permettre ceci

et garder des périodes compatibles avec les leurs. En examinant le signal résiduel, nous nous sommes alors aperçus qu'il y avait une troisième composante (de faible amplitude relative) dans chacun des deux pics principaux! Ces deux pics sont donc des  *triplets*  et non pas des doublets.

Nous avons procédé essentiellement de la même façon pour les trois autres pics et nous n'avons détecté, à la limite des mesures, qu'une seule composante dans chacun d'eux. La Figure (28) nous montre la transformée de Fourier du signal après traitement. Il ne reste aucune période détectable au-dessus du niveau du bruit. Nous avons donc détecté un total de neuf périodes différentes dans le signal de Ross 548. Les résultats sont présentés dans le tableau (4). Dans la première colonne, on trouve la période (en secondes), dans la deuxième, la fréquence (en mHz), dans la troisième, l'amplitude (en pourcentage), dans la quatrième, l'erreur sur l'amplitude (également en pourcentage), dans la cinquième, la phase (en secondes) et dans la dernière, l'erreur sur la phase (également en secondes).

En examinant de plus près les résultats pour les deux triplets, on s'aperçoit que les périodes sont également espacées à l'intérieur de chaque triplet dans les limites des erreurs. Donc, contrairement à la supposition de Jones et al. (1989), Ross 548 n'est pas une naine blanche possédant un champ magnétique perturbateur. Ainsi, grâce aux observations à haut rapport S/N obtenues au CFHT, l'incompatibilité entre la suggestion de Jones et al. (1989) et les résultats de Schmidt & Smith (1995) est résolue! La

Table 4:

période (s)	fréquence (mHz)	amplitude (%)	$\sigma_A$ (%)	$\phi$ (s)	$\sigma_\phi$ (s)
186.87001	5.351314	$9 \times 10^{-2}$	$1 \times 10^{-2}$	36	4
212.76829	4.699949	$4.54 \times 10^{-1}$	$9 \times 10^{-3}$	51.3	0.6
212.97200	4.695453	$1.46 \times 10^{-1}$	$9 \times 10^{-3}$	194	2
213.13253	4.691916	$6.75 \times 10^{-1}$	$9 \times 10^{-3}$	67.9	0.5
274.25063	3.646300	$4.6 \times 10^{-1}$	$1 \times 10^{-2}$	250	1
274.53450	3.642529	$1.1 \times 10^{-1}$	$1 \times 10^{-2}$	185	6
274.77403	3.639354	$3.2 \times 10^{-1}$	$1 \times 10^{-2}$	13	2
318.09982	3.143667	$9 \times 10^{-2}$	$1 \times 10^{-2}$	245	8
334.95010	2.985519	$6 \times 10^{-2}$	$1 \times 10^{-2}$	180	10

séparation des périodes en triplets est plutôt expliquée par une rotation d'ensemble de l'étoile avec un temps caractéristique de  $\sim (\Delta f)^{-1} \sim 2.6$  jours. On peut également affirmer que ces deux triplets proviennent de pulsations de mode  $l = 1$ ; c'est la seule valeur de  $l$  qui permet la formation de triplet dans le cas où la dégénérescence est levée par la rotation. En effet, la rotation sépare les pulsations en  $2l + 1$  composantes alors qu'un champ magnétique les sépare en  $l + 1$  composantes car, comme nous l'avons mentionné auparavant, les périodes en présence d'un champ magnétique dépendent de  $k$ ,  $l$  et  $m^2$ . L'identification des modes de ces pulsations comme  $l = 1$  est en accord avec le résultat de l'analyse des observations multi-couleurs du chapitre précédent puisqu'on avait trouvé que la pulsation ayant une période de  $\sim 214$  s provenait d'un mode ayant  $l = 1$  ou  $l = 2$ .

Maintenant que le spectre des périodes de Ross 548 est si bien résolu, nous devrions pouvoir en tirer d'autres informations. Puisque le but ultime de l'astéroséismologie est de découvrir la structure interne des étoiles, les contraintes que nous possédons, soient deux périodes d'indice  $l$  connu et trois autres périodes d'indices indéterminés, ne devraient-elles pas nous permettre d'obtenir un modèle de l'intérieur de Ross 548 qui soit très proche de la réalité?

Grâce à un programme permettant la construction de modèles statiques stellaires et d'un programme permettant le calcul des périodes de pulsations de tels modèles mis à notre disposition par Pierre Brassard, nous

allons tenter de découvrir un modèle compatible avec les contraintes que nous avons trouvées. Les modèles d'étoiles DA construits comprenaient une atmosphère complète, la paramétrisation de la théorie de la longueur de mélange que nous avons appelée ML6 (voir Chapitre 2), l'équation d'état Saumon-Chabrier et les opacités radiatives d'OPAL 1995 avec  $Z=0.001$ . Pour chacun des modèles, nous devions fixer la température effective, la gravité de surface, la profondeur de la zone de transition hydrogène-hélium et de la zone de transition hélium-noyau. Nous avons ensuite calculé les périodes des pulsations des modes  $g$  qui pouvaient être présentes dans un modèle. À partir de cela, nous avons effectué une comparaison entre les périodes théoriques et les périodes observées, en observant la contrainte que les modes qui ont une période de 212 s et 274 s ont un indice  $l = 1$ . Puisque ces périodes sont des triplets, nous avons pris la période de la composante centrale pour effectuer la comparaison car c'est la seule qui ne soit pas affectée par la rotation de l'étoile. Pour quantifier cette comparaison, nous nous sommes servis encore une fois du  $\chi^2$ .

Nous avons choisi d'examiner des modèles dans une grille autour des valeurs de la température effective et de la gravité déterminées par Bergeron et al. (1995). Ces valeurs sont  $T_{eff} = 11990K \pm 350K$  et  $\log g = 7.97 \pm 0.05$  pour la convection ML6. Notre grille comprenait donc 15 températures de  $T_{eff} = 11640$  K à 12340 K par sauts de 50 K et 5 gravités de  $\log g = 7.92$  à 8.02 par sauts de 0.025. Chaque grille comporte donc 75 modèles. Nous

avons essayé plusieurs valeurs pour la profondeur des zones de transition, une seule combinaison correspondant à une grille de 75 modèles dans le plan  $T_{eff}$ - $\log g$ .

Nous avons d'abord déterminé la profondeur de la zone de transition hélium-noyau. Puisque le rayon de l'étoile n'est pas une quantité connue, nous fixons la profondeur dans l'étoile grâce à la fraction de masse  $q$  ( $\equiv \frac{1-M(r)}{M}$ , où  $M(r)$  est la masse à l'intérieur du rayon  $r$  et  $M$ , la masse totale de l'étoile). Nous avons essayé des valeurs de  $\log q(He)$  allant de -2 à -5, ce qui donne une masse de la couche d'hélium raisonnable pour une ZZ Ceti, avec différentes valeurs de la profondeur de la zone de transition hydrogène-hélium. L'intervalle des valeurs possibles pour la profondeur de la zone de transition hydrogène-hélium dépend de la profondeur de la zone de transition hélium-noyau puisque nous devons avoir  $\Delta \log q \geq 4$  entre les deux zones de transitions pour que le modèle se comporte bien. De plus, si  $\log q(H) \leq -12$ , il se développe une zone de convection de l'hélium dans l'enveloppe.

Le tableau (5) présente les résultats pour un modèle ayant  $T_{eff} = 11990K$  et  $\log g = 7.97$ . La première rangée donne la profondeur de la zone de transition hélium-noyau, la deuxième colonne, la profondeur de la zone de transition hydrogène-hélium et les colonnes subséquentes, la valeur de  $\chi^2$  pour chaque valeur de  $\log q(He)$ . On voit que la meilleure valeur est  $\log q(He) = -3$  donnant typiquement  $\chi^2 \sim 450$ .

Table 5:

$\chi^2$					
$\log q(He)$		-5	-4	-3	-2
$\log q(H)$	-6				1457
	-7			355	532
	-8		536	439	2337
	-9	4157	1654	516	2820
	-10	4124	1603	421	2851
	-11	4165	1590	465	2870
	-12	4175	1597	461	2897



Après avoir inspecté toutes les grilles avec  $\log q(He) = -3$ , nous avons trouvé que le meilleur modèle se trouvait dans la grille avec  $\log q(H) = -7$ . Plus précisément, il s'agit du modèle ayant  $T_{eff} = 12340K$  et  $\log g = 8.02$ , il donne  $\chi^2 = 25$ . La Figure (29) montre la surface de  $\chi^2$  de la grille qui contient ce modèle. Cette surface est assez typique des surfaces pour les autres grilles. Elles présente des creux et des bosses qui montrent bien que le comportement des périodes n'est pas vraiment linéaire en fonction de la température effective et de la gravité de surface. Bien que les périodes aient tendance à augmenter quand la température effective et la gravité de surface diminuent, l'espacement entre celles-ci peut augmenter ou diminuer à cause de la stratification chimique des modèles, ce qui crée les creux et les bosses dans les surfaces de  $\chi^2$ .

Dans le tableau (6), on retrouve dans la première colonne, les périodes observées (en secondes), dans la seconde, les périodes théoriques (également en secondes), dans la troisième et la quatrième, les indices  $l$  et  $k$  respectivement et dans la dernière, le coefficient  $C_{kl}$  qui nous permet de calculer la période de rotation de l'étoile si certaines des périodes sont séparées en plusieurs composantes par celle-ci (voir équation (26)). On peut y voir que les périodes de pulsation théoriques reproduisent les périodes de pulsations observées à quelques secondes près, ce qui est un résultat plutôt remarquable en astéroséismologie. On y voit également que les périodes ont toutes la même valeur de  $l$ , à l'exception de la dernière qui a  $l = 2$  au lieu

Table 6:

$P_{obs}(s)$	$P_t(s)$	$l$	$k$	$C_{kl}$
186.87001	186.06	1	1	0.341
212.97200	214.97	1	2	0.497
274.53450	275.48	1	3	0.452
318.09982	321.29	1	4	0.368
334.95010	332.01	2	9	0.145

de  $l = 1$  comme les autres. Les périodes ayant  $l = 1$  ont également des indices  $k$  consécutifs, ce qui est compatible avec les calculs non-adiabatiques qui prédisent que les modes doivent être excités à l'intérieur d'une bande de périodes (Brassard, Fontaine & Bergeron, 1997).

Puisque le meilleur modèle se trouve dans le coin d'une grille, nous avons examiné les modèles adjacents mais à l'extérieur de la grille afin de vérifier si nous avons le meilleur modèle. Les modèles adjacents au coin de la grille ont des valeurs de  $\chi^2$  plus élevées que le modèle que nous avons trouvé dans la grille ce qui confirme notre choix.

L'identification des modes que le Tableau (3) nous propose permet d'obtenir un estimé de la période de rotation de Ross 548. En effet, si l'étoile tourne comme un corps solide (i.e. sans rotation différentielle), sa période de rotation est donnée par

$$P_{rot} = \frac{1 - C_{kl}}{\Delta f}, \quad (26)$$

où  $\Delta f$  est l'espacement en fréquence entre deux composantes adjacentes d'un multiplet. Dans le cas présent, le triplet à 213 s a une valeur  $\Delta f = 4.0\mu Hz$  (voir Tableau (1)) et le triplet à 275 s a une valeur  $\Delta f = 3.5\mu Hz$ . En tenant compte de la résolution des observations, soit  $2.77\mu Hz$ , ces espacements sont essentiellement égaux. Ainsi, en substituant dans l'équation (26) la valeur moyenne  $\langle \Delta f \rangle = 3.75\mu Hz$  et la valeur moyenne des quantités  $C_{kl}$  des deux triplets dans le tableau (3),  $\langle C_{kl} \rangle = 0.475$ , on obtient

un estimé pour la période de rotation de

$$P_{rot} \simeq 1.6 \pm 0.2j, \quad (27)$$

ce qui est tout à fait compatible avec la période de modulation de 1.5 j notée par Robinson, Nather & McGraw (1976).

Un autre boni intéressant de la présence de deux triplets dans le spectre de fréquence de Ross 548 est la possibilité de les utiliser pour estimer l'angle d'inclinaison entre l'axe de symétrie des modes de pulsations dans l'étoile et la ligne de visée. Ainsi en moyennant les amplitudes des composantes des triplets (comme l'ont fait Winget et al. 1991 dans le cas de PG1159-035), on obtient une structure relativement symétrique avec des amplitudes de 0.46%, 0.13%, 0.50%. Le rapport de la moyenne des amplitudes des composantes  $m = \pm 1$  à l'amplitude de la composante centrale  $m = 0$  est  $(0.46 + 0.50)/2/0.13 \simeq 3.7$ . En supposant que les trois composantes sont excitées avec la même amplitude *intrinsèque*, on peut interpréter ce rapport de 3.7 comme un effet purement géométrique. On se sert alors de la Figure (1) de Brassard, Fontaine & Wesemael (1995) pour déterminer l'angle d'inclinaison, soit environ  $76^\circ$ .

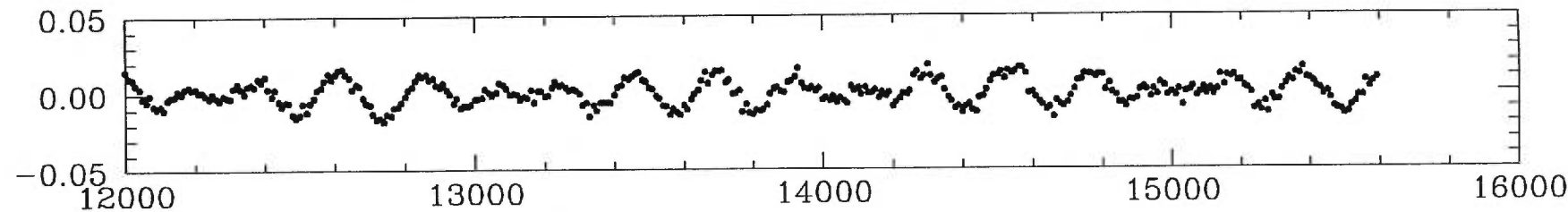
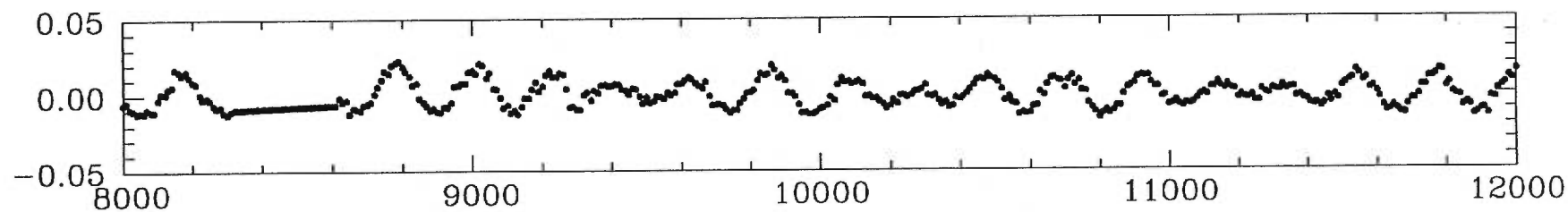
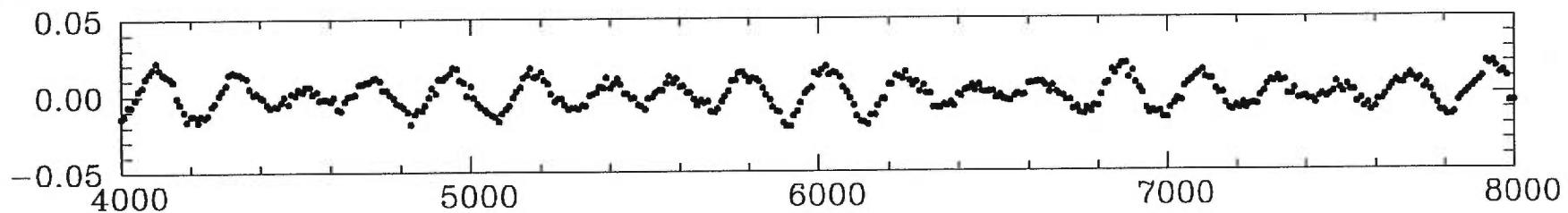
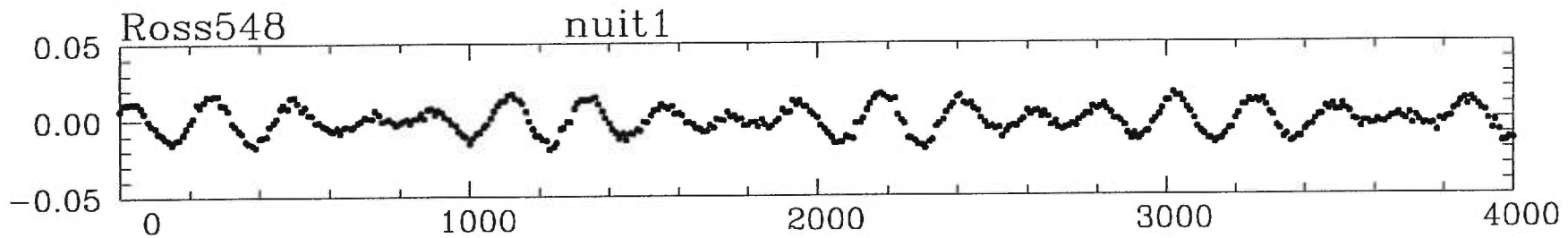
Ainsi donc, les observations à haut rapport S/N obtenues au CFHT, même limitées à la lumière blanche, nous aurons permis une analyse astéro-séismologique complète de Ross 548. Les observations CFHT nous ont d'abord révélé la présence de 5 modes de pulsation indépendants dans cette étoile, 3 de plus que ce qui était connu auparavant. Les deux modes domi-

nants, interprétés dans le passé comme des “doublets magnétiques” se sont avérés être des triplets avec une composante centrale d’amplitude de l’ordre de la millimagnitude. Du coup, l’explication la plus logique à ces triplets symétriques en fréquence est l’effet de la rotation d’ensemble de Ross 548 et non pas la présence d’un champ magnétique à grande échelle. Ceci explique l’incompatibilité entre l’interprétation de Jones et al. (1989) et la mesure de Schmidt & Smith (1995).

Nous avons été en mesure de construire un modèle stellaire complet dont le spectre de périodes théoriques contient les 5 périodes observées dans Ross 548. Ce modèle reproduit les périodes observées à quelques secondes près, ce qui est tout à fait remarquable. Les modes sont identifiés aux indices  $l = 1, k = 1$ ;  $l = 1, k = 2$ ;  $l = 1, k = 3$ ;  $l = 1, k = 4$ ; et  $l = 2, k = 9$ . Ce modèle est caractérisé par  $T_{eff} = 12340K$  et  $\log g = 8.02$ , des valeurs “astéroséismologiques” tout à fait compatibles avec les valeurs spectroscopiques obtenues indépendamment par Bergeron et al. (1995). De plus, la stratification chimique de ce modèle correspond à  $\log q(He) \simeq -3$  et  $\log q(H) \simeq -7$ . Cette détermination est certes le résultat le plus significatif de notre étude, car seule l’astéroséismologie nous permet de sonder la structure verticale d’une ZZ Ceti. Finalement, en boni, nous avons déterminé une période de rotation pour Ross 548 d’environ 1.6 j et un angle de  $\sim 76^\circ$  entre la ligne de visée et l’axe de symétrie des ondes de température dans cette étoile.

Fig. 19 — Courbe de lumière de Ross 548 pour la première nuit d'observations au CFHT.

Amplitude Relative



Temps (secondes)

Fig. 20 — Courbe de lumière de Ross 548 pour la deuxième nuit d'observations au CFHT.



Amplitude Relative

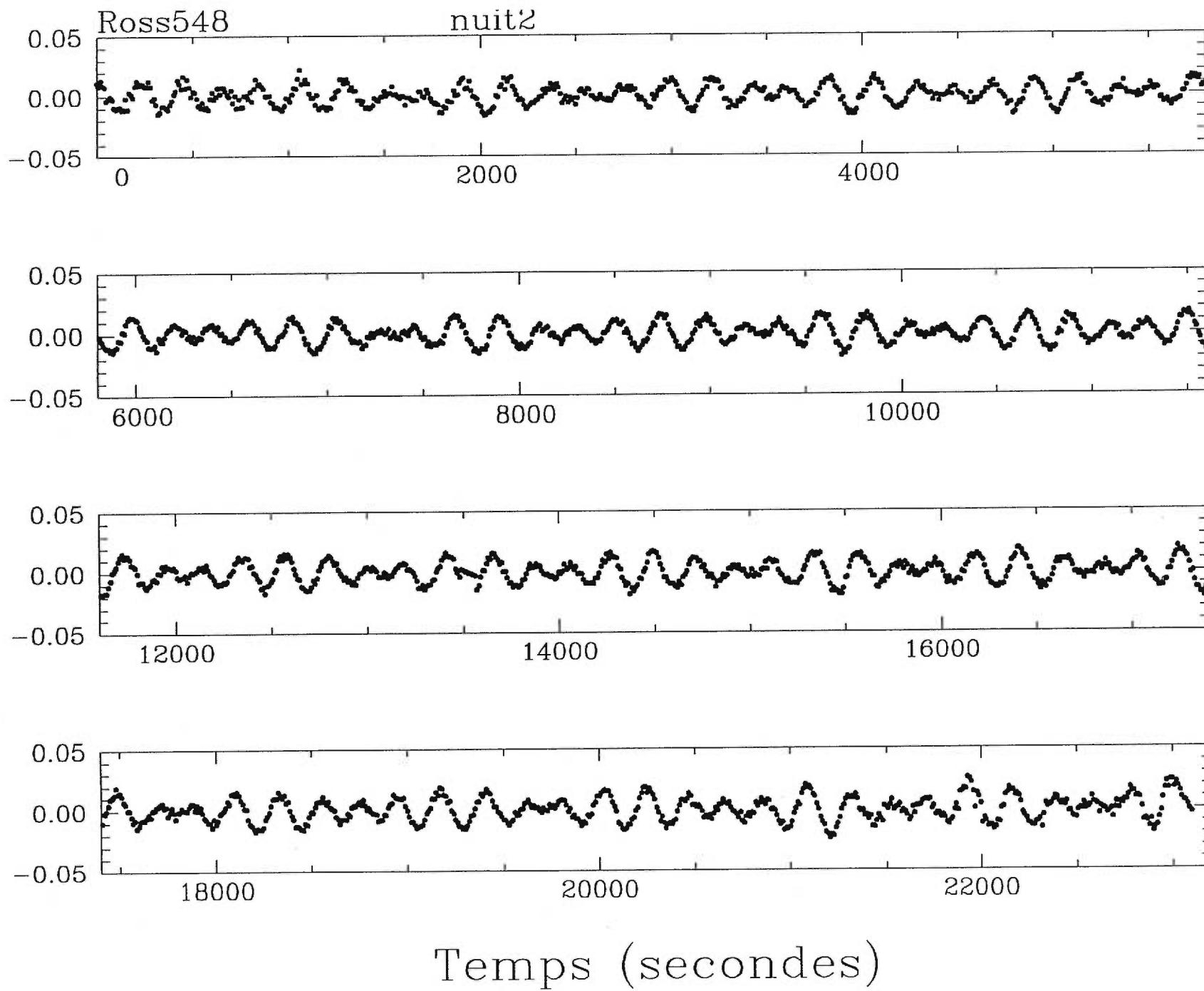
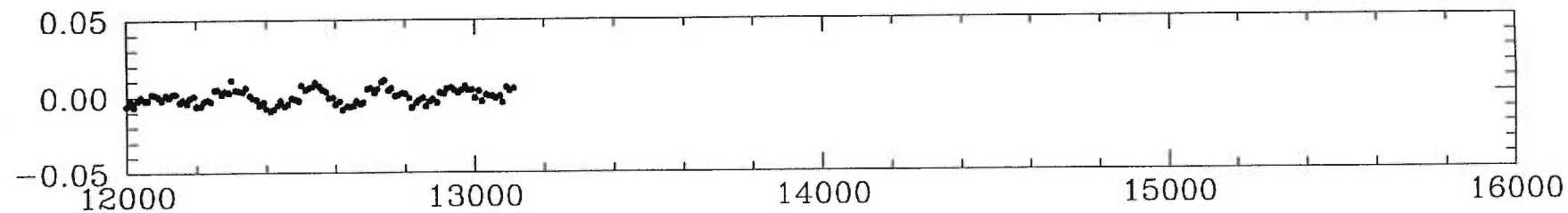
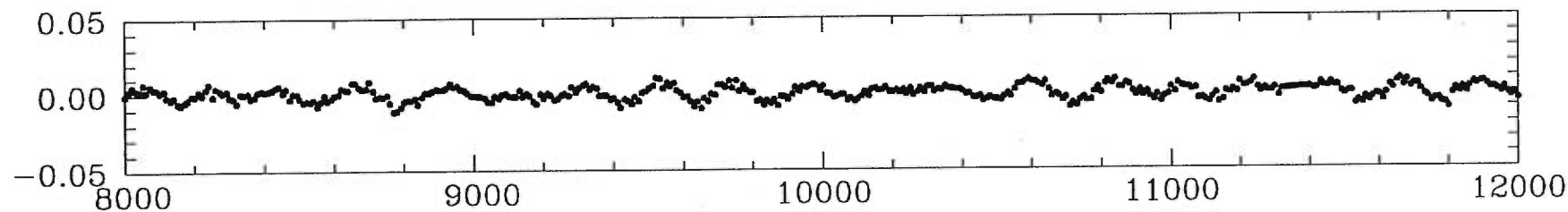
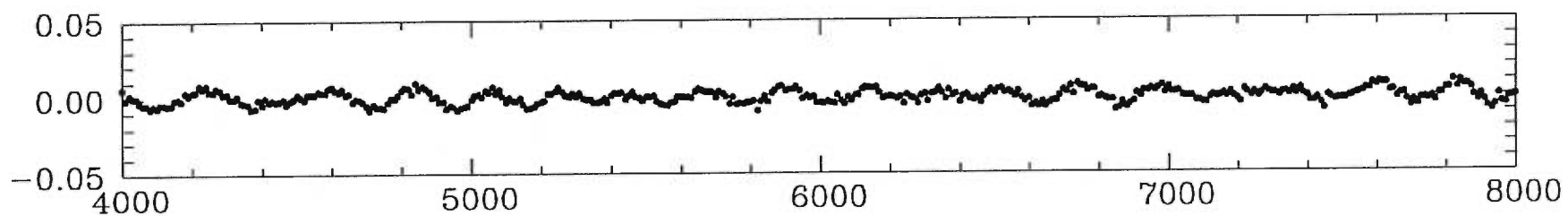
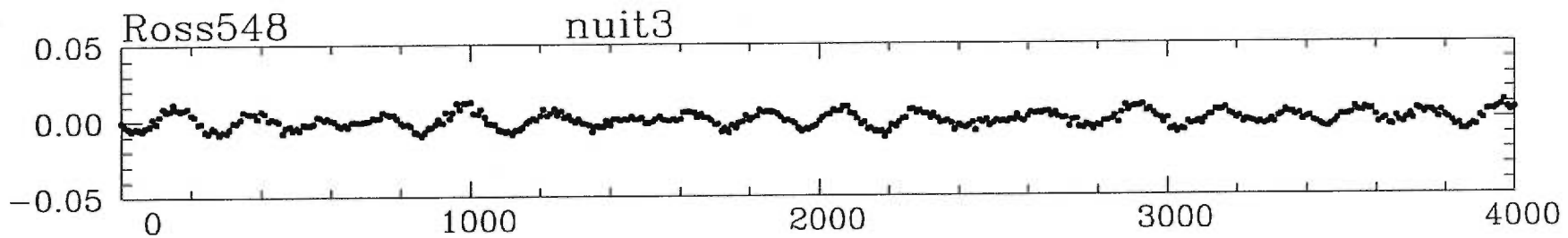


Fig. 21 — Courbe de lumière de Ross 548 pour la troisième nuit d'observations au CFHT.

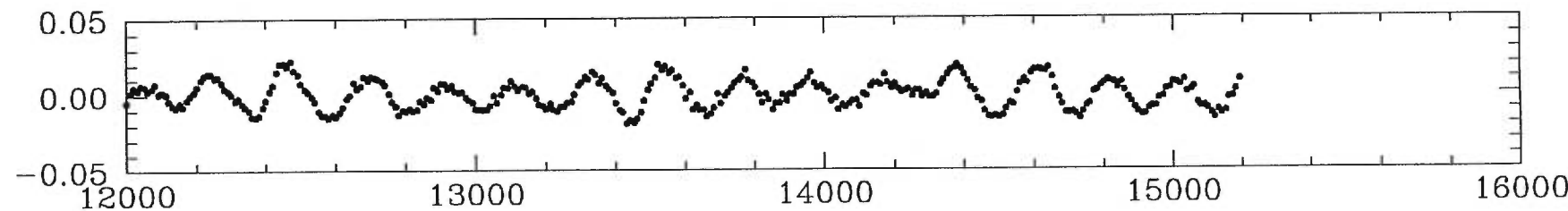
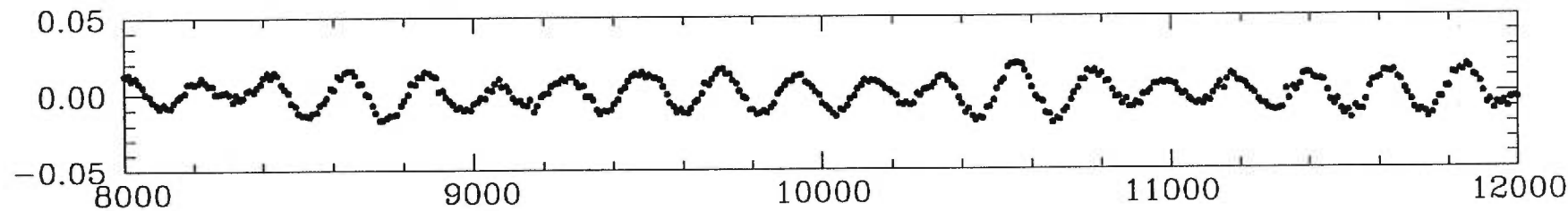
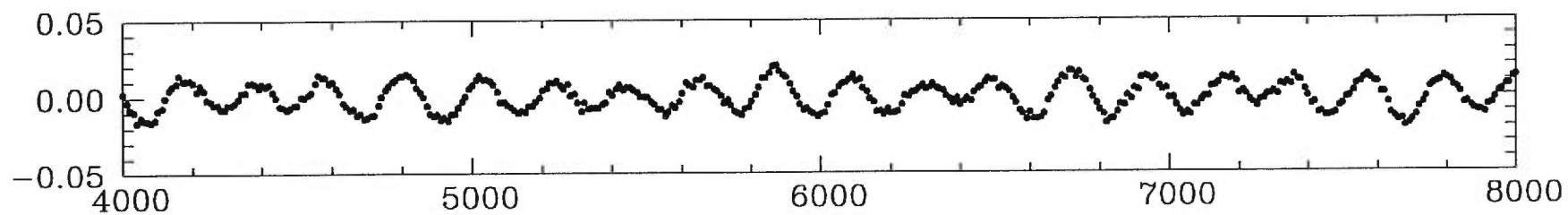
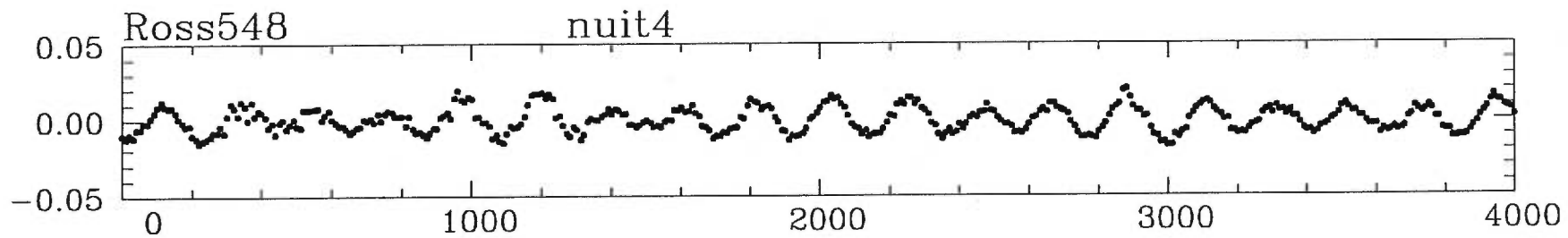
Amplitude Relative



Temps (secondes)

Fig. 22 — Courbe de lumière de Ross 548 pour la quatrième nuit d'observations au CFHT.

Amplitude Relative



Temps (secondes)

Fig. 23 — Transformée de Fourier de la courbe de lumière de la première nuit.

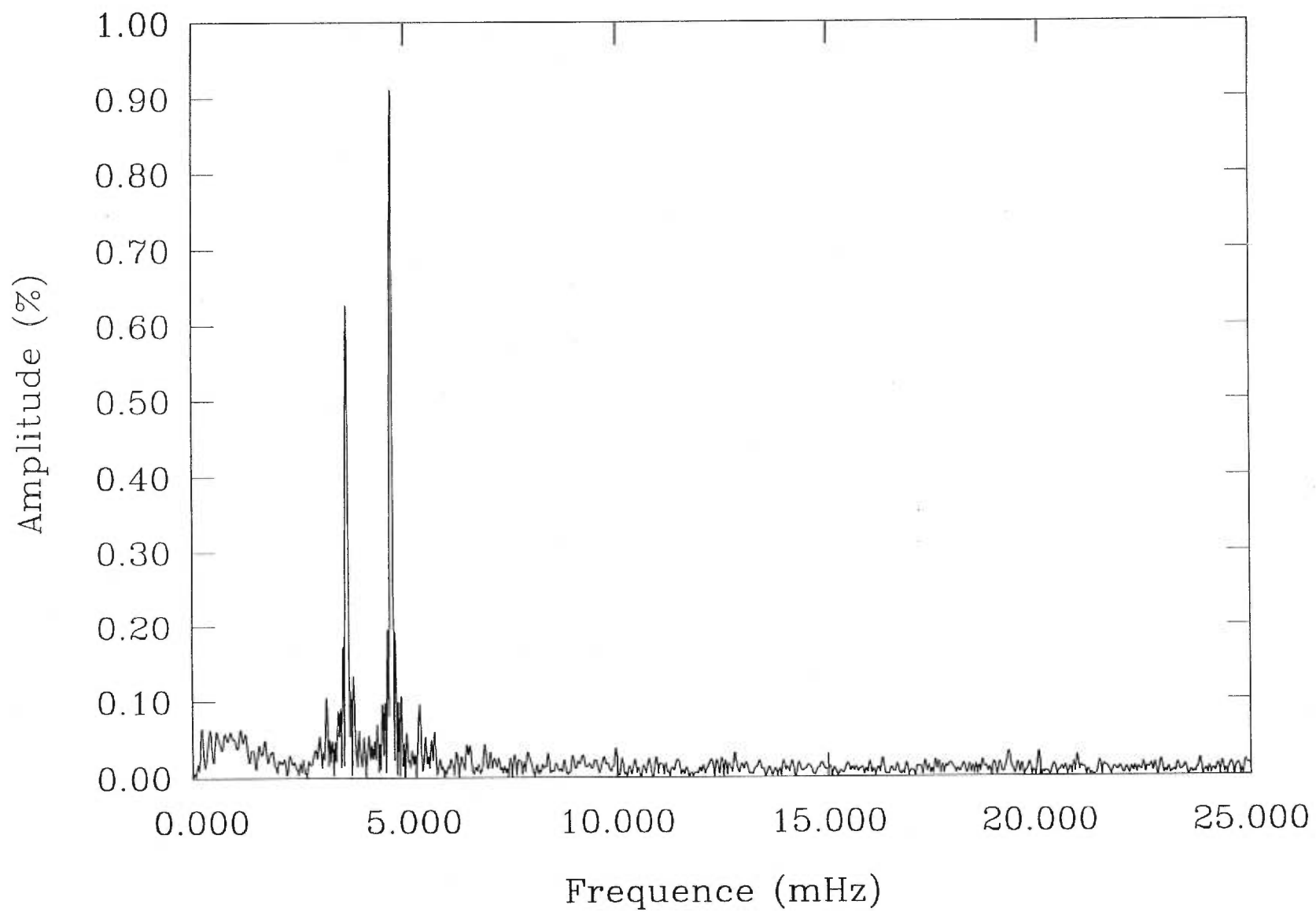


Fig. 24 — Transformée de Fourier de la courbe de lumière de la deuxième nuit.



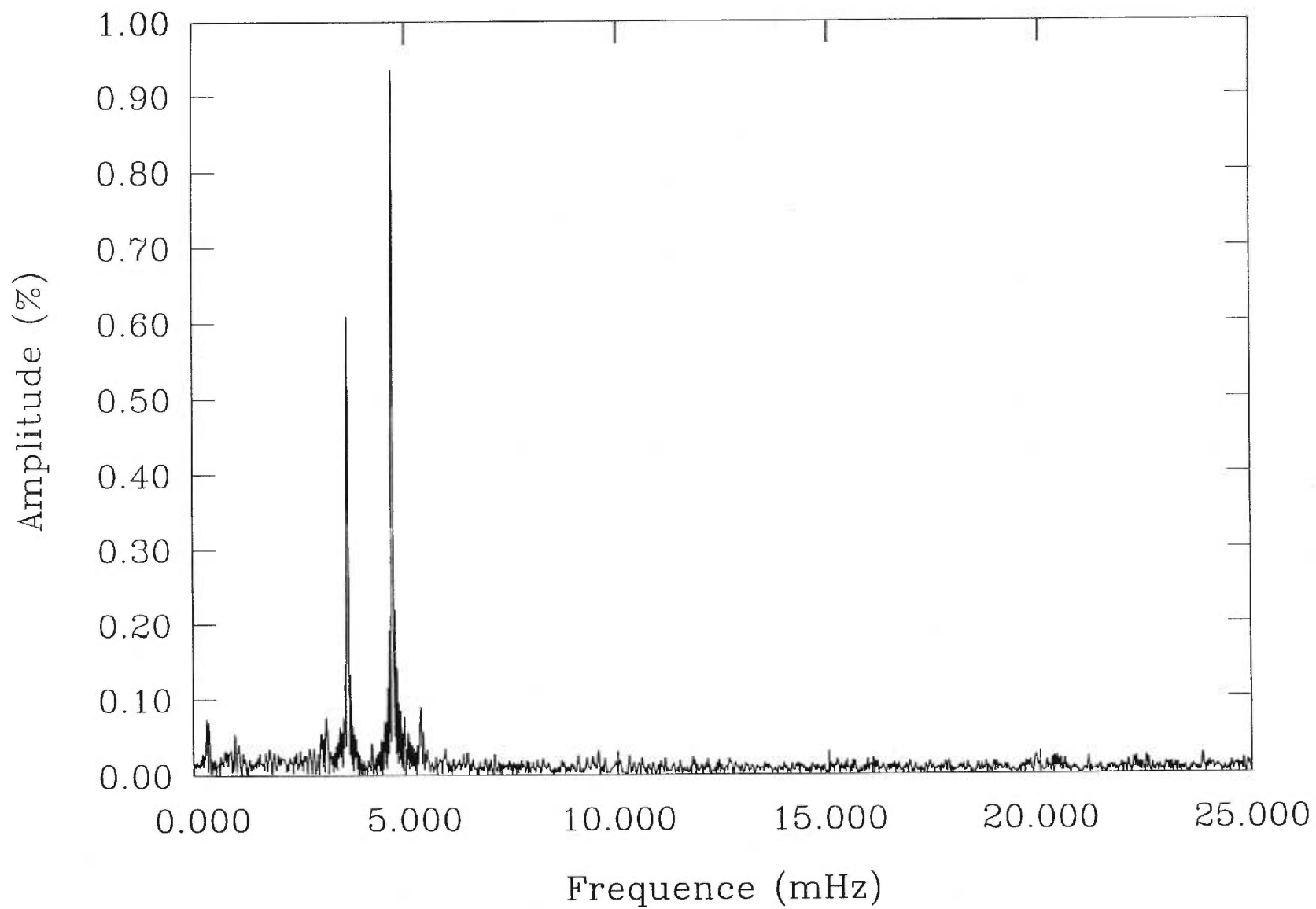


Fig. 25 — Transformée de Fourier de la courbe de lumière de la troisième nuit.

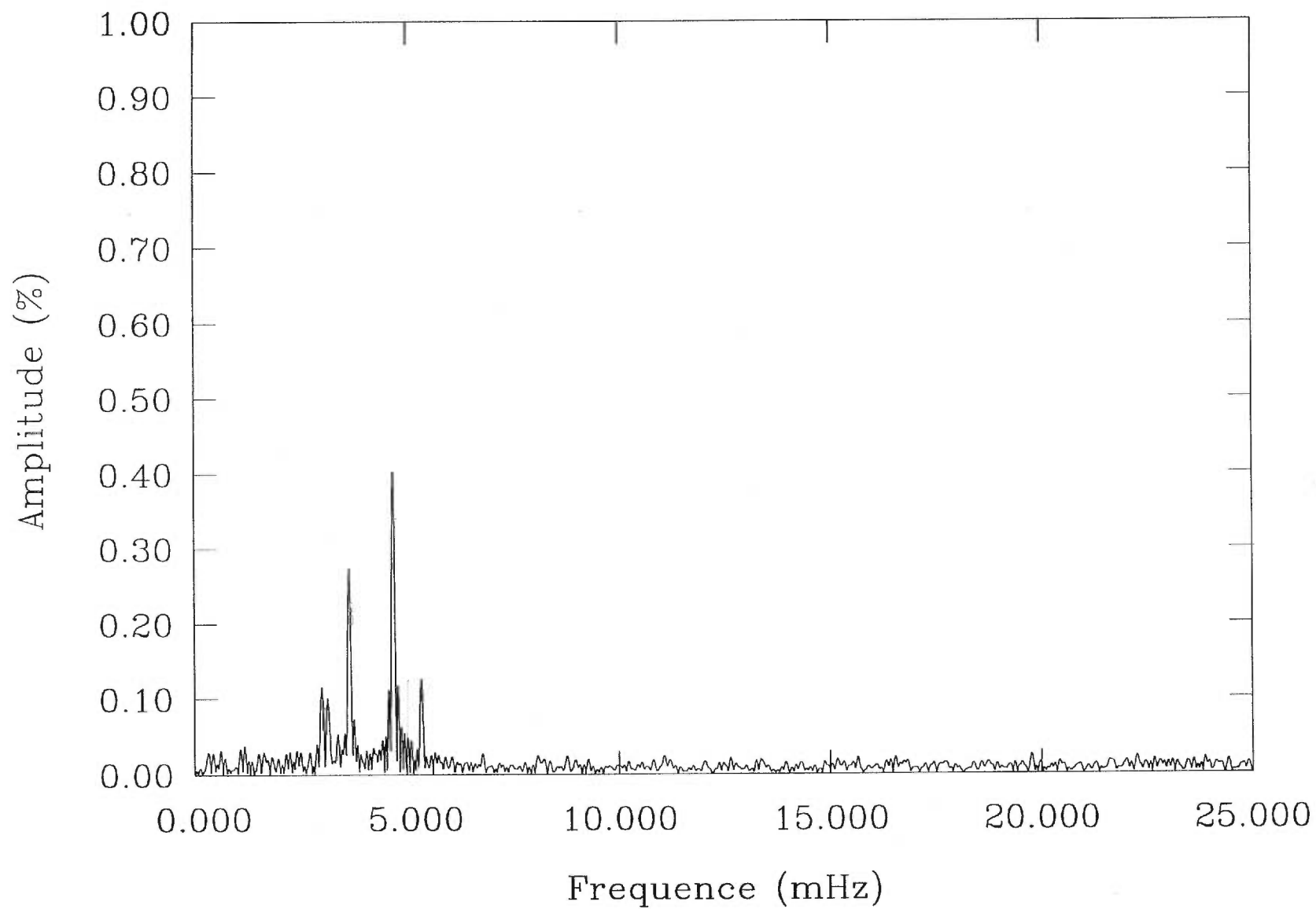


Fig. 26 — Transformée de Fourier de la courbe de lumière de la quatrième nuit.

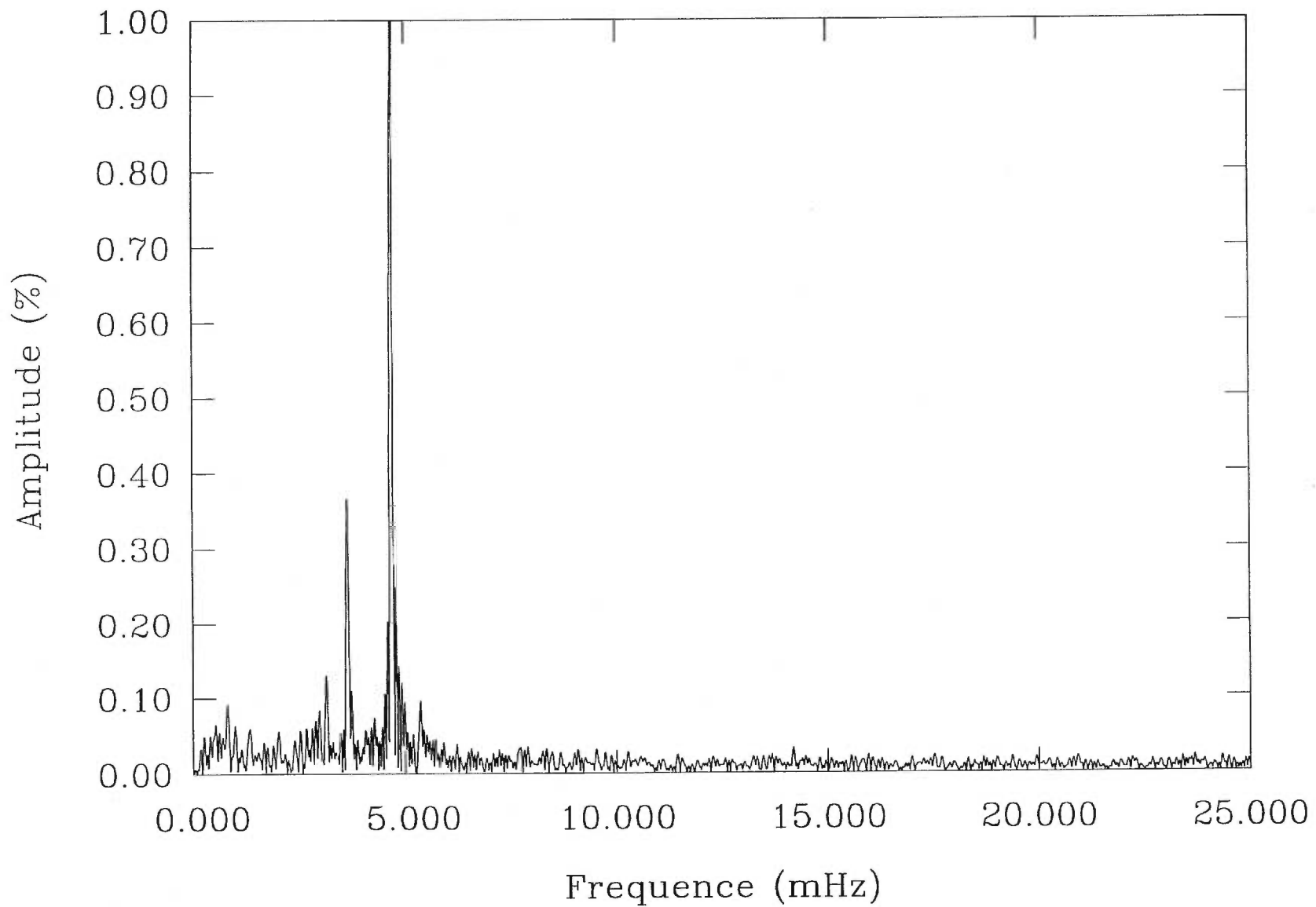


Fig. 27 — Transformée de Fourier des quatre courbes de lumière ensemble.

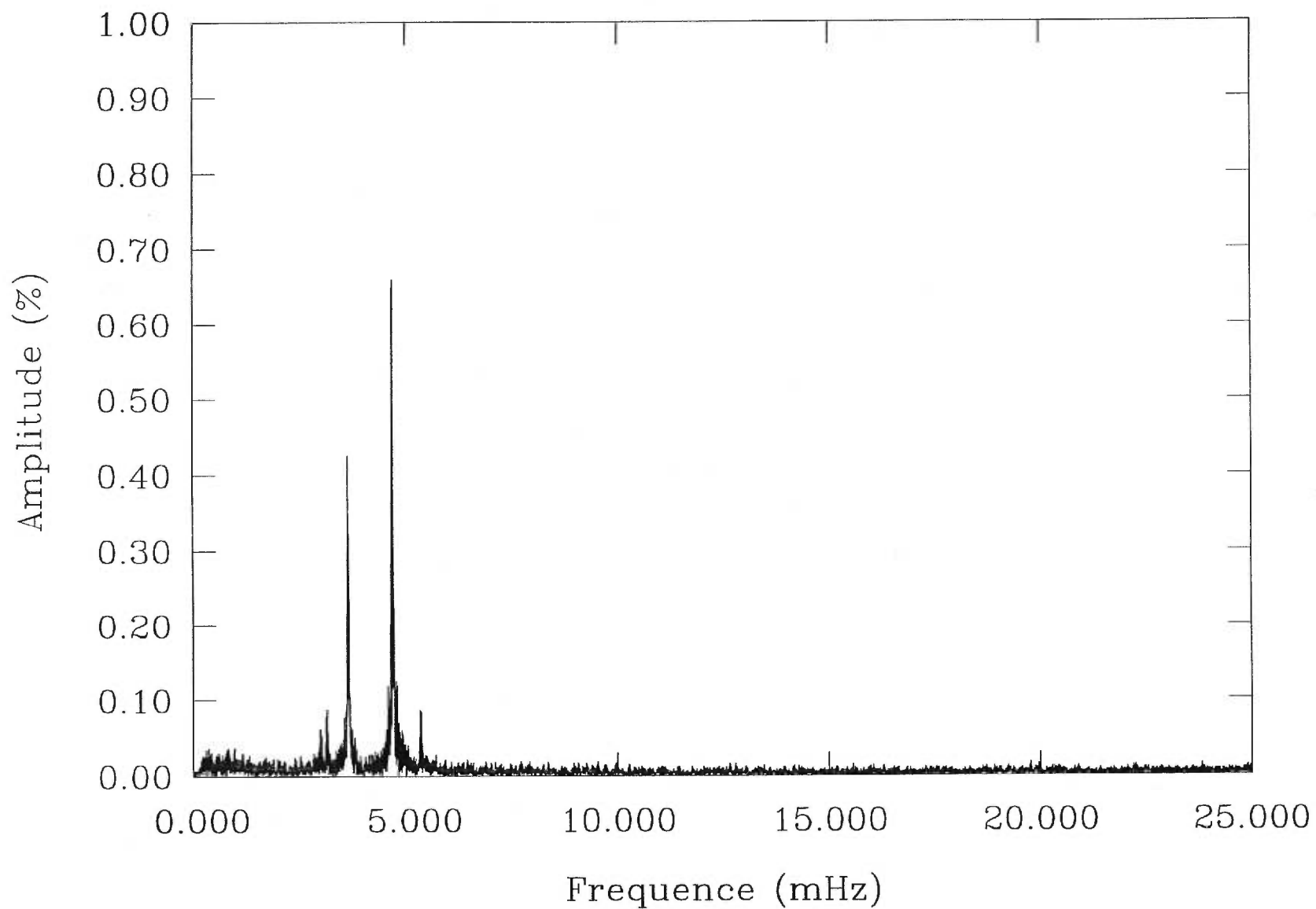


Fig. 28 — Transformée de Fourier des quatre courbes de lumière ensemble après la soustraction des 9 périodes trouvées dans notre analyse.



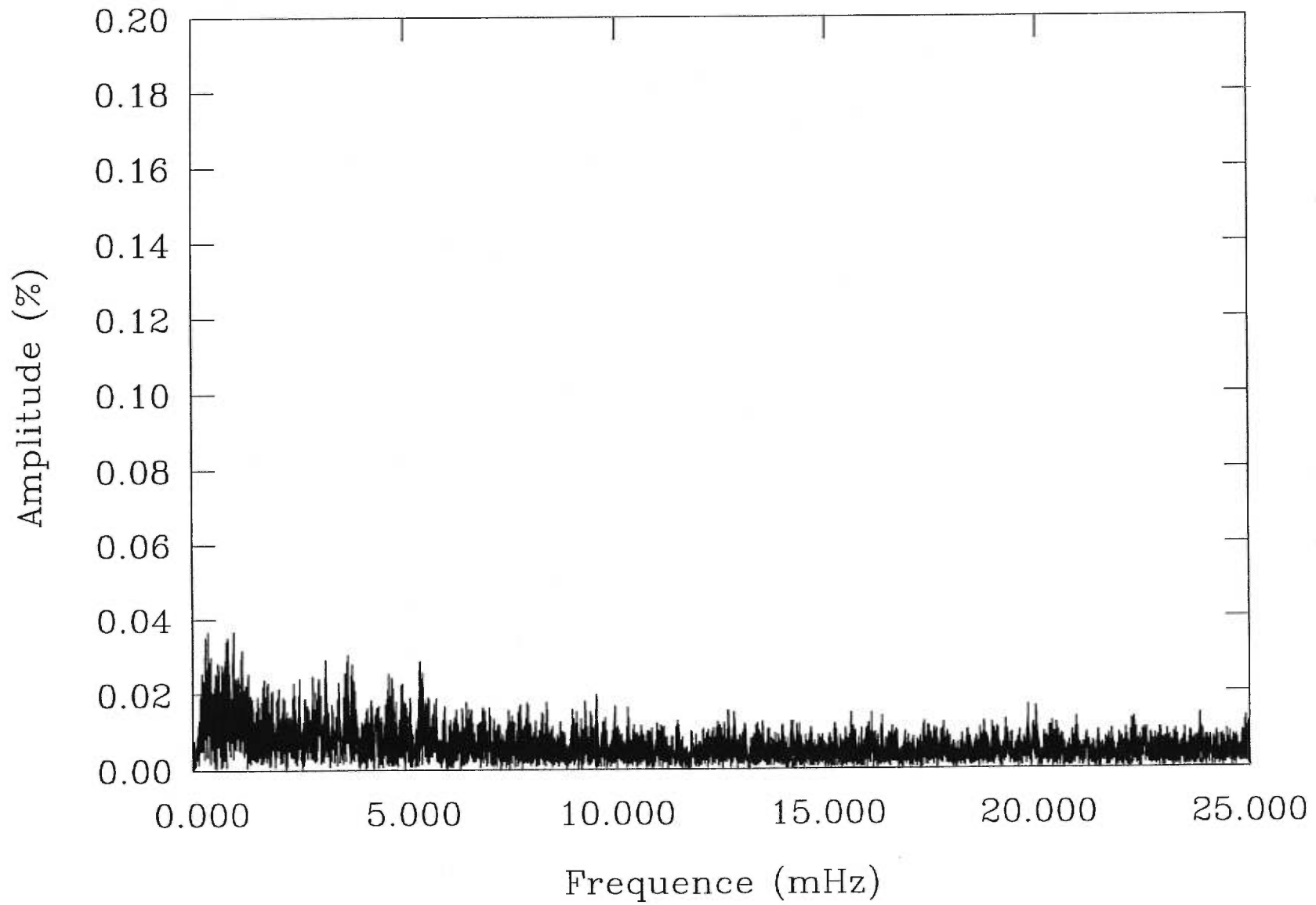
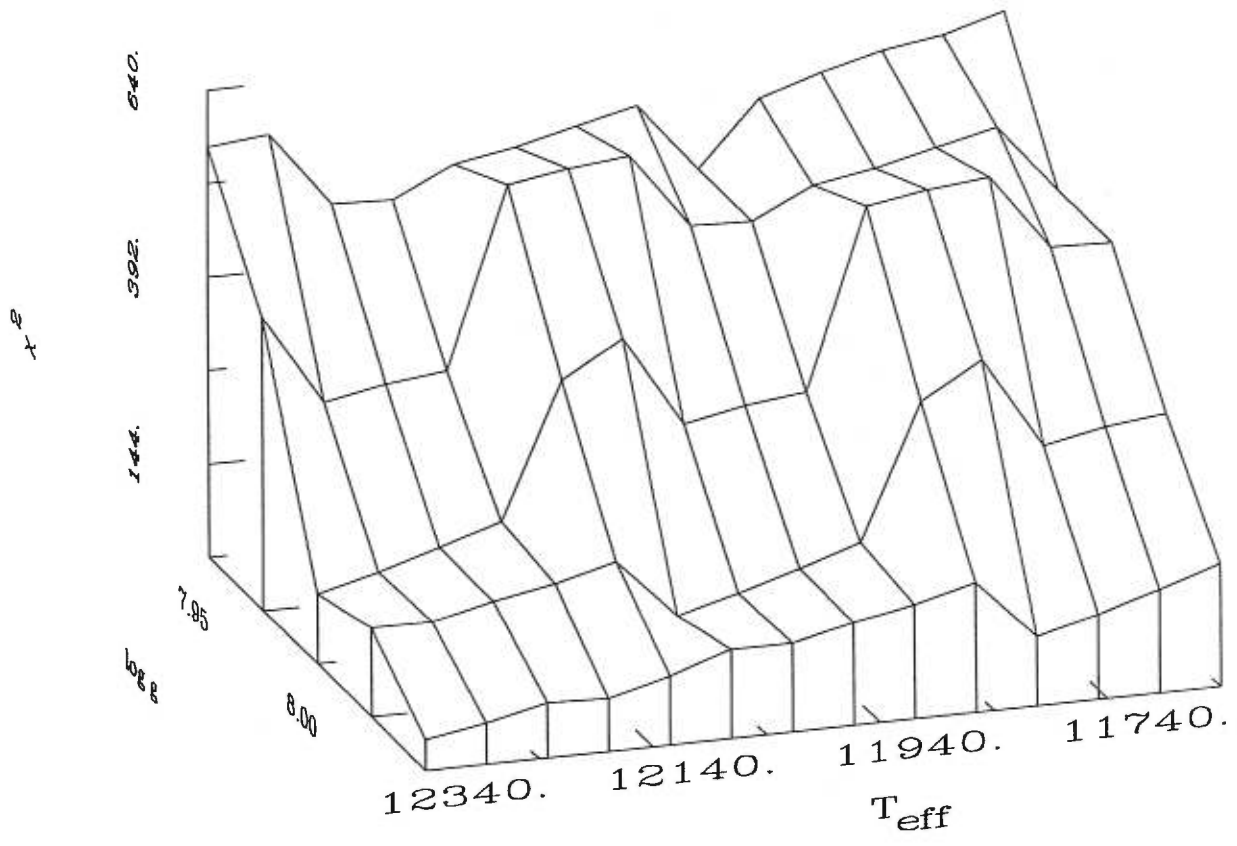


Fig. 29 — Représentation 3D de la surface de  $\chi^2$  au dessus du plan  $T_{eff} - \log g$  pour  $\log q(He) = -3$  et  $\log q(H) = -7$ .



## 5 Conclusion

Dans ce travail, nous avons pour but d'exploiter le potentiel de l'astéroséismologie pour la naine blanche pulsante Ross 548. Nous voulions en premier lieu tirer profit des observations multi-couleurs obtenues par Horne au télescope de 5 m du mont Palomar avec le MCSP afin d'identifier l'indice  $l$  des pulsations présentes dans la courbe de lumière de cette étoile. Nous voulions ensuite exploiter des observations en lumière blanche provenant du CFHT et ayant le plus haut rapport S/N jamais atteint pour cette étoile afin d'ultimement déterminer la structure interne de Ross 548.

Pour ce faire, nous avons d'abord présenté la théorie derrière nos analyses des observations de Ross 548. Nous nous sommes limités au cas des pulsations de faible amplitude qui peuvent être traitées dans le cadre de la théorie linéaire et nous les avons supposées adiabatiques. Pour simplifier le problème, nous avons également utilisé le résultat fondamental de Robinson, Kepler & Nather (1982), i.e., que la variation de luminosité est due exclusivement à la variation de température à la surface et que tous les autres effets sont négligeables. Nous avons remarqué ici une prédiction intéressante: d'après les équations que nous avons obtenues pour le flux émergent d'Eddington à la surface et l'hypothèse adiabatique, la dépendance sur le temps du flux est la même dans *toutes* les fréquences. Donc la courbe de lumière d'une ZZ Ceti doit avoir la même phase dans toutes les couleurs.

Afin d'interpréter plus facilement les observations, nous avons utilisé des

approximations à notre solution générale. La première étant la linéarisation complète du problème du transfert radiatif. Ceci nous a permis, en transformant nos équations dans une forme appropriée à la photométrie à bandes larges, de trouver une expression pour le rapport de l'amplitude d'un mode de pulsation dans deux bandes passantes différentes qui dépend seulement de l'indice  $l$  et des paramètres atmosphériques de l'étoile et qui est indépendant de l'amplitude intrinsèque du mode et de la géométrie particulière de la situation qui sont des quantités inconnues a priori. Comme le rapport trouvé dépend uniquement des amplitudes relatives dans chacune des bandes passantes, il n'est pas affecté par la calibration absolue du flux de l'étoile. De plus, les valeurs du coefficient  $A_l^x$  qui définit ce rapport dépendent de l'efficacité convective seulement dans l'intervalle de température associé aux ZZ Ceti.

Par la suite, nous avons attaqué les observations multi-couleurs de Ross 548. Nous avons utilisé la transformée de Fourier afin de déchiffrer les courbes de lumière dans chacune des bandes passantes du MCSP où le signal était suffisamment fort. Nous avons découvert une pulsation présente dans tous les canaux ayant une période de  $214 \pm 1$  s et donc une fréquence de  $4.67 \pm 0.02$  mHz. Nous avons obtenu les amplitudes et les phases de cette pulsation dans chacune des bandes passantes grâce à un programme de moindres carrés, ce qui nous a permis de vérifier la première prédiction de la théorie, i.e., les pulsations ont la même phase dans chacune des bandes passantes. Nous avons

comparé les amplitudes ainsi obtenues aux amplitudes prédites par la théorie pour une banque de modèles d'atmosphère. Nous avons ainsi constaté qu'il était impossible de distinguer entre  $l = 1$  et  $l = 2$  avec nos observations et que tous les modèles ayant  $l = 1$  ou  $l = 2$  étaient acceptables. Nous avons ensuite comparé nos résultats avec les déterminations de gravité de surface et de température effective effectuées par Bergeron et al. (1995) pour Ross 548. En comparant seulement pour  $l = 3$  puisque c'est la seule valeur de  $l$  pour laquelle nous pouvions rejeter des modèles, nous avons constaté que leurs paramètres atmosphériques ne donnaient pas des résultats acceptables selon le critère du paramètre  $Q$  et que nos meilleures solutions pour  $l = 3$  étaient incompatibles avec leurs déterminations. Puisque nous avons obtenu nos résultats avec *exactement* les mêmes modèles d'atmosphère qu'eux, nous devons rejeter  $l = 3$  comme indice du mode de pulsation de Ross 548. Donc les observations multi-couleurs nous ont permis de déterminer que la pulsation de Ross 548 ayant une période de  $\sim 214$  s correspond à un mode avec  $l = 1$  ou  $l = 2$ .

Dans un deuxième temps, nous avons analysé les observations en lumière blanche de Ross 548 obtenues au CFHT à l'aide de LAPOUNE. Les observations précédentes de Ross 548 effectuées en lumière blanche avaient permis l'identification de deux doublets situés à  $\sim 213$  s et  $\sim 274$  s dans son spectre de périodes. La forme de ce spectre avait également suggéré à Jones et al. (1989) la présence d'un champ magnétique suffisamment fort pour modifier

la sphéricité de l'étoile puisqu'on peut difficilement l'expliquer autrement. Ainsi Ross 548 est devenu l'exemple "parfait" de pulsateur stellaire déformé par magnétisme bien que des mesures de champ magnétique de cette étoile n'aient rien détecté.

Nous avons encore une fois fait appel à la transformée de Fourier afin de déchiffrer la courbe de lumière de Ross 548. Nous avons ainsi découvert cinq pics dans son spectre de périodes, soit trois de plus que ce qui était connu auparavant. Nous avons déterminé les amplitudes et les phases de chacune des pulsations de la même façon que pour les observations multi-couleur. Nous avons découvert que les deux doublets connus ne sont pas des doublets mais des triplets. Au total, nous avons détecté neuf périodes différentes dans le signal de Ross 548. Puisque les périodes à l'intérieur des triplets sont également espacées, nous avons pu affirmer que ceux-ci étaient le résultats de la rotation et non du magnétisme, et donc qu'ils avaient un indice  $l = 1$ .

En dernier lieu, nous avons utilisé les périodes obtenues afin d'obtenir un modèle astéroséismologique de Ross 548. En comparant les périodes observées avec des périodes provenant de modèles stellaires théoriques et sachant que les deux modes principaux ont un indice  $l = 1$ , nous avons pu déterminer la structure interne de Ross 548. Nous avons déterminé que le modèle théorique qui reproduit le mieux les observations (à quelques secondes près!) a  $\log g = 8.02$ ,  $T_{eff} = 12340K$ ,  $\log q(He) = -3$  et  $\log q(H) = -7$ .

Dans ce modèle, les cinq pulsations présentes ont la même valeur de  $l$ , à l'exception de celle ayant une période de  $\sim 335$  s qui a  $l = 2$  au lieu de  $l = 1$ . De plus, les pulsations avec  $l = 1$  ont également des indices  $k$  consécutifs, ce qui est compatible avec les calculs non-adiabatiques. L'identification des modes que nous propose ce modèle nous a permis d'obtenir un estimé pour la période de rotation de Ross 548, soit  $\simeq 1.6$  j. De plus, la présence des deux triplets nous a permis d'estimer l'angle d'inclinaison entre l'axe de symétrie des modes de pulsation dans l'étoile et la ligne de visée. Cet angle est d'environ  $76^\circ$ .

En conclusion, les observations à haut rapport S/N obtenues au CFHT nous ont révélé beaucoup plus sur Ross 548 que les observations multi-couleurs. Pour obtenir des résultats plus concluants à partir d'observations multi-couleurs, nous devons obtenir des observations à plus haut rapport S/N, donc utiliser un plus grand télescope que le 5 m du mont Palomar, ou obtenir des observations sur une base spectrale plus étendue, par exemple, en combinant des observations dans le visible et dans l'ultraviolet. Cette deuxième méthode a d'ailleurs été employée avec succès pour l'analyse de la naine blanche pulsante G117-B15A (voir Robinson et al. 1995 et Fontaine et al. 1996). Néanmoins, nous avons quand même réussi à vérifier une prédiction de la théorie, i.e., les couleurs pulsent en phase dans Ross 548. De plus, en utilisant les déterminations des paramètres atmosphériques de Ross 548 obtenues par Bergeron et al. (1995), nous avons déterminé que la



pulsation à  $\sim 214$  s est dans un mode ayant  $l = 1$  ou  $l = 2$ . Dans le futur, cette méthode sera utile lorsque les observations à haut rapport S/N en lumière blanche ne nous révéleront aucune période supplémentaire. Dans ces situations, la connaissance de l'indice de pulsation  $l$  que nous apporte les observations multi-couleurs est essentielle à une analyse astéroséismologique complète d'une ZZ Ceti.

L'analyse des observations en lumière blanche a été beaucoup plus fructueuse. Elle nous a d'abord permis l'identification de 3 modes de pulsation inconnus auparavant et la détermination que les deux modes dominants sont des triplets et non pas des doublets comme on le croyait auparavant. Donc, nous avons pu affirmer que Ross 548 ne possède pas de champ magnétique à grande échelle car ces triplets sont le résultat de la rotation d'ensemble de l'étoile. De plus, nous avons été en mesure de construire un modèle stellaire complet de Ross 548 reproduisant les 5 périodes observées à quelques secondes près. Nous devons souligner qu'il s'agit de la première fois que la construction d'un modèle aussi proche des observations est accomplie pour une ZZ Ceti, et la deuxième fois que l'analyse astéroséismologique d'une ZZ Ceti est complétée, la première fois étant l'analyse de G117-B15A que nous avons mentionné plus haut (Robinson et al. 1995; Fontaine et al. 1996). Dans ce cas précis, ils ont réussi à identifier l'indice de pulsation  $l$  mais ont dû supposer l'indice de pulsation  $k$ . Notre résultat est d'autant plus remarquable que nous avons seulement utilisé des observations en lumière

blanche pour l'obtenir.

Grâce à notre analyse astéroséismologique, nous connaissons maintenant la stratification chimique de Ross 548 qui correspond à  $\log q(He) \simeq -3$  et  $\log q(H) \simeq -7$ . Ce résultat est extrêmement intéressant car il est possible de le comparer aux prédictions de la théorie de l'évolution stellaire. Cette théorie nous informe qu'à ce stade de leur évolution, les naines blanches devraient avoir  $\log q(H) \simeq -4$  (Iben & Tutukov, 1984; Koester & Schönberner, 1986) soit quelques ordres de grandeurs plus grands que nos résultats et que ceux de Robinson et al. (1995) qui trouvent  $\log q(H) \simeq -6$ . De plus nos résultats sont encore trop grands pour être consistant avec les modèles qui expliquent l'évolution spectrale des naines blanches par une couche d'hydrogène mince. L'écart entre nos résultats et les prédictions de la théorie de l'évolution stellaire pourrait être très significatif et nécessiter la révision de cette théorie mais l'analyse astéroséismologique de plusieurs autres ZZ Ceti est nécessaire avant d'atteindre cette conclusion. Il est donc souhaitable des observations avec un aussi haut rapport S/N pour plusieurs ZZ Ceti et dans le cas où ces observations ne révéleraient pas de structure additionnelle dans les spectres de fréquences de ces étoiles, d'obtenir des observations multi-couleurs sur de grands télescope afin d'identifier l'indice de pulsation  $l$  et de réussir une analyse astéroséismologique de ces étoiles.

## Références

- Bergeron, P., Wesemael, F., & Fontaine, G. 1992, *ApJ*, **387**, 288
- Bergeron, P., Wesemael, F., Lamontagne, R., Fontaine, G., Saffer, R.A., & Allard, N.F. 1995, *ApJ*, **449**, 258
- Böhm, K.-H., & Cassinelli, J. P. 1971, *A&A*, **12**, 21
- Brassard, P., Fontaine, G., & Bergeron, P., en préparation
- Brassard, P., Fontaine, G., Wesemael, F., & Tassoul, M. 1992a, *ApJS*, **81**, 747
- Brassard, P., Fontaine, G., Wesemael, F., & Hansen, C.J. 1992b, *ApJS*, **80**, 369
- Brassard, P., Fontaine, G., & Wesemael, F. 1995, *ApJS*, **96**, 545
- Brassard, P., Wesemael, F., & Fontaine, G. 1987, in *IAU colloq. 95, The Second Conference on Faint Blue Stars*, ed. A.G. Davis Philip, D.S. Hayes, & J. Liebert (Schenectady: Davis), 669
- Brickhill, A.J. 1992, *MNRAS*, **259**, 519
- Dziembowski, W. 1977, *Acta Astron.*, **27**, 203
- Fontaine, G., Brassard, P., Bergeron, P., & Wesemael, F. 1996, *ApJ*, **469**, 320
- Gunn, J.E., & Oke, J.B. 1989, *ApJ*, **266**, 713,
- Hine, B.P. 1989, communication privée
- Horne, K.D. 1979, communication privée
- Iben, I. Jr., & Tutukov, A.V. 1984, *ApJ*, **282**, 615

- Jones, P.W., Pesnell, W.D., Hansen, C.J., & Kawaler, S.D. 1989, *ApJ*, **336**, 403
- Kepler, S.O. 1984, *ApJ*, **286**, 314
- Kepler, S.O., et al. 1995, *BaltA*, **4**, 238
- Koester, D., & Schönberner, D. 1986, *A&A*, **154**, 125
- Lasker, B.M., & Hesser, J.E. 1971, *ApJ*, **163**, L89
- McGraw, J.T. 1977, Ph. D. Thesis, University of Texas at Austin
- McGraw, J.T. 1979, *ApJ*, **229**, 203
- McGraw, J.T. 1979, communication privée
- Messiah, A. 1962, *Quantum Mechanics* (Amsterdam: North Holland)
- Nather, R.E. 1989, in *IAU Colloquium 114, White Dwarfs*, ed. G. Wegner, *Lecture Notes in Physics*, **328**, 109
- Nather, R.E., Winget, D.E., Clemens, J.C., Hansen C.J., & Hine, B.P. 1990, *ApJ*, **361**, 309
- Pesnell, D.W. 1985, *ApJ*, **292**, 238
- Press, W.H., Flannery, B.P., Teukolsky, S.A., & Vetterling, W.T. 1986, *Numerical Recipes* (Cambridge: Cambridge University Press)
- Richer, H.B. 1989, communication privée
- Robinson, E.L., Kepler, S.O., & Nather, R.E. 1982, *ApJ*, **259**, 219
- Robinson, E.L., Nather, R.E., & McGraw, J.T. 1976, *ApJ*, **210**, 211
- Robinson, E.L., et al. 1995, *ApJ*, **438**, 908
- Schmidt, G.D., & Smith, P.S. 1995, *ApJ*, **448**, 305

- Stover, R.J., Hesser, J.E., Lasker, B.M., Nather, R.E., & Robinson, E.L.  
1980, ApJ, **240**, 865
- Stover, R.J., Robinson, E.L., & Nather, R.E. 1977, PASP, **89**, 912
- Tassoul, M. 1980, ApJS, **43**, 469
- Unno, W., Osaki, Y., Ando, H., & Shibahashi, H., 1979, Nonradial Oscillation of Stars (Tokyo: Univ. Tokyo Press)
- Van Horn, H.M. 1971, IAU Symposium no. 42, White Dwarfs, ed. W.J. Luyten (Springer-Verlag: New York), 97
- Wesemael, F., Bergeron, P., Fontaine, G., & Lamontagne, R. 1991, in White Dwarfs, ed. G. Vauclair & E.M. Sion, NATO ASI Series, **336**, 159
- Winget, D.E. 1988, in I.A.U. Symposium 123, Advances in Helio- and Asteroseimology, ed. J. Christensen-Dalsgaard & S. Frandsen (Dordrecht: Reidel), 305
- Winget, D.E., Hansen, C.J., & Van Horn, H.M. 1983, Nature, **303**, 781
- Winget, D.E., et al. 1991, ApJ, **378**, 326
- Winget, D.E., et al. 1994, ApJ, **430**, 839