

Université de Montréal

Observations de pulsateurs compacts à l'aide de la caméra Mont4K CCD

par

Myriam Francoeur

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

Décembre, 2009

©Myriam Francoeur, 2009

Université de Montréal  
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

Observations de pulsateurs compacts à l'aide de la caméra Mont4K CCD

présenté par:

Myriam Francoeur

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Pierre Brassard, président-rapporteur  
Gilles Fontaine, directeur de recherche  
Pierre Bergeron, membre du jury

Mémoire accepté le: \_\_\_\_\_

À mon amour Alexandre et mes parents Jean-Marc et Sylvie.

# Sommaire

Les pulsateurs compacts sont des étoiles présentant des variations intrinsèques de luminosité dont les gravités de surface sont supérieures à  $10^5 \text{ cm/s}^2$ . On retrouve parmi ces objets deux familles des sous-naines chaudes de type B (sdB) pulsantes et quatre familles distinctes de naines blanches pulsantes. Dans le but d'observer les pulsations de tels objets pour ensuite analyser leur propriétés grâce à l'astéroséismologie, l'Université de Montréal, en collaboration avec le Imaging Technology Laboratory (ITL - University of Arizona), a développé la caméra Mont4K (Montreal4K) CCD qui est, depuis le printemps 2007, le principal détecteur employé au télescope Kuiper de 1.55 m du Mt Bigelow (Steward Observatory, University of Arizona). À l'aide de ce montage, des observations ont été menées pour quelques-uns de ces pulsateurs compacts. La première cible fut HS 0702+6043, un pulsateur hybride. Une importante mission pour cet objet, réalisée du 1<sup>er</sup> novembre 2007 au 14 mars 2008, a permis d'identifier 28 modes de pulsations pour cet objet en plus de mettre en évidence pour certains de ces modes d'importantes variations d'amplitude. Deux autres cibles furent les naines blanches pulsantes au carbone de type « Hot DQ » SDSS J220029.08–074121.5 et SDSS J234843.30–094245.3. Il fut possible de montrer de façon indirecte la présence d'un fort champ magnétique à la surface de J220029.08–074121.5 grâce à la présence de la première harmonique du mode principal. En outre, pour ces deux cibles, on a pu conclure que celles-ci font bel et bien partie de la classe des naines blanches pulsantes au carbone.

*Mots clés* : étoiles : oscillations - sous-naines chaudes - naines blanches - étoiles : individuelles (HS0702+6043, J2200–0741, J2348–0942) - techniques : photométrie - Mont4K CCD - astéroséismologie

# Abstract

Compact pulsators are stars with surface gravities larger than  $10^5$  cm/s<sup>2</sup> showing intrinsic luminosity variations. Six different classes of such objects are known, including two pulsating hot subdwarf (sdB), and four pulsating white dwarf classes. In order to observe their pulsations and further analyze their properties through asteroseismology, the Université de Montréal, in collaboration with the University of Arizona Imaging Instrument Laboratory, developed the Mont4K (Montreal4K) CCD camera which is the primary science detector of the Kuiper 1.55 m telescope at Mt Bigelow since Spring 2007. With this setup, several compact pulsators were targeted. The first target was the hybrid pulsator HS 0702+6043, observed from November 1<sup>st</sup> 2007 to March 14<sup>th</sup> 2008, for which 28 pulsation modes were isolated. Moreover, it was possible to highlight important amplitude variations in some of these modes. Two Hot DQ white dwarf pulsators, SDSS J220029.08–074121.5 and SDSS J234843.30–094245.3, were also targeted. In the case of J220029.08–074121.5, it was possible to highlight the presence of a strong magnetic field at its surface through the presence of the first harmonic of the main pulsation mode of this object. Furthermore, the follow-up campaigns on J220029.08–074121.5 and J234843.30–094245.3 allowed to classify these two white dwarf as Hot DQ pulsators.

*Subject headings* : stars : oscillations - hot subdwarf - white dwarf - stars : individual (HS0702+6043, J2200–0741, J2348–0942) - techniques : photometry - Mont4K CCD - asteroseismology

# Table des matières

<b>Sommaire</b>	<b>ii</b>
<b>Abstract</b>	<b>iii</b>
<b>Table des matières</b>	<b>iv</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>vii</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>x</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>1</b>
1.1 Étoiles variables . . . . .	1
1.2 Étoiles pulsantes . . . . .	2
1.2.1 Phénomène des oscillations stellaires . . . . .	2
1.2.2 Mécanismes responsables des pulsations stellaires . . . . .	6
1.2.3 Astéroséismologie . . . . .	7
1.3 Pulsateurs compacts . . . . .	9
1.3.1 Naines blanches pulsantes . . . . .	9
1.3.2 Sous-naines chaudes pulsantes . . . . .	13
1.4 Observation de pulsateurs compacts . . . . .	18
<b>2 Observations à l'aide du Mont4K CCD</b>	<b>20</b>
2.1 Critères d'observation des pulsateurs compacts et photométrie différentielle . .	20
2.2 La caméra CCD Mont4K au télescope de 1.55 m du Mt Bigelow . . . . .	22

2.3	Réduction des données acquises par le Mont4K CCD . . . . .	24
2.3.1	Application de la méthode de photométrie différentielle . . . . .	24
2.3.2	Correction de la courbe de lumière et application de la transformée de Fourier . . . . .	26
2.3.3	Problèmes et résolution . . . . .	28
<b>3</b>	<b>Campagne d'observation de HS 0702+6043</b>	<b>29</b>
3.1	HS 0702+6043 . . . . .	29
3.2	Mission d'observation du 1 <sup>er</sup> novembre 2007 au 14 mars 2008 . . . . .	31
3.3	Résultats de la campagne du Mt Bigelow . . . . .	33
3.3.1	Extraction des modes de pulsation . . . . .	33
3.3.2	Analyse des variations d'amplitude des modes . . . . .	39
3.4	Ce qu'il reste à faire . . . . .	42
<b>4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>58</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>60</b>
	<b>Remerciements</b>	<b>65</b>
	<b>Annexe A</b>	<b>66</b>
	<b>A Présentation de l'article</b>	<b>66</b>
	<b>Annexe B</b>	<b>67</b>
<b>B</b>	<b>Follow-up Observations of 2 Pulsating Hot DQ Stars</b>	<b>67</b>
B.1	Abstract . . . . .	68
B.2	Introduction . . . . .	68
B.3	SDSS J2200–0741 . . . . .	71
B.3.1	Observations . . . . .	71
B.3.2	Frequency Analysis . . . . .	72
B.3.3	Amplitude and Phase Variations . . . . .	73

B.3.4	Pulse Shape . . . . .	75
B.4	SDSS J2348–0943 . . . . .	77
B.4.1	Observations and Frequency Analysis . . . . .	77
B.4.2	Amplitude and Phase Variations . . . . .	79
B.4.3	Pulse Shape . . . . .	80
B.5	Discussion and Conclusion . . . . .	82
B.6	References . . . . .	88
B.7	Tables . . . . .	89
B.8	Figures . . . . .	93

# Table des figures

1.1	Situation des étoiles pulsantes sur le diagramme HR . . . . .	3
1.2	Situation des pulsateurs compacts sur le diagramme $\log g-T_{\text{eff}}$ . . . . .	9
1.3	Situation des sdB pulsantes sur le diagramme $\log g-T_{\text{eff}}$ . . . . .	16
2.1	Efficacité quantique du Mont4K CCD à $-100^\circ\text{C}$ . . . . .	22
2.2	Courbe de transmission de lumière du filtre Schott 8612 . . . . .	24
2.3	Courbes de lumière de HS 0702+6043 brute et corrigée obtenue pour la nuit du 31 décembre 2007 au 1 <sup>er</sup> janvier 2008 . . . . .	25
2.4	Transformée de Fourier non corrigée pour l’extinction différentielle, nuit du 31 décembre 2007 . . . . .	26
2.5	Courbe de lumière de HS 0702+6043 corrigée pour l’extinction différentielle . . . . .	28
3.1	Exemple de courbe de lumière pour HS0702 . . . . .	30
3.2	Histogramme des observations de la campagne de HS0702 . . . . .	32
3.3	Charte du ciel . . . . .	33
3.4	Spectre de pulsations de HS0702 . . . . .	34
3.5	Variation d’amplitude du mode $f_1$ à 2.7539 mHz . . . . .	40
3.6	Variation d’amplitude du mode $f_2$ à 2.6090 mHz . . . . .	40
3.7	Variation d’amplitude du mode $f_5$ à 0.3327 mHz . . . . .	41
3.8	Variation d’amplitude du mode $f_6$ à 3.6968 mHz . . . . .	41
3.9	Courbes de lumière obtenues lors de la mission de HS0702 . . . . .	44
3.9	(b) - suite. . . . .	45

3.9 (c) - suite. . . . .	46
3.9 (d) - suite. . . . .	47
3.9 (e) - suite. . . . .	48
3.9 (e) - suite. . . . .	49
3.9 (e) - suite. . . . .	50
3.10 Courbe de lumière étendue de la nuit du 31 décembre 2007 . . . . .	51
3.11 <i>Prewhitening</i> de 0 à 2 mHz . . . . .	53
3.12 <i>Prewhitening</i> de 2 à 10 mHz . . . . .	53
3.13 Spectres en fréquences obtenus lors de la mission de HS0702 . . . . .	54
3.13 (b) - suite. . . . .	55
3.13 (c) - suite. . . . .	56
3.13 (d) - suite. . . . .	57
B.1 All light curves obtained for J2200–0741 . . . . .	93
B.2 Expanded view of the light curve of J2200–0741 obtained on 2008 September 4 . . . . .	94
B.3 Fourier transform of the entire data set in the 0–7.5 mHz range and prewhitening for J2200–0741 . . . . .	95
B.4 Montage of the nightly Fourier transforms for J2200–0741 . . . . .	96
B.5 Nightly measurements of the amplitude and phase of the 654.397 s harmonic oscillation seen in J2200–0741 . . . . .	97
B.6 Similar to Figure 5, but for the 327.218 s periodicity . . . . .	98
B.7 Folded light curves of J2200–0741 without the second harmonic contribution . . . . .	99
B.8 Fourier amplitude spectrum of the light curve of J2200–0741 in the near vicinity of the second harmonic of the main 654.397 s oscillation . . . . .	100
B.9 Folded light curves of J2200–0741 with the second harmonic contribution . . . . .	101
B.10 All light curves obtained for J2348–0943 . . . . .	102
B.11 Expanded view of the light curve of J2348–0943 obtained on 2008 October 28 . . . . .	103
B.12 Fourier transform of the entire data set in the 0–5.0 mHz range and prewhitening for J2348–0943 . . . . .	104
B.13 Montage showing four of the nightly Fourier transforms for J2348–0943 . . . . .	105

B.14 Nightly measurements of the amplitude and phase of the 1044.168 s harmonic oscillation seen in J2348–0943 . . . . .	106
B.15 Similar to Figure 14, but for the 416.919 s periodicity . . . . .	107
B.16 Folded light curves of J2200–0741 . . . . .	108
B.17 Fourier amplitude spectrum of the light curve of J2348–0943 in the near vic- inity of the first harmonic of the main 1044.168 s oscillation . . . . .	109
B.18 Light curve of J2348–0943 folded on the period of the first harmonic of the main periodicity . . . . .	110
B.19 Archived SDSS optical spectra of the three known pulsating carbon-atmosphere white dwarfs . . . . .	111

# Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques spectroscopiques des sdB pulsantes hybrides . . . . .	17
2.1	Principales caractéristiques du Mont4K CCD . . . . .	23
3.1	Modes connus pour HS0702 avant la campagne du Mt Bigelow . . . . .	31
3.2	Modes isolés pour la totalité de la campagne de HS0702 . . . . .	52
B.1	Journal of Observations for SDSS J2200–0741 . . . . .	89
B.2	Harmonic Oscillations Detected in the Light Curve of SDSS J2200–0741 . . . . .	90
B.3	Journal of Observations for SDSS J2348–0942 . . . . .	91
B.4	Harmonic Oscillations Detected in the Light Curve of SDSS J2348–0942 . . . . .	92

# Chapitre 1

## Introduction

### 1.1 Étoiles variables

Ce n'est qu'à la suite des observations de Tycho Brahe de la supernova de 1572 que les astronomes se sont intéressés aux variations de luminosité des étoiles. Depuis, des dizaines de milliers de ces objets furent étudiés. Rapidement, les astronomes se sont aperçus qu'il existe une multitude de phénomènes qui peuvent engendrer ces variations : occultation d'une étoile par un compagnon dans un système binaire ou éjection violente de matière ne sont que deux exemples de ces phénomènes.

La première explication juste de la variabilité d'une étoile fut émise par l'astronome amateur Goodricke en 1784 à la Royal Society of London. Celui-ci émit l'hypothèse que l'étoile Algol ( $\beta$  Per) subissait une occultation par une compagne de luminosité plus faible. Ce fut néanmoins Pickering (1881) qui fut en mesure de confirmer cette hypothèse, près d'un siècle plus tard. Dans les faits, Algol est un système triple dont les variations observées sont provoquées par le passage de l'étoile B, de type spectral K, devant l'étoile A, de type spectral B, beaucoup plus brillante.

Pourtant, une telle explication, aussi vraie fut-elle, n'englobait qu'une fraction des phénomènes responsables des variations de luminosité des étoiles. Par exemple, dans le cas de l'étoile  $\delta$

Cep, on remarque des variations périodiques de la luminosité qui ne correspondent pas à une occultation. Il faudra attendre à la fin du XIX<sup>e</sup> siècle pour que Ritter propose en 1879 que les variations observées pour des objets tels  $\delta$  Cep soient causées par un mécanisme interne. Dans la première moitié du XX<sup>e</sup> siècle, les premières théories des pulsations stellaires qui tentaient d'expliquer ce mécanisme furent développées. Néanmoins, ce ne fut que dans la seconde moitié de ce siècle qu'on put enfin comprendre ce mécanisme.

## 1.2 Étoiles pulsantes

Les étoiles pulsantes sont des objets qui, à l'instar de  $\delta$  Cep, montrent des variations périodiques de luminosité. On connaît actuellement plus d'une vingtaine de familles de ces étoiles, comme l'illustre le diagramme Hertzsprung-Russell de la Figure 1.1, tirée de Jeffery (2008), et sur laquelle ont été indiquées différentes familles d'étoiles pulsantes.

La source de ces variations est un mécanisme interne dans l'étoile qui excite des modes normaux de vibration, ou pulsations. Or, afin de comprendre l'origine de ce phénomène, il faut d'abord considérer le milieu dans lequel ces oscillations seront excitées. En d'autres mots, comment se comportent les modes normaux de vibration dans une étoile ?

### 1.2.1 Phénomène des oscillations stellaires

Selon Fontaine et al. (sous presse) citant entre autres les livres de Cox (1980) ainsi que de Unno et al. (1989), une étoile est, en première approximation, une sphère de fluide autogravitante dont la composition chimique, la densité et la température sont dépendantes de la profondeur. Dans ces conditions, les ondes se propageant dans ce milieu, où la vitesse du son n'est pas uniforme, sont soumises à une accélération gravitationnelle, qui n'est elle non plus uniforme.

Tel que montré par Unno et al. dans *Nonradial Oscillations of Stars* (1989), une étoile peut être décrite dans cette approximation par les trois équations hydrodynamiques qui régissent un fluide en présence de gravité ainsi que l'équation de conservation d'énergie. Celles-ci sont

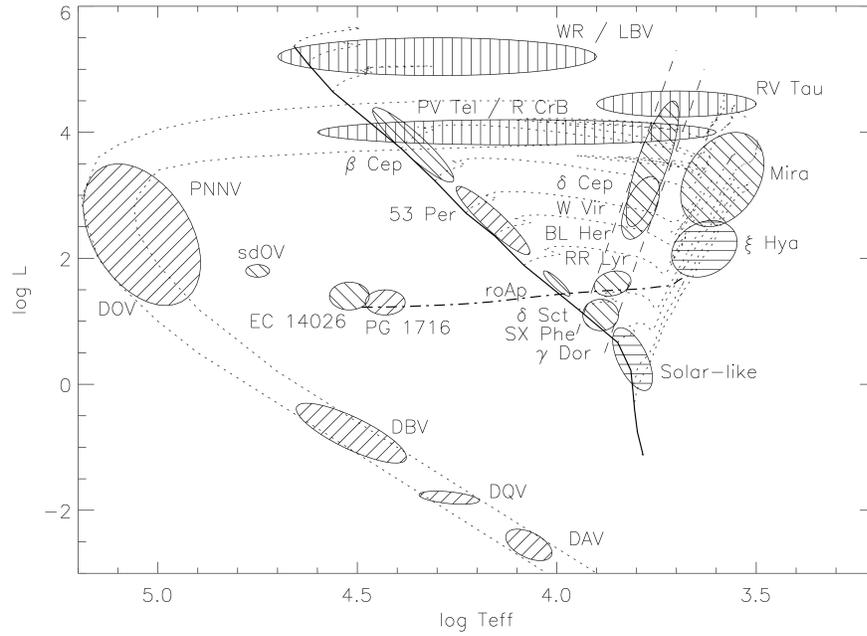


FIGURE 1.1 – Diagramme Hertzsprung-Russell mettant en évidence différents groupes d'étoiles pulsantes. La courbe pleine représente la séquence principale et les courbes en pointillées sont associées aux séquences évolutives des étoiles de la séquence principale ou aux séquences de refroidissement des naines blanches. La courbe en trait-pointillé représente quant à elle l'extension vers le bleu de la branche horizontale (HB), ou branche horizontale extrême (EHB). Les zones représentant des étoiles montrant des modes de pression (modes  $p$ ) sont hachurées vers la droite tandis que les zones hachurées vers la gauche montrent des étoiles exhibant des modes de gravité (modes  $g$ ). Les zones hachurées horizontalement représentent des étoiles dont les pulsations sont de type solaire et les zones hachurées verticalement montrent des étoiles dont les modes sont fortement non-adiabatiques. La figure est adaptée et mise à jour à partir des notes de Christensen-Dalsgaard (*Lecture Notes on Stellar Oscillations*) par Jeffery (2008).

l'équation de continuité

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0, \quad (1.1)$$

l'équation du mouvement (équation de Navier-Stokes)

$$\rho T \left( \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{v} = - \vec{\nabla} P - \rho \vec{\nabla} \Phi, \quad (1.2)$$

l'équation de Poisson, liant le potentiel gravitationnel à la densité de matière du milieu

$$\vec{\nabla}^2 \Phi = 4\pi G \rho, \quad (1.3)$$

et l'équation de la conservation de l'énergie, tirée de la thermodynamique

$$\rho \left( \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \right) S = \rho \epsilon_N - \vec{\nabla} \cdot \vec{F}_R. \quad (1.4)$$

Dans ces quatre équations,  $\rho$  est associé à la densité du gaz ;  $\vec{v}$  au champ de vitesse du fluide ;  $T$  à la température ;  $P$  à la pression ;  $\Phi$  au potentiel gravitationnel ;  $S$  à l'entropie ;  $\epsilon_N$  au taux d'énergie produite dans les réactions nucléaires ; et  $F_R$  au flux d'énergie radiative.  $G$  est la constante gravitationnelle.

Il est possible, à partir de ce groupe d'équations, d'obtenir le comportement des oscillations d'une étoile en 1) faisant l'approximation adiabatique<sup>1</sup> et 2) en linéarisant ces équations en ne considérant que de petites perturbations. Le traitement de ces équations fera alors ressortir comme solution les harmoniques sphériques  $Y_{lm}(\theta, \phi)$  décrivant le comportement angulaire des modes normaux de vibration. Étant donné les conditions frontières du système, on retrouvera ainsi un spectre discret de modes (ou fréquences) de pulsation pour une étoile. Les modes de vibration d'une telle étoile sont ainsi décrits par trois nombres discrets : l'ordre radial  $k$ , le degré  $l$  et l'ordre azimutal  $m$ , parfois appelés « nombres quantiques » par analogie à la mécanique quantique. Tout comme en mécanique quantique, pour une valeur de  $l$  il existe  $(2l+1)$  valeurs de  $m$  et seule une perturbation comme la présence d'un champ magnétique ou la rotation de étoile peut lever cette dégénérescence. Il est néanmoins possible de déterminer la période d'un mode pour un  $k$  et un  $l$  donnés par  $P_{kl} = 2\pi/\sigma_{kl}$  où  $P_{kl}$  est la période de pulsation d'un mode particulier (à ne pas confondre avec la pression  $P$ ) et  $\sigma_{kl}$ , sa fréquence associée puisque celle-ci ne dépend pas de  $m$ .

---

1. L'approximation adiabatique consiste à négliger les échanges d'énergie entre le bain thermique et les oscillations.

Les modes normaux de vibration d'une étoile possèdent deux comportements particuliers : il existe deux forces de rappel qui peuvent entrer en jeu lors des oscillations. Pour ce faire, on peut considérer un élément de fluide en équilibre dans une région arbitraire d'une étoile. D'un côté, l'élément de fluide peut subir une compression sans toutefois changer de position. Un gradient de pression s'établira alors entre cet élément et son environnement, ce qui amènera l'élément à se dilater en réponse à la différence de pression. Si un mécanisme parvient à exciter ce phénomène de compression/dilatation, l'élément de fluide verra son volume et sa densité osciller autour du point d'équilibre. Ces oscillations, ou modes de pression (modes  $p$ ), sont caractérisées par la fréquence de Lamb  $L_l$ , qui est définie comme

$$L_l^2 \equiv \frac{l(l+1)c^2}{r^2}, \quad (1.5)$$

où  $c$  est la vitesse adiabatique locale du son et  $r$  est la position radiale dans l'étoile.

D'un autre côté, il est possible que l'élément de fluide soit déplacé plus haut que sa position d'équilibre. Il se retrouve alors à être plus lourd que son environnement compte tenu de sa densité accrue. Celui-ci chutera en réponse au phénomène environnant. Dans le cas où un mécanisme continue à exciter des telles oscillations, on parlera alors de modes de gravité (modes  $g$ ) qui sont caractérisés par la fréquence de Brunt-Väisälä  $N$ , donnée par

$$N^2 \equiv g \left( \frac{1}{\Gamma_1} \frac{d \ln P}{dr} - \frac{d \ln \rho}{dr} \right). \quad (1.6)$$

Dans la précédente équation,  $g$  est l'accélération gravitationnelle ;  $P$  représente la pression ; et  $\Gamma_1$ , le coefficient adiabatique.  $r$  possède la même définition que dans l'équation 1.5.

On note cependant que les deux comportements ne peuvent être entièrement dissociés : les effets de la pression ne peuvent être séparés des effets de la gravité. Comme le souligne Fontaine et al. (sous presse), les fréquences propres des modes normaux de vibration d'une étoile dépendent à la fois des variations de  $L_l$  en fonction de la profondeur et des variations de  $N$ .

La description présentée ci-haut s'applique dans le cas d'une étoile qui *n'est pas* en rotation. Or, si on inclut les effets d'une rotation lente de l'étoile, c'est-à-dire que la période de rotation  $\Pi$  de l'étoile est beaucoup plus grande que la période des modes de pulsation (ce qui est plus souvent qu'autrement le cas), celle-ci agira comme une perturbation qui lèvera la dégénérescence  $(2l+1)$  des valeurs de  $m$  des modes normaux de vibration. Ceci est analogue à la séparation des raies d'un spectre par effet Zeeman. Il serait aussi possible de déterminer la fréquence de rotation de l'étoile grâce à la séparation des composantes du spectre par

$$\sigma_{klm} = \sigma_{kl} - m\Omega C_{k,l} , \quad (1.7)$$

où  $\sigma_{klm}$  est la fréquence principale du mode ;  $\sigma_{kl}$  est une des fréquences séparée par l'effet de la rotation ;  $m$  est l'ordre azimutal ;  $\Omega = 2\pi/\Pi$  est la fréquence de rotation de l'étoile si celle-ci tourne sur elle-même comme un corps solide ; et  $C_{k,l}$ , un coefficient de Ledoux (Fontaine et al., sous presse).

### 1.2.2 Mécanismes responsables des pulsations stellaires

Il existe deux mécanismes qui peuvent exciter des modes d'oscillation dans une étoile pulsante. Les détails de ces mécanismes sont entre autres donnés dans Unno et al. (1989). Cette section ne fait qu'un survol de ces phénomènes complexes.

Le premier, le mécanisme  $\epsilon$ , n'a présentement été observé que pour des étoiles dont la masse est supérieure à  $\sim 100M_{\odot}$  selon Saio (1993). Ce phénomène, n'ayant lieu qu'au coeur des étoiles, centre des réactions de brûlage nucléaire (d'où l'appellation  $\epsilon$ ), est essentiellement un effet de la compression et de l'expansion du gaz du milieu. Toutefois, l'amplitude des oscillations ainsi produites est beaucoup trop faible pour exciter des pulsations visibles, sauf dans le cas où l'étoile est très massive.

Le second mécanisme, appelé mécanisme  $\kappa$ - $\gamma$ , ou tout simplement mécanisme  $\kappa$ , est quant à lui responsable des modes d'oscillation rencontrés dans la plupart des autres étoiles pulsantes. Celui-ci tire son nom de l'opacité ( $\kappa$ ) qui y joue un très grand rôle. Ce phénomène a lieu

dans des zones d'ionisation partielle d'un élément en particulier, situées plus ou moins profondément dans une étoile. Dans ces régions, l'opacité augmente drastiquement lorsque le gaz est comprimé, ce qui amène une diminution du flux d'énergie radiative. Cela a pour effet de créer un excès local d'énergie qui forcera l'expansion du gaz. L'opacité du milieu diminuera, le flux radiatif augmentera et à nouveau on retrouvera dans les zones d'ionisation partielle un excès d'énergie qui fera recomprimer le gaz.

Pour en revenir à la Figure 1.1, on note l'existence d'une bande d'instabilité, dite la bande d'instabilité classique, située entre les deux lignes tiretées. Celle-ci est provoquée par l'existence dans les étoiles peuplant la bande d'instabilité de régions d'ionisation partielle de l'hydrogène et de l'existence du mécanisme  $\kappa$  dans celles-ci. Le mécanisme  $\kappa$  associé à l'hydrogène est aussi responsable des pulsations observées pour les étoiles naines blanches de type ZZ Ceti (DAV). Dans le cas des autres étoiles de cette figure, excluant les groupes au haut du diagramme, ce sont les zones d'ionisation partielle de l'hélium ou de métaux qui sont responsables des pulsations observées.

### 1.2.3 Astéroséismologie

Il est possible, à partir de la théorie des pulsations stellaires brièvement mentionnée ci-dessus, d'extraire de l'information sur des propriétés d'une étoile pulsante telles sa masse, son rayon ou sa stratification en fonction de la profondeur par le biais des modes d'oscillation observés grâce à l'astéroséismologie. En effet, les modes normaux de vibration sont modulés par l'environnement dans lesquels ils se propagent. Ils peuvent ainsi fournir d'importants renseignements qui ne sont peu ou pas accessibles via des méthodes traditionnelles, notamment la photométrie, la spectroscopie ou la polarimétrie.

L'application des techniques astéroséismologiques se fait de deux façons qui sont complémentaires l'une à l'autre. D'un côté, il faut observer les modes normaux de vibration d'une étoile pulsante pour ensuite employer ces données afin de les comparer à des modèles représentant la structure interne de cette étoile. Les observations consistent habituellement à obtenir des

courbes de lumière en photométrie différentielle pour un tel objet à partir desquelles on obtiendra un spectre en fréquences de pulsation par une transformée de Fourier. On isole alors toutes les composantes d'oscillation de ce spectre et celles-ci seront alors ajustées par des modèles astéroséismologiques.

L'exercice d'isoler les composantes de pulsations à partir des courbes de lumière revêt une aussi grande importance que l'élaboration des modèles astéroséismologiques. En effet, il faut isoler le plus grand nombre de composantes de pulsation afin que l'ajustement entre les observations et la théorie soit bon. Pour ce faire, d'importantes campagnes d'observation sont menées. Grâce à celles-ci, il est possible de comprendre l'intérieur des étoiles, qui ne sera jamais accessible autrement que par l'astéroséismologie<sup>2</sup>. Un exemple du succès de ce type de missions d'observation est l'avancement incroyable des connaissances sur la structure du Soleil par l'entremise de l'hélioséismologie, la sous-branche de l'astéroséismologie qui se concentre sur cet astre. Des dizaines de milliers de modes d'oscillation ont été isolés à partir de campagnes menées entre autre par BiSON<sup>3</sup>, GONG<sup>4</sup> et le télescope spatial SOHO<sup>5</sup>, permettant ainsi de connaître, par exemple, la dynamique des zones radiative et de convection du Soleil ainsi que leur étendue (Christensen-Dalsgaard 2003, chap. 2), ou la vitesse de rotation du coeur (García et al. 2007). L'étude des pulsations du Soleil est néanmoins davantage étendue que dans le cas des autres étoiles compte tenu de sa proximité.

On note plus récemment un autre exercice astéroséismologique, cette fois-ci avec l'étoile PG 1159–035, une naine blanche venant de quitter le stade de nébuleuse planétaire. Charpinet, Fontaine, & Brassard (2009) ont démontré, en utilisant le potentiel des modes  $g$  à sonder l'intérieur de cet objet, que PG 1159–035 a perdu une grande partie de son moment angulaire au moment de la phase nébuleuse planétaire et que son profil de rotation, déterminé au moyen de l'astéroséismologie, est synchronisée jusqu'à 95% de profondeur.

---

2. Dans le cas du Soleil, on peut aussi sonder celui-ci grâce aux neutrinos solaires.

3. **Birmingham Solar Oscillation Network** : <http://bison.ph.bham.ac.uk/>

4. **Global Oscillation Network Group** : <http://gong.nso.edu/>

5. **SOlar and Heliospheric Observatory** : <http://sohowww.nascom.nasa.gov/>

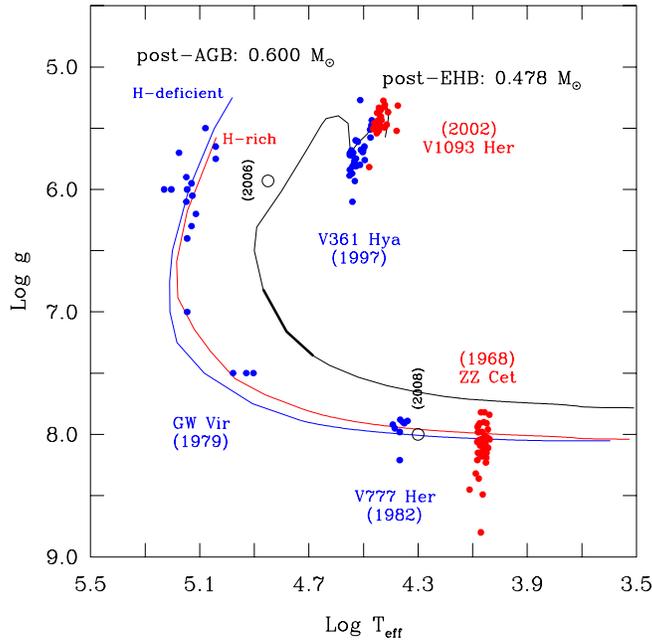


FIGURE 1.2 – Diagramme  $\log g-T_{\text{eff}}$  où on distingue les deux familles de sous-naines chaudes de type B pulsantes (sdB), les V361 Hya et V1093 Her et les naines blanches pulsantes GW Vir, V777 Her et ZZ Ceti. On retrouve dans la région du cercle ouvert indiqué par 2008 les naines blanches pulsantes « Hot DQ ». Le cercle ouvert indiqué par 2006 situe sur ce diagramme la seule sdO pulsante connue à ce jour, SDSS J160043.6+074802.9. Les courbes tracées sur la figure représentent les séquences de refroidissement de ces objets. La figure est une gracieuseté de Gilles Fontaine.

### 1.3 Pulsateurs compacts

Les pulsateurs compacts sont des étoiles présentant des modes normaux de vibration dont les gravités de surface sont supérieures à  $g = 10^5 \text{ cm/s}^2$  ( $\log g \geq 5.0$ ). En référence à la Figure 1.1, on retrouve les pulsateurs compacts dans la région inférieure gauche du diagramme HR. Plus souvent, ces étoiles sont représentées dans un diagramme  $\log g-T_{\text{eff}}$  comme celui de la Figure 1.2.

#### 1.3.1 Naines blanches pulsantes

La première naine blanche, Sirius B, fut identifiée lorsque Bessell effectua des mesures de mouvement propre sur l'étoile Sirius (maintenant Sirius A) en 1844. Des observations menées par Clark en 1862 permirent d'observer pour la première fois le compagnon de Sirius. On ne comprenait toutefois pas pourquoi Sirius B, dont la luminosité est quelque 10,000 fois plus faible que celle de son compagnon, était aussi chaude et petite, donc aussi dense. L'explication vint de Chandrasekhar dans les années 1930 lorsque celui-ci utilisa les lois de la mécanique quantique pour démontrer que la matière dans les naines blanches est dégénérée (Fontaine & Wesemael, 2000).

Les étoiles naines blanches sont l'issue de l'évolution de près de 97% des étoiles de la Galaxie (Fontaine et al. 2001). Une fois qu'une étoile dont la masse est inférieure à  $8 M_{\odot}$  aura terminé son parcours sur la branche asymptotique des géantes, son coeur de carbone et d'oxygène se contractera à un point tel que les électrons qui y sont présents deviendront dégénérés. Au même moment l'étoile se débarrassera de son enveloppe au cours de la phase nébuleuse planétaire (quoiqu'une infime partie de celle-ci restera lié au coeur dégénéré) formant ainsi une naine blanche. Généralement, de tels objets auront une masse autour de  $0.6 M_{\odot}$ , une gravité de surface  $\log g \sim 8.0$  et un rayon de l'ordre d'un pourcent de celui du Soleil.

On note plusieurs familles de naines blanches et celles-ci sont classées selon les éléments qu'on observe dans leur atmosphère, comme le mentionne Wesemael et al. (1993) dans leur *Atlas of optical spectra of white-dwarf stars*. Les naines blanches de type DA, qui composent de  $\sim 75$  à  $80\%$  de tous ces objets, ont une atmosphère riche en hydrogène. On note aussi l'existence de DB et de DO qui composent l'autre  $\sim 20$  à  $25\%$  des naines blanches connues. Celles-ci ont une atmosphère qui est riche en hélium. La différence entre les deux classes vient de leur température de surface : les DB présentent des raies He I tandis que les DO montrent des raies de He II, qui se forment à plus haute température. D'autres classes de naines blanches existent qui ne seront pas soulignées dans ce mémoire, sauf exception des naines blanches de type DQ chaudes (« Hot DQ ») découvertes par Dufour et al. (2007). Celles-ci ont une atmosphère dont la composition est globalement dominée par la présence de carbone atomique.

Ce ne fut qu'en 1968 que Landolt (1968) publia la découverte de variations de luminosité pour l'étoile naine blanche riche en hydrogène HL Tau 76. De nouvelles observations mirent en évidence le même type de variations pour d'autres naines blanches de type DA, dont R548, ou ZZ Ceti, le prototype de la première famille des pulsateurs compacts. Il aura fallu attendre quatre ans plus tard pour qu'on attribue ces variations de luminosité à des modes  $g$  (voir la revue sur ce sujet par Fontaine & Brassard 2008b). Puis, McGraw et al. (1979) découvrirent une seconde classe de naines blanches pulsantes, les étoiles PG 1159–035, ou GW Vir, du nom

du prototype<sup>6</sup>. Quelques années plus tard, Winget, dans le cadre de sa thèse de doctorat, fit la prédiction d'une troisième famille de naines blanches pulsantes, analogue au ZZ Ceti, mais dont l'atmosphère est riche en hélium. Peu de temps après, Winget et al. (1982) détectèrent des pulsations dans la naine blanche GD 358 (V777 Her). Une quatrième classe de naines blanches pulsantes vint se greffer à ce groupe lorsqu'en 2008 on mit en évidence des modes d'oscillation pour trois de ces objets dont l'atmosphère est principalement composée de carbone, les étoiles « Hot DQ » (Montgomery et al., 2008; Barlow et al., 2008). Dans tous les cas, les modes identifiés dans les naines blanches pulsantes sont de type  $g$  de degrés  $l \leq 3$  dont le spectre en fréquences de pulsation est généralement compris entre 100 et 1400 secondes, à l'exception des GW Vir. De récentes revues de l'évolution de l'astéroséismologie des naines blanches sont données par Fontaine & Brassard (2008b) ainsi que par Winget & Kepler (2008).

### 1.3.1.1 ZZ Ceti ou DAV

On retrouve les naines blanches pulsantes ZZ Ceti, de type DA, à des températures comprises entre 12,400 et 11,200 K, c'est-à-dire dans une bande de température où près de la moitié de l'hydrogène est ionisé (Gianninas et al. 2007). Les pulsations des ZZ Ceti sont excitées par le mécanisme  $\kappa$  où l'opacité augmente drastiquement par l'ionisation partielle de l'hydrogène à la surface de ces objets. Des périodes comprises entre 100 et  $\sim 1,200$  secondes sont détectées dans ces étoiles. Au mois de juillet 2008, 136 ZZ Ceti étaient connues (Fontaine & Brassard 2008b).

### 1.3.1.2 GW Vir ou DOV

Comme le souligne Werner (2000), les naines blanches pulsantes DO de type GW Vir se retrouvent dans les intervalles  $70,000 \leq T_{\text{eff}} \leq 170,000$  K et  $5.7 \leq \log g \leq 7.5$  cm/s<sup>2</sup>. L'atmosphère de ces étoiles est principalement composée d'hélium ( $\sim 30\%$ ), de carbone ( $\sim 50\%$ ) et d'oxygène ( $\sim 20\%$ ) avec d'importantes traces d'azote (Dreizler & Heber 1998). Ces étoiles présentent un spectre en fréquences de pulsation très riche dont les périodes s'étendent de 400 à 3,000 secondes (Werner 2000). Selon Fontaine & Brassard (2008b), 18 de ce type de naines

---

6. Dans les faits les étoiles variables de type PG1159 viennent en deux « saveurs » : les PNNV (*Planetary Nebulae Nuclei Variables*) et les GW Vir (Dreizler & Heber 1998).

blanches pulsantes sont actuellement connues. L'excitation des modes de pulsation se fait par l'entremise du mécanisme  $\kappa$  dans les zones d'ionisation partielle du carbone et de l'oxygène.

### 1.3.1.3 V777 Her ou DBV

Les V777 Her, ou naines blanches pulsantes de type DB, se situent à des températures comprises entre 29,000 et 22,000 K (Fontaine & Brassard 2008b), température de recombinaison de l'hélium. À ces températures, il est possible d'exciter des modes de pulsation par le mécanisme  $\kappa$  dans les zones de recombinaison de l'hélium. Les modes observés à ce jour dans ces étoiles ont des périodes se situant entre 200 et 1,000 secondes. 17 DBV sont présentement connues, comme le rapporte Fontaine & Brassard (2008b).

### 1.3.1.4 « Hot DQ » pulsantes ou DQV

Plus récemment, Dufour et al. (2007) ont découvert dans le *Data Release 6* du *Sloan Digital Sky Survey* l'existence d'une nouvelle classe de naines blanches dont l'atmosphère est presque exclusivement composée de carbone et dont la température effective se situe entre 18,000 et 24,000 K. Cette nouvelle classe, les naines blanches au carbone « Hot DQ », a toutefois surpris la communauté astronomique avec la mise en évidence de variations de luminosité pour l'étoile SDSS J142625.71+575218.3 (dorénavant J1426+5752) par Montgomery et al. (2008). Ceux-ci avancèrent que les variations observées dans cette étoile pouvaient être causées par deux phénomènes : la présence de pulsations dans les Hot DQ ou la découverte d'un nouveau type de variable cataclysmique (AM CVn) à la lumière de la courbe de lumière qu'ils avaient obtenue. Au même moment, Fontaine et al. (2008a), se basant sur une analyse menée par G. Fontaine au cours de son doctorat en 1974, mirent en évidence que les Hot DQ pourraient exhiber des pulsations pour les températures auxquelles ces objets ont été découverts, à la condition qu'il subsiste dans ceux-ci une quantité non-négligeable d'hélium. La preuve de la présence d'hélium dans l'atmosphère de la Hot DQ J1426+5752 fut présentée quelques mois plus tard par Dufour et al. (2008). Ce n'est cependant qu'à travers un important champ magnétique que la raie de HeI 4471 fut observée grâce à la séparation de cette raie par effet Zeeman. Comme le mentionne les auteurs, J1426+5752 est la première naine blanche pulsante

à montrer un champ magnétique (champ de  $B \sim 1.2$  MG en surface).

À la suite de la découverte de Montgomery et al., des variations de luminosité ont été observées pour deux autres naines blanches Hot DQ par Barlow et al. (2008), soit SDSS J220029.08–074121.5 (J2200–0741) et SDSS J234843.30–094245.3 (J2348–0942), confirmant ainsi l’existence d’une nouvelle classe de pulsateurs compacts. L’hypothèse des pulsations pour J1426+5752 fut ultérieurement confirmée par Green et al. (2009), ainsi que pour J2200–0741 et J2348–0942 par Dufour et al. (2009). Le dernier article fait d’ailleurs partie des travaux poursuivis au cours de ce mémoire. Il est intéressant de constater que parmi les 9 Hot DQ connues à ce jour, 3 montrent des pulsations et deux d’entre-elles ont aussi un important champ magnétique : J1426+5752 (Dufour et al. 2008) et J2200–0741 (Dufour, communication privée). Ce champ magnétique laisse une importante trace sur le spectre en fréquences de pulsation de ces étoiles en affectant la forme des dites pulsations. Un des effets notables est la présence de l’harmonique du mode principal ; dont l’amplitude est comparable à celle du pic principal.

Les modes d’oscillation excités dans les naines blanches pulsantes Hot DQ sont provoqués par le mécanisme  $\kappa$  dans les zones d’ionisation partielle du carbone dont la température de recombinaison se situe autour de 300,000 K. La présence de carbone dans l’atmosphère de ces étoiles est, croit-on, causée par la création d’une importante région convective à cette température entre la couche superficielle d’hélium et la couche intermédiaire de carbone. La convection serait suffisamment importante pour ramener à la surface le carbone dans la naine blanche qui, avec le temps, a chuté par tri gravitationnel vers le centre de l’étoile (Althaus et al. 2009).

### 1.3.2 Sous-naines chaudes pulsantes

Inconnues pour la plupart, les sous-naines chaudes de type B (sdB) furent cataloguées pour la première fois par Humason et Zwicky en 1947 au cours de sondages photométriques qui mirent en évidence un fort excès dans le bleu pour ces objets. Toutefois, des observations spectroscop-

piques ultérieures montrèrent que ces étoiles avaient une luminosité nettement inférieure aux étoiles de la séquence principale. Greenstein, qui participa à ces études, les nomma « sous-naines chaudes » pour cette raison (Saffer 2000). Pour ces objets,  $20,000 \leq T_{\text{eff}} \leq 40,000$  K,  $5.0 \leq \log g \leq 6.1$  cm/s<sup>2</sup> et leur masse typique est située autour de  $0.5 M_{\odot}$  (Heber, 2009) tandis que leur rayon est de l'ordre de 10% celui du Soleil. On note que les sdB ont une atmosphère composant moins de  $10^{-14}$  de la masse de l'étoile qui très riche en hydrogène et où on voit peu ou pas d'hélium. On remarque par ailleurs dans ces étoiles de fortes anomalies d'abondance en métaux.

Les sdB sont des objets évolués dans lesquels ont lieu des réactions de brûlage d'hélium en leur coeur. Il n'existe toutefois aucun consensus quant à l'origine de ces objets. Leur présence sur la branche horizontale extrême (EHB - *Extreme Horizontal Branch*), l'extension dans le bleu de la branche horizontale (HB), pourrait s'expliquer de deux façons (Han et al., 2002; Han et al., 2003) :

1. Une hypothèse avancée pour expliquer l'existence des sdB implique la fusion de deux naines blanches à coeur d'hélium. Leur fusion pourrait redémarrer le processus de brûlage nucléaire de l'hélium en carbone et oxygène.
2. La seconde hypothèse retenue expliquerait la création d'une sdB via le partage de matière entre deux étoiles dans un système binaire dont l'une est en train de quitter la branche horizontale pour accéder à la branche asymptotique des géantes (AGB). Le partage de matière peut se faire de deux manières différentes : soit par le l'accrétion stable de matière de l'étoile vers son compagnon (en supposant que l'étoile dans la phase HB ait déjà rempli son lobe de Roche); soit par le partage de matière via une enveloppe commune (les deux étoiles du système binaire ont rempli leurs lobes de Roche). L'étoile dans la phase HB perdant sa matière ne pourra plus évoluer vers la branche asymptotique des géantes puisqu'elle ne pourra pas supporter les réactions nucléaires convertissant l'hélium en carbone et oxygène : la contraction du coeur ne sera pas suffisante pour atteindre la température critique de ces réactions. L'étoile évoluera donc vers la EHB

et deviendra ultimement une sdB.

D'un côté, des modèles développés par Rappaport, Podsiadlowski, & Horev (2009) pour l'étoile Regulus, un système binaire ayant pour compagnon une naine blanche dans la constellation du Lion, semblent confirmer la première hypothèse, quoique celle-ci ne sera pas la seule issue possible pour ce système. D'un autre côté, de 60 à 70 % des sous-naines chaudes connues se retrouvent dans des systèmes binaires rapprochés dont la période orbitale est de moins de 10 jours (Maxted et al. 2001) et le compagnon est plus souvent qu'autrement une étoile de type spectral M ou une naine blanche (Heber, 2009). Ces résultats vont fortement dans le sens de la seconde hypothèse de Han et al. (2002, 2003).

Les pulsations dans les étoiles de type sdB furent prédites par Charpinet et al. (1996) et confirmées par les observations de Kilkenny et al. (1997). Ces derniers mirent en évidence l'existence de modes  $p$  pour l'étoile EC14026–2647 (V361 Hya). Puis, en 2002, une nouvelle classe de sous-naines chaudes pulsantes, les PG 1716+426, ou V1093 Hya, fut découverte par Green et al. (2003). Une surprise attendait toutefois la communauté astronomique puisque Schuh et al. (2006) montrèrent que la sdB HS0702+6043 exhibait *à la fois* des modes  $p$  et  $g$ . La situation de ces sdB pulsantes sur un diagramme  $\log g$ - $T_{\text{eff}}$  est représentée à la Figure 1.3 tandis que les détails de chacune de ces classes seront brièvement présentés dans les paragraphes suivants.

### 1.3.2.1 V361 Hya

Cette première famille de sdB pulsantes, les EC14026, dont les températures effectives sont situées entre  $28,000 \leq T_{\text{eff}} \leq 35,000$  K et les gravités de surface de  $5.2 \leq \log g \leq 6.1$  cm/s<sup>2</sup>, exhibent uniquement des modes de pression. Les périodes de ces modes s'étendent de 80 à  $\sim 400$  secondes. L'excitation de ces modes se fait par le mécanisme  $\kappa$  ayant lieu dans les zones d'ionisation partielle d'éléments de la famille du pic du fer (Charpinet et al. 1997) dans l'étoile.

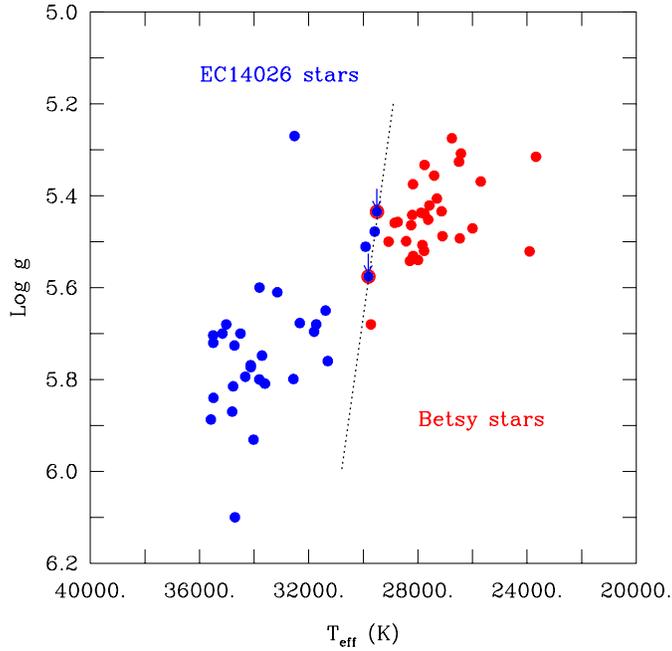


FIGURE 1.3 – Diagramme  $\log g - T_{\text{eff}}$  sur lequel sont représentés les sous-naines chaudes pulsantes montrant des modes  $p$  (à la gauche) et des modes  $g$  (à la droite de la figure). La droite en pointillée délimite les paramètres pour lesquels on observe des modes de gravité ou de pression. Sur celle-ci on retrouve quelques pulsateurs dits « hybrides » qui présentent les deux types de modes. La flèche du haut montre HS 0702+6043; celle du bas, Balloon 090100001. À cheval sur la ligne pointillée, entre HS 0702+6043 et Balloon 090100001, on retrouve HS 2201+2610. La figure est une gracieuseté de Gilles Fontaine.

### 1.3.2.2 V1093 Her

Ces sdB pulsantes, aussi nommées PG1716 (ou « Betsy stars » sur la Figure 1.3 en l'honneur de E. M. Green qui les a découvertes) ont des températures effectives de  $20,000 \leq T_{\text{eff}} \leq 28,000$  K et des gravités de surface sensiblement plus faibles que celles des étoiles de type EC14026. On ne détecte que des modes de gravité pour ces étoiles et les périodes observées se situent de 2,000 à plus de 9,000 secondes. Comme pour les EC14026, les modes d'oscillation des étoiles V1093 Her sont excités par le mécanisme  $\kappa$  pour des métaux de la famille du fer, comme l'ont démontré Fontaine et al. (2003).

### 1.3.2.3 sdB pulsantes hybrides

La découverte par Schuh et al. (2006) de modes  $g$  dans le spectre en fréquences de pulsation de HS0702+6043, dont on ne connaissait que l'existence des modes  $p$ , a mis en évidence une nouvelle famille d'étoiles pulsantes hybrides dont les oscillations sont excitées par le mécanisme  $\kappa$ , à l'instar des  $\beta$  Cep et des SPB<sup>7</sup> (Dziembowski et al., 1993; Jerzykiewicz et al., 2005). On

<sup>7</sup> *Slow Pulsating B Stars*

TABLE 1.1 – Caractéristiques spectroscopiques des sdB pulsantes hybrides

Étoile	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$ ( $\text{cm/s}^2$ )	$P_p$ (s)	$P_g$ (s)
HS 0702+6043	$28,400 \pm 600$	$5.35 \pm 0.10$	363 s	3005 s
Balloon 090100001	$29,446 \pm 500$	$5.33 \pm 0.10$	356 s	2807 s
HS 2201+2610	$29,300 \pm 500$	$5.40 \pm 0.10$	350 s	3256 s
RAT 0455+1305	non disponible	non disponible	373 s	3335 s

Sources – HS 0702+6043 : Dreizler et al. (2002) et ces travaux ;  
 Balloon 090100001 : Oreiro et al. (2004) et Baran et al. (2009) ;  
 HS 2201+2610 : Østensen et al. (2001) et Lutz et al. (2009a) ;  
 RAT 0455+1305 : Baran & Fox Machado (communication privée) ;

remarque d’ailleurs sur la Figure 1.3 que les étoiles sdB hybrides chevauchent les deux autres groupes de sdB pulsantes.

La présence de modes de gravité et de pression a été mise en évidence pour quatre sdB à ce jour : HS 0702+6043 (Dreizler et al., 2002 ; Schuh et al., 2006), Balloon 090100001<sup>8</sup> (Oreiro et al., 2004 ; Oreiro et al., 2005), HS 2201+2610 (Silvotti et al., 2001 ; Lutz et al., 2009a), et, plus récemment, RAT 0455+1305 (Baran & Fox Machado, communication privée). Toutes ces étoiles, sauf RAT 0455+1305, pour laquelle aucun spectre n’a été obtenu, ont des valeurs de  $\log g$ - $T_{\text{eff}}$  semblables et leurs principaux modes de pulsations (modes  $p$  et mode  $g$  les plus importants) ont des périodes qui sont aussi semblables, comme le montre le Tableau 1.1.

#### 1.3.2.4 Terminologie employée au cours de ce mémoire

Contrairement à l’appellation des naines blanches pulsantes, il n’existe aucun consensus quant à la terminologie des sous-naines chaudes pulsantes auprès de la communauté astronomique. On note les noms des deux prototypes, V361 Hya et V1093 Her, pour respectivement faire mention des sdB exhibant respectivement des modes de pression et des modes de gravité. Une première tentative de nommer les étoiles de type V361 Hya sdBV fut présentée avant la découverte des sdB de type V1093 Her, par analogie à la terminologie employée pour les naines blanches. Puis les V1093 Her se sont vu attribuer l’étiquette lpsdBV, où lp tient pour

8. HS 0702+6043 est officiellement le premier pulsateur hybride pour les étoiles de type sdB, malgré la découverte annoncée par Oreiro et al. (2005) d’un caractère hybride pour Balloon 090100001. Les données qui ont révélés les modes  $g$  de HS 0702+6043 ont été acquises *avant* celle de Balloon 090100001.

*long-period*, qui ne fait toujours pas l'unanimité. D'autre part, Lutz et al. (2008) ont proposé une nouvelle terminologie pour cataloguer les sous-naines chaudes pulsantes : les  $\text{sdBV}_r$  ( $r$  pour *rapid*) représenteront les  $\text{sdB}$  de type V361 Hya dont les modes de pulsation, de type  $p$ , sont rapides ; les  $\text{sdBV}_s$  ( $s$  pour *slow*) seront associées aux  $\text{sdB}$  de type V1093 Her dont on observe strictement des modes  $g$ , plus lents ; enfin, les  $\text{sdBV}_{rs}$  seront la nouvelle appellation des étoiles  $\text{sdB}$  qui, comme HS0702+6043, exhibent à la fois des modes  $p$  et  $g$ . Cette nouvelle terminologie permet de facilement identifier les différentes classes de  $\text{sdB}$  pulsantes *en plus* d'associer un terme aux pulsateurs hybrides de cette famille d'objets.

Dans ce contexte, les termes  $\text{sdBV}_r$ ,  $\text{sdBV}_s$  et  $\text{sdBV}_{rs}$  seront employés au cours de ce mémoire puisqu'ils permettent de distinguer sans ambiguïté les trois classes de pulsateurs des sous-naines chaudes de type B.

## 1.4 Observation de pulsateurs compacts

Dans le but d'employer efficacement les techniques astéroséismologiques mentionnées au cours de ce chapitre, il est nécessaire de mener des observations par le biais de missions de longue durée qui permettront d'extraire un maximum de composantes d'oscillation des étoiles pulsantes. En outre, il faut un détecteur optimisé pour ces observations, compte tenu à la fois de la faible luminosité et de l'émission prépondérante de ces objets dans le bleu. Pour cela, le Mont4K CCD fut élaboré et ensuite attaché au foyer du télescope Kuiper de 1.55 m situé au Mt Bigelow (Arizona). Ces appareils et leurs particularités sont mis de l'avant au Chapitre 2, tout comme les étapes qu'il aura fallu suivre afin de pouvoir poursuivre l'analyse du spectre de pulsations de tels objets.

Une première cible fut la  $\text{sdB}$  pulsante hybride, ou  $\text{sdBV}_{rs}$ , HS 0702+6043, pour laquelle une mission d'un peu plus de 5 mois fut menée. Les résultats de cette campagne sont présentés au Chapitre 3 de ce mémoire. L'expérience acquise au cours de cette mission fut ensuite appliquée pour obtenir des courbes de lumière, toujours au Mt Bigelow, d'autres pulsateurs compacts, notamment deux naines blanches Hot DQ, J2348–0942 et J2200–0741. Ces observations sont

employées afin de mettre de l'avant les modes de pulsations de ces deux objets dans un récent article de l'*Astrophysical Journal* qui est inclus dans l'Annexe B de ce mémoire. Toutes ces missions furent menées avec l'intention d'isoler le plus grand nombre de composantes d'oscillation possible pour ces étoiles afin d'appliquer dans un proche futur les outils théoriques de l'astéroséismologie.

## Chapitre 2

# Observations à l'aide du Mont4K CCD

### 2.1 Critères d'observation des pulsateurs compacts et photométrie différentielle

Les pulsateurs compacts exhibent un riche spectre d'oscillations. Dans le but de caractériser celui-ci, il faudra, en plus d'accumuler plusieurs dizaines, voire des centaines, d'heures d'observation, recourir à une méthode efficace qui permettra d'isoler un maximum de composantes de ce spectre. Cet exercice permettra par la suite d'appliquer des outils de l'astéroséismologie afin de déterminer une multitude de paramètres des pulsateurs compacts tels le rayon, la masse ainsi que la stratification de ceux-ci en fonction de la profondeur, pour ne citer que quelques exemples.

Dans le but d'étudier ces objets, il faudra d'abord faire appel à une méthode qui permettra d'isoler leurs modes de pulsation. Les travaux présentés dans ce mémoire sont quant à eux basés sur le principe de la photométrie différentielle. Cette technique, applicable pour tout type d'étoile variable, permet d'obtenir des courbes de lumière mettant de l'avant les variations de luminosité de ces objets. Une fois ces courbes de lumière obtenues, il sera possible, à l'aide d'un algorithme de transformée de Fourier, de dériver les différentes composantes de

variation, si celles-ci sont périodiques. Il existe néanmoins d'autres approches qui peuvent isoler les composantes d'un spectre de pulsations. Par exemple, il est possible d'appliquer la méthode de la spectroscopie résolue dans le temps<sup>1</sup> afin de caractériser des processus dynamiques telles les pulsations d'une étoile. Cette dernière n'a cependant pas été retenue compte tenu des difficultés qu'elle entraîne lors de l'observation de pulsateurs compacts.

La technique de photométrie différentielle permet d'obtenir des courbes de lumière qui peuvent être par la suite analysées par le biais d'une transformée de Fourier. Cette technique requiert toutefois un grand nombre d'étoiles de référence (non-variables) situées plus ou moins symétriquement autour de la cible. Ce faisant, il est alors possible d'échantillonner et corriger les variations provoquées par des phénomènes atmosphériques (extinction, turbulence) ainsi que la réponse des instruments au cours des observations.

Quelques difficultés peuvent toutefois survenir lorsque cette méthode est appliquée aux pulsateurs compacts. En effet, ces objets, dont la température effective est supérieure à 12,000 K (température à laquelle il est possible d'exciter des modes de gravité dans les naines blanches de type ZZ Ceti), émettent une importante fraction de leur rayonnement dans l'ultraviolet. Dans le spectre de la lumière visible, celles-ci apparaissent bleu. Il faudra donc recourir à un détecteur dont la sensibilité est accrue dans ces longueurs d'onde. Par ailleurs, le spectre d'oscillation des pulsateurs compacts est très large : les périodes s'étalent de moins d'une centaine de secondes à plusieurs milliers de secondes. Le choix d'un temps d'échantillonnage adéquat est crucial afin de faire ressortir un maximum de composantes de pulsation de ces objets. De plus, compte tenu de la faible luminosité des pulsateurs compacts, il faudra optimiser le temps d'échantillonnage afin que le nombre de photons détectés soit suffisamment grand. Néanmoins, dans le cas des pulsateurs compacts, cette méthode, combinée à des campagnes de longue durée, permet de mettre en évidence un très grand nombre de composantes d'oscillation. De plus, cette technique s'applique facilement à des télescopes de taille modeste.

---

1. Technique dont le but est d'observer un phénomène dynamique par l'entremise du changement de la forme des raies d'absorption.

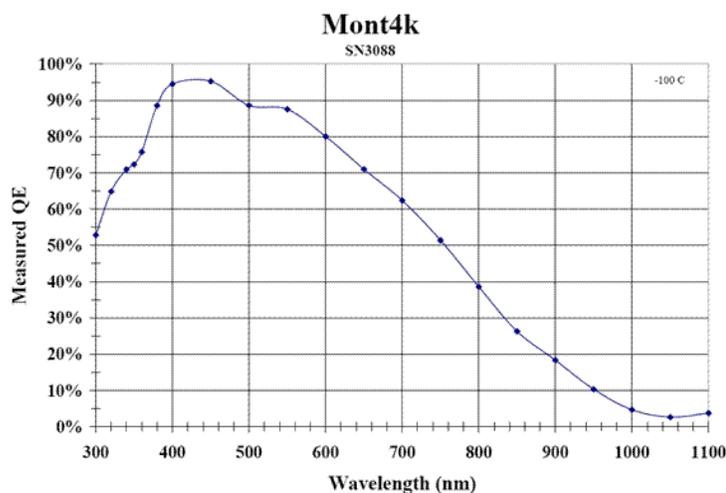


FIGURE 2.1 – Efficacité quantique du Mont4K CCD à  $-100^{\circ}\text{C}$ . On remarque que celle-ci atteint 95% à 4500 nm, faisant du Mont4K CCD un appareil optimisé pour l’observation de pulsateurs compacts. La figure est tirée du site Internet du détecteur Mont4K de ITL.

## 2.2 La caméra CCD Mont4K au télescope de 1.55 m du Mt Bigelow

Afin de répondre aux exigences de l’observation des pulsateurs compacts, l’Université de Montréal, en collaboration avec le Instrument Technology Laboratory (ITL) de l’Université d’Arizona, a mis au point une caméra de type CCD, le Mont4K (pour Montreal4K). Ce détecteur fut élaboré dans le but d’optimiser sa sensibilité de détection dans des longueurs d’onde comprises entre 400 et 500 nm, correspondant au bleu dans le spectre de la lumière visible.

Le Mont4K est un dispositif à transfert de charge de type CCD486  $4\text{K}\times 4\text{K}$  de  $4096\times 4097$  pixels de  $15\ \mu\text{m}$  chacun fabriqué par la compagnie Fairchild Instruments et modifié par ITL sous la direction de Mike Lesser afin d’accroître l’efficacité quantique du détecteur dans le bleu. Le CCD fut modifié afin qu’il soit illuminé par l’arrière (*backside illumination*) et des traitements chimiques ainsi que l’application de couches anti-réfléchissantes ont amélioré la sensibilité du détecteur de 3000 à 8000 Å. L’efficacité quantique du CCD, montrée à la Figure 2.1, atteint 95% à 4500 Å. Par ailleurs, le bruit de lecture a été réduit à  $5.0\ e^{-}$  tandis que le courant sombre n’est que de  $16.6\ e^{-}/\text{pixel}/\text{heure}$  à la température de fonctionnement de  $-130^{\circ}\text{C}$ . Ces dernières caractéristiques confèrent à ce détecteur la capacité de détecter des

TABLE 2.1 – Principales caractéristiques du Mont4K CCD

Montreal4K CCD	
Appareil	CCD486 4K×4K de Fairchild Instruments modifié par ITL
Taille	4096×4097 pixels (pixels de 15 $\mu\text{m}$ ×15 $\mu\text{m}$ )
Taille des pixels	0.14 " /pixel (7.1 pixels/")
Champ de vision	9.7'×9.7'
Gain	3.1 e <sup>-</sup> /ADU
Bruit de lecture	5.0 e <sup>-</sup>
Courant sombre	16.6 e <sup>-</sup> /pixel/heure
Capacité du puits de potentiel	131,000 e <sup>-</sup>
Température d'opération	-130 °C

objets de faible luminosité sans difficulté. Les principales caractéristiques de ce détecteur, tirées du site web du télescope Kuiper<sup>2</sup>, sont présentées dans le Tableau 2.1.

Ce CCD est installé depuis le printemps 2007 au télescope Kuiper de 1.55 m du Mt Bigelow (Steward Observatory, University of Arizona), situé à +32° 24' 59.3" N ; 110° 44' 04.3" O, et y sert de détecteur principal. Monté au foyer Cassegrain de F/13.5, le mode privilégié pour ce télescope, chaque pixel représente 0.14", livrant un champ de vision de 9.7'×9.7' (Randall et al. 2007). Joint au détecteur se retrouvent différents filtres<sup>3</sup>, notamment un filtre Bessell U, les filtres Harris B, V et R, un filtre Arizona I ainsi que le filtre à large bande passante Schott 8612 employé au cours des campagnes d'observation de pulsateurs compacts mentionnés dans ce mémoire.

On note que le choix du filtre Schott 8612, en combinaison avec le Mont4K CCD, est parfaitement justifié en comparant sa courbe de transmission à la sensibilité du détecteur. La Figure 2.2 montre que le maximum de transmission du filtre Schott 8612 est optimisée par rapport à l'efficacité quantique du détecteur (Figure 2.1) pour des longueurs d'onde entre 3500 et 6000 Å.

2. <http://james.as.arizona.edu/~psmith/61inch/instruments.html>

3. <http://james.as.arizona.edu/~psmith/61inch/FILTERS/filters.html>

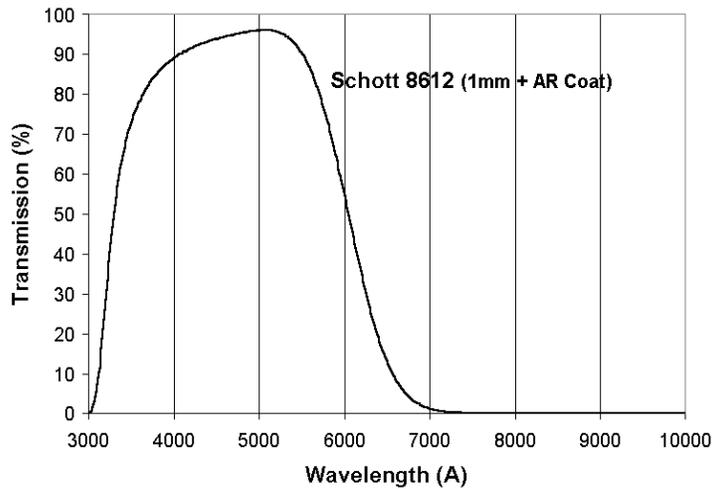


FIGURE 2.2 – Courbe de transmission de lumière du filtre à large bande passante Schott 8612. Cette courbe de transmission correspond bien à l'efficacité quantique du Mont4K CCD entre 3500 et 6000 Å. Ce graphique est tiré de la page web du télescope Kuiper.

## 2.3 Réduction des données acquises par le Mont4K CCD

Une fois les données acquises grâce au montage décrit précédemment, il aura fallu réduire celles-ci afin d'extraire les composantes d'oscillation des objets ciblés. Une première étape de cette réduction, minutieusement menée par E. M. Green du Steward Observatory, consistera à éliminer toutes les images présentant de la saturation ou la présence de rayons cosmiques en passant celles-ci en revue une à une. De tels phénomènes sur la courbe de lumière de l'étoile pulsante peuvent induire des effets semblables à de nouvelles variations, ce qu'il faut éviter. Cette étape accomplie, il sera ensuite possible de manipuler les courbes de lumière afin d'obtenir leurs spectres en fréquences de pulsation.

### 2.3.1 Application de la méthode de photométrie différentielle

La technique de photométrie différentielle requiert des mesures pour une étoile-cible ainsi qu'un certain nombre d'étoiles de référence ne présentant aucune variation détectable. Ces étoiles de référence permettent, lorsqu'elles sont distribuées uniformément autour de l'étoile-cible, de compenser pour tous les changements imputables à la turbulence atmosphérique, l'extinction atmosphérique, et toutes variations du détecteur et du télescope.

La courbe de lumière obtenue pour l'étoile-cible pulsante sera divisée par la contribution des étoiles de référence, dont on aura préalablement moyenné les courbes de lumière. Cette

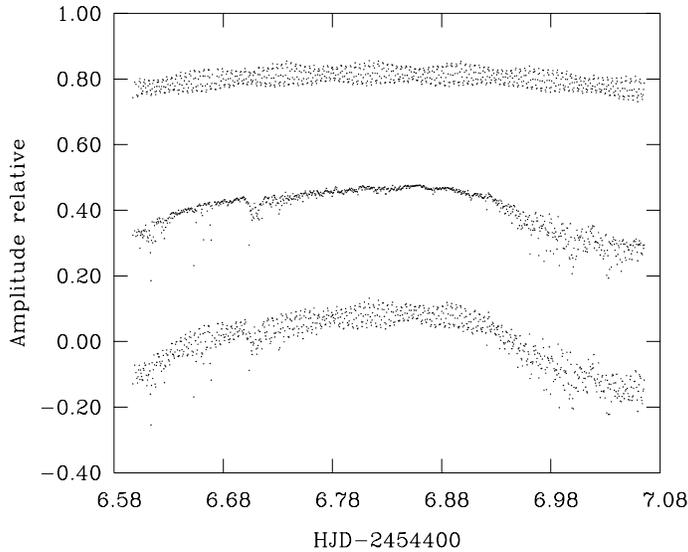


FIGURE 2.3 – Courbes de lumière de HS 0702+6043 brute et corrigée obtenue pour la nuit du 31 décembre 2007 au 1<sup>er</sup> janvier 2008. La première courbe, en bas, montre les variations de luminosité de HS 0702+6043 au cours de la nuit auxquelles se mélangent principalement des variations atmosphériques. La courbe du centre montre la contribution moyenne des neuf étoiles de référence. La courbe tout en haut de la figure est corrigée pour les variations atmosphériques visibles dans les deux courbes du bas. Les courbes ont été déplacées verticalement afin de comparer les effets de la photométrie différentielle.

étape redressera la courbe de lumière de l'étoile variable et éliminera toutes les variations atmosphériques ou des appareils ayant eu lieu au cours d'une nuit d'observation. Les figures suivantes démontrent l'emploi de la technique de la photométrie différentielle pour la nuit du 31 décembre 2007 au 1<sup>er</sup> janvier 2008 lors de la mission d'observation de la sdBV<sub>rs</sub> HS 0702+6043. La première étape, illustrée à la Figure 2.3, montre la courbe de lumière brute et celle corrigée par la contribution des étoiles de référence.

On remarque néanmoins qu'une courbure résiduelle subsiste dans la courbe de lumière de l'étoile HS 0702+6043. Cette courbure demeure aussi dans les courbes de lumière des autres pulsateurs compacts. Cet effet est provoqué par l'extinction différentielle entre les étoiles de référence et l'étoile-cible. Dans tous les cas, les étoiles de référence sont beaucoup plus rouges que les pulsateurs compacts. L'extinction de la lumière par l'atmosphère n'étant toutefois pas la même pour différentes longueurs d'onde, ce qui provoque cette courbure lorsqu'on divise la courbe de lumière du pulsateur compact par la contribution des étoiles de référence. Dans aucun cas cette courbure n'est liée aux modes d'oscillation d'un pulsateur compact. Il est

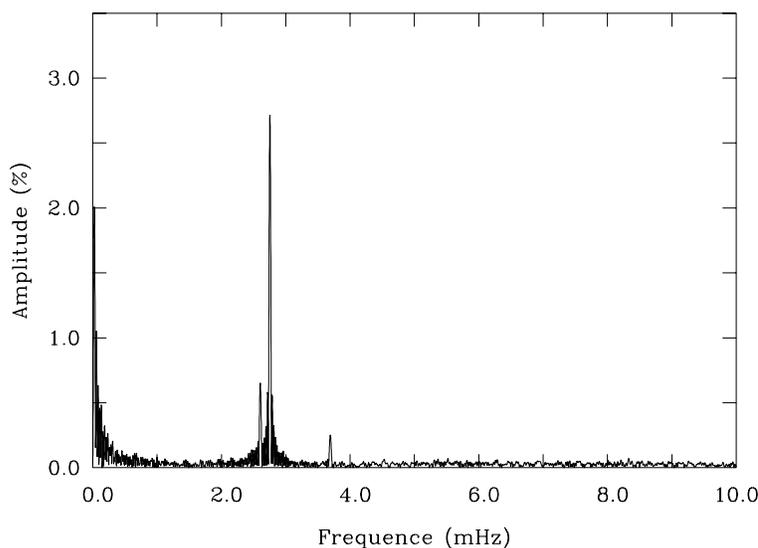


FIGURE 2.4 – Transformée de Fourier de la courbe de lumière de HS 0702+6043 obtenue pour la nuit du 31 décembre 2007 au 1<sup>er</sup> janvier 2008. Le complexe des modes de moins de 0.5 mHz est modulé par la présence d'artéfacts, des résidus de l'extinction différentielle.

aisé de s'en convaincre si l'on applique une transformée de Fourier à cette courbe de lumière, comme le montre la Figure 2.4. La courbure est associée à un complexe de composantes de très faibles fréquences et d'importantes amplitudes qui ne peut correspondre aux modes d'oscillation d'un pulsateur compact. Il suffit de se rappeler qu'on a décelé aucune composante d'oscillation dont la période est supérieure à 10,000 s (ou d'une fréquence inférieure à 0.1 mHz) pour un pulsateur compact. L'effet de l'extinction atmosphérique sera éliminé un peu plus loin lorsque la courbe de lumière sera redressée.

### 2.3.2 Correction de la courbe de lumière et application de la transformée de Fourier

Une fois toutes les courbes de lumière corrigées pour toutes les variations pouvant survenir au cours d'une nuit d'observation, la prochaine étape consistera à calculer l'espacement moyen entre chaque point pour la durée totale d'une campagne.

L'importance d'un tel exercice réside dans l'application de l'algorithme de transformée de Fourier. En effet, pour une mission de longue durée comme celle menée pour la  $sdBV_{rs}$  HS 0702+6043, quelques centaines d'heures d'observation ont été accumulées, donnant ainsi des

dizaines de courbes de lumière et quelques dizaines de milliers de points. Dans le but d'obtenir un spectre en fréquences d'oscillation pour cet objet, ou pour tout autre pulsateur compact, il faudra calculer la transformée de Fourier associée à la combinaison de *toutes* les courbes de lumière de la campagne d'observation, ce qui nécessitera encore plus de points pour bien échantillonner ce spectre. Toutefois, l'application d'une transformée de Fourier discrète se révélerait être un exercice fastidieux pour un aussi grand nombre de points puisque la complexité et la durée de calcul de cette opération vont comme  $n^2$ , où  $n$  est le nombre de points. Il existe cependant un algorithme de calcul plus efficace pour faire cette opération, soit la transformée de Fourier rapide (*Fast Fourier Transform* ou FFT), dont la durée de calcul va plutôt comme  $n \ln n$ . Or, celui-ci exige que tous les points d'une courbe de lumière soit équidistants dans le temps. Le calcul de l'espacement moyen permettra donc de restructurer par interpolation les courbes de lumière afin que les points de celles-ci soient équidistants pour employer l'algorithme de la FFT.

Après avoir modifié les courbes de lumière pour qu'elles présentent des points d'égale distance, il est enfin possible de redresser la courbe de lumière. Pour ce faire, il faudra employer une fonction de type spline cubique qui ajustera, pour un certain nombre de boîtes de données, un fonction polynomiale de 3<sup>e</sup> degré passant dans le centre de la courbe de lumière. La Figure 2.5 illustre l'ajustement de la courbe de lumière par la fonction spline cubique ainsi que le résultat désiré, c'est-à-dire une courbe de lumière redressée avec laquelle il est possible d'obtenir un spectre en fréquences d'oscillation pour les pulsateurs compacts.

Il est finalement possible d'appliquer l'algorithme de transformée de Fourier de type FFT à toutes les courbes de lumière obtenue au cours d'une mission d'observation. Il est possible de procéder de deux différentes façons selon le résultat désiré. D'un côté, on souhaitera étudier le spectre en fréquences de pulsations pour la totalité d'une campagne d'observation. Pour ce faire, on combinera toutes les courbes de lumière en une seule et on appliquera par la suite l'algorithme de FFT pour obtenir ledit spectre. D'un autre côté, on s'intéressera à l'évolution des différentes composantes de pulsation d'une étoile en fonction du temps. Dans ce cas, on

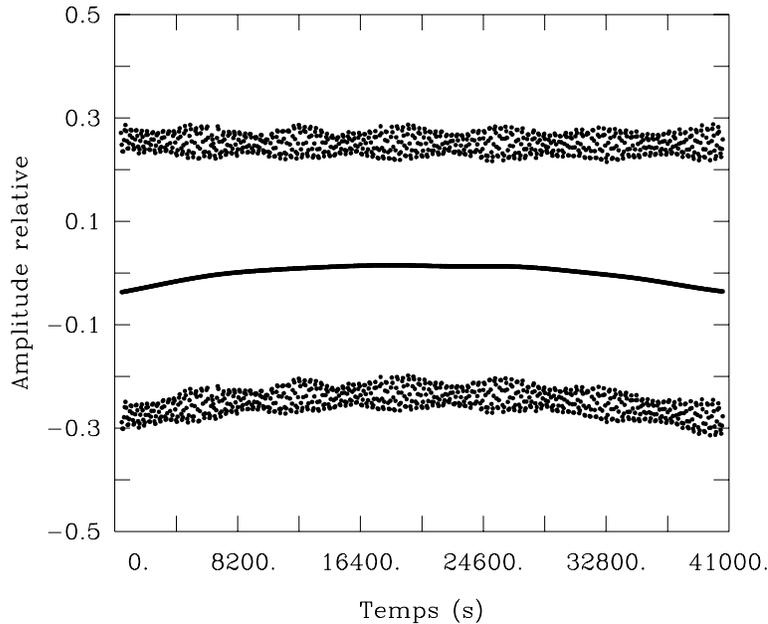


FIGURE 2.5 – Courbe de lumière de HS 0702+6043 corrigée pour l’extinction différentielle. De bas en haut : la première courbe de lumière montre une modulation causée par l’extinction différentielle. La seconde, au centre, calculée à l’aide d’un spline cubique, permet d’extraire cette courbure pour ensuite la soustraire de la courbe de lumière, comme le montre la troisième courbe de lumière, en haut.

prendra la transformée de Fourier de chaque courbe de lumière pour en étudier le spectre de fréquences.

### 2.3.3 Problèmes et résolution

La méthode de réduction des données présentée précédemment s’applique parfaitement pour des nuits d’observation continues. Cependant, il se peut que le ciel se couvre temporairement ou bien qu’un instrument fasse défaut. Dans ces cas, la courbe de lumière sera entrecoupée de « trous ». Lorsque cette situation survient, il suffira de considérer chaque bloc indépendamment les uns des autres pour le calcul de l’écart moyen entre chaque point, l’interpolation des points de la courbe de lumière pour qu’ils soient également espacés ainsi que pour le redressement de la courbe de lumière. Pour obtenir une transformée de Fourier pour la totalité d’une nuit d’observation, on regroupera ensuite toutes les portions redressées de la courbe de lumière pour calculer la FFT d’une mission.

## Chapitre 3

# Campagne d'observation de la sdB pulsante hybride HS 0702+6043

### 3.1 HS 0702+6043

Le premier pulsateur compact ciblé au cours de ces présents travaux fut la sdBV<sub>rs</sub> HS 0702+6043, aussi connue sous l'appellation de DW Lyn. Cette étoile, comme il a déjà été mentionné, présente un spectre en fréquences de pulsation composé à la fois de modes de pression (modes  $p$ ) et de modes de gravité (modes  $g$ ).

HS 0702+6043 (dorénavant HS0702) fut identifiée pour la première fois dans au cours du relevé photométrique Hamburg Quasar Survey<sup>1</sup> qui avait pour but de découvrir des quasars à hautes latitudes galactiques à des magnitudes limites de  $m_B \sim 18.5$  (Engels et al. 1988). Le relevé ayant un fort critère de sélection pour les quasars, qui émettent principalement dans le bleu, plusieurs autres objets ayant les mêmes caractéristiques furent ainsi catalogués, incluant des naines blanches et des étoiles sous-naines chaudes comme HS0702.

HS0702 ( $T_{\text{eff}} = 28,400 \text{ K} \pm 600 \text{ K}$ ,  $\log g = 5.35 \pm 0.10 \text{ cm/s}^2$ ,  $\log (N(\text{He})/N(\text{H})) = -2.7$ )

---

1. Le relevé Hamburg Quasar Survey fut mené au télescope Hamburg-Schmidt de 1.2 m et F/3 situé depuis 1980 à Calar Alto (Espagne). De 1985 à 1997, celui-ci fit une couverture du ciel de l'hémisphère nord pour des latitudes galactiques  $b > 20^\circ$  et des déclinaisons supérieures à  $25^\circ$  afin d'identifier des QSO.

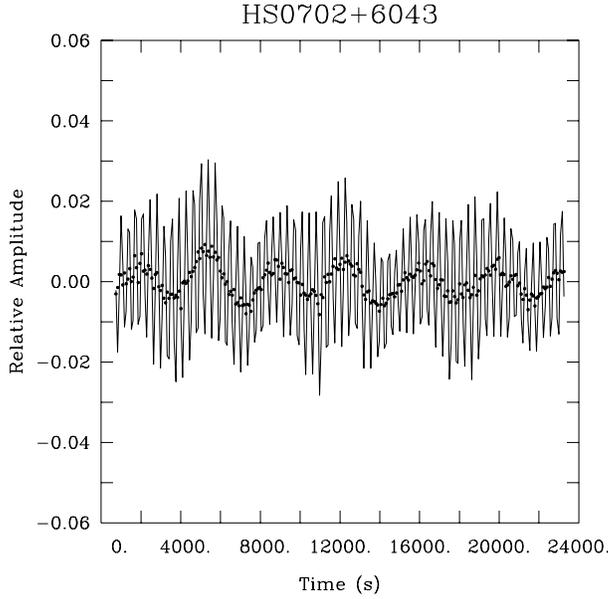


FIGURE 3.1 – Exemple d’une courbe de lumière de HS0702 prise au télescope de 2.3 m du Steward Observatory à Kitt Peak le 4 février 2005 à travers le filtre Johnson B avec un temps d’échantillonnage de  $\sim 86$  s. La courbe en trait plein montre la courbe de lumière totale tandis que les points montrent les variations résiduelles (modes  $g$ ) après avoir enlevés les oscillations rapides (modes  $p$ ). Cette figure est une gracieuseté de Gilles Fontaine.

$\pm 0.1$  et  $m_B = 14.7$ ) fut identifiée pour la première fois comme une étoile sdB pulsante de type sdBV<sub>r</sub> (famille des EC14026 ou V361 Hya) en 2002 par Dreizler et al. (2002). Ceux-ci, à partir de courbes de lumière obtenues en photométrie rapide aux télescopes de 1.2 (lumière blanche) et 2.2 m (filtre Johnson  $B$ ) à Calar Alto, furent en mesure d’isoler deux modes  $p$  : le mode principal,  $f_a$ , d’une période de 363 s et d’une amplitude de 29 mmag (2.9 %), et le second mode,  $f_b$ , dont la période est de 383 s et l’amplitude, plus faible, de 3.8 mmag (3.8 %).

Cependant, Schuh et al. (2006) mirent en évidence, à partir des mêmes données que celles obtenues par Dreizler et al. (2002) et d’autres observations au télescope Bok de 2.3 m de Kitt Peak, un troisième mode de pulsation de faible amplitude et de longue période. Ce mode,  $f_c$ , d’amplitude approximative de 4 mmag (0.4 %) et d’une période de 3538 s, fut identifié comme un mode  $g$ . HS0702 est la première étoile sdB à montrer à la fois des modes  $p$  et  $g$ , révélant une nouvelle famille de pulsateurs hybrides, les sdBV<sub>rs</sub>. Depuis, trois autres objets semblables furent découverts (voir Chapitre 1 pour de plus amples détails). Un exemple de courbe de lumière pour HS0702 qui met en évidence les modes de gravité et de pression est illustré à la Figure 3.1.

TABLE 3.1 – Modes connus pour HS0702 avant la campagne du Mt Bigelow

#	Période (s)	Fréquence (mHz)	Amplitude (%)	Sources
$f_a$	363.1	$2.7539 \pm 0.0009$	$2.17 \pm 0.05$	2
$f_b$	383.7	$2.6061 \pm 0.0009$	$0.46 \pm 0.05$	2
$f_c$	3538.0	$0.3181 \pm 0.0090$	$0.37 \pm 0.50$	1
$f_d$	3680.8	$0.2717 \pm 0.0009$	$0.18 \pm 0.05$	2
$f_e$	3144.2	$0.3181 \pm 0.0009$	$0.13 \pm 0.05$	2
$f_f$	4847.0	$0.2063 \pm 0.0009$	$0.09 \pm 0.05$	2

Sources – 1 : Schuh et al. (2006), données de février 2004 au 2.3 m Bok de Kitt Peak (filtre F555W) ;  
 2 : Lutz et al. (2008), données de janvier 2005 au 2.2 m de Calar Alto (filtre B).

L'intérêt pour l'observation des  $\text{sdBV}_{rs}$  s'est depuis grandement accru et la mise en place du projet EXOTIME<sup>2</sup> par Schuh et Silvotti permet de suivre l'évolution de tels objets, dont HS0702. De nouvelles composantes de pulsations pour HS0702 furent ainsi identifiés au cours du projet EXOTIME, comme en fait foi le Tableau 3.1. Celui-ci montre tous les modes identifiés et divulgués dans la littérature depuis la découverte des pulsations de cet objet.

Néanmoins, au même moment, une campagne multisite avait lieu et dont la cible était une autre  $\text{sdBV}_{rs}$ , Balloon 090100001, cumulant des centaines d'heures d'observation (Baran et al. 2009). Les résultats de cette campagne mirent en évidence une grande quantité de modes d'oscillation présents dans cette étoile. Une mission d'une telle envergure devrait révéler autant de composantes de pulsation si elle ciblait HS0702.

## 3.2 Mission d'observation du 1<sup>er</sup> novembre 2007 au 14 mars 2008

C'est avec les résultats de la mission de suivi de Balloon 090100001 en tête que fut élaborée une campagne d'observation au télescope Kuiper de 1.55 m (61") du Mt Bigelow (Steward Observatory, University of Arizona). Celle-ci débuta la nuit du 1<sup>er</sup> novembre 2007 (date initiale : HJD 2454406.7901705) pour se terminer dans la nuit du 13 au 14 mars 2008 (date finale : HJD 2454540.6495213). En tout, 424.5 heures d'observation ont été accumulées pour

2. **EXO**planet search with the **TI**ming **ME**thod : <http://www.na.astro.it/silvotti/exotime/>

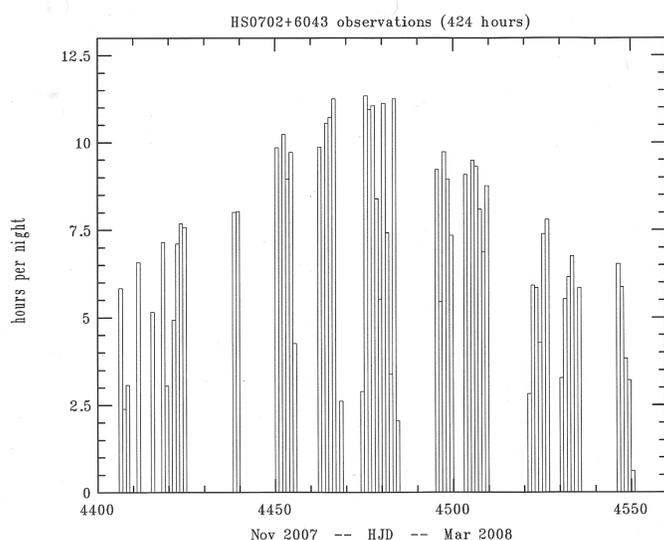


FIGURE 3.2 – Histogramme représentant la durée des observations par nuit au cours de la mission ciblant HS0702. Les dates sont données en jours juliens héliocentriques (HJD). Le début de la campagne a eu lieu à HJD 2454406.7901705 tandis que celle-ci s’est terminée le HJD 2454540.6495213. Cette figure est une gracieuseté de E. M. Green.

cette mission sur un peu plus de 5 mois, soit 13.1 % de la durée de la mission. Ces heures d’observation sont représentées sur l’histogramme de la Figure 3.2. Le choix de ce site pour mener ces observations est principalement justifié par la présence du Mont4K CCD, décrit au Chapitre 2. De plus, à la latitude du Mt Bigelow ( $\sim 33^\circ$  N), HS0702 est pratiquement circumpolaire et au cours des mois où a eu lieu la mission, il était ainsi assuré d’obtenir des nuits d’observation de 11 à 12 heures pour les mois de décembre 2007 et janvier 2008.

Les courbes de lumière des variations de luminosité de HS0702 ont été obtenues en exposant en moyenne 35 s à travers le filtre à large bande passante Schott 8612 et en couvrant approximativement 50% de la surface du détecteur afin d’accélérer le temps de lecture de l’appareil. Malgré tout, le temps d’intégration était de l’ordre de 15 secondes. Il était néanmoins possible avec un temps d’échantillonnage de 50 s d’obtenir entre 6 et 7 points par cycle de pulsation du mode principal. Par ailleurs, 9 étoiles de références furent utilisées pour obtenir les courbes de lumière de HS0702. La sdB et ces étoiles de référence sont représentées sur la carte de la Figure 3.3. La totalité des courbes de lumière, redressées pour éliminer la contribution de l’extinction différentielle, sont quant à elles illustrées aux Figures 3.9 a)-g) à la fin du présent chapitre. En outre, on présente à la Figure 3.10 un exemple de courbe de lumière étendue, mettant ainsi en évidence les modes  $p$  (modulations rapides) et modes  $g$  (modulations lentes).

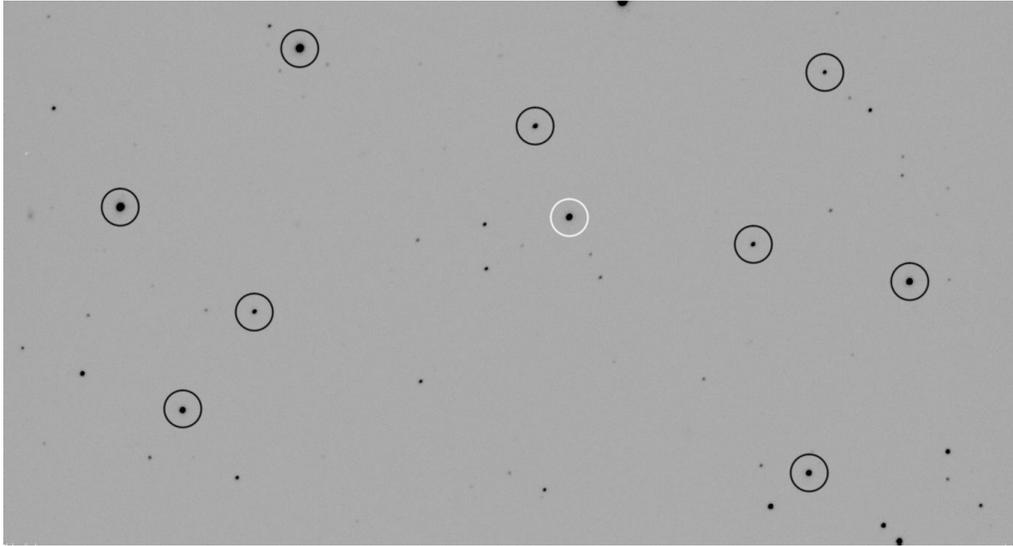


FIGURE 3.3 – Image représentative de la région observée lors de la campagne de HS0702. Les étoiles encadrées en noir sont les étoiles de référence tandis que la cible HS 0702+6043 est entourée en blanc.

### 3.3 Résultats de la campagne du Mt Bigelow

#### 3.3.1 Extraction des modes de pulsation

Une première étape dans l'analyse des données obtenues au cours de cette campagne fut d'identifier toutes les composantes du spectre en fréquences de pulsation pour HS0702. Pour ce faire, on combinera toutes les courbes de lumière redressées à l'aide d'un algorithme de FFT (Chapitre 2). Le spectre ainsi obtenu montrera tous les modes détectés au cours de la mission.

Le spectre résultant est présenté à la Figure 3.4 tandis que toutes les composantes de ce spectre, extraites à l'aide de la technique de *prewhitening* sont énumérées dans le Tableau 3.2. La fréquence de coupure du spectre est la fréquence de Nyquist<sup>3</sup> de 10.0 mHz.. La résolution de ce spectre est quant à elle donnée par l'inverse de la durée de la mission (en secondes), c'est-à-dire une résolution de 0.087  $\mu$ Hz dans le cas de cette campagne. Plusieurs étapes de *prewhitening* sont quand à elles regroupées et montrées dans les Figure 3.11 et Figure 3.12 à

3. Fréquence donnée par  $1/2t$  où  $t$  est le temps d'échantillonnage pour un point de la courbe de lumière.

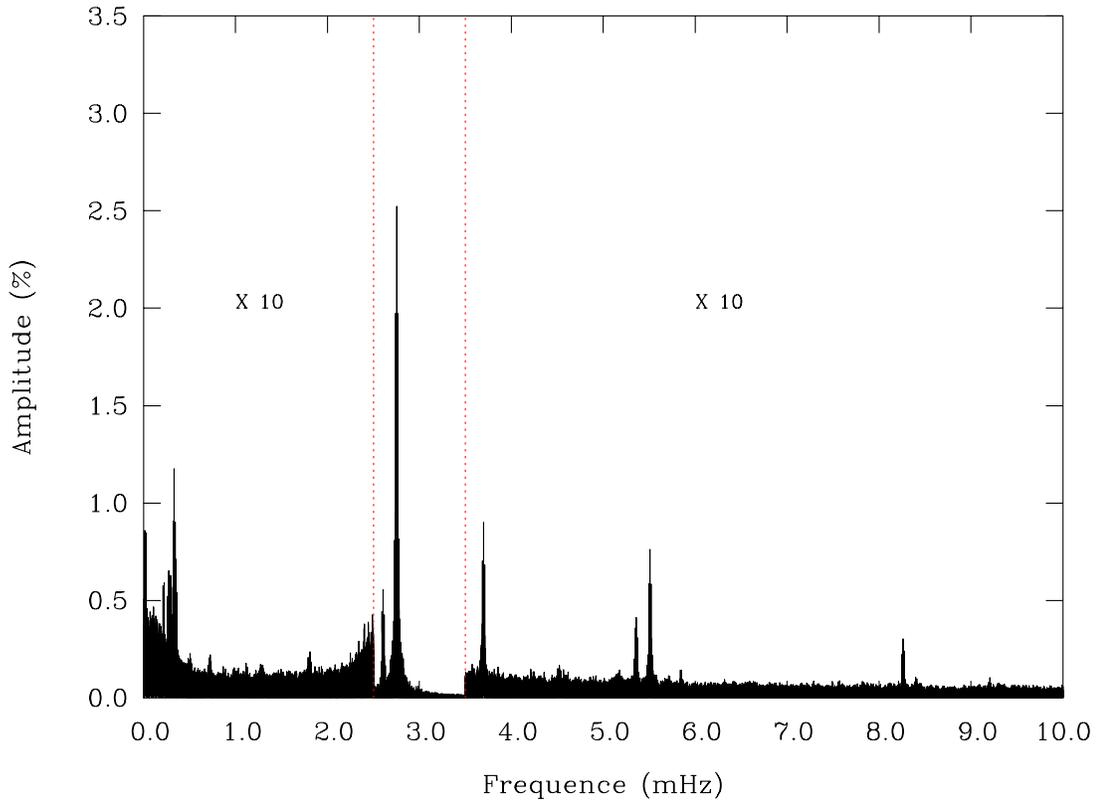


FIGURE 3.4 – Spectre de pulsations de la  $sdBV_{rs}$  HS 0702+6043 calculé à partir des courbes de lumière obtenues au cours de la campagne du Mt Bigelow. Les amplitudes des modes n'étant pas compris entre 2.5 et 3.5 mHz ont été multipliées par un facteur 10 afin de montrer la structure du spectre. Tous les modes tirés de cette figure sont rapportés au Tableau 3.2. Les composantes près de 0.0 mHz sont associées à fréquence de rotation de la Terre.

la fin de ce chapitre.

---

#### **Remarque : Technique de *prewhitening***

La technique de *prewhitening*, présentée par Billères et al. (2000) et employée pour analyser des signaux oscillatoires, consiste à « nettoyer » un spectre de ses composantes jusqu'à une limite arbitraire, habituellement au niveau du bruit dudit spectre. Pour appliquer cette technique, il faudra d'abord sélectionner les composantes du spectre que l'on désire éliminer en ayant pour critère leur amplitude. On choisira ainsi les composantes ayant la plus grande amplitude. Par la suite, ces composantes seront ajustées par la méthode des moindres carrés

à l'aide de fonctions sinusoïdales dont on cherchera les paramètres optimaux. Le programme employé dans cette étape sortira les valeurs de l'amplitude  $A_i$ , la période  $P_i$  (de laquelle on obtiendra la fréquence  $\sigma_i$ ) et la phase  $\phi_i$  de la composante ainsi que les incertitudes associées à ces paramètres. Les valeurs des paramètres ainsi obtenus seront ensuite insérées dans le programme de calcul de la FFT pour que celui-ci élimine leur contribution du spectre. On répètera alors les étapes présentées précédemment jusqu'au moment où il n'est plus possible d'isoler des composantes par le critère de l'amplitude, comme le montre les Figures 3.11 et 3.12. Cette limite, arbitraire, est dans le cas de l'analyse des données de la campagne de HS0702, située à  $4\sigma$ , où  $\sigma$  est le niveau de bruit du spectre (à ne pas confondre avec  $\sigma_i$ , la fréquence d'une composante). Cette limite assure que la détection d'une composante soit sûre à 99.997 %.

Quelques difficultés sont rencontrées lorsqu'on applique la technique de *prewhitening*. D'abord, comme Christensen-Dalsgaard le démontre dans *Lecture Notes on Stellar Oscillations*, le spectre en fréquences présentera des artéfacts dont l'origine provient de la segmentation des courbes de lumière, ces artéfacts ayant une structure semblable à la séparation des modes sous l'effet de la rotation de l'étoile (voir Chapitre 1). Toutefois, ces composantes supplémentaires sont séparées de la composante principale de  $\sim n \ 11.574 \ \mu\text{Hz}$  (24 heures) et il suffira d'éliminer le mode principal pour que cet effet s'atténue ( $n$  est ici un nombre entier). Dans le même ordre d'idée, le spectre en fréquences montrera des composantes pour des fréquences autour de  $11.6 \ \mu\text{Hz}$ , qu'il faudra négliger.

Une seconde difficulté provient des incertitudes pour les valeurs de  $A_i$ ,  $\sigma_i$  et  $\phi_i$  obtenues à l'aide de la méthode des moindres carrés. Ces valeurs sont très sensibles aux paramètres de la FFT appliquées aux données, notamment l'intervalle de fréquences pour lequel on calcule celle-ci, ainsi que la rigueur avec laquelle le *prewhitening* est appliqué (pour le choix des composantes). D'autres expressions pour  $\sigma_{A_i}$ ,  $\sigma_{\sigma_i}$  et  $\sigma_{\phi_i}$ , plus conservatrices furent dérivées par Montgomery & O'Donoghue (1999), mais comme ces auteurs le souligne, pour tenir compte des corrélations entre ces valeurs, il faut multiplier leurs expressions par un facteur plus grand que l'unité.

Une estimation plus réaliste des incertitudes suit les formules suivantes, qui seront employées au cours de cette analyse :

$$\sigma_{A_i} = 0.80\sigma , \quad (3.1)$$

$$\sigma_{\phi_i} = \frac{0.80\sigma}{A_i} , \quad (3.2)$$

$$\sigma_{\sigma_i} = \frac{0.44\sigma}{A_i T} . \quad (3.3)$$

Dans ces équations, les termes  $A_i$ ,  $\sigma_i$  et  $\phi_i$  ont les mêmes définitions que précédemment tandis que  $T$  est la période totale des observations.

### 3.3.1.1 Discussion du spectre en fréquences de HS0702 : les modes $g$

La portion située entre 0 et 1 mHz, dans laquelle se retrouvent les modes  $g$ , montre 10 composantes de pulsation, principalement comprises entre 0.21 et 0.35 mHz. Par comparaison avec les composantes extraites au cours des précédentes campagnes et pour lesquelles des résultats ont été publiés (Tableau 3.2), plusieurs nouveaux modes de gravité ont été isolés au cours de la présente mission. On note toutefois que la correspondance de deux de ces composantes avec les modes détectés dans les résultats présentés n'est pas respectée. D'abord, le mode  $g$  à 283.1  $\mu\text{Hz}$  découvert par Schuh et al. n'a jamais été isolé dans la FFT combinant toutes les courbes de lumière pour les campagnes subséquentes, incluant celle présentée dans ce mémoire. Néanmoins, cette composante a été détectée dans un groupe de trois courbes de lumière, ce qui est mentionné dans la section suivante. Puis, Lutz et al. (2008) ont isolé un autre mode à 206.3  $\mu\text{Hz}$  qui n'est pas détecté dans les données actuelles. Par ailleurs, la campagne du Mt Bigelow aura mis en évidence une nouvelle composante d'oscillation,  $f_5$ , d'amplitude plus importante que tous les autres modes de gravité isolés au Tableau 3.1.

À la lumière de ces résultats et ceux publiés depuis Schuh et al. (2006), il semble que les modes de gravité présents dans HS0702 montrent d'importantes variations d'amplitude. Chaque campagne menée à partir de ce moment montre un mode  $g$  principal différent. En outre, il est à noter que dans le cas des données acquises au Mt Bigelow, le niveau de bruit de la FFT est

beaucoup plus faible que pour les campagnes précédentes, ce qui ne devrait en aucun cas nuire à la détection de tous ces modes. Pourtant, certains modes semblent *disparaître* du spectre. Ce phénomène sera étudié dans la sous-section suivante. La cause de ces variations sera aussi discutée.

### 3.3.1.2 Discussion du spectre en fréquences de HS0702 : les modes $p$

Outre les deux modes principaux,  $f_1$  (2.754 mHz) et  $f_2$  (2.606 mHz), rencontrés dans toutes les campagnes depuis celle mentionnée par Dreizler et al. (2002), 13 nouvelles composantes associées aux modes  $p$  ont été détectées. Il faut néanmoins noter que le mode situé à 3.697 mHz ( $f_6$ ) fut déjà rencontré par Fontaine et al. (2006) au cours de deux nuits d'observation au télescope de 2.3 m du Steward Observatory à Kitt Peak.

Pour les modes  $f_1$  et  $f_2$ , une fois les artéfacts reliés à la segmentation des courbes de lumière éliminés, il subsiste une séparation de composantes autour de ces deux modes. Dans le cas de la composante principale  $f_1$ , deux composantes voisines  $f_4$  et  $f_7$  ont des écarts de 0.060 et 0.073  $\mu\text{Hz}$  respectivement, soit une différence plus petite que la résolution de 0.086  $\mu\text{Hz}$  du spectre : on ne pourrait utiliser ces fréquences dans un modèle astéroséismologique. On peut se demander s'il subsisterait des erreurs dans les étapes qui ont mené à ce résultat, par exemple une erreur de configuration de l'horloge lors de la prise de mesure. Or, R. Lutz (communication privée) confirme que le spectre obtenu à partir de toutes les campagnes autres que celle menée au Mt Bigelow montre le même phénomène. L'écart entre le mode  $f_2$  et  $f_3$  est quant à lui de 3.153  $\mu\text{Hz}$ , au-dessus de la résolution du spectre en fréquences.

Il se pourrait que HS0702 soit une étoile dont la rotation est lente. Les périodes de rotation  $P_{rot}$  des sdB sans compagnon sont très étendues, passant de 13.1 heures pour EC 05217–3914 (Billères & Fontaine 2005) à plus de 3.4 jours pour PG 1219+534 (Charpinet et al., 2005, limite inférieure pour la période de rotation). Il semblerait selon les résultats présents que la période de rotation  $P_{rot}$  de HS0702 soit d'au moins quelques jours, comme dans le cas de PG 1219+534. On note de plus que l'écart entre les modes  $f_1$ ,  $f_4$  et  $f_7$ , quoiqu'en deçà de la

résolution, ne sont pas égaux. Un tel phénomène, beaucoup plus important, a aussi été observé dans le spectre en fréquences de Balloon 090100001 par Baran et al. (2009). Les auteurs suggèrent que la rotation de l'étoile n'est pas solide ou de type  $\Omega = \Omega(r)$ , mais dépendrait aussi de la latitude stellaire  $\theta$ .

Des observations spectroscopiques seront nécessaires afin d'appuyer cette hypothèse. Comme le rapporte Lutz et al. (2009b), 772 spectres échelle de 20 secondes chacun, pris en spectroscopie résolue dans le temps au HET<sup>4</sup> dans le cadre du projet EXOTIME, serviront à déterminer les profils radiaux de pulsation et la vitesse de rotation de HS0702.

### 3.3.1.3 Discussion du spectre en fréquences de HS0702 : les combinaisons de modes

Quelques harmoniques et combinaisons de fréquences sont observées dans le spectre de HS0702. On note la présence des harmoniques de premier et deuxième ordre du mode  $f_1$ , ainsi que les combinaisons  $f_1+f_2$  et  $2f_1+f_6$ . Celles-ci sont importantes dans la mesure où elles peuvent apporter des contraintes sur la géométrie de l'étoile. Par ailleurs, on note la présence d'un mode excité par la résonance de l'harmonique  $2f_1$ ,  $f_{27}$ , à une fréquence de 8.398 mHz.

En tout, il aura été possible d'isoler 28 modes d'oscillation pour la sdBV<sub>rs</sub> HS0702. Par comparaison avec les modes identifiés pour une autre sdB pulsante hybride, Balloon 090100001, on en retrouve près de quatre fois moins (Baran et al. 2009). Par contre, on note pour Balloon 090100001 qu'il existe une forte séparation des composantes du spectre provoquée par la rotation de l'étoile, ce qui augmente de façon substantielle le nombre de modes qu'il est possible de mettre en évidence. Néanmoins, il existe plusieurs parallèles entre le spectre de pulsations de HS0702 et de Balloon 090100001. D'abord, la plupart des modes de gravité qui ont été isolés sont compris entre 0.1 et 0.4 mHz pour ces deux étoiles. Il faut toutefois considérer que Baran et al. (2009) ont mené une campagne d'observation multisite de Balloon 090100001, ce qui leur a permis de détecter des composantes tout près de 0.1 mHz (10,000 s), ce type de

---

4. Hobby Eberly Telescope : <http://www.as.utexas.edu/mcdonald/het/het.html>

campagne permettant d'éliminer les artéfacts causés par la rotation de la Terre, notamment la décroissance exponentielle du bruit du spectre de pulsations en fonction de la fréquence. Dans le cas de la campagne de HS0702 au Mt Bigelow, celle-ci n'a évidemment eu lieu qu'à un seul endroit. Étant donné le bruit supérieur du spectre obtenu au cours de cette mission, il aura fallu se limiter à des modes dont les fréquences sont supérieures à 0.2 mHz (5,000 s).

Ensuite, Baran et al. (2009) décrivent que pratiquement tous les modes de pression qu'ils ont isolés se retrouvent à des fréquences approximatives de 2.8, 3.8, 4.7 et 5.5 mHz. En parallèle, dans le cas de HS0702, les modes  $p$  identifiés au cours de la campagne du Mt Bigelow sont situés à des fréquences de 2.7, 3.7 et 4.5 mHz, quoiqu'aucun mode de ce type n'a été aperçu autour de 5–5.5 mHz. Compte tenu des paramètres atmosphériques semblables de HS0702 et Balloon 090100001 (voir Tableau 1.1 au Chapitre 1), il n'est pas surprenant que l'on puisse faire un tel parallèle. Serait-il toutefois possible, à la lumière du modèle astéroséismologique de Baran et al. (2009), d'identifier les degrés  $l$  et les ordres azimutaux  $m$  des modes de HS0702 ? Seule l'élaboration d'un tel modèle pour HS0702 permettrait d'atteindre une telle conclusion.

### 3.3.2 Analyse des variations d'amplitude des modes

On notait précédemment que le spectre des modes  $g$  identifié au cours des différentes campagnes entreprises pour HS0702 varie de façon importante. Ce comportement pourrait aussi être entrevu au cours de la campagne entreprise au Mt Bigelow. Afin de vérifier les changements du complexe des modes de gravité de HS0702, il sera utile de calculer la transformée de Fourier de chaque courbe de lumière obtenue au cours de la mission. Ces FFT, pour lesquelles on aura préalablement éliminé par *prewhitening* le mode principal  $f_1$ , d'une amplitude beaucoup plus importante que tous les autres modes afin de bien visualiser les changements de la structure du spectre, sont illustrées aux Figures 3.13 a)-d) à la toute fin du chapitre. En comparant les spectres un à un, il est aisé de constater que le complexe des modes  $g$  montre des variations structurelles significatives d'une nuit à l'autre. On souligne de même d'importantes variations d'amplitude des modes  $f_2$  et  $f_6$ .

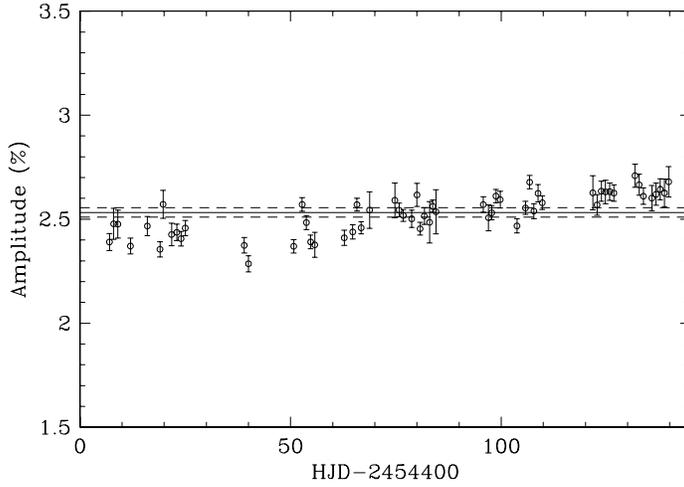


FIGURE 3.5 – Variation d’amplitude du mode principal  $f_1$  de HS0702 à 2.7539 mHz. Il est aisé de noter que l’amplitude de ce mode a crû au cours de la campagne.

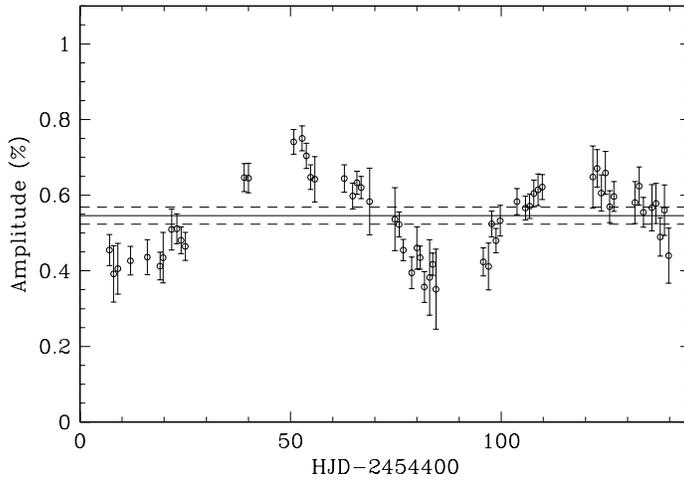


FIGURE 3.6 – Variation d’amplitude du second mode en importance de HS0702, le mode  $f_2$  à 2.6090 mHz. Il semblerait que les variations d’amplitude suivent un comportement cyclique. Néanmoins, les observations actuelles ne permettent pas d’établir la période de ce cycle.

À la lumière du comportement des FFT individuelles, une analyse des variations d’amplitude des principaux modes de pulsation de HS0702 a été menée. On s’attardera aux modes  $p f_1$  et  $f_2$  et  $f_6$ , qui apparaissent systématiquement dans les transformées de Fourier individuelles, et le mode  $g f_5$ . Pour ces modes, on extraira l’amplitude à partir de la même méthode que celle présentée dans la section précédente, c’est-à-dire qu’on aura ajusté des fonctions sinusoïdales aux composantes du spectre à partir desquelles il sera possible d’obtenir l’amplitude desdites composantes. Les incertitudes suivent une fois de plus les équations 3.1 à 3.3, basées sur les expressions de Montgomery & O’Donoghue (1999). Il faut toutefois noter que dans le cas du mode  $g f_5$ , on aura combiné deux ou trois courbes de lumière afin de faire ressortir cette composante. Or, la résolution de la transformée de Fourier résultante n’étant pas très élevée, on aura plutôt recherché la composante dont la fréquence est la plus proche de la fréquence

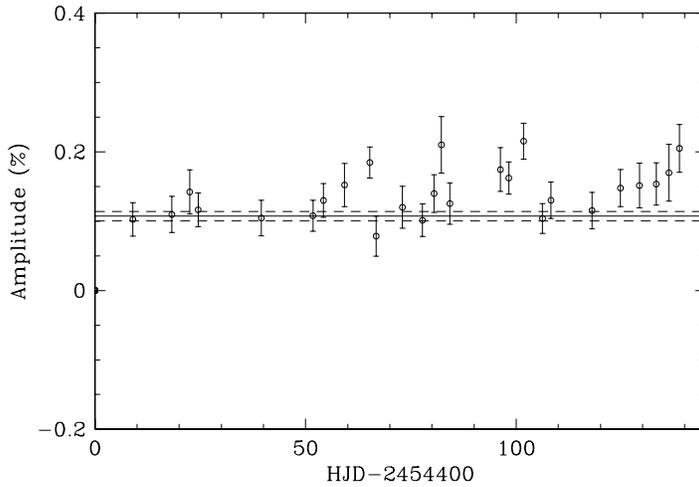


FIGURE 3.7 – Variation d’amplitude du premier mode  $g$  de HS0702,  $f_5$ , à 0.3327 mHz. Il semblerait que l’amplitude de ce mode augmente dans la limite des erreurs.

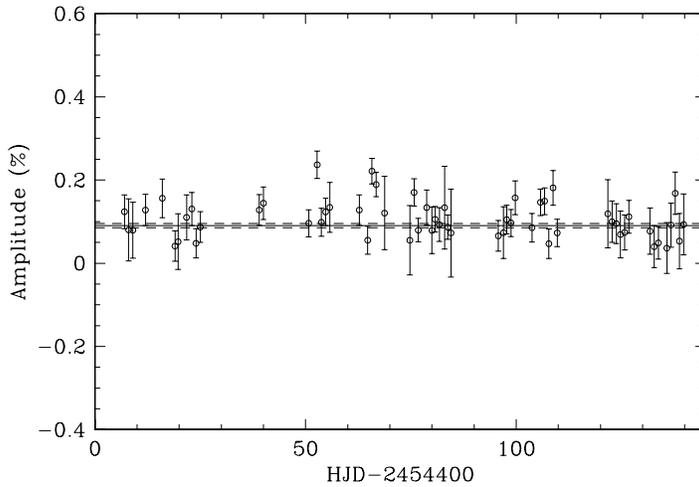


FIGURE 3.8 – Variation d’amplitude du mode  $f_6$  de HS0702 à 3.6968 mHz.

du mode  $f_5$  et pour laquelle l’amplitude était assez importante, dans le cas où la composante désirée n’était pas présente. Les graphiques des variations d’amplitudes des principaux modes sont illustrés aux Figures 3.5 à 3.8. Dans ceux-ci, on aura tracé en trait plein l’amplitude moyenne obtenue à l’aide de la FFT couvrant toutes les courbes de lumière de la campagne du Mt Bigelow et en tireté les incertitudes qui y sont associées.

Comme il a été mentionné précédemment, le mode principal  $f_1$  ne semble pas *a priori* montrer de variations d’amplitude si on trace les FFT individuelles de la campagne. Néanmoins, comme le montre la Figure 3.5, on note des variations de l’ordre de 0.2% de l’amplitude par rapport à sa valeur moyenne. En outre, on constate que l’amplitude semble augmenter au cours de la campagne. Les variations d’amplitude sont beaucoup plus importantes pour le

mode  $f_2$ . On note entre autres que celles-ci semblent suivre un comportement cyclique. Il est toutefois impossible à partir des données acquises au Mt Bigelow de déterminer la période moyenne de ces variations : la période des variations est plus grande pour la seconde portion de la campagne. Dans le cas du mode  $f_5$ , on note une croissance de l'amplitude au cours de la campagne. Il faut toutefois se rappeler que 1) les courbes de lumière ont été regroupées afin de faire ressortir cette composante et 2) qu'il n'a pas été possible de faire ressortir exactement cette composante dans toutes les FFT. Par ailleurs, au cours de cette étape, il semblerait que l'on ait détecté une structure de type multiplet pour ce mode. En effet, des composantes entre 0.32 et 0.31 mHz ont été détectées, et celles-ci ont été incorporées dans la Figure 3.7. Au cours de la même étape, on aura aussi fait ressortir la toute première composante associée au modes  $g$  détecté pour HS0702 par Schuh et al. (2006), celle à 281.1  $\mu$ Hz.

L'analyse succincte qui a été présentée ci-haut est similaire à celle menée par Baran et al. (2009) pour la sdBV<sub>rs</sub> Balloon 090100001. Néanmoins, les auteurs de cet article ont aussi développé un modèle astéroséismologique qui leur permettait d'ajuster les variations d'amplitude des principaux modes de pulsation de cet objet. Contrairement au cas de Balloon 090100001, il n'existe pas de modèle astéroséismologique qui ait été développé et avec lequel il aurait été possible de comprendre les variations observées pour l'amplitude. Un tel modèle sera fort probablement élaboré dans un futur rapproché.

### 3.4 Ce qu'il reste à faire

S'étalant sur une durée de 135 jours, la mission d'observation de la sdBV<sub>rs</sub> HS 0702+6043 au télescope de 1.55 m du Mt Bigelow a permis de révéler 28 modes de pulsation pour cette étoile. En outre, il aura été possible de mettre de l'avant des variations d'amplitude pour les quatre principaux modes de cet objet. Or, il reste que tous les résultats obtenus à partir de cette campagne ne sont qu'observationnels. Il faudra développer un modèle astéroséismologique de HS0702 afin d'identifier quels modes sont visibles dans cette étoile en déterminant les nombres  $k$  et  $l$  qui y sont associés. En outre, ce modèle permettrait de comprendre le comportement des amplitudes de ces modes en fonction du temps. On pense notamment aux changements

dans le complexe des modes  $g$  entre 0.20 et 0.35 mHz. En effet, il semblerait qu'il existe des modes dans ce régime dont les composantes sont aussi séparées par la rotation. L'élaboration d'un modèle astéroséismologique permettrait d'entrevoir un tel comportement.

Il n'a été possible d'identifier que trois composantes dans le spectre de pulsations de HS0702 qui semblent être séparées par la rotation de cette étoile. Dans les faits, les séparations sont tellement faibles, voire inférieures à la résolution du spectre, qu'on peut supposer que la période de rotation de HS0702 est d'au minimum quelques jours. Il faudrait toutefois obtenir un spectre d'oscillations ayant une meilleure résolution, un exercice d'autant plus difficile que le spectre obtenu au cours de la campagne du Mt Bigelow s'est révélé avoir une résolution sans précédent pour ce genre de mission.

Il sera cependant intéressant de refaire la même étude que celle présentée dans ce chapitre en combinant les données du Mt Bigelow avec celles du projet EXOTIME (voir Lutz et al., en préparation, pour de plus amples détails). Celles-ci couvrent autant d'heures que la mission du Mt Bigelow, mais réparties sur une durée de plus de 10 ans, incluant de récentes observations. On espère être en mesure d'améliorer la résolution du spectre de pulsations de HS0702 et mieux caractériser les variations d'amplitudes des principaux modes d'oscillation de cette étoile.

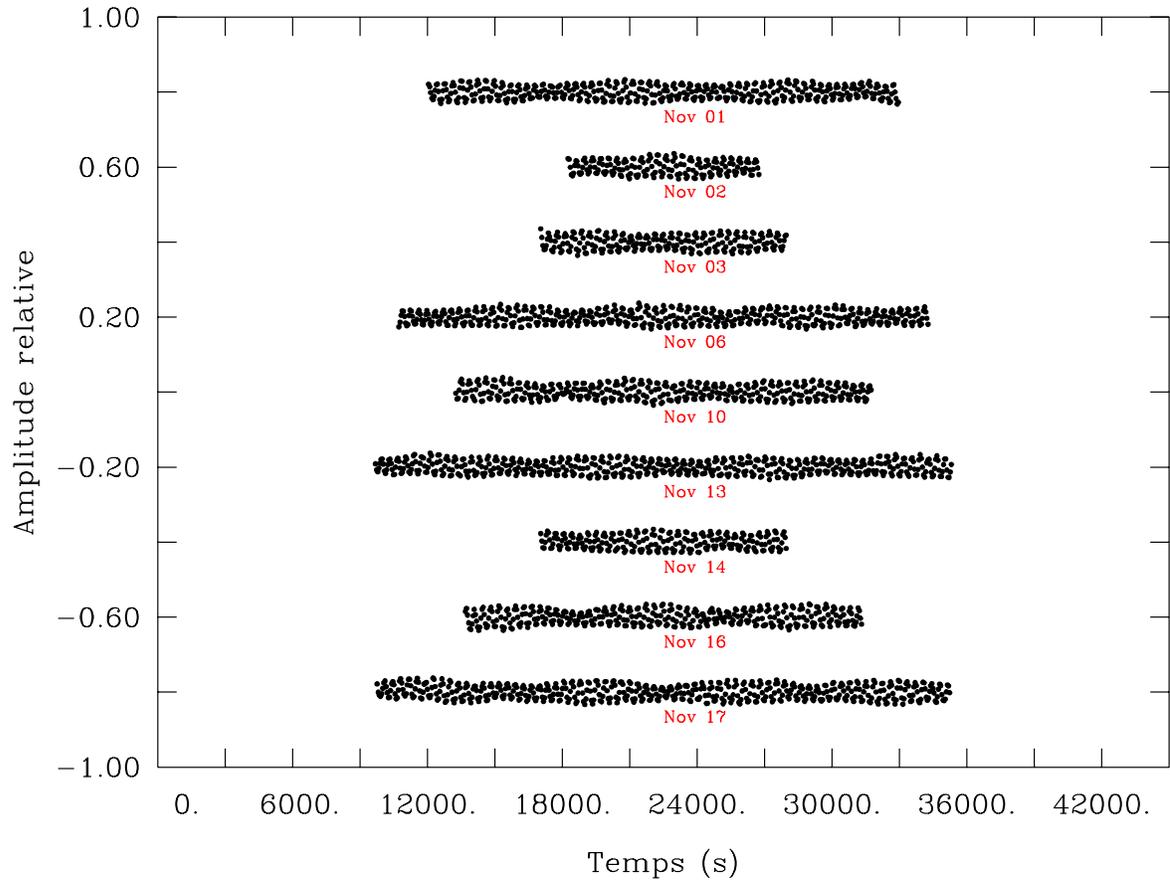


FIGURE 3.9 – (a) Courbes de lumière de HS0702 obtenues au cours de la mission s'étendant du 1<sup>er</sup> novembre 2007 au 14 mars 2008. Celles-ci sont placées une par-dessus l'autre afin de faciliter la comparaison entre celles-ci.

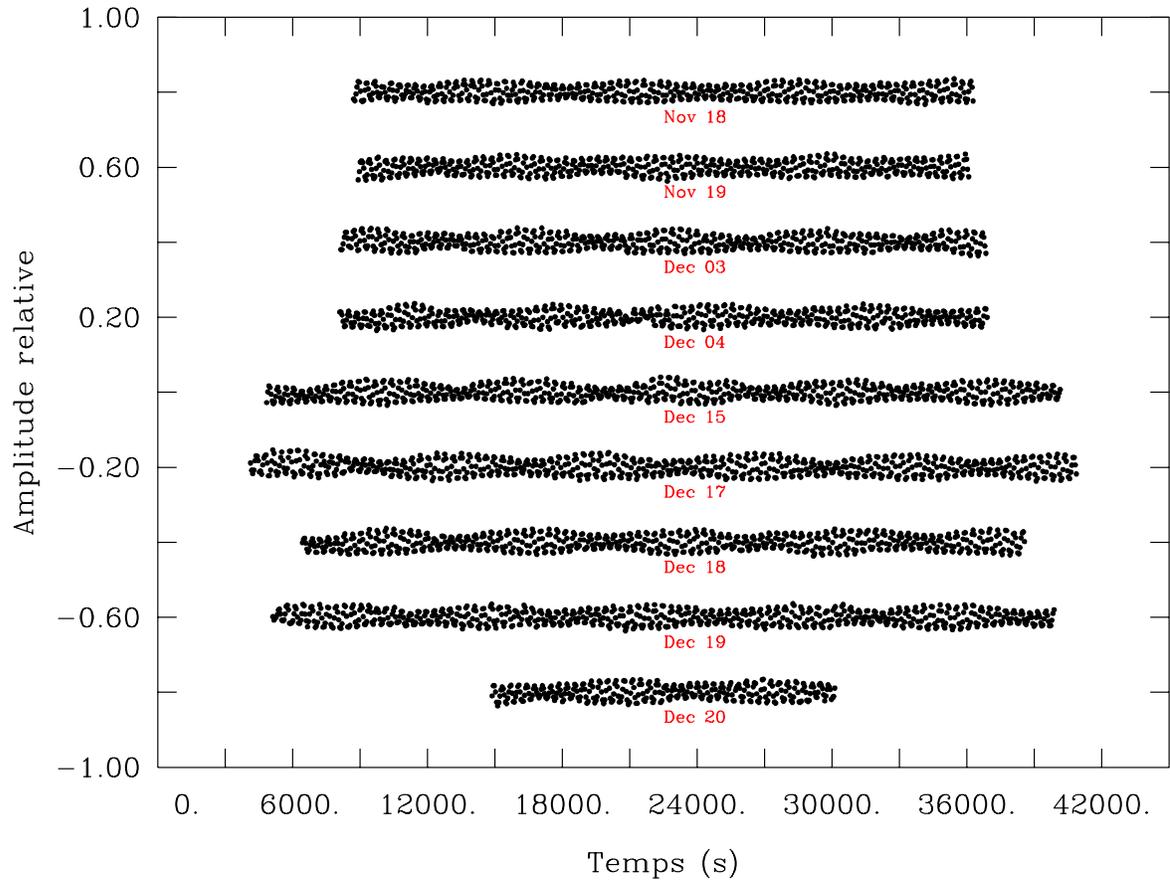


FIGURE 3.9 – (b) Courbes de lumière de HS0702 - suite.

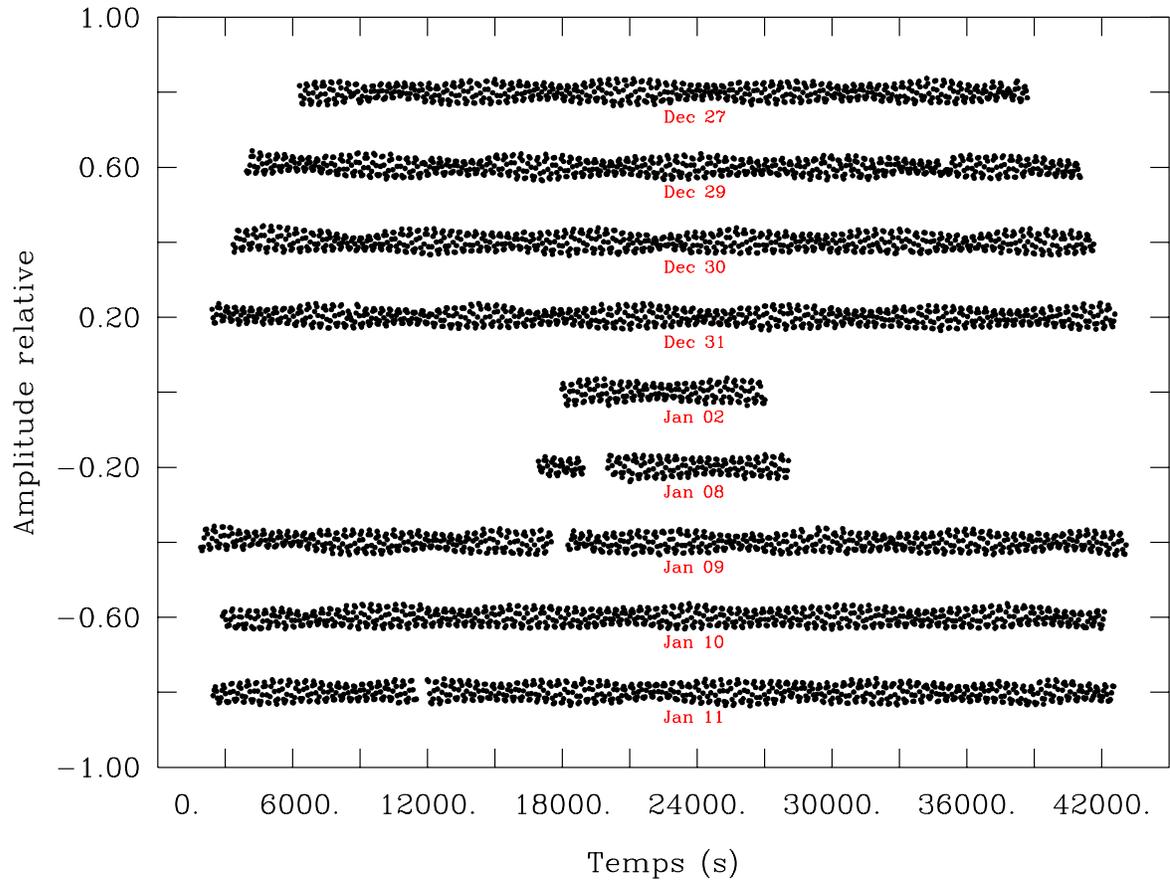


FIGURE 3.9 – (c) Courbes de lumière de HS0702 - suite.

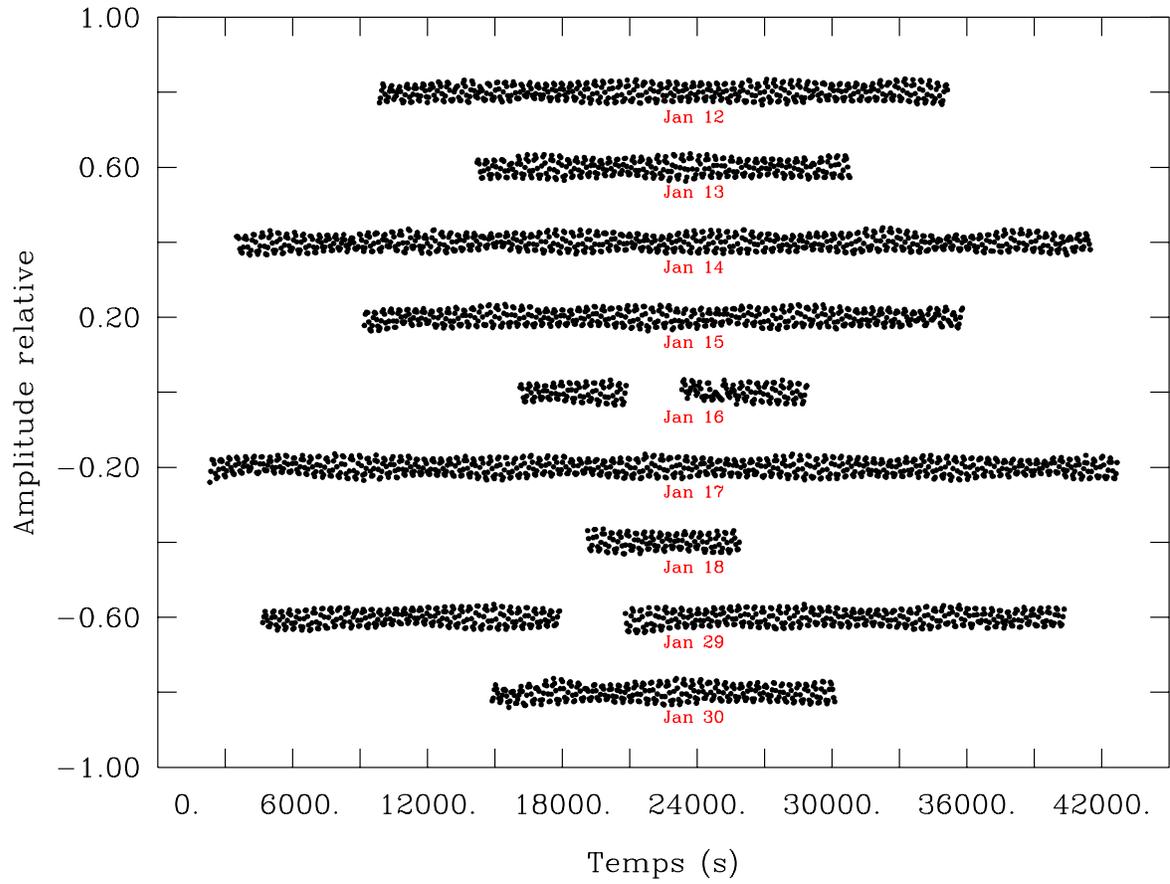


FIGURE 3.9 – (d) Courbes de lumière de HS0702 - suite.

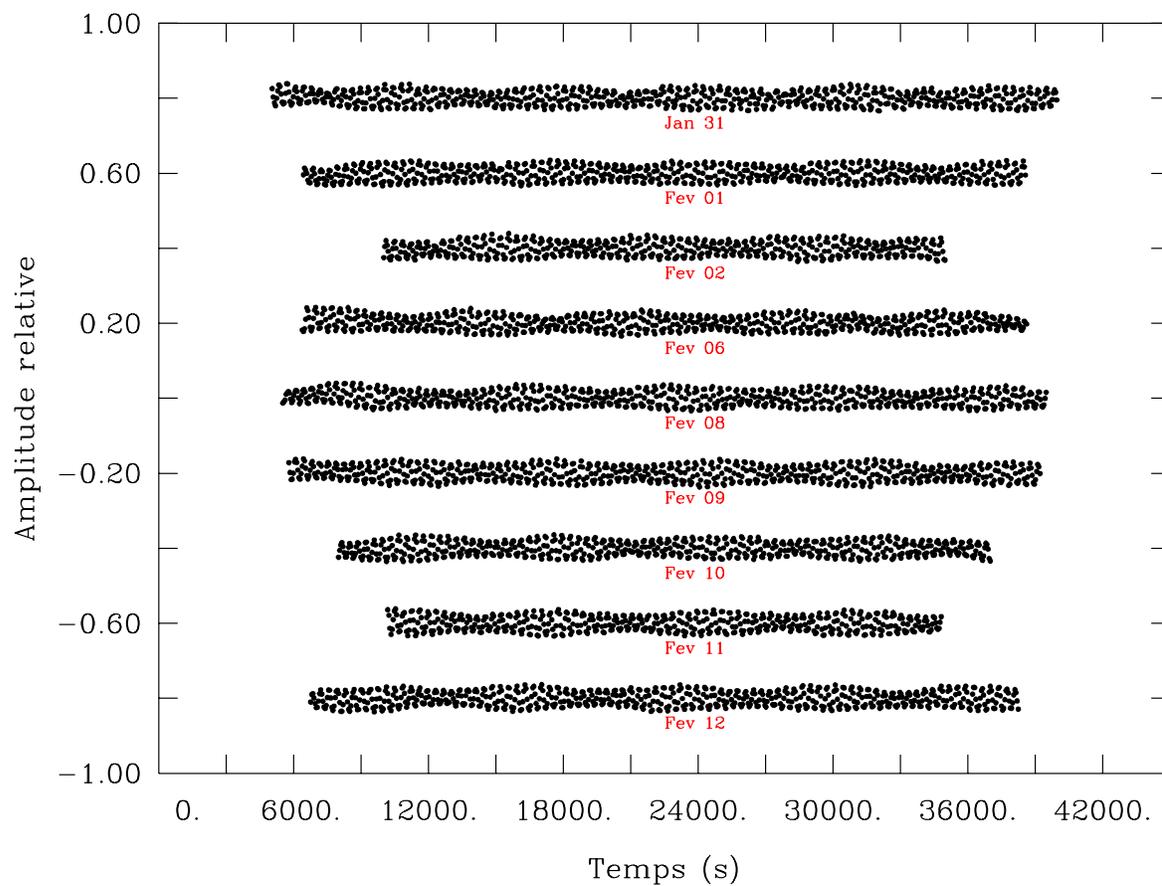


FIGURE 3.9 – (e) Courbes de lumière de HS0702 - suite.

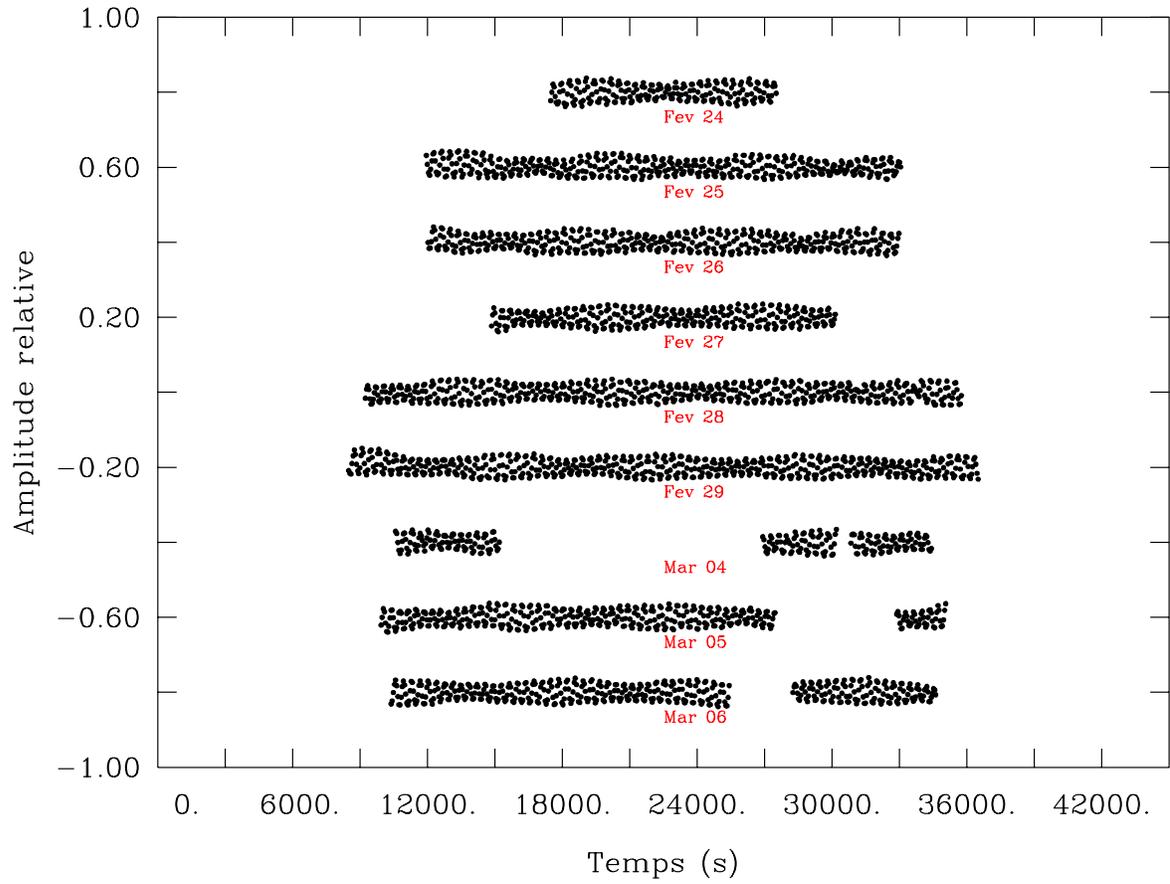


FIGURE 3.9 – (f) Courbes de lumière de HS0702 - suite.

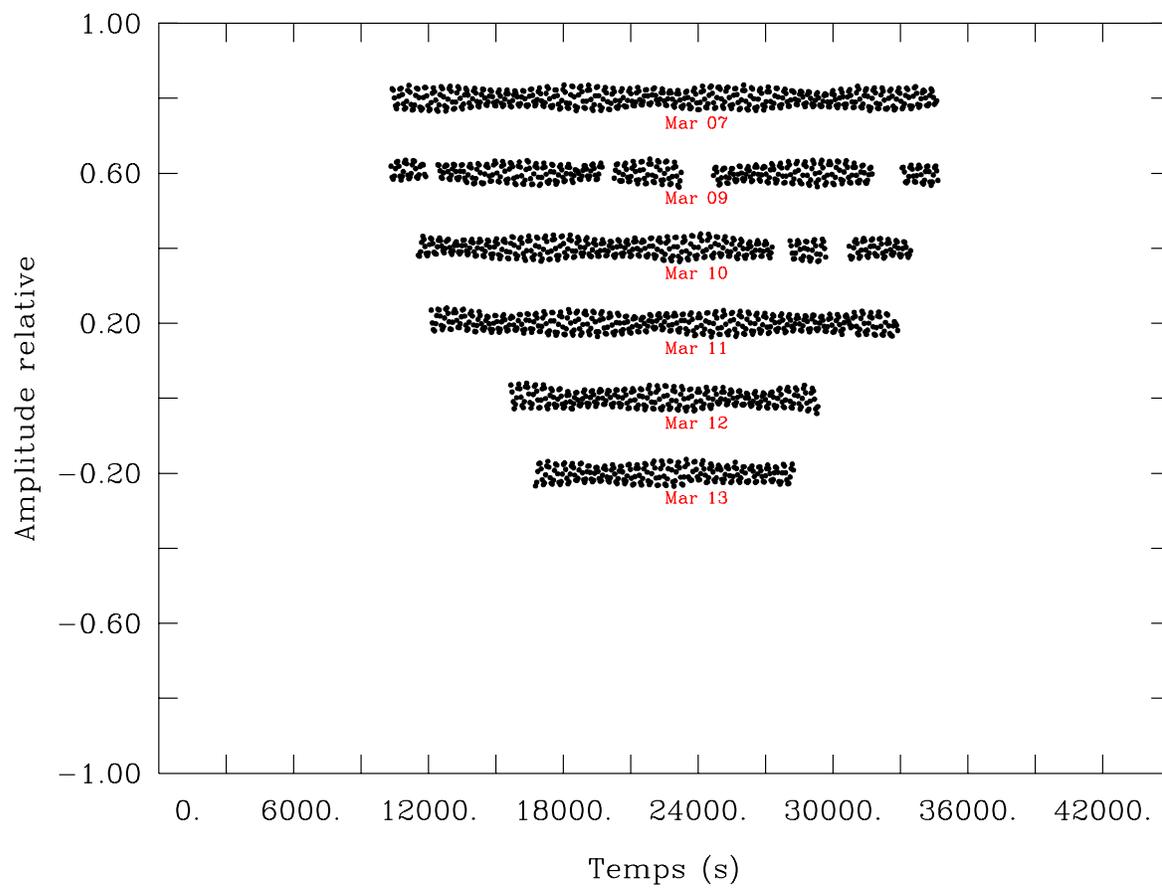


FIGURE 3.9 – (g) Courbes de lumière de HS0702 - suite.

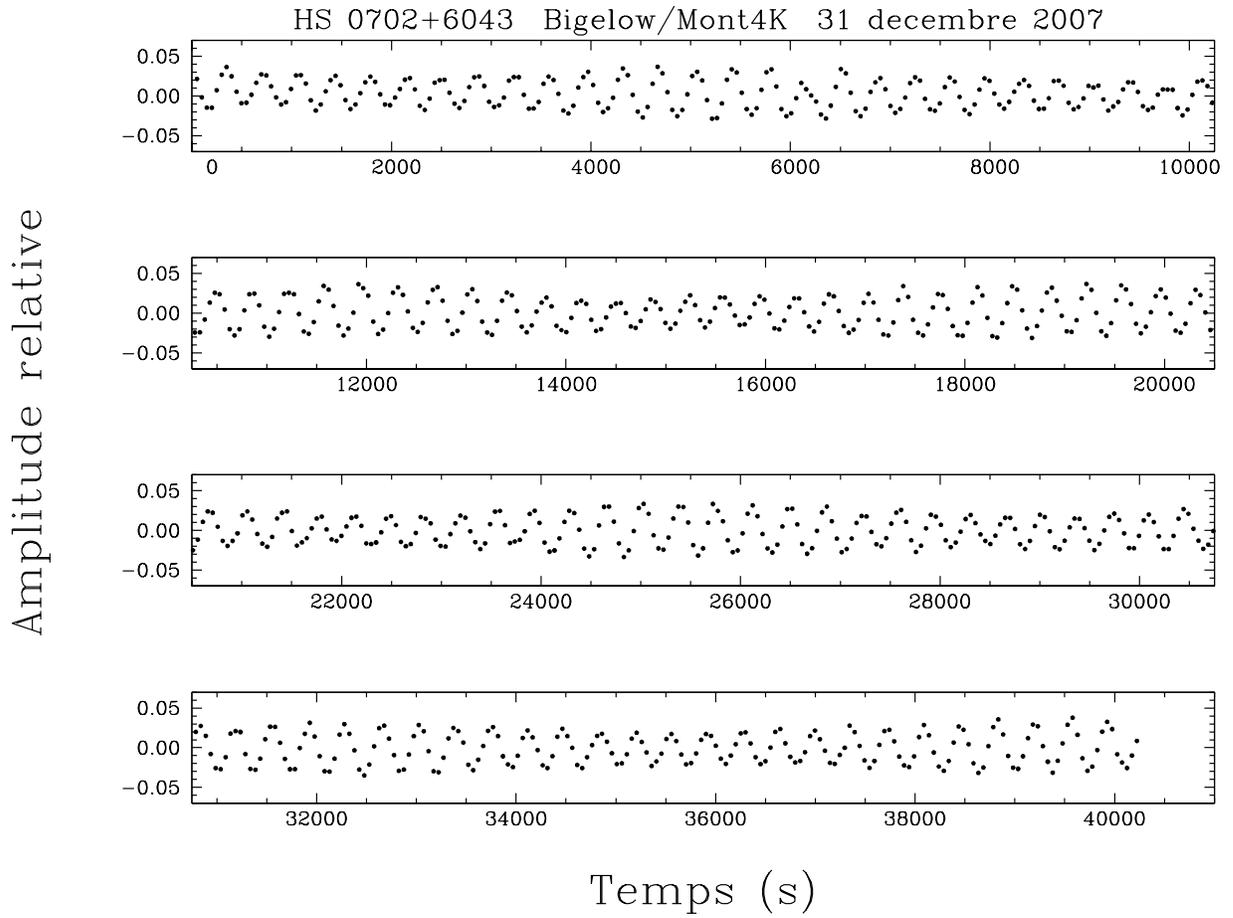


FIGURE 3.10 – Courbe de lumière étendue de la nuit du 31 décembre 2007 qui illustre à la fois les variations de courtes et de longues périodes, respectivement les modes de pression et de gravité.

TABLE 3.2 – Modes isolés pour la totalité de la campagne de HS0702

#	Période (s)	Fréquence (mHz)	Amplitude (%)	Phase (s)	Type
$f_1$	$363.115238 \pm 0.000053$	$2.7539467 \pm 0.0000004$	$2.5325 \pm 0.0223$	$5.08 \pm 0.01$	$p$
$f_2$	$383.288730 \pm 0.000275$	$2.6089992 \pm 0.0000019$	$0.5460 \pm 0.0223$	$281.77 \pm 0.04$	$p$
$f_3$	$383.752434 \pm 0.001186$	$2.6058467 \pm 0.0000081$	$0.1270 \pm 0.0223$	$52.14 \pm 0.18$	$p$
$f_4$	$363.123150 \pm 0.001152$	$2.7538867 \pm 0.0000087$	$0.1171 \pm 0.0223$	$89.67 \pm 0.19$	$p$
$f_5$	$3005.469955 \pm 0.026134$	$0.3327267 \pm 0.0000029$	$0.1073 \pm 0.0068$	$1652.80 \pm 0.06$	$g$
$f_6$	$270.503732 \pm 0.000193$	$3.6968067 \pm 0.0000026$	$0.0905 \pm 0.0052$	$141.69 \pm 0.06$	$p$
$f_7$	$363.105569 \pm 0.001750$	$2.7540200 \pm 0.0000133$	$0.0771 \pm 0.0223$	$197.78 \pm 0.29$	$p$
$f_8$	$181.557399 \pm 0.000060$	$5.5079000 \pm 0.0000018$	$0.0752 \pm 0.0030$	$14.92 \pm 0.04$	$2f_1$
$f_9$	$3408.393738 \pm 0.050804$	$0.2933933 \pm 0.0000044$	$0.0710 \pm 0.0068$	$2459.78 \pm 0.10$	$g$
$f_{10}$	$2869.330681 \pm 0.037431$	$0.3485133 \pm 0.0000045$	$0.0683 \pm 0.0068$	$2314.93 \pm 0.10$	$g$
$f_{11}$	$3678.093276 \pm 0.067539$	$0.2718800 \pm 0.0000050$	$0.0622 \pm 0.0068$	$845.04 \pm 0.11$	$g$
$f_{12}$	$4698.217809 \pm 0.125761$	$0.2128467 \pm 0.0000057$	$0.0545 \pm 0.0068$	$1118.85 \pm 0.12$	$g$
$f_{13}$	$3143.665514 \pm 0.064277$	$0.3181000 \pm 0.0000065$	$0.0477 \pm 0.0068$	$2968.94 \pm 0.14$	$g$
$f_{14}$	$401.825897 \pm 0.003613$	$2.4886400 \pm 0.0000224$	$0.0457 \pm 0.0223$	$319.60 \pm 0.49$	$p$
$f_{15}$	$3278.115302 \pm 0.080488$	$0.3050533 \pm 0.0000075$	$0.0415 \pm 0.0068$	$3147.65 \pm 0.16$	$g$
$f_{16}$	$186.568789 \pm 0.000117$	$5.3599533 \pm 0.0000034$	$0.0411 \pm 0.0030$	$137.13 \pm 0.07$	$f_1+f_2$
$f_{17}$	$416.405257 \pm 0.004683$	$2.4015067 \pm 0.0000270$	$0.0379 \pm 0.0223$	$148.27 \pm 0.59$	$p$
$f_{18}$	$3699.684294 \pm 0.113663$	$0.2702933 \pm 0.0000083$	$0.0374 \pm 0.0068$	$2700.68 \pm 0.18$	$g$
$f_{19}$	$121.038315 \pm 0.000041$	$8.2618467 \pm 0.0000028$	$0.0296 \pm 0.0018$	$70.82 \pm 0.06$	$2f_1+f_2$
$f_{20}$	$552.150627 \pm 0.002219$	$1.8111000 \pm 0.0000073$	$0.0240 \pm 0.0038$	$51.19 \pm 0.16$	$p$
$f_{21}$	$1974.645551 \pm 0.053527$	$0.5064200 \pm 0.0000137$	$0.0226 \pm 0.0068$	$39.94 \pm 0.30$	$g$
$f_{22}$	$1382.781604 \pm 0.028089$	$0.7231800 \pm 0.0000147$	$0.0211 \pm 0.0068$	$115.73 \pm 0.32$	$g$
$f_{23}$	$559.102752 \pm 0.002660$	$1.7885800 \pm 0.0000085$	$0.0205 \pm 0.0038$	$70.52 \pm 0.19$	$p$
$f_{24}$	$777.069206 \pm 0.005661$	$1.2868867 \pm 0.0000094$	$0.0186 \pm 0.0038$	$354.42 \pm 0.20$	$p$
$f_{25}$	$221.046256 \pm 0.000373$	$4.5239400 \pm 0.0000076$	$0.0178 \pm 0.0030$	$211.83 \pm 0.17$	$p$
$f_{26}$	$218.914825 \pm 0.000409$	$4.5679867 \pm 0.0000085$	$0.0160 \pm 0.0030$	$168.59 \pm 0.19$	$p$
$f_{27}$	$119.073040 \pm 0.000109$	$8.3982067 \pm 0.0000077$	$0.0108 \pm 0.0018$	$41.35 \pm 0.17$	$p$
$f_{28}$	$108.640073 \pm 0.000089$	$9.2047066 \pm 0.0000075$	$0.0102 \pm 0.0017$	$9.07 \pm 0.16$	$2f_1+f_6$

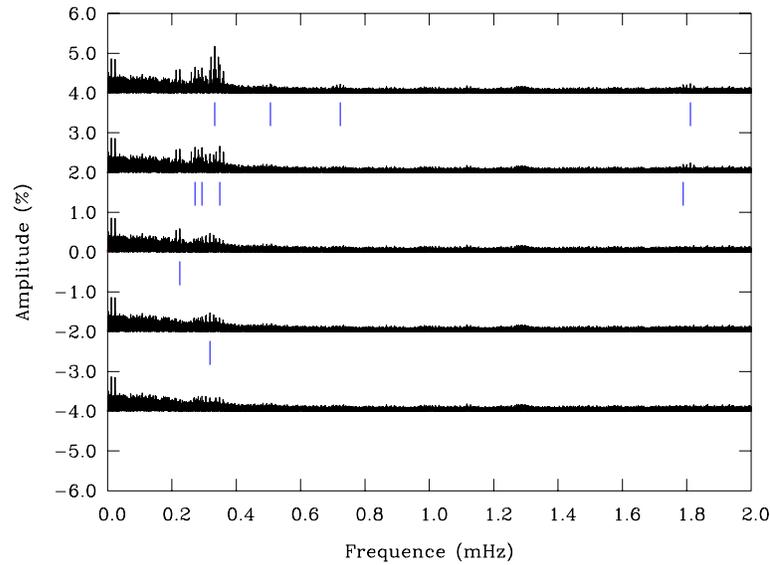


FIGURE 3.11 – *Prewhitening* du spectre de pulsations de HS0702 entre 0 et 2 mHz. On note le complexe des modes  $g$  entre 0.20 et 0.35 mHz, où la plupart des composantes de ce type sont situées. Deux modes  $p$  autour de 1.80 mHz sont aussi détectés.

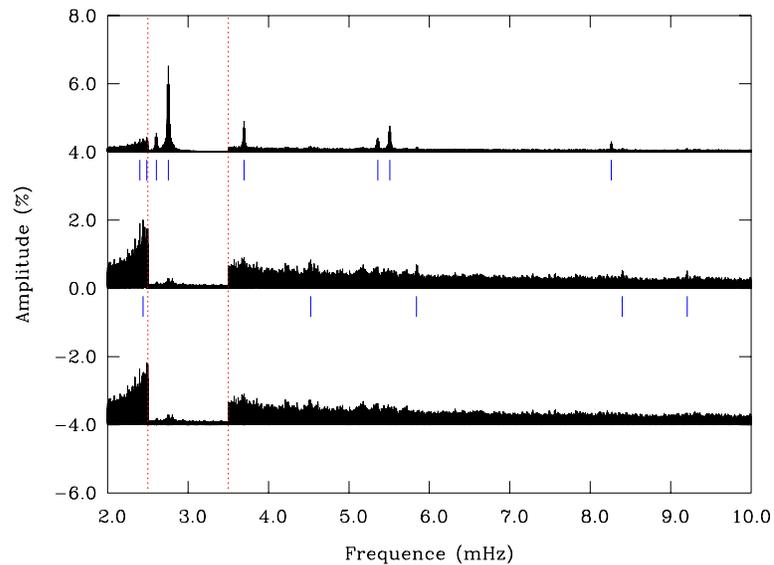


FIGURE 3.12 – *Prewhitening* du spectre de pulsations de HS0702 entre 2 et 10 mHz. On a multiplié l'amplitude des modes n'étant pas entre 2.5 et 3.5 par un facteur 10 afin de bien visualiser ces modes puisque le complexe des modes  $p$  compris entre 2.5 et 3.5 mHz montre des composantes dont les amplitudes sont au moins dix fois plus élevées.

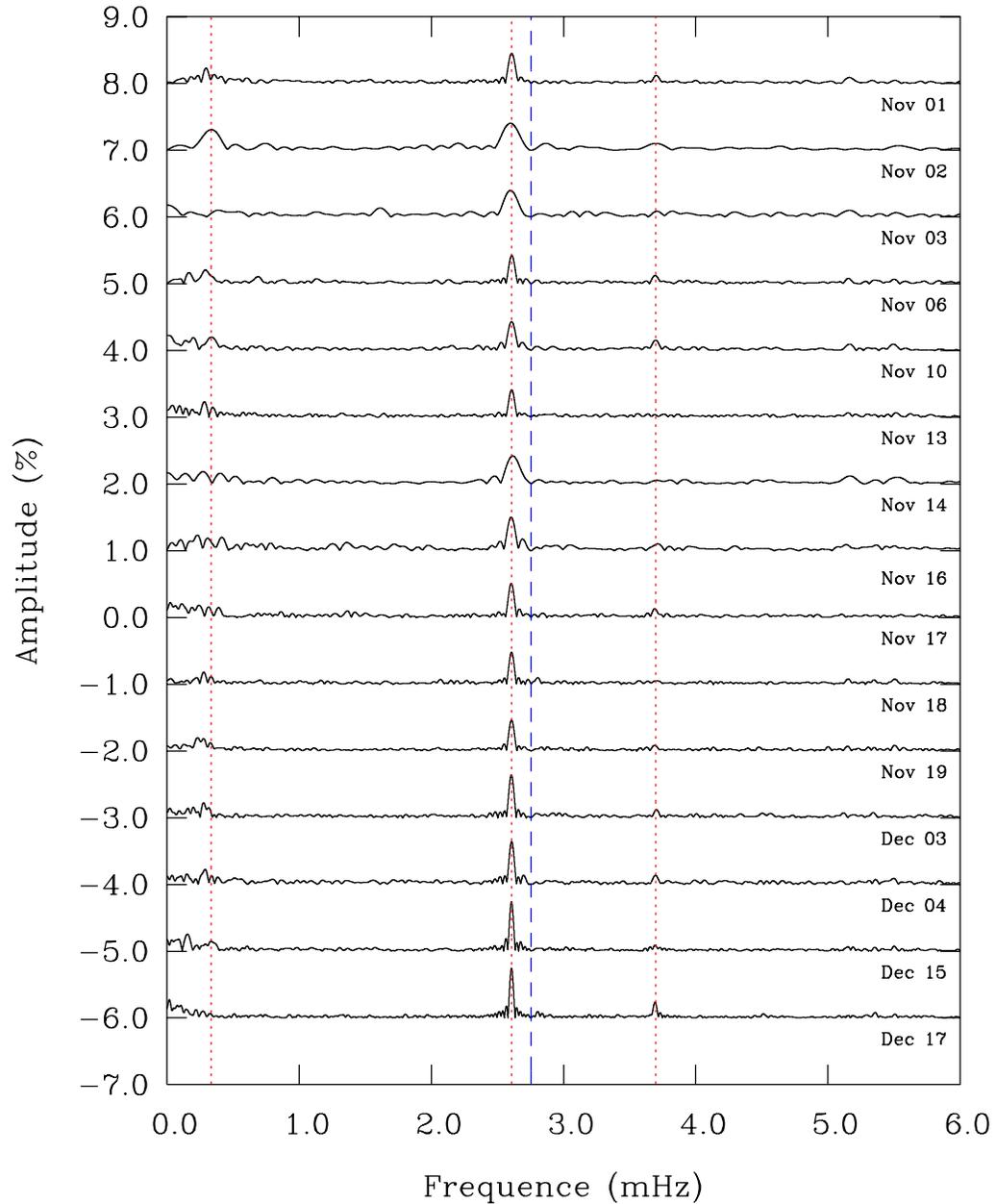


FIGURE 3.13 – (a) Spectres en fréquences obtenus lors de la mission de HS0702 s'étendant du 1<sup>er</sup> novembre 2007 au 14 mars 2008. Ceux-ci sont placés une par-dessus l'autre afin de faciliter la comparaison entre chacun d'eux. La composante d'oscillation principale, le mode  $f_1$ , a été éliminé par la technique de *prewhitening* pour mettre en évidence les variations des autres modes.

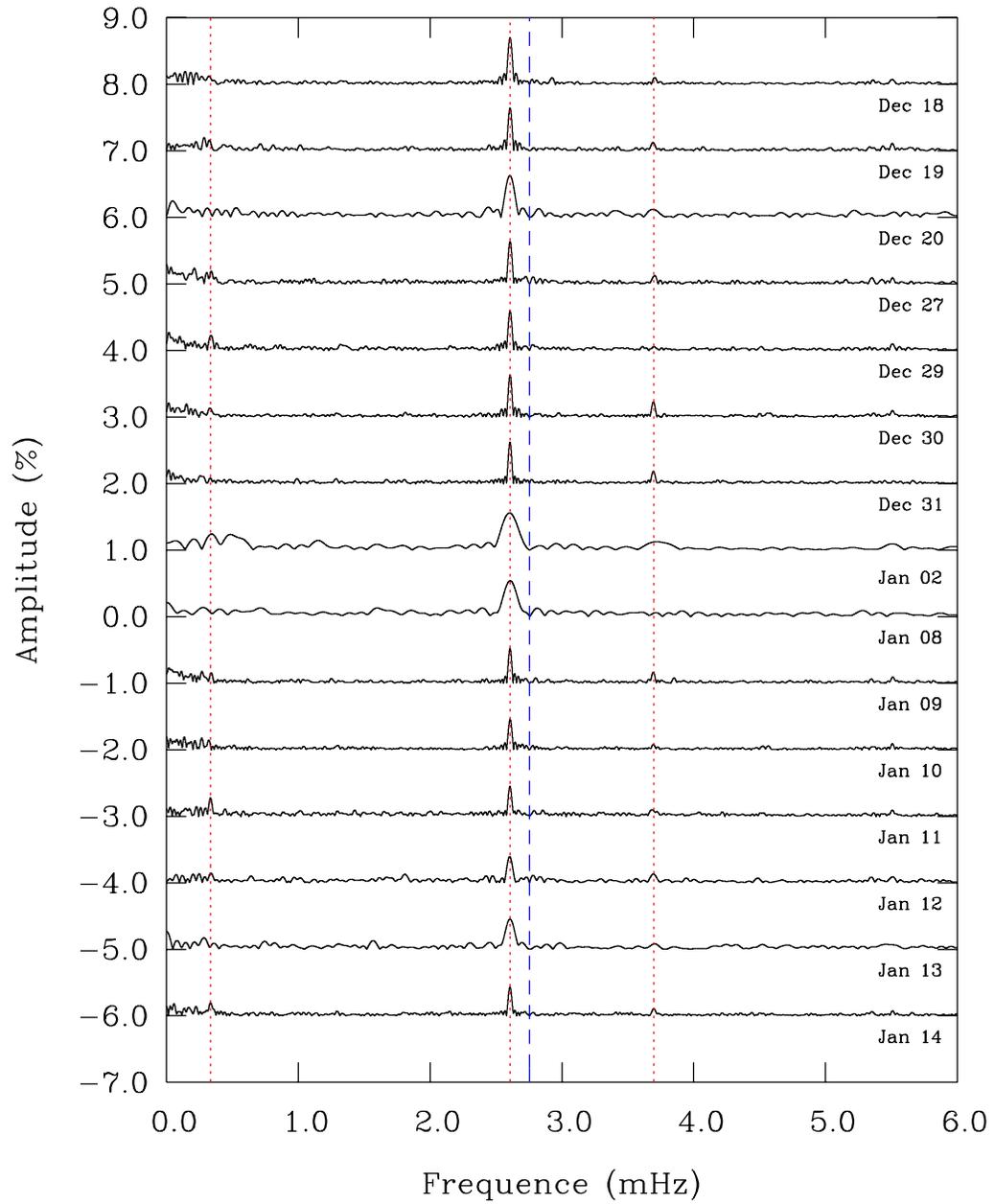


FIGURE 3.13 – (b) Spectres en fréquences de HS0702 - suite.

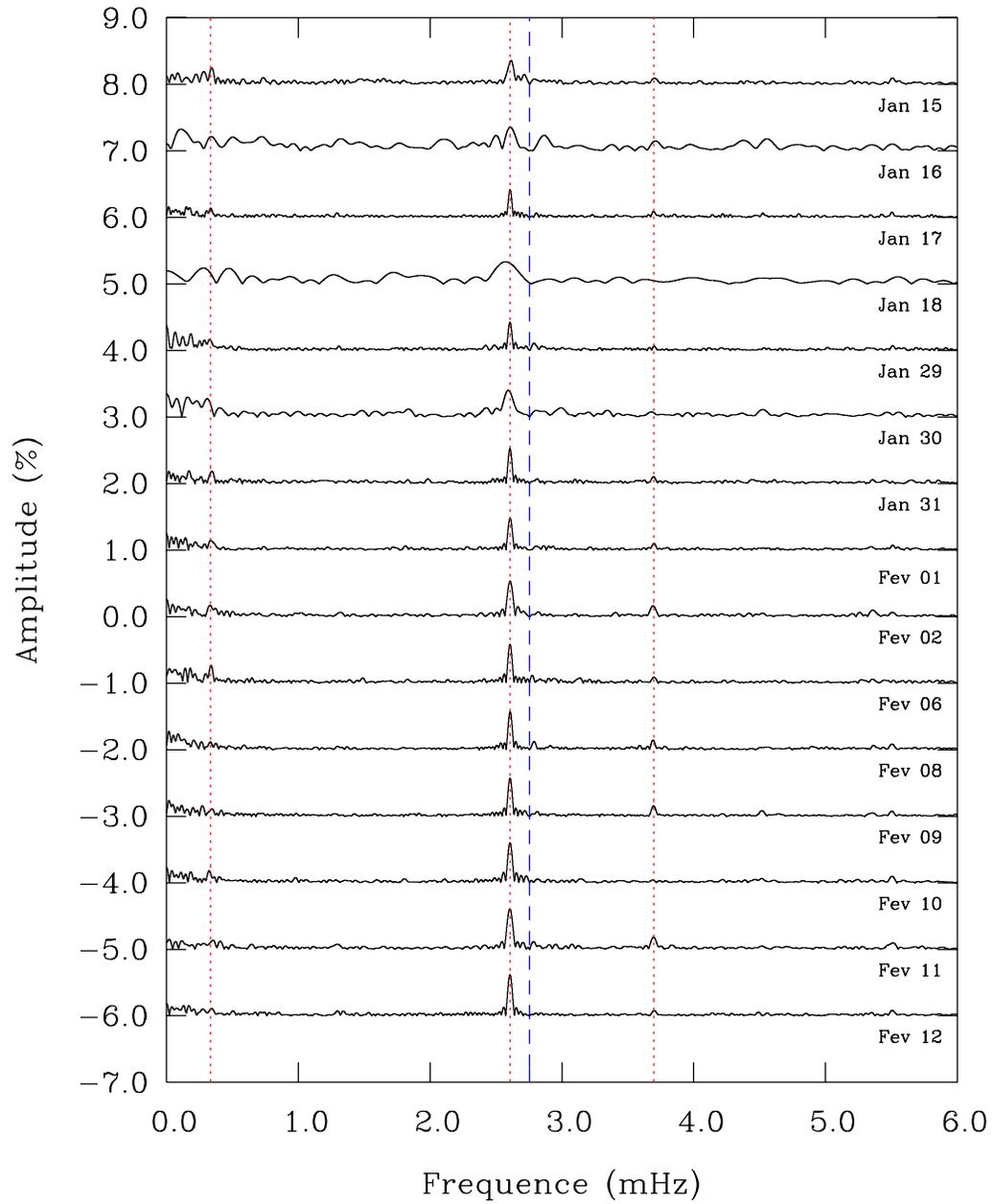


FIGURE 3.13 – (c) Spectres en fréquences de HS0702 - suite.

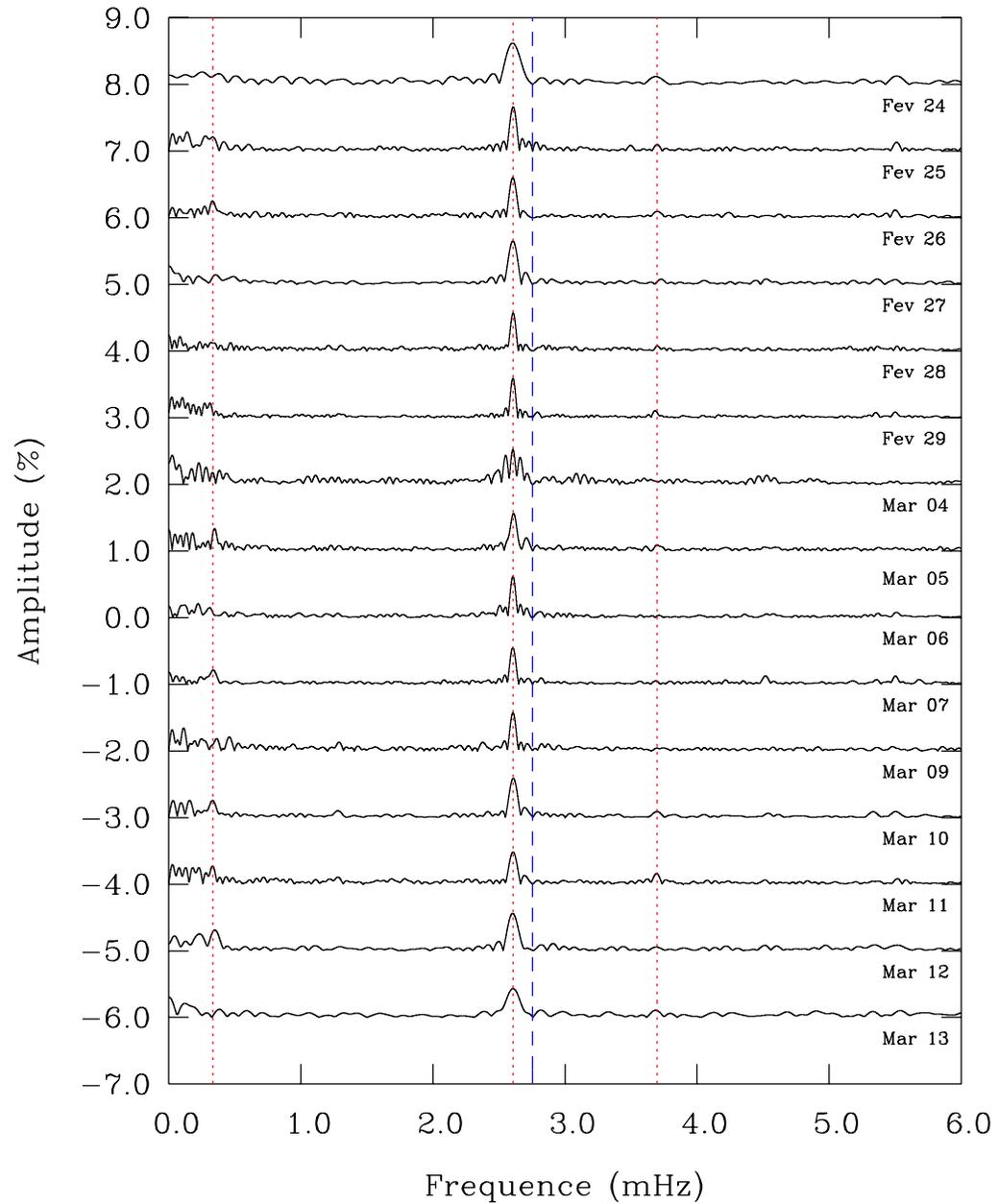


FIGURE 3.13 – (d) Spectres en fréquences de HS0702 - suite.

## Chapitre 4

# Conclusion

Le but de ces travaux était de caractériser le spectre d'oscillations de pulsateurs compacts au moyen de courbes de lumière. En tout, trois de ces objets furent observés au télescope Kuiper de 1.55 m du Steward Observatory (University of Arizona) situé au Mt Bigelow. Une première campagne fut élaborée dans le but d'extraire le plus de modes de pulsation possible pour la sdBV<sub>rs</sub> HS 0702+6043. Les résultats issus de cette mission de longue haleine ont permis de mettre en évidence 28 modes d'oscillation, dont quelques-uns étant fort probablement séparés par la rotation de cette étoile. En outre, on aura pu observer des variations d'amplitude pour certains de ces modes, parfois très importantes, comme dans le cas des modes  $f_2$  et  $f_5$ , parfois plus subtiles tel ce qu'on note pour le mode principal  $f_1$ . Par la suite, deux naines blanches pulsantes au carbone (« Hot DQ »), les étoiles SDSS J220029.08–074121.5 et SDSS J234843.30-094245.3, furent visées par des campagnes de suivi, toujours dans le but d'isoler les composantes de leur spectre de pulsations. Dans le cas de J220029.08–074121.5, on a pu extraire 5 différents modes d'oscillation de son spectre tandis que deux modes furent découverts dans le spectre de SDSS J234843.30-094245.3. À la lumière de ces résultats, on a pu confirmer que ces deux objets font partie d'une nouvelle classe de pulsateurs compacts, les DQV ou Hot DQ pulsantes.

De tels résultats, une fois combinés à des modèles astéroséismologiques, permettront ultimement de sonder l'intérieur de ces objets. En ce qui concerne la sdB HS 0702+6043, pour laquelle

on observe des modes de pression et de gravité, il sera possible d'élaborer un modèle décrivant la structure de cette étoile de la surface jusqu'en son centre. En comparant ce modèle avec ceux d'autres sdB pulsantes hybrides tel Balloon 090100001, on pourra peut-être même être en mesure de comprendre l'évolution de ces objets. Dans le cas des naines blanches pulsantes au carbone, dont certaines montrent un important champ magnétique de quelques millions de gauss, les résultats des campagnes présentées dans ce mémoire pourraient contraindre de futurs modèles qui décriraient les caractéristiques d'un tel champ, et possiblement sa provenance.

# Bibliographie

- Althaus, L. G., García-Berro, E., Córscico, A. H., Miller Bertolami, M. M., & Romero, A. D. 2009, *ApJ*, 693, L23
- Baran, A., Oreiro, R., Pigulski, A., Pérez Hernández, F., Ulla, A., Reed, M. D., Rodríguez-López, C., Moskalik, P., Kim, S.-L., Chen, W.-P., Crowe, R., Siwak, M., Armendarez, L., Binder, P. M., Choo, K.-J., Dye, A., Eggen, J. R., Garrido, R., González Pérez, J. M., Harms, S. L., Huang, F.-Y., Koziel, D., Lee, H.-T., MacDonald, J., Fox Machado, L., Monserrat, T., Stevick, J., Stewart, S., Terry, D., Zhou, A.-Y., & Zola, S. 2009, *MNRAS*, 392, 1092
- Barlow, B. N., Dunlap, B. H., Rosen, R., & Clemens, J. C. 2008, *ApJ*, 688, L95
- Billères, M. & Fontaine, G. 2005, in *ASP Conf. Series*, Vol. 334, 14th European Workshop on White Dwarfs, ed. D. Koester & S. Moehler, 635–638
- Billères, M., Fontaine, G., Brassard, P., Charpinet, S., Liebert, J., & Saffer, R. A. 2000, *ApJ*, 530, 441
- Charpinet, S., Fontaine, G., & Brassard, P. 2009, *Nature*, 461, 501
- Charpinet, S., Fontaine, G., Brassard, P., Chayer, P., Rogers, F. J., Iglesias, C. A., & Dorman, B. 1997, *ApJ*, 483, L123L126
- Charpinet, S., Fontaine, G., Brassard, P., & Dorman, B. 1996, *ApJ*, 471, L103
- Charpinet, S., Fontaine, G., Brassard, P., Green, E. M., & Chayer, P. 2005, *A&A*, 437, 575
- Christensen-Dalsgaard, J. 2003, *Lecture Notes on Stellar Oscillations*

- Cox, J. P. 1980, *Theory of stellar pulsation* (Princeton : Princeton University Press, , 1980)
- Dreizler, S. & Heber, U. 1998, *A&A*, 334, 618
- Dreizler, S., Schuh, S. L., Deetjen, J. L., Edelmann, H., & Heber, U. 2002, *A&A*, 386, 249
- Dufour, P., Fontaine, G., Liebert, J., Williams, K., & Lai, D. K. 2008, *ApJ*, 683, L167
- Dufour, P., Green, E. M., Fontaine, G., Brassard, P., Francoeur, M., & Latour, M. 2009, *ApJ*, 703, 240
- Dufour, P., Liebert, J., Fontaine, G., & Behara, N. 2007, *Nature*, 450, 522
- Dziembowski, W. A., Moskalik, P., & Pamyatnykh, A. A. 1993, *MNRAS*, 265, 588
- Engels, D., Groote, D., Hagen, H.-J., & Reimers, D. 1988, in *ASP Conf. Series, Vol. 2, Workshop on Optical Surveys for Quasars*, ed. P. Osmer & M. M. Phillips, 143–148
- Fontaine, G. & Brassard, P. 2008b, *PASP*, 120, 1043
- Fontaine, G., Brassard, P., & Bergeron, P. 2001, *PASP*, 113, 409
- Fontaine, G., Brassard, P., Charpinet, S., Green, E. M., Chayer, P., Billères, M., & Randall, S. K. 2003, *ApJ*, 597, 518
- Fontaine, G., Brassard, P., Charpinet, S., Green, E. M., Chayer, P., Randall, S., & Dorman, B. 2006, in *SOHO 18/GONG 2006/HELAS I, Beyond the spherical Sun*, ed. K. Fletcher & M. Thompson, *ESASP*, 32.1–32.12
- Fontaine, G., Brassard, P., Charpinet, S., Quirion, P.-O., & Randall, S. K. sous presse
- Fontaine, G., Brassard, P., & Dufour, P. 2008a, *A&A*, 483, L1
- Fontaine, G. & Wesemael, F. 2000, *White Dwarfs (Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics)*
- García, R. A., Turck-Chièze, S., Jiménez-Reyes, S. J., Ballot, J., Pallé, P. L., Eff-Darwich, A., Mathur, S., & Provost, J. 2007, *Science*, 316, 1591

- Gianninas, A., Bergeron, P., & Fontaine, G. 2007, in *PASP*, Vol. 372, 15th European Workshop on White Dwarfs, 577–582
- Goodricke, J. 1784, *Phil. Trans. of the Royal Society of London*, 74, 287
- Green, E. M., Fontaine, G., Reed, M. D., Callera, K., Seitzzahl, I. R., White, B. A., Hyde, E. A., Østensen, R., Cordes, O., Brassard, P., Falter, S., Jeffery, E. J., Dreizler, S., Schuh, S. L., Giovanni, M., Edelmann, H., Rigby, J., & Bronowska, A. 2003, *ApJ*, 583, L31
- Green, E. M., Dufour, P., Fontaine, G., & Brassard, P. 2009, *ApJ*, 702, 1593
- Han, Z., Podsiadlowski, P., Maxted, P. F. L., & Marsh, T. R. 2003, *MNRAS*, 341, 669
- Han, Z., Podsiadlowski, P., Maxted, P. F. L., Marsh, T. R., & Ivanova, N. 2002, *MNRAS*, 336, 449
- Heber, U. 2009, *ARA&A*, 47, 211
- Jeffery, C. S. 2008, *CoAST*, 157, 240
- Jerzykiewicz, M., Handler, G., Shobbrook, R. R., Pigulski, A., Medupe, R., Mokgwetsi, T., Tlhagwane, P., & Rodríguez, E. 2005, *MNRAS*, 360, 619
- Kilkenny, D., Koen, C., O’Donoghue, D., & Stobie, R. S. 1997, *MNRAS*, 285, 640
- Landolt, A. U. 1968, *ApJ*, 153, 151
- Lutz, R., Schuh, S., Silvotti, R., Bernabei, S., Dreizler, S., Stahn, T., & Hügelmeier, S. D. 2009a, *A&A*, 496, 469
- Lutz, R., Schuh, S., Silvotti, R., & Dreizler, S. en préparation
- Lutz, R., Schuh, S., Silvotti, R., Kruspe, R., & Dreizler, S. 2008, *CoAST*, 157, 185
- Lutz, R., Schuh, S., Silvotti, R., Kruspe, R., & Dreizler, S. 2009b, in *CoAST*, Vol. 159, JENAM 2008 Symposium No 4 : Asteroseismology and Stellar Evolution, ed. S. Schuh & G. Handler, 94–96

- Maxted, P. F. L., Heber, U., Marsh, T. R., & North, R. C. 2001, *MNRAS*, 326, 1391
- McGraw, J. T., Liebert, J., Starrfield, S. G., & Green, R. 1979, in *Fourth Annual Workshop on Novae, Dwarf Novae and Other Cataclysmic Variables*, 377–381
- Montgomery, M. H. & O’Donoghue, D. 1999, *Delta Scuti Star Newsletter*, 13, 28
- Montgomery, M. H., Williams, K. A., Winget, D. E., Dufour, P., De Gennaro, S., & Liebert, J. 2008, *ApJ*, 678, L11
- Oreiro, R., Pérez Hernández, F., Ulla, A., Garrido, R., Østensen, R., & MacDonald, J. 2005, *A&A*, 438, 257
- Oreiro, R., Ulla, A., Pérez Hernández, F., Østensen, R., Rodríguez López, C., & MacDonald, J. 2004, *A&A*, 418, 243
- Østensen, R., Solheim, J.-E., Heber, U., Silvotti, R., Dreizler, S., & Edelmann, H. 2001, *A&A*, 368, 175
- Pickering, E. 1881, *Astronomical Register*, 19, 253
- Randall, S. K., Green, E. M., van Grootel, V., Fontaine, G., Charpinet, S., Lesser, M., Brassard, P., Sugimoto, T., Chayer, P., Fay, A., Wroblewski, P., Daniel, M., Story, S., & Fitzgerald, T. 2007, *A&A*, 476, 1317
- Rappaport, S., Podsiadlowski, P., & Horev, I. 2009, *ApJ*, 698, 666
- Ritter, A. 1879, *Ann. Phys. Chem. Neue Folge*, 8, 157
- Saffer, R. A. 2000, *Large Hot Subdwarfs and Extreme Horizontal Branch Stars (Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics)*
- Saio, H. 1993, in *Ap&SS*, Vol. 210, IAU Colloquium 134, 61–72
- Schuh, S., Huber, J., Dreizler, S., Heber, U., O’Toole, S. J., Green, E. M., & Fontaine, G. 2006, *A&A*, 445, L31

- Silvotti, R., Solheim, J.-E., Heber, U., Østensen, R., Dreizler, S., & Edelmann, H. 2001, in ASP Conf. Series, Vol. 226, 12th European Workshop on White Dwarfs, ed. J. M. J. L. Provencal, H. L. Shipman & S. Goodchild, 339–342
- Unno, W., Osaki, Y., Ando, H., Saio, H., & Shibahashi, H. 1989, Nonradial oscillations of stars (Tokyo : University of Tokyo Press, , 1979, 2nd ed.)
- Werner, K. 2000, PG 1159 Stars (Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics)
- Wesemael, F., Greenstein, J. L., Liebert, J., Lamontagne, R., Fontaine, G., Bergeron, P., & W., G. J. 1993, PASP, 105, 761
- Winget, D. E. & Kepler, S. O. 2008, ARA&A, 46, 157
- Winget, D. E., Robinson, E. L., Nather, R. E., & Fontaine, G. 1982, ApJ, 262, L11

# Remerciements

À mes parents Sylvie et Jean-Marc, merci beaucoup pour le soutien que vous m'avez fourni tout au long de mes études. Vous croyiez en moi et y croyez toujours. Je ne saurais souligner votre apport à ce mémoire autrement. Un gros merci aussi à mon copain et collègue Alexandre qui, malgré sa réticence envers l'astronomie, a su m'épauler. C'est grâce à toi que la physique est demeurée ma principale motivation au cours de ma maîtrise. Then I would gladly thank you, Betsy, for your kind support throughout these incredible observation campaigns we have conducted at the Mt Bigelow. I have learned so many things while working with you. It is surely the knowledge I have gained in your company that will help me through my PhD. Finalement, Gilles, merci beaucoup de m'avoir offert de travailler ensemble. J'ai pu voyager et visiter le monde, mais surtout, j'ai pu mener des travaux stimulants et participer à des découvertes qui sait-on, pourrait révolutionner l'astrophysique... stellaire.

## Annexe A

# Présentation de l'article en Annexe

## B

Cette annexe est un article publié dans l'*Astrophysical Journal* en septembre 2009 à propos d'observations de suivi de deux naines blanches de type « Hot DQ », SDSS J220029.08–074121.5 et SDSS J234843.30–094245.3. Cet article présente de nouveaux modes de pulsations pour ces deux objets, permettant ainsi que les inclure dans la catégorie des étoiles naines blanches pulsantes au carbone. Ma contribution aura été de mener une partie de ces observations au télescope de 1.55 m du Mt Bigelow pour ces deux objets.

## Annexe B

# Follow-up Observations of the Second and Third Known Pulsating Hot DQ White Dwarfs

P. Dufour<sup>1,2</sup>, E. M. Green<sup>1</sup>, G. Fontaine<sup>2</sup>, P. Brassard<sup>2</sup>, M. Francoeur<sup>2</sup>, and M. Latour<sup>2</sup>

*The Astrophysical Journal*, 703,240-251

September 2009

---

1. Steward Observatory, University of Arizona, 933 North Cherry Avenue, Tucson, AZ 85721

2. Département de Physique, Université de Montréal, C.P. 6128, Succ. Centre-Ville, Montréal, Québec H3C 3J7, Canada

## B.1 Abstract

We present follow-up time-series photometric observations that confirm and extend the results of the significant discovery made by Barlow et al. that the Hot DQ white dwarfs SDSS J220029.08–074121.5 and SDSS J234843.30–094245.3 are luminosity variable. These are the second and third known members of a new class of pulsating white dwarfs, after the prototype SDSS J142625.71+575218.3. We find that the light curve of SDSS J220029.08–074121.5 is dominated by an oscillation at  $654.397 \pm 0.056$  s, and that the light pulse folded on that period is highly nonlinear due to the presence of the first and second harmonic of the main pulsation. We also present evidence for the possible detection of two additional pulsation modes with low amplitudes and periods of  $577.576 \pm 0.226$  s and  $254.732 \pm 0.048$  s in that star. Likewise, we find that the light curve of SDSS J234843.30–094245.3 is dominated by a pulsation with a period of  $1044.168 \pm 0.012$  s, but with no sign of harmonic components. A new oscillation, with a low amplitude and a period of  $416.919 \pm 0.004$  s, is also probably detected in that second star. We argue, on the basis of the very different folded pulse shapes, that SDSS J220029.08–074121.5 is likely magnetic, while SDSS J234843.30–094245.3 is probably not.

## B.2 Introduction

The existence of a new class of luminosity-variable white dwarfs was confirmed recently by the very important contribution of Barlow et al. (2008) who reported on their discovery of periodic variations in the light curves of two carbon-atmosphere (Hot DQ) stars from the Sloan Digital Sky Survey. This followed the initial discovery of Montgomery et al. (2008) that the Hot DQ white dwarf SDSS J142625.71+575218.3 (hereafter SDSS J1426+5752) shows luminosity variations dominated by a periodicity at 417.7 s along with its first harmonic. That harmonic proved remarkable in that it reached the unusually high amplitude of some 40% of that of the main oscillation. During an engineering run, Barlow et al. (2008) used the Goodman Spectrograph in imaging mode at the 4.1 m SOAR Telescope to monitor in broadband the light curves of two Hot DQ stars not previously investigated by Montgomery et al. (2008). The latter had

found one variable star out of a sample of six objects of this kind. On the basis of 5.80 hr of observations, Barlow et al. (2008) found that SDSS J220029.08–074121.5 (hereafter SDSS J2200–0741) shows strong similarities in its photometric properties with SDSS J1426+5752 in that it displays a light curve dominated by a main oscillation plus its first harmonic. The main oscillation in SDSS J2200–0741 was determined to have a period of about 656 s, and the amplitude of its first harmonic, even more unusually, is nearly comparable to that of the dominant periodicity. Barlow et al. (2008) also found, on the basis of a further 4.71 hr of observations, a significant variation with a period of about 1052 s in the light curve of SDSS J234843.30–094245.3 (hereafter SDSS J2348–0943), but with no sign of a strong harmonic or other periodicities within their detection limit.

The results of Barlow et al. (2008), combined with that of Montgomery et al. (2008), indicate that three Hot DQ white dwarfs, out of a total of eight investigated so far, show periodic luminosity variations. These targets all come from the very small family of nine Hot DQ stars found previously by Dufour et al. (2007, 2008c) in a sample of nearly 10,000 spectroscopically identified white dwarfs. The Hot DQ stars form a newly-discovered and exceedingly rare type of white dwarfs. The preliminary atmospheric analysis carried out by Dufour et al. (2008a) indicates that all the Hot DQ white dwarfs fall in a narrow range of effective temperature, between about 18,000 K and 24,000 K, and that they have atmospheric carbon-to-helium number ratios ranging from 1 to upward of 100. Depending on the exact values of the effective temperature, surface gravity, and envelope/atmosphere chemical composition, Fontaine et al. (2008) demonstrated that low-order and low-degree gravity-mode oscillations could be excited in models of Hot DQ stars in a way very similar to what is encountered in pulsating white dwarfs of the V777 Her and ZZ Ceti types. Pulsational instabilities thus provide a most natural explanation for the luminosity variations seen in some of the Hot DQ stars (and see Fontaine et al. 2009 for more details).

Montgomery et al. (2008) also proposed pulsational instabilities as their preferred explanation for the luminosity variations observed in SDSS J1426+5752, but they alternatively suggested

that these variations could be associated with photometric activity in a carbon analog of AM CVn, the prototype of the helium-transferring cataclysmic variables (see, e.g., Warner 1995 on the properties of AM CVn systems). This was based on the observation that the light curve of SDSS J1426+5752 folded on the dominant periodicity of 417.7 s resembles that of AM CVn itself, exhibiting a flatter maximum than minimum, which is the opposite of what is seen in large amplitude pulsating white dwarfs. The first harmonic in a large amplitude pulsating white dwarf is quite generally nearly in phase with the main mode at light maximum, while it tends to be in antiphase in SDSS J1426+5752 and in AM CVn systems, thus producing the different pulse shapes. We note that Barlow et al. (2008) invoked this pulse shape argument again in their paper, arguing that pulsational instabilities are not necessarily to be preferred over the interacting binary hypothesis as an explanation for the luminosity variations seen in the variable Hot DQ stars. However, in the meantime, Green et al. (2009) have presented a detailed analysis based on follow-up photometric and spectroscopic observations of SDSS J1426+5752. At the end of their exercise, they unequivocally ruled out the interacting binary hypothesis and concluded instead that, indeed, the luminosity variations seen in SDSS J1426+5752 are caused by  $g$ -mode pulsations as in other pulsating white dwarfs. Since their results can readily be generalized to other variable Hot DQ stars, from now on we consider variability in these stars to be caused by pulsational instabilities.

In this paper, we present the results of follow-up CCD photometry in integrated light gathered at the Steward Observatory 1.55 m Kuiper Telescope for both SDSS J2200–0741 and SDSS J2348–0943. Given the importance of the findings of Barlow et al. (2008) in the establishment of a new class of pulsating stars, we felt that rapid confirmation of their results should be given high priority. We thus carried out our observations as soon as we could after learning of the Barlow et al. (2008) results through collaborators. Despite the relative faintness of the target stars,  $g = 17.70$  for SDSS J2200–0741 and  $g = 19.00$  for SDSS J2348–0943, we were able to collect quite useful data. We present our analysis of these data in what follows.

## B.3 SDSS J2200–0741

### B.3.1 Observations

We followed the same procedure as that described in Green et al. (2009) for their follow-up photometric observations of SDSS J1426+5752. Hence, we used the Kuiper/Mont4K combination<sup>3</sup> to gather some 13.29 hr of time-series observations over a baseline of 52.37 h (three consecutive nights). The observations were taken on dark nights through a broadband Schott 8612 filter, and an effective exposure time of 65 s (on average) was used as a compromise between the S/N and the need to adequately sample the luminosity variations reported by Barlow et al. (2008). The data set we obtained for SDSS J2200–0741 is characterized by a formal temporal resolution of 5.30  $\mu$ Hz and a duty cycle of 25.4%. Details of the observations are provided in Table 1.

Figure 1 shows the three nightly light curves that were obtained. The original images were reduced using standard IRAF photometric reduction tasks. We set the photometric aperture size individually for each frame to two times the FWHM in that image, and computed differential light curves of SDSS J2200–0741 relative to the average of three suitable comparison stars well distributed around the target. Final detrending of the effects of differential extinction was made through spline fitting. A zoomed-in view of the light curve gathered on 2008 September 4 is provided in Figure 2. Given the magnitude of the target ( $g = 17.70$ ) and the small aperture of the Kuiper Telescope, the overall quality of the light curves is gratifying. We attribute this to the excellent sensitivity of the CCD, the relatively symmetrical distribution of the reference stars on the sky, and our optimized data pipeline. Without even the benefit of folding, Figures 1 and 2 clearly reveal that the light curve of SDSS J2200–0741 has flatter maxima than minima. This is similar to the behavior of SDSS J1426+5752, as already pointed out by Barlow et al. (2008).

---

3. Please consult the following Web site : <http://james.as.arizona.edu/~psmith/61inch/instruments.html> for more details, if interested.

### B.3.2 Frequency Analysis

The time-series photometry gathered for SDSS J2200–0741 was analyzed in a standard way using a combination of Fourier analysis, least-squares fits to the light curve, and prewhitening techniques (see, e.g., Billères et al. 2000 for more details). Figure 3 shows the Fourier amplitude spectrum of the full data set in the 0–7.5 mHz bandpass (upper curve) and the resulting transforms after prewhitening of two (middle curve) and four frequency peaks (lower curve). Our results reveal that the light curve of SDSS J2200–0741 is dominated by an oscillation with a period of around 654.4 s along with its first harmonic at 327.2 s. The harmonic has an amplitude of nearly 82% of that of the main oscillation, which readily explains the highly nonlinear shape of the light pulses seen in Figures 1 and 2. This is in excellent agreement with, and thus provides a confirmation of, the findings of Barlow et al. (2008). In addition, our higher S/N data also suggest the possible presence of two additional oscillations with low amplitudes and periods of around 577.6 s and 254.7 s, as can be seen in Figure 3. These are not harmonically related to the main pulsation. It is also quite likely that there are additional frequency components in the light curve of SDSS J2200–0741, but we could not detect them due to the finite sensitivity of our observations.

The results of our frequency analysis are summarized in Table 2, where we list the basic characteristics of the four oscillations that we isolated. In addition, Table 2 gives the derived parameters of the second harmonic (218.1 s) of the main periodicity, an oscillation that we uncovered after the fact (see below). Note that the phase given in the table is relative to an arbitrary point in time; in our case, the beginning of the first run on UT 2008 3 September. The uncertainties on the period, frequency, amplitude, and phase of each oscillation listed in the table were estimated with the method put forward by Montgomery & O’Donoghue (1999). We point out, in this context, that the uncertainties on the amplitudes and phases obtained by our least-squares fits during the prewhitening stage were identically the same as those derived with the Montgomery & O’Donoghue (1999) method. A basic quantity in the latter approach is the average noise level in the bandpass of interest. When we computed this mean value from the residual Fourier transform (the lower curve in Figure 3), the mean noise

level in the 0–7.5 mHz interval turned out to be 0.045% of the mean brightness of the star.

Given this noise value, and following standard procedure, our possible detection of the low amplitude 577.6 s periodicity can be seen as a  $3.4\sigma$  ( $0.155/0.045$ ) result. An evaluation of the false alarm probability following the method of Kepler (1993) indicates that there is a  $\sim 9.9\%$  chance that this frequency peak is due to noise, a nonnegligible value. Likewise, our possible detection of the 254.7 s periodicity is a  $3.2\sigma$  ( $0.145/0.045$ ) result. In that case, the false alarm probability rises to  $\sim 27.1\%$ , making the detection even more insecure. However, we note that, outside the very low frequency regime, only these two peaks have amplitudes larger than 3.0 times the mean noise level in the Fourier spectrum given by the middle curve in Figure 3. We also point out that there is a low amplitude peak at  $\sim 3.85$  mHz in the Fourier spectrum shown by Barlow et al. (2008) in their Figure 2 that could be identified with our 254.7 s periodicity, although is not possible to infer the same for the 577.6 s oscillation because it is embedded in the sidelobe structure of the dominant mode in their transform (assuming that it is also present in their data).

### B.3.3 Amplitude and Phase Variations

We investigated the stability of the amplitude and phase of the dominant oscillation (654.4 s) and of its first harmonic (327.2 s) by performing nightly measurements. A clue about possible amplitude variations on a daily timescale is first provided by Figure 4, in which we show a montage of the nightly Fourier amplitude spectra. Although the amplitude of the first harmonic (3.0560 mHz; 327.218 s) does not change significantly as can be judged by the eye, that of the main mode (1.5281 mHz; 654.397 s) clearly varies in relation to the harmonic. For instance, on September 5, the amplitude of the main mode and that of its first harmonic are about equal, while the main mode dominates for the two other nights. Interestingly, similar variations in the amplitude of the main mode are also suggested in the results of Barlow et al. (2008; see their Table 2). In Figure 4, we further indicate the locations of the two other potential periodicities at 577.6 s and 254.7 s, but their amplitudes are so low that possible variations are lost in the noise.

A more quantitative and standard way of measuring the nightly amplitudes and phases is to fix the periods at their values given in Table 2 and simultaneously perform least-squares sine fits with these periods for each nightly run. The outputs are nightly amplitudes and phases with formal estimates of their uncertainties. It is interesting to point out that the formal estimates of the uncertainties on the amplitudes and phases that came out of our least-squares exercise were, again, essentially the same as those obtained through the method of Montgomery & O’Donoghue (1999), which we explicitly used after the fact as a verification.

Figure 5 summarizes our results in the case of the main periodicity found in the light curve of SDSS J2200–0741. The upper panel in the figure displays the amplitudes of the 654.397 s peak along with their formal  $1\sigma$  uncertainties for the three nightly runs. The central dotted horizontal line represents the weighted average of the nightly amplitudes and the horizontal lines above and below the average value give the  $1\sigma$  uncertainty on that value. Likewise, the lower panel illustrates the behavior of the phase. In the latter case, the average value was shifted to zero (since the phase is arbitrary) and ultimately expressed in units of cycle. The equivalent results for the 327.218 s peak are displayed using the same format in Figure 6. As expected, the uncertainties on the amplitudes for a given night are essentially independent of the amplitudes themselves, while the uncertainties on the phases increase with decreasing amplitudes. This is clearly demonstrated by comparing the two figures.

Quite unfortunately, no firm conclusions can be drawn from Figures 5 and 6 about possible amplitude and phase modulations in the light curve of SDSS J2200–0741 on timescales of days, if we take the quantitative results at face value. There is, however, a strong suggestion of, at least, amplitude variation of the main mode, in accordance with the qualitative picture that can be obtained from the nightly Fourier transforms as depicted in Figure 4. These variations in amplitude are probably real, but they need to be confirmed with higher sensitivity measurements. Comparing Figure 5 with Figure 6, there is also the weaker (but interesting) suggestion that the amplitude and phase behaviors of the dominant periodicity may be anti-

correlated with those of its first harmonic. Clearly, however, a longer observational campaign on SDSS J2200–0741 is badly needed to progress on that front.

### B.3.4 Pulse Shape

Following the remarks of Montgomery et al. (2008) on the pulse shape in the light curve of SDSS J1426+5752 and similar observations made by Barlow et al. (2008) about SDSS J2200–0741 and SDSS J2348–0943, we found it instructive to further investigate the question with the help of our data set. Hence, we show in the top panel of Figure 7 our 13.29 h long light curve of SDSS J2200–0741 folded on the main period of 654.397 s. To reach a decent S/N, we distributed the folded amplitudes in 10 different phase bins, each containing 74 points on average. The error bars about each point in the folded light curve correspond to the errors of the mean in each bin. Given that the first harmonic of the 654.397 s mode in the light curve has a very high amplitude, about 82% of that of the main peak (see Table 2), it is not surprising that the pulse shape illustrated in the top panel of Figure 7 is highly nonlinear. This behavior is very similar to that observed in SDSS J1426+5752, as can be seen in Figure 7 of Green et al. (2009), but is even more extreme here due to the higher relative value of the amplitude of the first harmonic. In neither case does the folded light pulse resemble those of typical large amplitude pulsating white dwarfs (and see Montgomery et al. 2008 and Green et al. 2009 for specific examples).

In the middle panel of Figure 7, we again display our folded light curve of SDSS J2200–0741, but only after having prewhitened the data of the first harmonic (327.218 s) of the main periodicity. If higher order harmonics have negligible amplitudes, and if other modes do not interfere in the folding process, the pulse shape in the middle panel should be that of a perfect sinusoid with an amplitude equal to that of the 654.397 s oscillation described in Table 2. Contrary to what Green et al. (2009) found for SDSS J1426+5752 (see their Figure 7), the match between the observed points and the 654.397 s sinusoid (dotted curve) is less than perfect here. The simplest interpretation is that higher order terms have nonnegligible effects on the folded pulse shape, and thus we actively sought for evidence of the presence of the

second harmonic of the main mode as described below.

In the lower panel, we plotted the same template (dashed curve) corresponding to the 654.397 s sinusoid. Properly taking into account the phase difference, we also plotted a sinusoid (dotted curve) with the defining characteristics of the 327.218 s periodicity as given in Table 2. The sum of these two sine waves gives the solid curve, the overall nonlinear pulse shape associated with the 654.397 s oscillation. We replotted this model pulse shape in the upper panel of Figure 7 (now as a dotted curve) so that a direct comparison can be made with the observations. Again, the agreement is less than perfect and could be improved as some of the points fall off the template.

To follow up on this idea of improving the model pulse shape, we went back to the Fourier transform and searched for the possible presence of the second harmonic of the main pulsation. This oscillation would necessarily have a lower amplitude than three times the mean noise level since we did not pick it up in our initial frequency analysis. In this context, Figure 8 shows the Fourier amplitude spectrum of our light curve of SDSS J2200–0741 in the immediate vicinity of where the second harmonic of the 654.397 s periodicity should be, if present with some amplitude. The two vertical lines define the  $\pm 3\sigma$  frequency range in which the second harmonic should occur. Specifically, this range is defined by  $3 \times 1.52813 \pm 3 \times (3 \times 0.00013)$  mHz (see Table 2). As can be seen in the figure, there *is* a peak with an amplitude slightly less than 0.1% that falls in this narrow frequency interval. (See also the dotted vertical line segment in Figure 3 which indicates the position of this peak on another scale.) It has a measured frequency (period) of 4.5851 mHz (218.097 s). As before, we least-squares fitted a sine wave with that frequency to our observational data and obtained the parameters given in Table 2. A statistical analysis would no doubt reveal that the chance occurrence of a peak with an amplitude of  $\sim 0.1\%$  (2.1 times the mean noise level) falling within  $2.3 \mu\text{Hz}$  (the formal resolution is  $5.3 \mu\text{Hz}$ ) of its expected position is quite small. However, in view of the results that we obtained, we felt that such an analysis would be redundant.

Indeed, Figure 9 is a remake of Figure 7, except that, this time, the effects of the newly found  $2.1\sigma$  peak — interpreted as the true second harmonic — are taken into account. In the middle panel, the data points correspond to the folded light curve after prewhitening the contributions of the first (327.218 s) and second (218.097 s) harmonic of the main mode. This time, the data points fall much closer to the 654.397 s sinusoid template. Likewise, our new model pulse shape (dotted curve in the upper panel of Figure 9) is significantly improved at the qualitative level compared to our initial attempt displayed in the upper panel of Figure 7. In addition, it is revealing to point out, from the lower panel of Figure 9, that at phase 1.0, the first harmonic is in antiphase with the main 654.397 s periodicity, while the second harmonic is in phase. This argues strongly against the notion that the 218.097 s peak seen in Figure 8 could be there by chance since its phase would presumably be a random value in that case. Together with the improvements in the model pulse shape, we take this phase correlation as convincing proofs that the second harmonic of the main periodicity has indeed been detected in our data set. It remains to be seen how the pulse shape of the main periodicity detected in the light curve of SDSS J2200–0741 can be explained and modeled in details. Along with the phase/antiphase behavior of its harmonic components, the amplitude hierarchy of 1.00 :0.82 :0.12 poses an interesting challenge to modelers.

## B.4 SDSS J2348–0943

### B.4.1 Observations and Frequency Analysis

We also carried out follow-up photometric observations of SDSS J2348–0943, the second variable star reported by Barlow et al. (2008), and the third known pulsating Hot DQ white dwarf. SDSS J2348–0943 is significantly fainter than SDSS J2200–0741 ( $g = 19.00$  versus  $g = 17.70$ ), and is not well located in the sky for observations taken at Mount Bigelow, since it transits in the bright Tucson sky to the south. Anticipating the need to build up sufficiently the S/N, we requested and were allocated 17 nights of observing time in the fall trimester of 2008. We were able to gather useful data during ten of those nights. Table 3 gives the details. Altogether, we accumulated some 50.19 hr of observations over a moderately long timebase

(1222 h, from October 1 through November 21). This corresponds to a low duty cycle of 4.1%, but to a relatively high temporal resolution of  $0.23 \mu\text{Hz}$ . As before, all images were taken through a broadband Schott 8612 filter. An effective exposure time of about 69 s (on average) was chosen, and the large field of view of the Mont4K allowed us to use nine comparison stars for reduction purposes. This proved important for such a faint target embedded in a relatively bright background.

Figure 10 is a montage showing the ten nightly light curves that were gathered. Naturally, the noise is substantially larger than what we obtained for the brighter SDSS J2200–0741 (see Figure 1), but the variability of SDSS J2348–0943 is nevertheless obvious in the plot. A zoomed-in view of the light curve gathered on 2008 October 28 is provided in Figure 11. In that case, the noise masks the pulse shape of any dominant periodicity. Following our standard approach, we were able to extract a significant pulsation and a probable one in the light curve of SDSS J2348–0943. Their characteristics are summarized in Table 4 where, this time, the phase refers to the beginning of the first run on UT 2008 October 1. The first of these pulsations, the dominant one in amplitude, has a period of  $1044.168 \pm 0.012$  s, and clearly corresponds to the single  $\sim 1052$  s oscillation reported by Barlow et al. (2008) in their paper. Our derived amplitude for that mode,  $0.81 \pm 0.07$  %, is also compatible with theirs. In addition, due to the higher sensitivity of our data set, we likely uncovered a new mode with a low amplitude and with a period of  $416.919 \pm 0.004$  s which is not harmonically related to the first one. Interestingly, we found no sign of a strong first harmonic component of the main periodicity, contrary to what is seen in SDSS J1426+5752 and SDSS J2200–0741.

The upper curve in Figure 12 illustrates the Fourier amplitude spectrum of our entire data set in the 0–5 mHz bandpass. The other two transforms depict the prewhitening sequence. After removal of the two periodicities listed in Table 4, the mean noise level found in the residual transform (lower curve in Figure 12) corresponds to 0.088% of the mean brightness of the star. According to the standard criterion, this implies that the detection of the 416.919 s periodicity is a  $0.362/0.088 = 4.1\sigma$  result. Taking into account the number of available frames, we estimate

that the false alarm probability for that periodicity is  $\sim 0.6\%$ , sufficiently small in our view for claiming a probable detection. For its part, the 1044.168 s signal is a  $9.2\sigma$  detection, its false alarm probability is virtually equal to zero, and there is no doubt at all about its reality. Finally, we wish to point out that the estimates of the uncertainties on the amplitudes and phases that we obtained from our least-squares exercise in the prewhitening process turned out to be about 10% smaller than the estimates based on the Montgomery & O’Donoghue (1999) method, contrary to what we found for the brighter SDSS J2200–0741, for which the two approaches gave identically the same results. We adopted the more conservative estimates based on the Montgomery & O’Donoghue (1999) method in the data reported in Table 4, but we also report in parentheses in that table the estimates based on the least-squares approach.

#### B.4.2 Amplitude and Phase Variations

In a similar manner as described above for SDSS J2200–0741, we investigated the possibility of detecting amplitude and phase modulations on timescales of days by making nightly measurements. Before presenting the results of this exercise, we draw attention to Figure 13, which shows the Fourier transforms of four representative nights. This plot does suggest possible amplitude variations in the two modes that we have isolated. However, the level of noise in each nightly transform is rather high, which makes it difficult to be entirely convinced of the reality of these variations. We point out, however, that the light curve of SDSS J2348–0943 was completely flat as far as we could judge in real time at the telescope during the night of November 2. And indeed, the Fourier amplitude spectrum of that night (lower curve in Figure 13) is entirely consistent with noise. This was rather striking as we could always see some variations in real time during the other nights. And yet, there was nothing peculiar to report about the night of November 2 in terms of weather or equipment performance.

Figure 14 summarizes our results for the daily measurements of the amplitude and phase of the dominant 1044.168 s pulsation in the light curve of SDSS J2348–0943. The format is the same as that used in Figure 5 above. As before, we used the Montgomery & O’Donoghue (1999) method for estimating the uncertainties on the nightly values of the amplitude and

phase. In the upper panel, there is a hint of amplitude variation, particularly over the seven consecutive nights from October 27 to November 2. As extreme cases, the amplitude of the 1044.168 s periodicity reached a maximum value of  $0.939 \pm 0.147\%$  during the night of October 29, and it dropped to the smallest observed value of  $0.343 \pm 0.157\%$  on November 2 when no obvious brightness variations could be seen at the telescope. In comparison, within the estimated uncertainties, the phase of the 1044.168 s oscillation appears fairly stable. We suspect that amplitude modulations on timescales of days probably occur for the 1044.168 s mode. Quite possibly, phase modulations also occur, but the accuracy with which the phase can be measured is insufficient to be certain.

In the case of the 416.919 s oscillation, as depicted in Figure 15, the amplitude appears not to vary significantly, but we note that the relative errors are huge. The results for the phase are more puzzling, but we suspect in this case that the formal uncertainties may have been underestimated. Certainly no firm conclusions can be drawn here. As discussed briefly below, there is interest in determining if, indeed, the pulsations in both SDSS J2200–0741 and SDSS J2348–0943 really display amplitude and phase variations. To reach that goal, higher sensitivity observations will need to be gathered. In the specific case of SDSS J2348–0943, a week of 4-m telescope time would probably be needed to derive nightly measurements with sufficient accuracy.

### B.4.3 Pulse Shape

The question of the folded pulse shape in SDSS J2348–0943 has been raised by Barlow et al. (2008), and we return to it with the help of our higher sensitivity data set. Figure 16 shows our 50.19 h long light curve of SDSS J2348–0943 folded on the main periodicity of 1044.168 s. In order to reach an adequate S/N, we distributed the folded amplitudes in 10 distinct phase bins, each containing 263 points on average. What Figure 16 reveals is that, within our measurement errors, the pulse shape of the 1044.168 s periodicity is perfectly linear, i.e., sinusoidal. This is in line with the fact that no harmonics of that oscillation have been detected in our data set. This is in marked contrast to what has been found in the light curves of both SDSS

J1426+5752 (Montgomery et al. 2009; Green et al. 2009) and SDSS J2200–0741 (Barlow et al. 2008; this work) where the first harmonic boasts an amplitude that is a very large fraction of the amplitude of the main oscillation, thus producing a highly nonlinear pulse shape.

Given the fact that nonlinear pulse shapes have been found for the dominant mode in both SDSS J1426+5752 and SDSS J2200–0741, it becomes interesting to search for the possible presence of the first harmonic of the main 1044.168 s periodicity, a harmonic that could perhaps be buried in the noise. This is similar in spirit to the procedure we followed above to uncover the second harmonic of the 654.397 s oscillation in SDSS J2200–0741. Our search is summarized in Figure 17 which shows the Fourier amplitude spectrum of our light curve of SDSS J2348–0943 in the immediate vicinity of where the first harmonic of the 1044.168 s periodicity should occur, if present with some amplitude. As in Figure 8, the two vertical lines define the  $\pm 3\sigma$  frequency range about the first harmonic. Specifically, this range is defined by  $2 \times 0.95770 \pm 3 \times (2 \times 0.00001)$  mHz (see Table 4). Given that the resolution ( $0.23 \mu\text{Hz}$ ) in our SDSS J2348–0943 data set is much better than that ( $5.30 \mu\text{Hz}$ ) obtained in our shorter time series for SDSS J2200–0741, the accuracy achieved in frequency is noticeably higher, and this is reflected in the range of frequencies plotted in Figure 17 compared to the range illustrated in Figure 8. The frequency range ratio, 0.2 :0.009, from Figure 8 to Figure 17, corresponds approximately to the resolution ratio, 5.30 :0.23, between our two data sets. This was chosen in order to have approximately the same scale for the band of expected harmonic frequency in both figures.

Contrary to what was found in Figure 8, Figure 17 now reveals that there is *no* peak with any significant amplitude in the frequency interval where the first harmonic should be found. To be fair, there is a tiny peak with a formal least-squares amplitude of  $0.043 \pm 0.071\%$ . This corresponds to a relative amplitude of about 5% of the amplitude of the 1044.168 s oscillation, but the uncertainties allow a “true” amplitude that could very well be close to zero. To reinforce this result, Figure 18 illustrates the outcome of another folding exercise in which our light curve of SDSS J2348–0943, prewhitened of the two periodicities listed in Table 4,

has been folded on the period (522.084 s) of the potential first harmonic. In sum, within the uncertainties, our data show no detectable sign of an oscillation at the frequency of the first harmonic of the main 1044.168 s mode, implying that the pulse shape of that mode must be sinusoidal. At most, the amplitude of such a harmonic could reach only a few percent of the amplitude of the main component, not nearly enough to distort the pulse shape to the extent seen in SDSS J1426+5752 and SDSS J2200–0741.

In view of this, we found the result of Barlow et al. (2008) on the pulse shape of SDSS J2348–0943 to be somewhat puzzling and worthy of further investigation. Indeed, in their Figure 5, these authors illustrate a nonlinear pulse shape for the 1044 s periodicity and use this, among other things, to argue against the pulsational instabilities interpretation. What is puzzling is how they could find a nonsinusoidal pulse shape in the absence of harmonics with significant amplitudes. In both our and their data sets, harmonics of the 1044 s oscillation have not been detected. In such circumstances, the folded light curve has to be an essentially perfect sinusoid, *unless* other modes interfere in the folding process. Such interference becomes possible, particularly for short runs, if the contributions of the other modes are not prewhitened before the folding process. Since Barlow et al. (2008) obtained only two rather short time series on SDSS J2348–0943 (7446 s on June 28 and 9520 s on July 31 2008, according to their Table 1), this constitutes a clue on which to base a possible explanation for the small mystery posed by their Figure 5. We risk the suggestion that the nonsinusoidal pulse shape reported by Barlow et al. (2008) for the main oscillation seen in SDSS J2348–0943 is due to the combination of their short run and their neglect of the effects of the 416.919 s mode, and not to nonlinear effects.

## B.5 Discussion and Conclusion

We have presented the results of follow-up photometric observations of SDSS J2200–0741 and SDSS J2348–0943 obtained in reaction to the discovery of Barlow et al. (2008) that those two Hot DQ stars display luminosity variations that are typical of *g*-mode oscillations in white dwarfs. Their discovery made these stars the second and third known specimens of a new class

of pulsating white dwarfs after the GW Vir, V777 Her, and ZZ Ceti types (see, e.g., Fontaine & Brassard 2008), with SDSS J1426+5752 as the prototype (Montgomery et al. 2008). Our observations were gathered in integrated light using the Kuiper/Mont4K combination at the Steward Observatory Mount Bigelow Station. By gathering some 13.29 h of photometry on SDSS J2200–0741 ( $g = 17.70$ ) and some 50.19 h on SDSS J2348–0943 ( $g = 19.00$ ), we were able to reach a higher sensitivity than was possible in the discovery runs of Barlow et al. (2008).

Our results both reinforce and go beyond those of Barlow et al. (2008). We confirm that SDSS J2200–0741 has a light curve dominated by a periodicity at  $654.397 \pm 0.056$  s along with its first harmonic ( $327.218 \pm 0.017$  s), in agreement with Barlow et al. (2008). The amplitude of the harmonic is unusually large —  $\sim 82\%$  of the amplitude of the main oscillation — for a pulsating white dwarf, and explains the highly nonlinear pulse shape of the light curve when folded on the main period of 654.397 s. In addition, we uncovered evidence for the presence of three new oscillations with low amplitudes, one being the second harmonic of the main oscillation, and two others not harmonically related to that same oscillation. Those two correspond, presumably, to two independent pulsation modes. The first one has a period of  $577.576 \pm 0.226$  s and corresponds to a  $3.4\sigma$  result, while the second one has a period of  $254.732 \pm 0.048$  s and is a  $3.2\sigma$  detection according to the standard criterion. Given that the false alarm probability is not negligible for these oscillations ( $\sim 9.9\%$  and  $\sim 27.1\%$ , respectively), we consider these periodicities as possible detections only. Higher sensitivity observations are needed to confirm their reality. The characteristics of the five oscillations we isolated in SDSS J2200–0741 are summarized in Table 2.

We further confirm Barlow et al.’s (2008) result that the light curve of SDSS J2348–0943 is dominated by an oscillation with a period of  $1044.168 \pm 0.012$  s ( $\sim 1052$  s in their data set). However, contrary to their findings, our light curve folded on the period of 1044.168 s shows no sign of nonlinearities. Within our measurement errors, the pulse shape is, in fact, perfectly sinusoidal. We explicitly searched for the possible presence of the first harmonic of the main mode, but concluded that, if present at all, its amplitude could only reach a few percent of

the amplitude of the 1044.168 s oscillation, quite insufficient to distort appreciably the folded light pulse. We also uncovered evidence for the presence of a new pulsation mode in SDSS J2348–0943, one with a period of  $416.919 \pm 0.004$  s and a low amplitude corresponding to a  $4.1\sigma$  detection according to the standard criterion. The false alarm probability in this case is estimated to be around 0.6%, sufficiently small for us to claim a probable detection. We suggest that the effects of that extra mode, not removed through prewhitening in the Barlow et al. (2008) data, combined with the short durations of their runs might be responsible for the nonsinusoidal 1052 s pulse shape that they discuss in their paper. The characteristics of the two oscillations we isolated in SDSS J2348–0943 are summarized in Table 4.

We investigated the stability of the amplitudes and phases of the largest amplitude frequency components that were found in the light curves of SDSS J2200–0741 and SDSS J2348–0943. Unfortunately, the measurements of the nightly amplitudes and phases suffer from rather large uncertainties because of the noise level in the light curves of these faint targets. We cannot therefore conclude with any certainty about the reality of possible amplitude and phase modulations over timescales of days. However, we note that for the dominant oscillation in both target stars, 654.397 s in SDSS J2200–0741 and 1044.168 s in SDSS J2348–0943, Figures 5 and 14 suggest, respectively, the strong possibility of amplitude modulation. This needs to be confirmed with higher sensitivity measurements.

It is instructive at this point to combine the results of Green et al. (2009) on the first known pulsating Hot DQ white dwarf, SDSS J1426+5752, with those of the present paper. Green et al. (2009) found that the light curve of SDSS J1426+5752 is dominated by a periodicity at 417.707 s along with its first harmonic, in agreement with the discovery paper of Montgomery et al. (2008). The amplitude of the harmonic component is some 30% of that of the dominant oscillation, leading to a highly nonlinear pulse shape for that periodicity. In addition, again in agreement with the findings of Montgomery et al. (2008), Green et al. (2009) found that the first harmonic is in antiphase with the main component at light maximum leading to a flat maximum and a sharp minimum in the pulse shape (and see their Figure 7). While this

behavior is contrary to what is seen in large amplitude pulsating white dwarfs of well known types (whose pulse shape are quite generally characterized by flat minima and sharp maxima), Green et al. (2009) argued that the unusual pulse shape seen in SDSS J1426+5752 should not be taken as evidence against pulsations as the source of the luminosity variations. And indeed, these authors pointed out that there exist isolated pulsating stars, the large amplitude roAp stars, with pulse shapes reminiscent of those of SDSS J1426+5752. Green et al. (2009) further pointed out that there is one thing in common between roAp pulsators and the white dwarf SDSS J1426+5752 (and see Dufour et al. 2008b) : a large scale magnetic field sufficiently important in both cases to disrupt the atmospheric layers and influence the pulsations there. Hence, the suggestion was made that the magnetic field could be responsible for the unusual pulse shape (relative to known pulsating white dwarfs of the GW Vir, V777 Her, and ZZ Ceti types, all of which being nonmagnetic) observed in the light curve of SDSS J1426+5752.

The photometric properties of SDSS J2200–0741 are very similar to those of SDSS J1426+5752. In particular, its light curve is dominated by the contribution of a periodicity at 654.397 s along with that of its first harmonic which has an amplitude equal to 82% of that of the main component. This leads to an even more extreme case of a highly nonlinear pulse shape, compared to SDSS J1426+5752, when the light curve is folded on the period of 654.397 s. Moreover, we found that the first harmonic is in antiphase with the main oscillation at phase 1.0 (see Figures 7 and 9 above), and this leads to a pulse shape similar to that seen in SDSS J1426+5752, i.e., with a flat maximum and a sharp minimum. In contrast, the pulse shape of the dominant oscillation in the light curve of SDSS J2348–0943 appears perfectly sinusoidal, with no detectable sign of its first harmonic. In view of the suggestion of Green et al. (2009) about the magnetic field origin of the unusual pulse shape seen in SDSS J1426+5752, this implies that that SDSS J2200–0741 is also probably magnetic, while SDSS J2348–0943 is not. This goes in the same direction as the prediction made by Dufour et al. (2008a) on the basis of purely spectroscopic arguments.

As it turns out, SDSS J2200–0741 and SDSS J2348–0943 are the only two known Hot DQ

stars for which follow-up spectroscopy has not yet been carried out (see Dufour et al. 2009 for a report on the others). One of us (P.D.) has developed an ongoing program at the MMT to gather higher quality optical spectra than available in the SDSS archives, and it is through this program that a large scale magnetic field of 1.2 MG was detected in SDSS J1426+5752 (Dufour et al. 2008b). The large scale field produces a distinct signature on the spectrum through Zeeman splitting (see, e.g., Figure 12 of Green et al. 2009). Unfortunately, possibly through some small cosmic conspiracy, the night of MMT time allocated to observe SDSS J2200–0741 and SDSS J2348–0943 in 2008 September was lost to bad weather. These are obvious targets for next season, but, in the meantime, we present Figure 19, which compares the available SDSS spectra of the three known pulsating Hot DQ white dwarfs. What Zeeman splitting produces at this level of accuracy is a significant broadening of the absorption lines (CII features here). Taking into account the different S/N of the spectra (due to the different magnitudes of the targets), it is clear that the spectrum of SDSS J2200–0741 resembles that of the known magnetic star SDSS J1426+5752. In contrast, the absorption lines in the spectrum of SDSS J2348–0943 have distinctly sharper cores than in the two other spectra. This comforts us in our prediction that SDSS J2200–0741 is likely to be magnetic like SDSS J1426+5752, and SDSS J2348–0943 is probably not. We are eager to return to the MMT to find out for sure.

If indeed SDSS J2200–0741 turns out to be a magnetic star, it will become, because of its relative brightness, the best test bed for the idea that some of these stars could be white dwarf analogs of roAp stars. In a roAp object, amplitude modulation is associated with the rotation of the star (see, e.g., Kurtz 1990). The pulsations align themselves along the magnetic field axis which is itself inclined with respect to the rotation axis of the star. The viewing aspect of the pulsations thus changes periodically with rotation, which produces amplitude modulation of a given mode. It will therefore be of utmost interest to verify whether rotationally-induced amplitude modulation can be observed in SDSS J2200–0741, which would make it a true white dwarf equivalent of a roAp star.

Finally, we point out that the Hot DQ white dwarfs remain as puzzling as ever. According to

Dufour et al. (2009), at least four (and perhaps six) of the ten known Hot DQ's are magnetic. This is much higher than the proportion of about 10% found in the normal population of white dwarfs according to Liebert et al. (2003). And if we are correct in the interpretation presented in this paper, there are three pulsating Hot DQ stars out of a sample of eight investigated so far, two of which are magnetic and the other not.

This work was supported in part by the NSERC of Canada. P. Dufour is a CRAQ postdoctoral fellow. G. Fontaine also acknowledges the contribution of the Canada Research Chair Program.

## B.6 References

- Barlow, B.N., Dunlap, B.H., Rosen, R., & Clemens, J.C. 2008, *ApJ*, 688, L95
- Billères, M., Fontaine, G., Brassard, P., Charpinet, S., Liebert, J., & Saffer, R.A. 2000, *ApJ*, 530, 441
- Dufour, P., Liebert, J., Fontaine, G., & Behara, N. 2007, *Nature*, 450, 522
- Dufour, P., Liebert, J., Fontaine, G., & Behara, N. 2008a, *ASP Conf. Ser.*, 391, 241
- Dufour, P., Fontaine, G., Liebert, J., Schmidt, G.D., & Behara, N. 2008b, *ApJ*, 683, 978
- Dufour, P., Fontaine, G., Liebert, J., Williams, K.A., & Lai, D.K. 2008c, *ApJ*, 683, L167
- Dufour, P., Liebert, J., Swift, B., Fontaine, G., & Sukhbold, T. 2009, *J. Phys. Conf. Ser.*, 172, 012012
- Fontaine, G., & Brassard, P. 2008, *PASP*, 120, 1043
- Fontaine, G., Brassard, P., & Dufour, P. 2008, *A&A*, 483, L1
- Fontaine, G., Brassard, P., Dufour, P., Green, E.M., & Liebert, J. 2009, *Phys. Conf. Ser.*, 172, 012066
- Green, E.M., Dufour, P., & Fontaine, G. 2009, *ApJ*, in press (arXiv :0907.2153)
- Kepler, S.O. 1993, *Bal. Astron.*, 2, 515
- Kurtz, D.W. 1990, *ARA&A*, 28, 607
- Liebert, J., Bergeron, P., & Holberg, J.B. 2003, *AJ*, 125, 348
- Montgomery, M.H., & O'Donoghue, D. 1999, *Delta Scuti Newsletter*, No. 13
- Montgomery, M.H., Williams, K.A., Winget, D.E., Dufour, P., DeGennaro, S., & Liebert, J. 2008, *ApJ*, 678, L51

**B.7 Tables**

TABLE B.1 – Journal of Observations for SDSS J2200–0741

Date (UT)	Start of Run (HJD2454710+)	Number of Frames	Length (s)
2008 Sep 03	2.7018786	249	16,089
2008 Sep 04	3.7084887	240	15,433
2008 Sep 05	4.6947030	254	16,337

TABLE B.2 – Harmonic Oscillations Detected in the Light Curve of SDSS J2200–0741

Period (s)	Frequency (mHz)	Amplitude (%)	Phase (s)
$654.397 \pm 0.056$	$1.5281 \pm 0.0001$	$0.800 \pm 0.036$	$418.7 \pm 4.8$
$327.218 \pm 0.017$	$3.0560 \pm 0.0002$	$0.655 \pm 0.036$	$254.3 \pm 2.9$
$218.097 \pm 0.052$	$4.5851 \pm 0.0011$	$0.096 \pm 0.036$	$201.0 \pm 13.2$
$577.576 \pm 0.226$	$1.7314 \pm 0.0007$	$0.155 \pm 0.036$	$134.7 \pm 21.7$
$254.732 \pm 0.048$	$3.9257 \pm 0.0007$	$0.145 \pm 0.036$	$135.9 \pm 10.2$

TABLE B.3 – Journal of Observations for SDSS J2348–0942

Date (UT)	Start of Run (HJD2454710+)	Number of Frames	Length (s)
2008 Oct 01	0.7892687	146	10,046
2008 Oct 02	1.6495160	322	22,157
2008 Oct 27	26.6075224	262	18,028
2008 Oct 28	27.5955684	294	20,230
2008 Oct 29	28.5830507	300	20,643
2008 Oct 30	29.5827912	296	20,368
2008 Oct 31	30.5891725	286	19,680
2008 Nov 01	31.5843403	288	19,817
2008 Nov 02	32.5902712	260	17,891
2008 Nov 21	51.5683732	172	11,835

TABLE B.4 – Harmonic Oscillations Detected in the Light Curve of SDSS J2348–0942

Period (s)	Frequency (mHz)	Amplitude (%)	Phase (s)
$1044.168 \pm 0.012$	$0.95770 \pm 0.00001$	$0.812 \pm 0.071(0.065)$	$879.3 \pm 14.5(13.0)$
$416.919 \pm 0.004$	$2.39855 \pm 0.00002$	$0.362 \pm 0.071(0.065)$	$250.6 \pm 12.9(11.9)$

## B.8 Figures

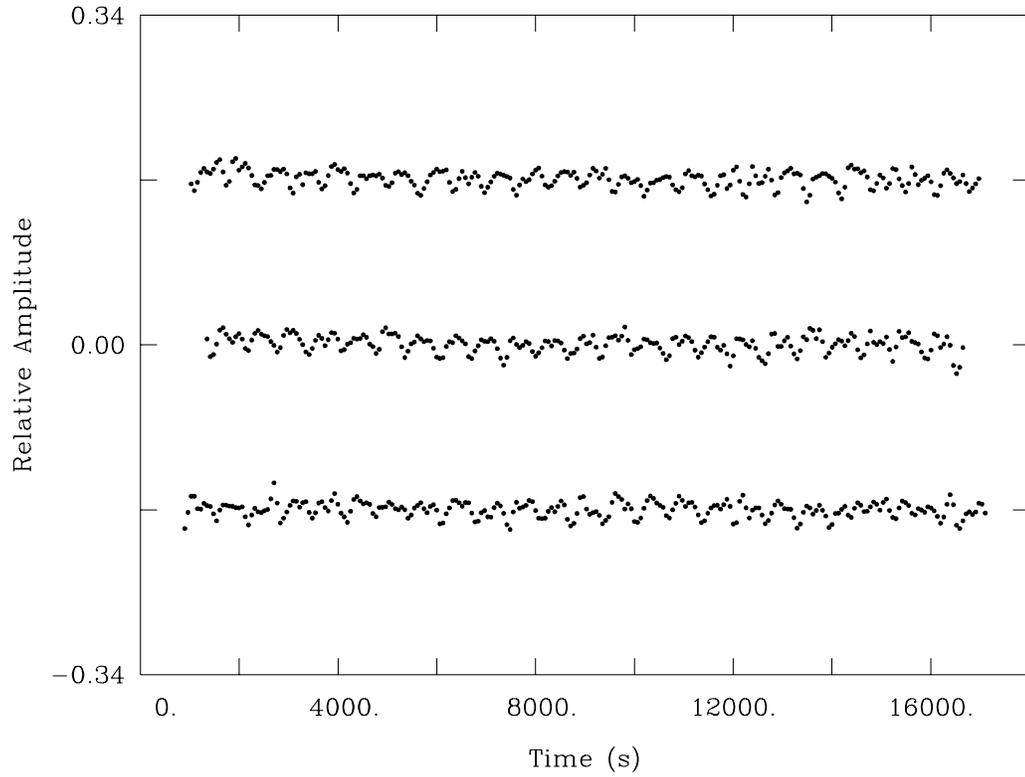


FIGURE B.1 – All light curves obtained for SDSS J2200–0741 using the Mont4K CCD camera mounted on the Steward Observatory 1.55 m Kuiper telescope. The data have been shifted arbitrarily along the  $x$ - and  $y$ - axes for visualization purposes. They are expressed in units of fractional brightness intensity and seconds. From top to bottom, the curves refer to the nights of UT 2008 September 3, September 4, and September 5. For details, see Table 1.

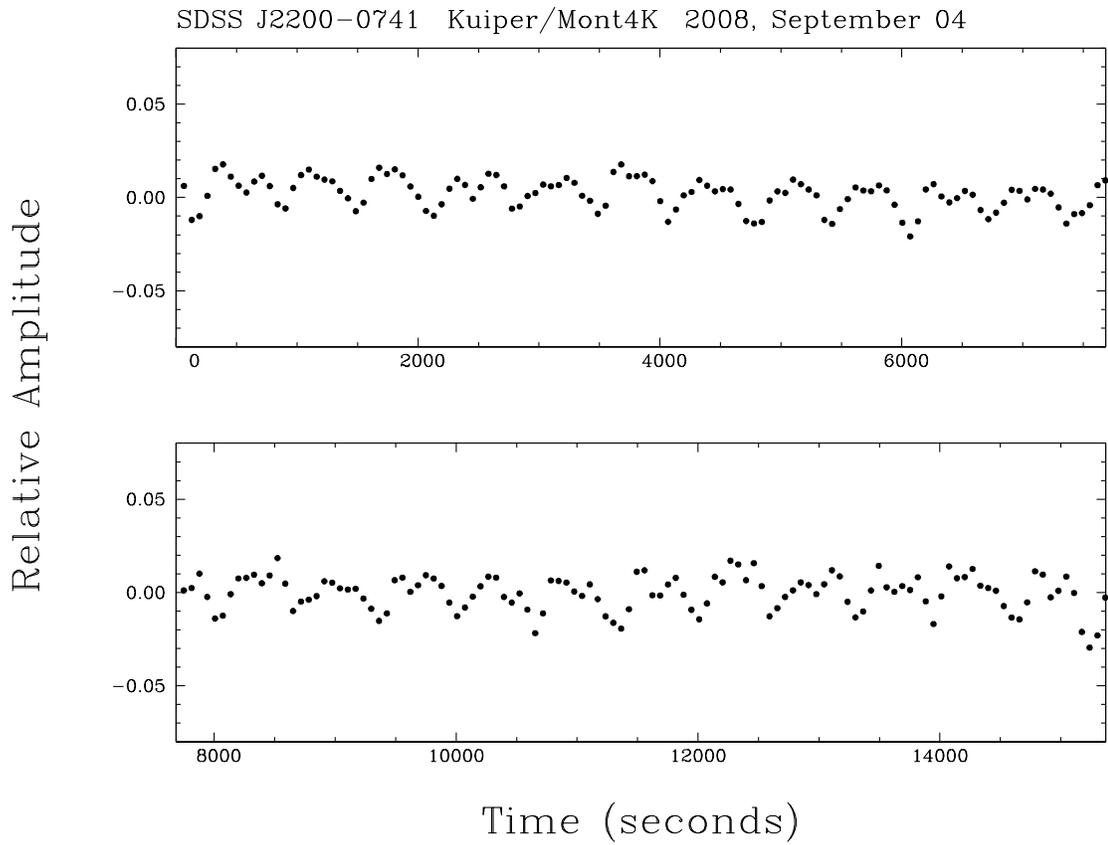


FIGURE B.2 – Expanded view of the light curve of SDSS J2200-0741 obtained on 2008 September 4. The units are the same as those used in Figure 1. One can clearly see that the minima are generally sharper than the maxima.

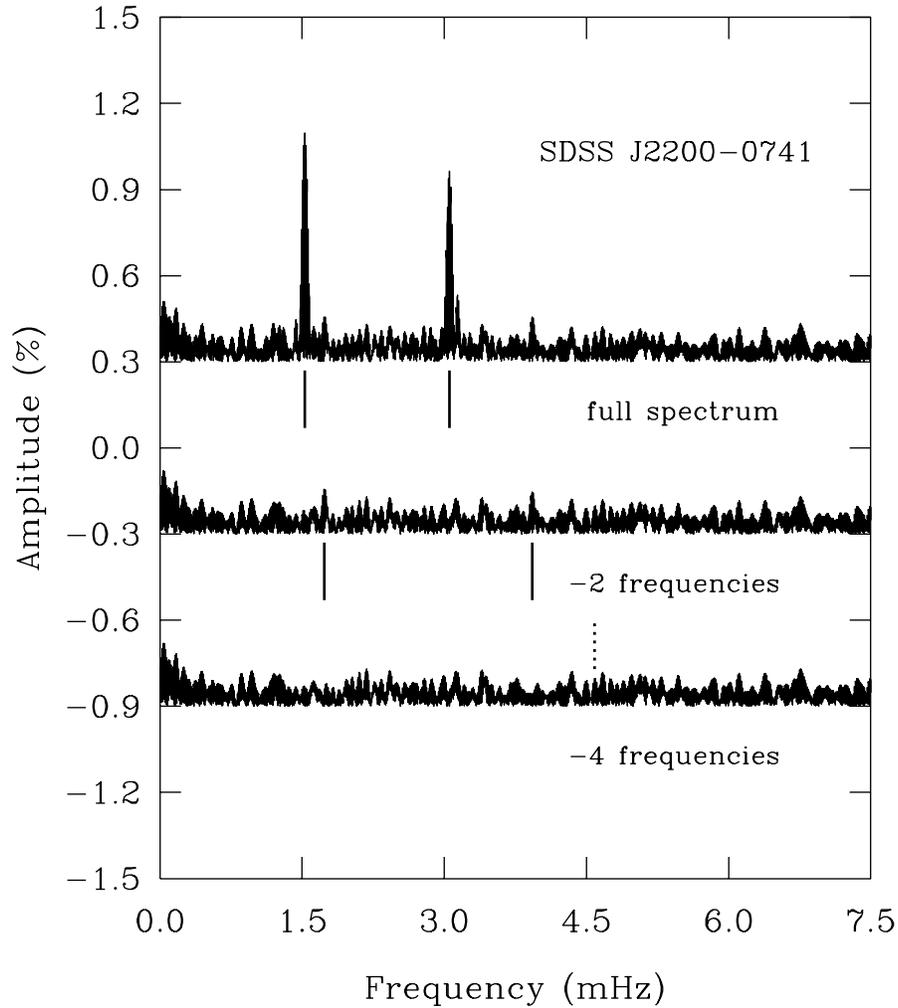


FIGURE B.3 – Fourier transform of the entire data set in the 0–7.5 mHz range (upper curve). The lower transforms show the successive steps of prewhitening by the two strongest frequencies (the 654.397 s peak and its first harmonic), and finally by all four frequencies that we isolated. The dotted vertical line segment associated with the lower curve indicates the location of the second harmonic of the main periodicity.

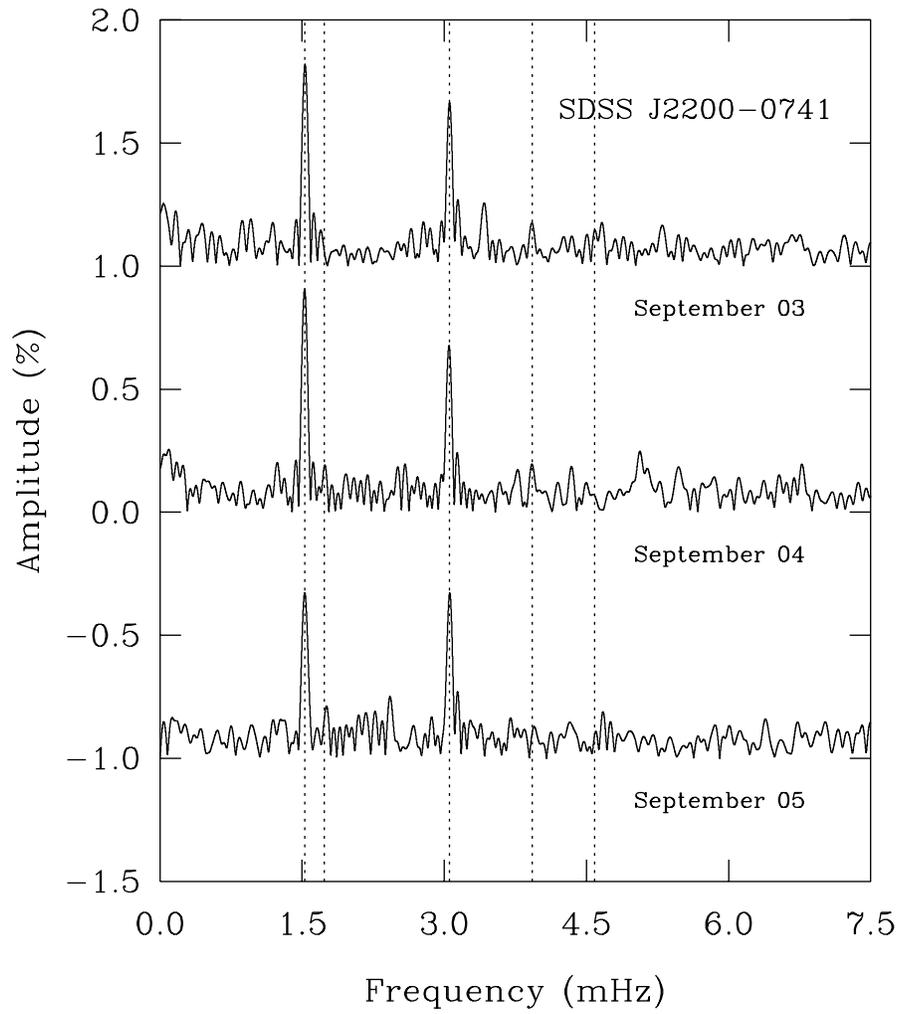


FIGURE B.4 – Montage of the nightly Fourier transforms, shifted arbitrarily along the  $y$ -axis for visualization purposes. The locations of the five frequencies we retained are indicated by the vertical dotted lines.

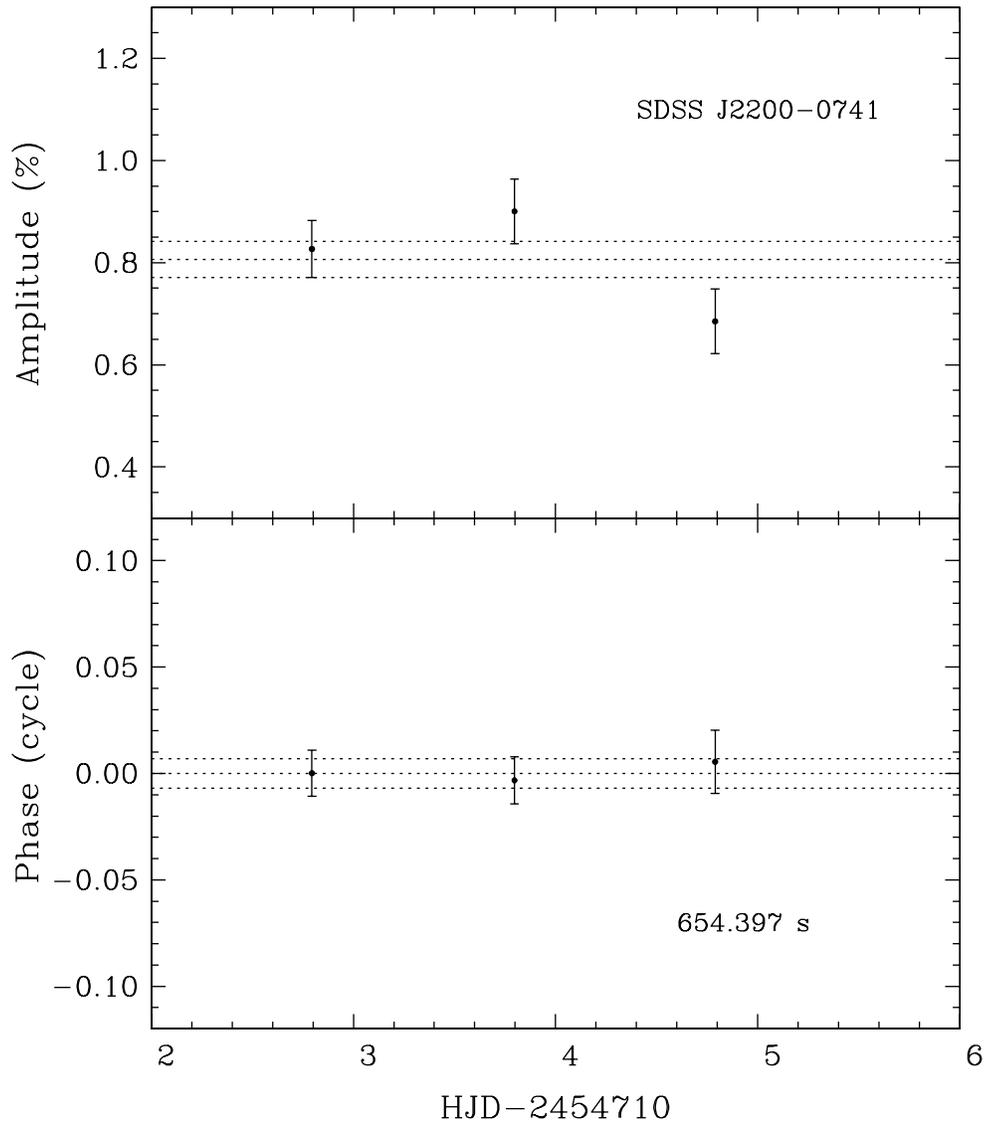


FIGURE B.5 – Nightly measurements of the amplitude and phase of the 654.397 s harmonic oscillation seen in SDSS J2200-0741.

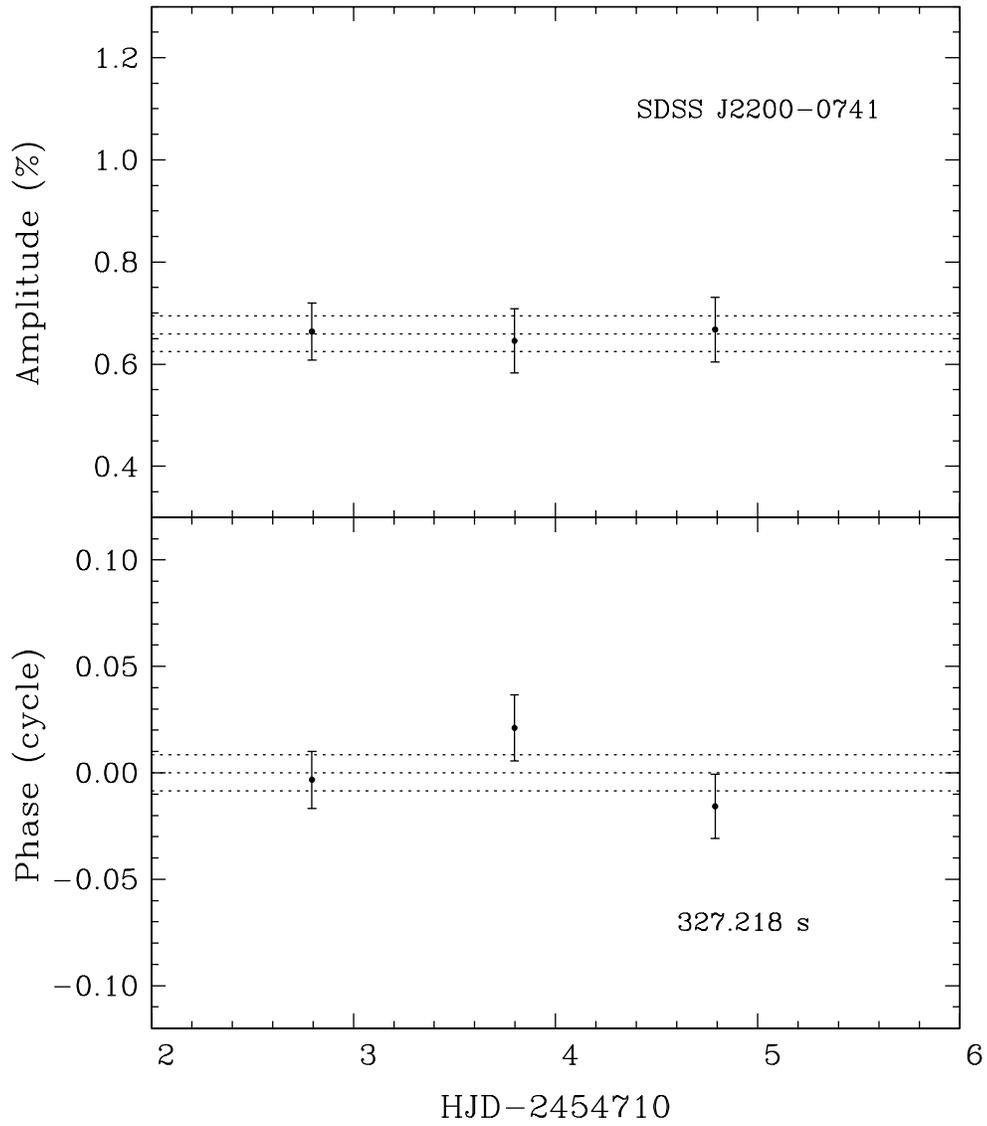


FIGURE B.6 – Similar to Figure 5, but for the 327.218 s periodicity.

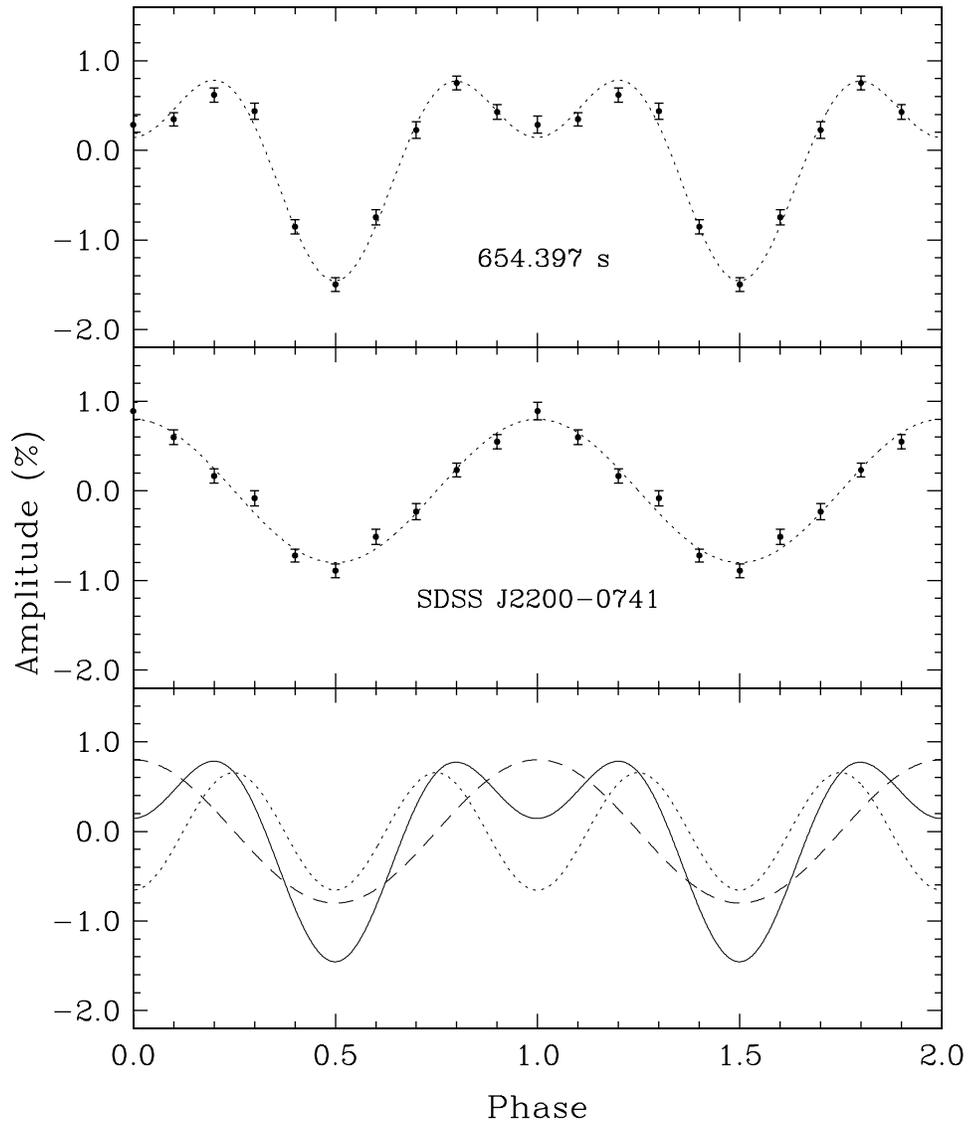


FIGURE B.7 – Top panel : Light curve of SDSS J2200–0741 folded on the period of 654.397 s and distributed in 10 phase bins (points with error bars), each of which contains 74 points, on average. The dotted curve is a model pulse shape obtained by summing two sinusoids with the periods, amplitudes, and phases of the 654.397 s periodicity and of its first harmonic (327.218 s) as listed in Table 2. Middle panel : Light curve of SDSS J2200–0741 folded on the period of 654.397 s and distributed in 10 phase bins after prewhitening of the first harmonic component. The dotted curve is a pure sine wave computed using the period, amplitude, and phase of the dominant 654.396 s periodicity. Bottom panel : The dotted curve is a pure sinusoid computed with the period, amplitude, and phase of the 327.218 s harmonic; the dashed curve is a pure sine wave computed using the period, amplitude, and phase of the dominant 654.397 s periodicity (this is the same as the dotted curve in the middle panel); the solid curve is the sum of these two sinusoids and corresponds to the model pulse shape represented by the dotted curve in the top panel.

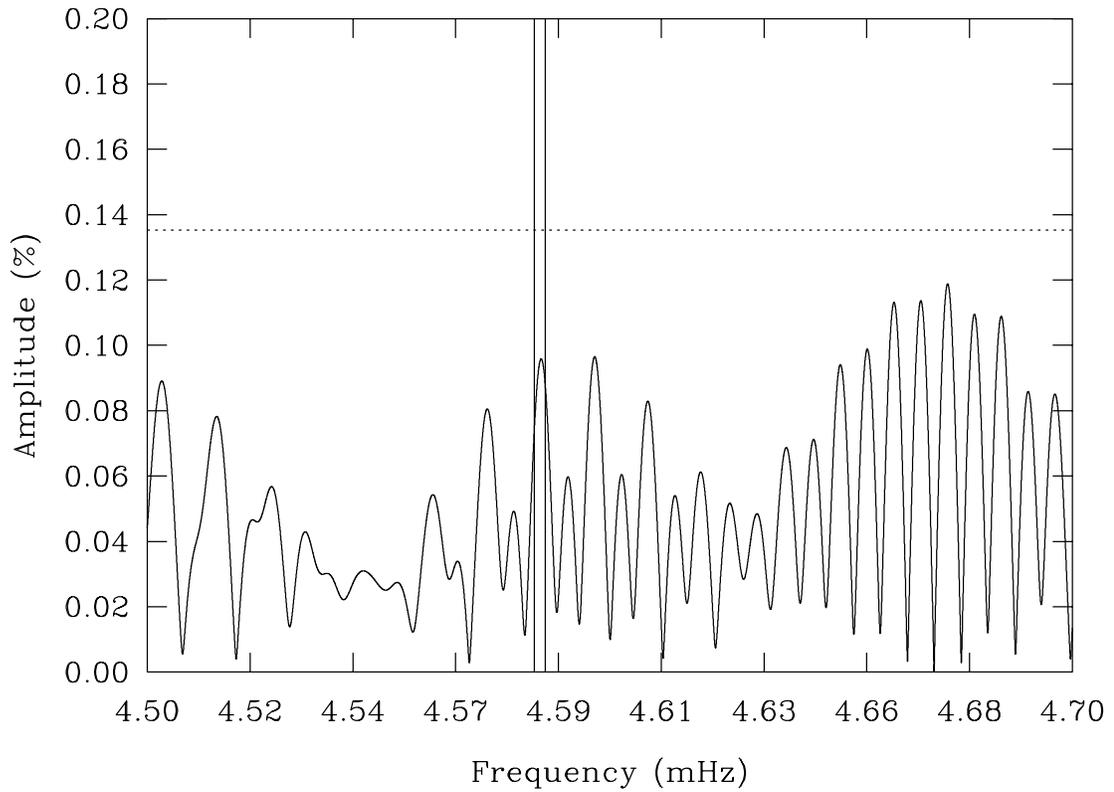


FIGURE B.8 – Fourier amplitude spectrum of the light curve of SDSS J2200–0741 in the near vicinity of the second harmonic of the main 654.397 s oscillation. The two vertical lines define the  $\pm 3\sigma$  frequency range in which the second harmonic should fall. The near coincidence of a substantial frequency peak in that range indicates that the second harmonic has been detected, albeit at an amplitude significantly smaller than the standard detection criterion. The horizontal dotted line defines the standard threshold of 3 times the mean noise level (0.045%) in the 0–7.5 mHz bandpass.

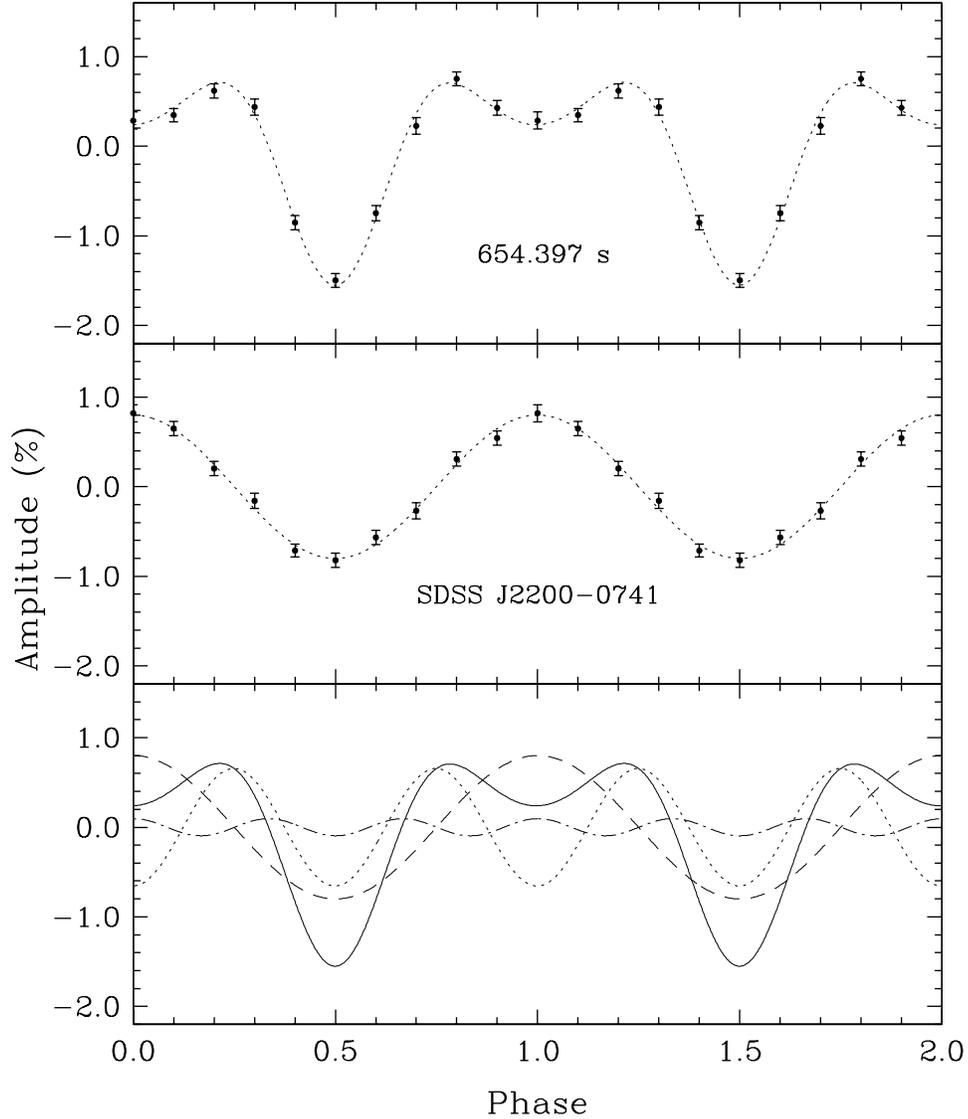


FIGURE B.9 – Similar to Figure 7, except that, this time, *both* the first harmonic (dotted curve in the bottom panel) *and* the second harmonic (dot-dashed curve in the bottom panel) of that periodicity are now involved in the plot. The folded light curve in the middle panel has been obtained after prewhitening of the first and second harmonic contributions. The model pulse shape (dotted curve in upper panel) reproduces the observations significantly better at the qualitative level than that shown in Figure 7.

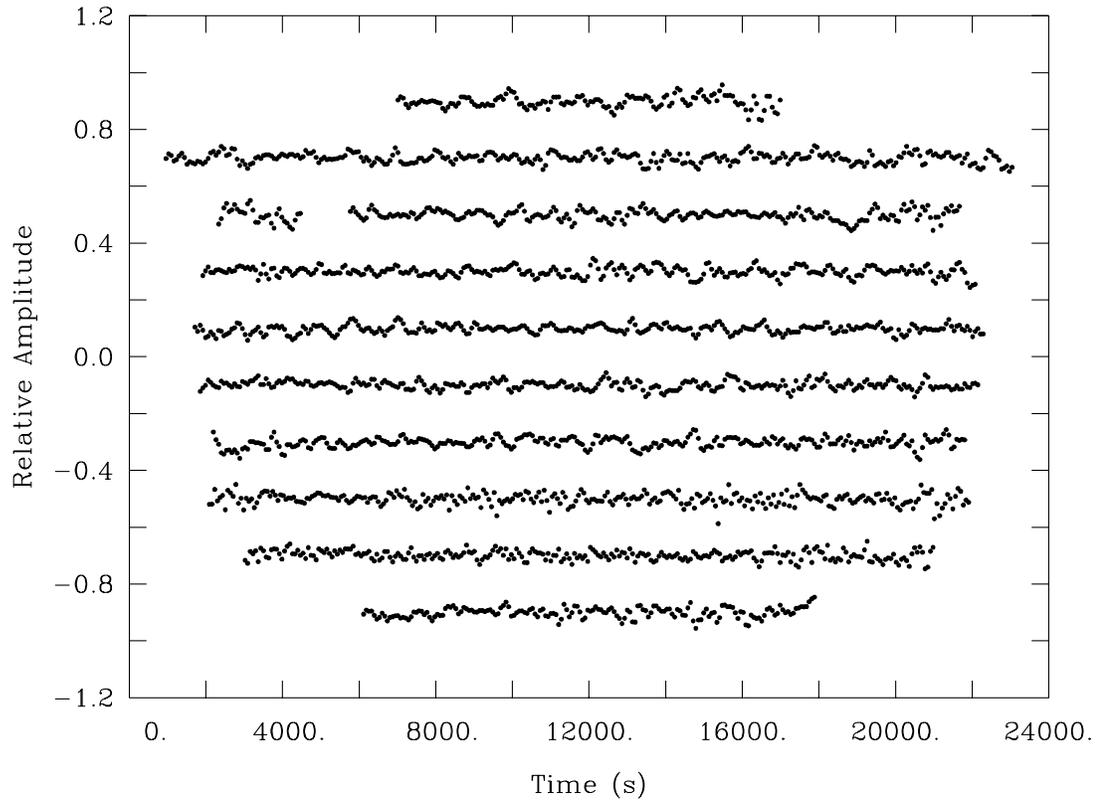


FIGURE B.10 – All light curves obtained for SDSS J2348–0943 using the Mont4K CCD camera mounted on the Steward Observatory 1.55 m Kuiper telescope. The data have been shifted arbitrarily along the  $x$ - and  $y$ - axes for visualization purposes. They are expressed in units of fractional brightness intensity and seconds. From top to bottom, the curves refer to the nights of UT 2008 October 1, October 2, October 27, October 28, October 29, October 30, October 31, November 1, November 2, and November 21. For details, see Table 3.

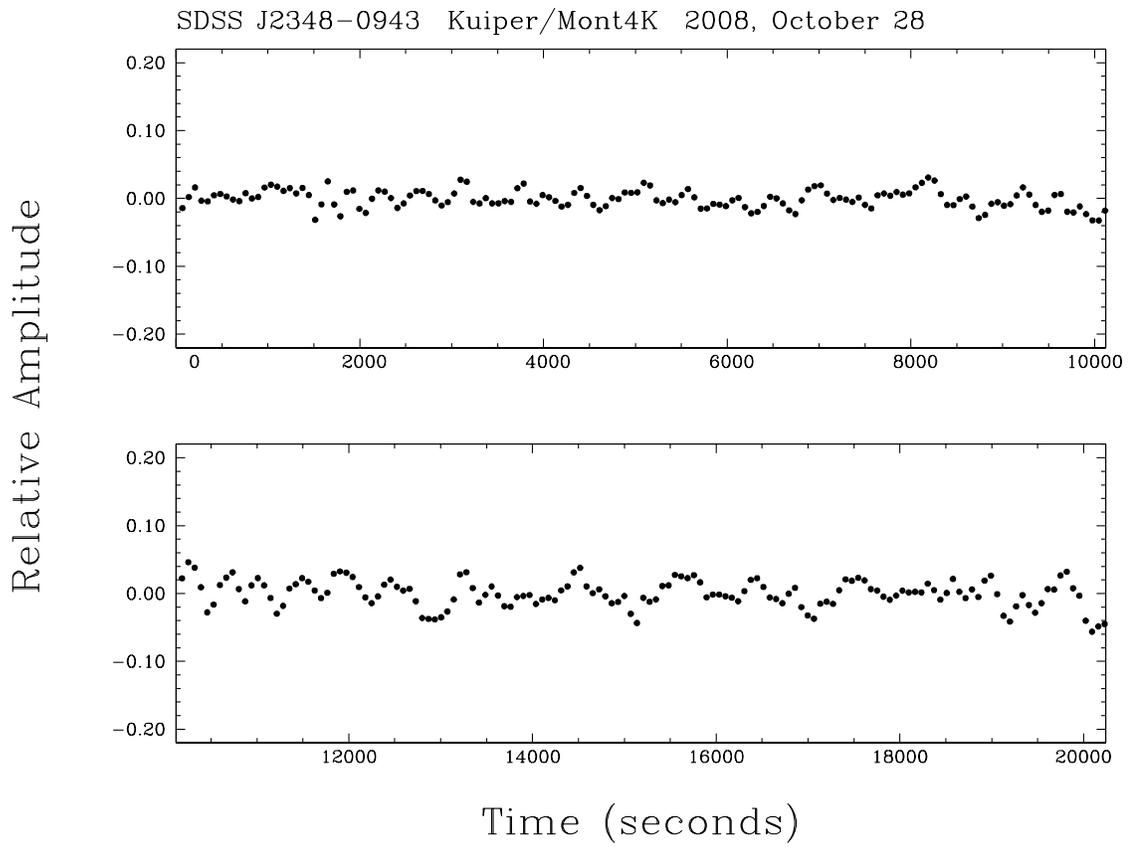


FIGURE B.11 – Expanded view of the light curve of SDSS J2348-0943 obtained on 2008 October 28. The units are the same as those used in Figure 10.

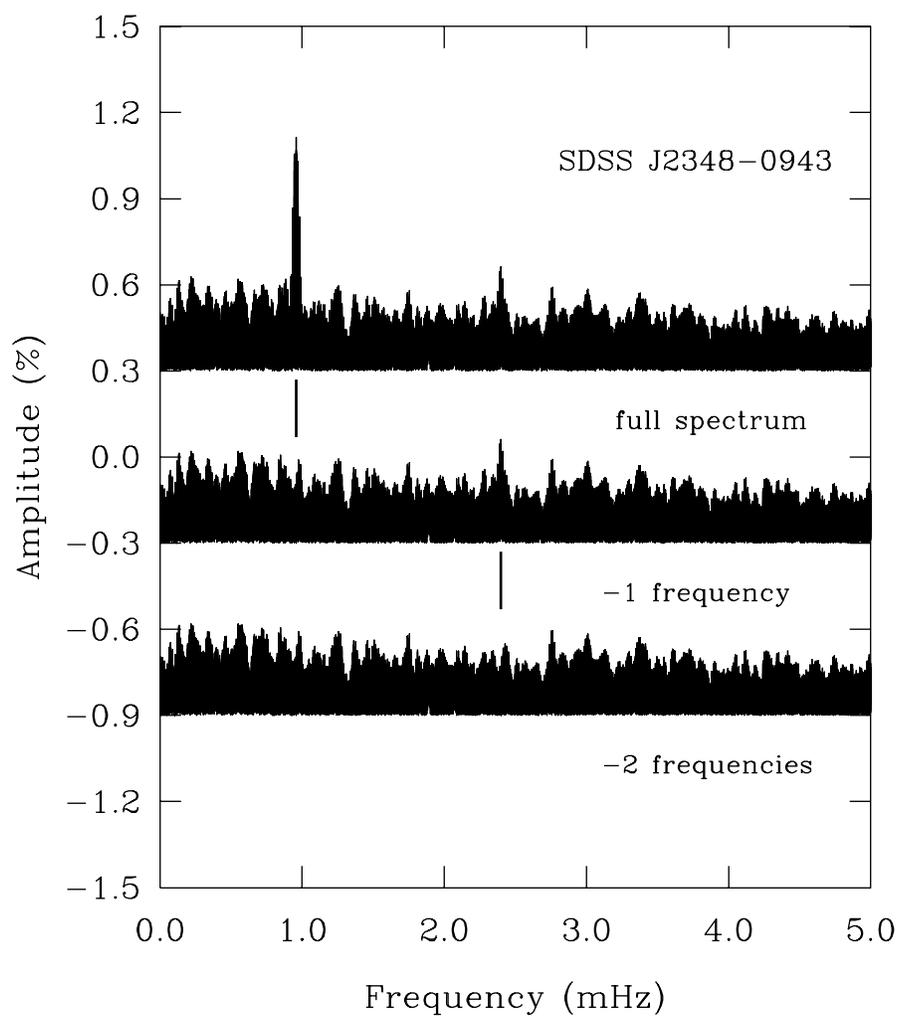


FIGURE B.12 – Fourier transform of the entire data set in the 0–5.0 mHz range (upper curve). The lower transforms show the successive steps of prewhitening by the strongest frequency (the 1044.168 s peak), and by the two frequencies with statistically significant amplitudes.

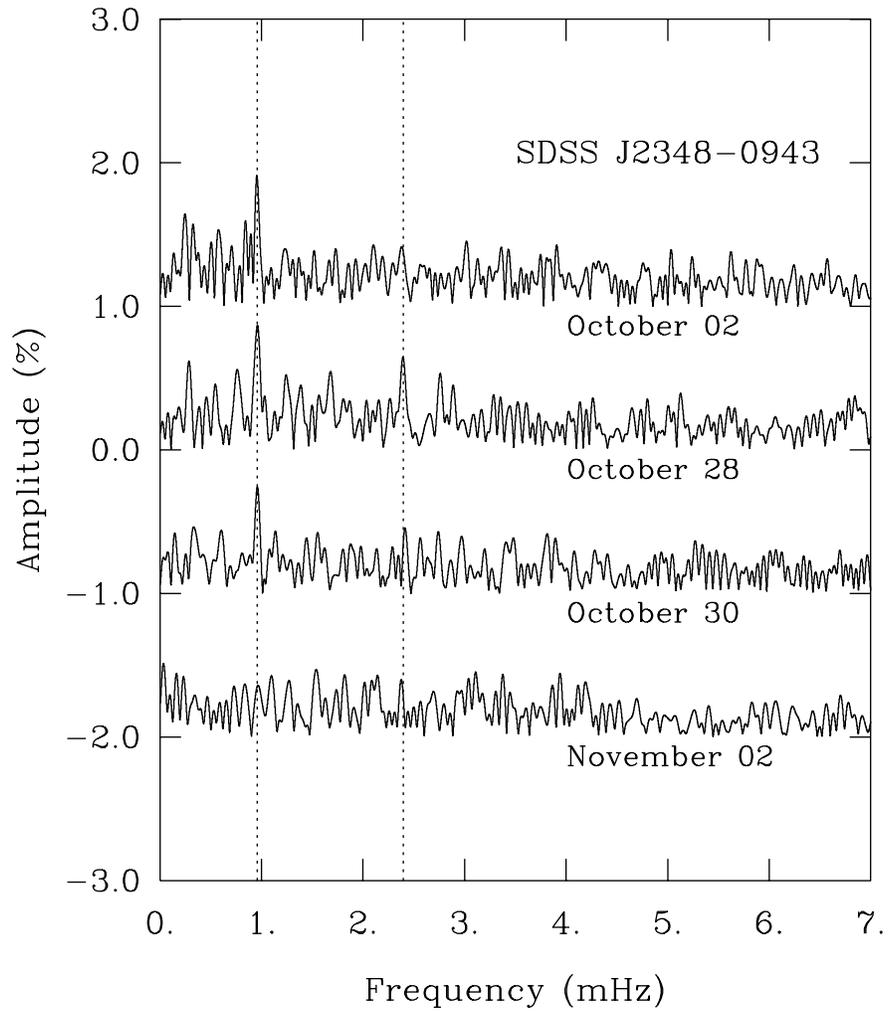


FIGURE B.13 – Montage showing four of the nightly Fourier transforms. These are shifted arbitrarily along the  $y$ -axis for visualization purposes. The locations of the two detected frequencies are indicated by the vertical dotted lines. Amplitude variations are suggested.

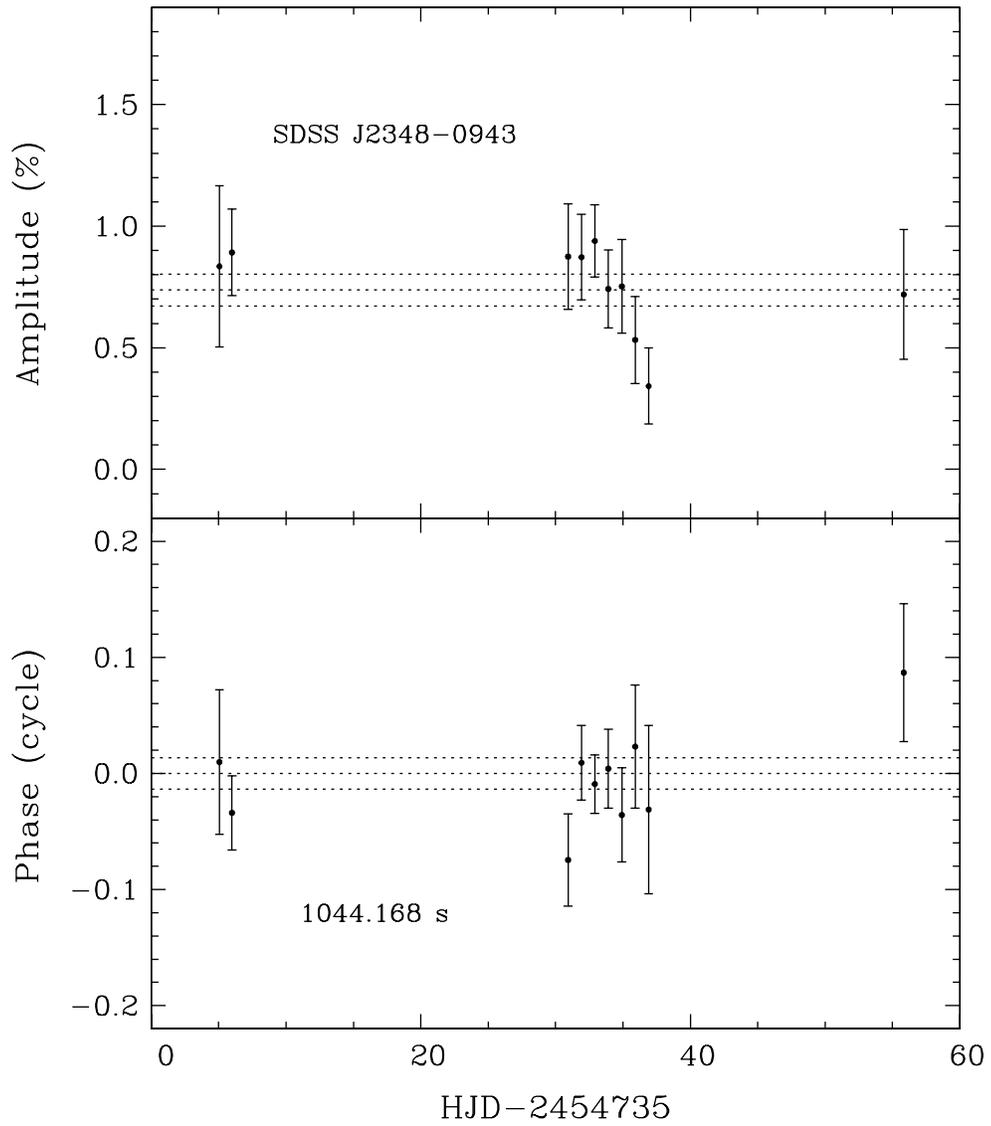


FIGURE B.14 – Nightly measurements of the amplitude and phase of the 1044.168 s harmonic oscillation seen in SDSS J2348-0943.

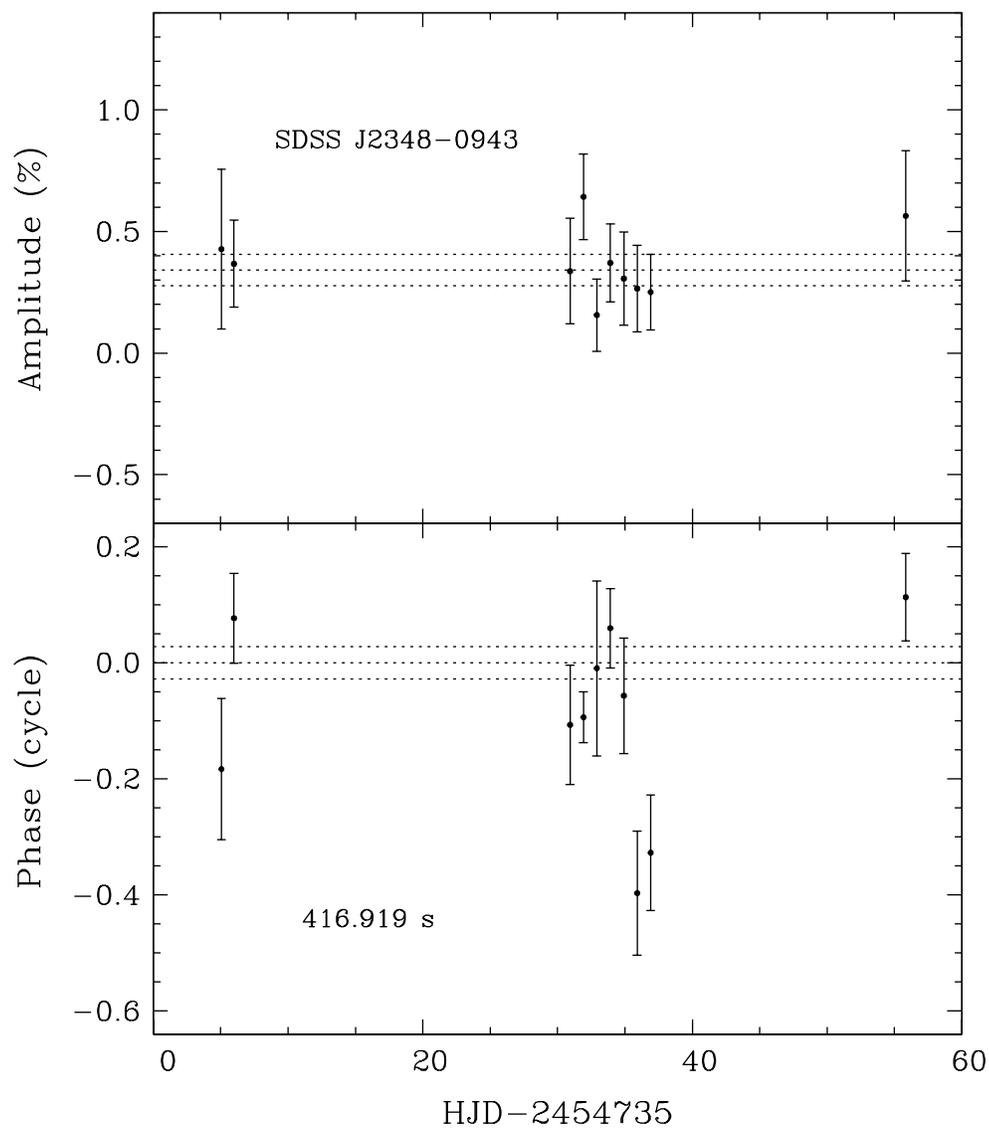


FIGURE B.15 – Similar to Figure 14, but for the 416.919 s periodicity.

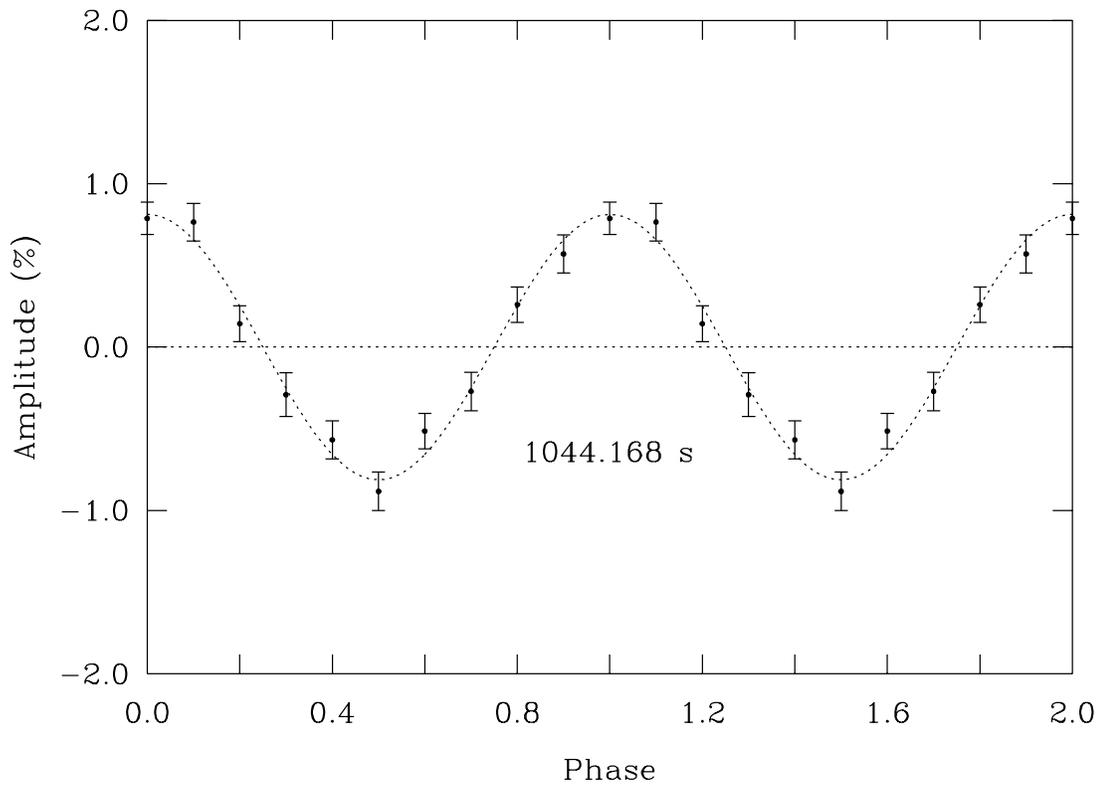


FIGURE B.16 – Light curve of SDSS J2348–0943 folded on the period of 1044.168 s and distributed in ten phase bins. Prewhitening of the 416.919 s oscillation has been done prior to folding. As usual, the curve is plotted twice for better visualization. The points give the observational data with error bars corresponding to the errors of the mean in each bin, which contains 263 folded points, on average. The dotted sinusoid is a template computed on the basis of the measured amplitude and the period of the 1044.168 s oscillation.

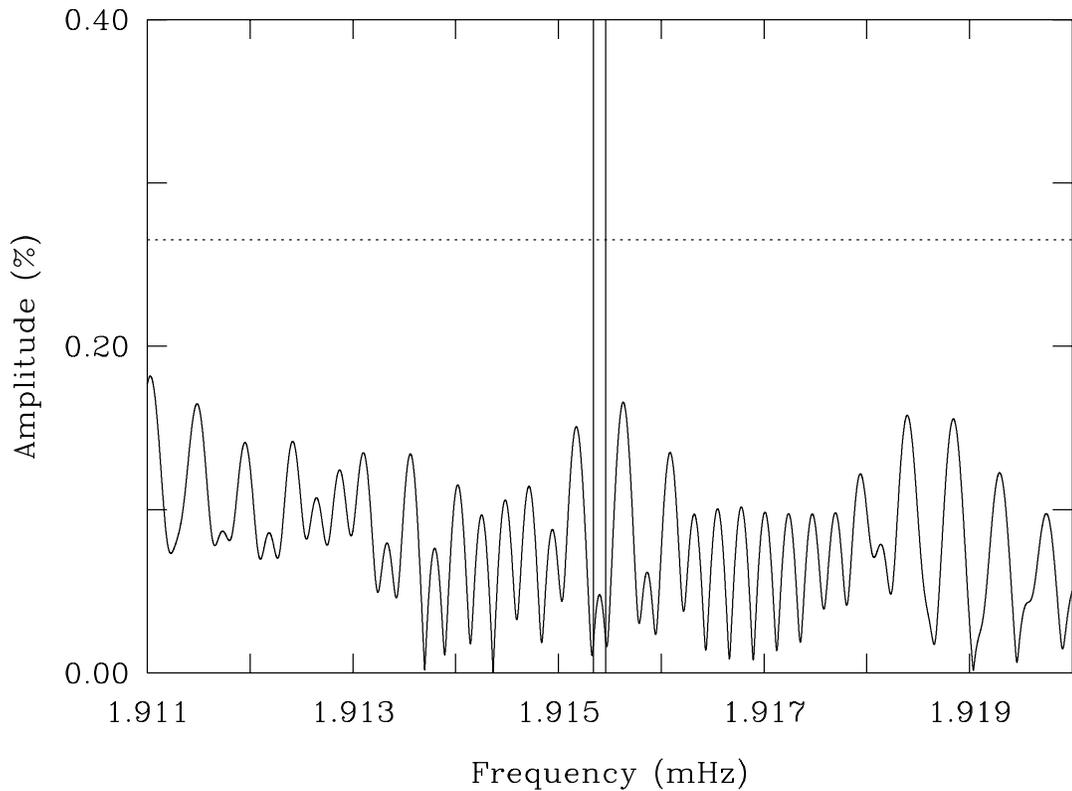


FIGURE B.17 – Fourier amplitude spectrum of the light curve of SDSS J2348–0943 in the near vicinity of the first harmonic of the main 1044.168 s oscillation. The two vertical lines define the  $\pm 3\sigma$  frequency range in which the harmonic should fall. No peak in the Fourier transform with a substantial amplitude falls in that range, thus indicating that the first harmonic of the main periodicity is not detected in the present data set. The horizontal dotted line defines the standard threshold of 3 times the mean noise level (0.088%) in the 0–5 mHz bandpass.

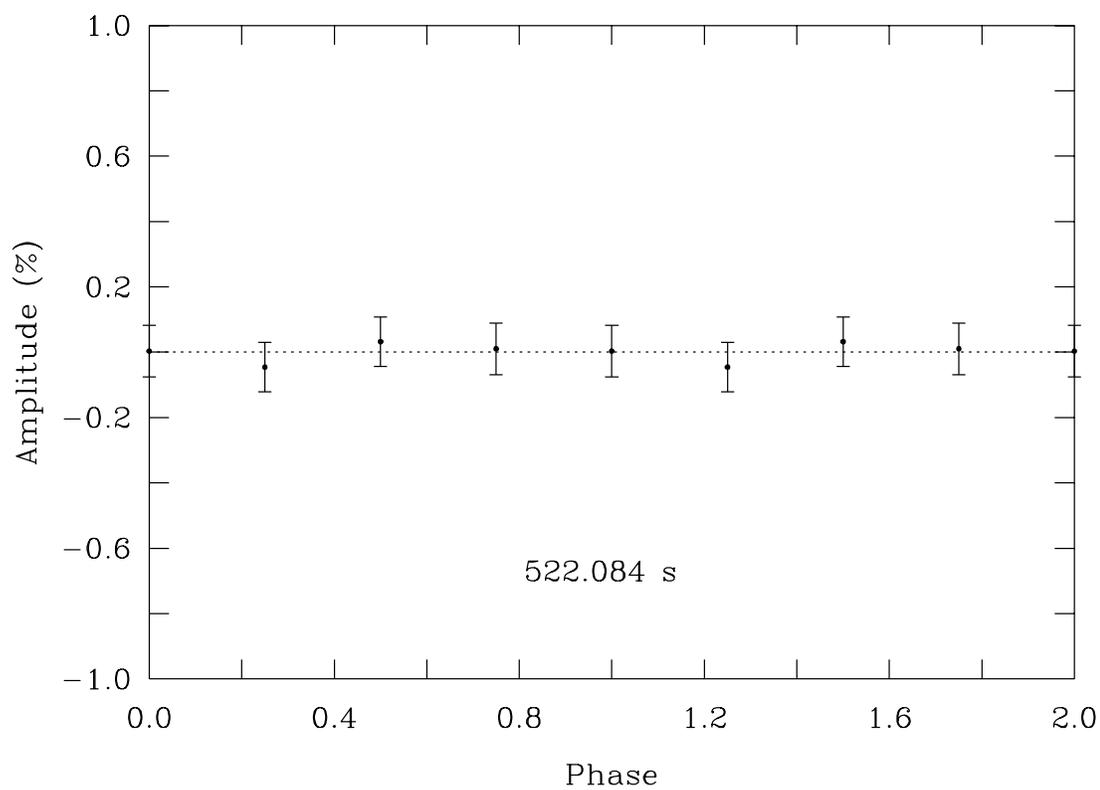


FIGURE B.18 – Light curve of SDSS J2348–0943 folded on the period (522.084 s) of the first harmonic of the main periodicity and distributed in four phase bins. Within our measurement uncertainties, no oscillation is seen at that period.

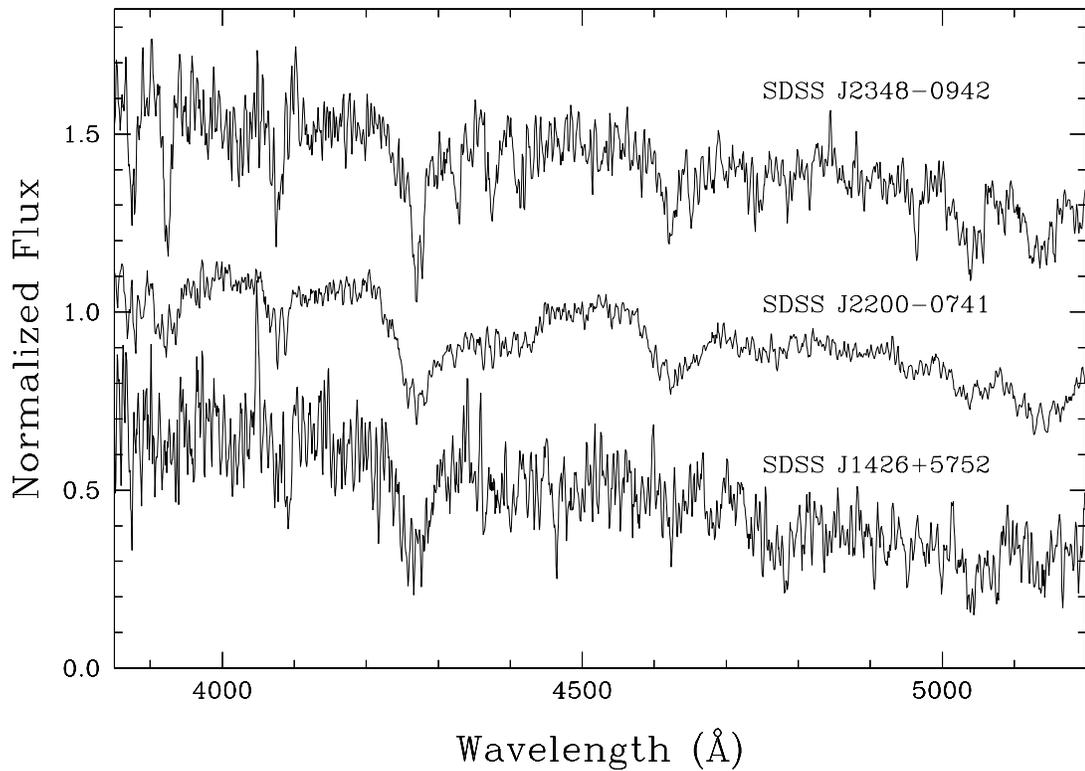


FIGURE B.19 – Archived SDSS optical spectra of the three known pulsating carbon-atmosphere white dwarfs. The absorption lines are noticeably sharper in SDSS J2348–0943 than in the other two stars. Note that, for better clarity, we applied a three-point average window smoothing in the display of these spectroscopic data.