

Table des matières

Résumé	iii
Abstract	v
Table des matières	vii
Liste des tableaux	ix
Liste des figures	xi
Remerciements	xv
Introduction	1
1 Éléments de théorie	3
1.1 Mesure d'un champ magnétique	3
1.1.1 Effet Zeeman	5
1.1.2 Techniques de détection	6
1.1.3 Modélisation	9
1.2 La fonction d'autocorrélation	11
1.2.1 Description et propriétés	11
1.2.2 Adaptation à l'analyse spectrale	12
2 Discrimination de l'effet du champ magnétique des facteurs d'élargissement des raies	17
2.1 Mécanismes d'élargissement	17
2.1.1 Élargissements thermique et rotationnel	18
2.1.2 Effets des mécanismes d'élargissement dans le domaine des fréquences	20
2.2 Description de la méthode	21
2.2.1 Paramètres du code et évaluation des données	22
2.2.2 Simulations du profil des raies par l'effet Zeeman et l'élargissement rotationnel	24
2.3 Détection d'un champ magnétique dans une étoile de type A	28
2.3.1 Sélection d'une distribution d'étoiles non magnétiques	28
2.3.2 Dégradation spectrale	33
2.3.3 Déconvolution de Wiener	36
2.4 Quantification du champ magnétique	42
2.5 Discussion	46

3	Variation de l'amplitude du champ magnétique pour des étoiles connues	47
3.1	Mise en contexte	47
3.2	Procédure employée	49
3.3	Résultats	52
3.3.1	HD 81009	53
3.3.2	HD 93507	58
3.3.3	HD 126515	63
3.3.4	HD 144897	68
3.4	Discussion	73
4	Autres applications de l'autocorrélation	75
4.1	Variation du profil des raies des systèmes binaires sur la période orbitale . .	75
4.1.1	Mise en contexte	75
4.1.2	Résultats	78
4.1.3	Analyse des résultats	80
4.2	Mouvement turbulent des céphéides	81
4.2.1	Résultats	82
4.3	Discussion	86
	Conclusion	87
	Bibliographie	89
A	Tableaux des résultats	93

Liste des tableaux

2.1	Gammes de fréquence couvertes par les cinq régions analysées dans les spectres	21
2.2	Description sommaire des deux spectrographes utilisés pour l'acquisition des spectres.	21
2.3	L'ensemble des étoiles non magnétiques analysées et présentes dans la distribution.	30
2.4	L'ensemble des étoiles magnétiques analysées et présentes dans la distribution.	31
3.1	Description sommaire du spectrographe HARPS et de son détecteur CCD. . . .	49
3.2	Liste des quatre étoiles étudiées dans ce chapitre.	52
4.1	Liste des systèmes stellaires binaires analysés.	77
4.2	Description des céphéides étudiées dans ce chapitre.	82

Liste des figures

1.1	Transitions permises par les règles de sélection pour le sodium	6
1.2	Estimation de $\Delta\lambda$ par l'approximation du champ faible.	8
1.3	Représentation d'un modèle magnétique par un dipôle.	10
1.4	Région autocorrélée d'un spectre.	12
1.5	Comparaison entre les autocorrélations avec et sans retrait du continuum spectral.	13
1.6	Spectres avec et sans bruit et leur autocorrélation	14
2.1	Les cinq régions analysées lors du traitement de données.	22
2.2	Retrait du continuum du spectre.	24
2.3	Illustration de l'autocorrélation à 25%.	25
2.4	Illustration de l'autocorrélation d'une étoile magnétique.	25
2.5	Étoiles simulées sans champ magnétique avec une vitesse de rotation de 15 km/s et de 20 km/s.	27
2.6	Étoile simulée avec un champ magnétique $\langle H \rangle = 15$ kG et une vitesse de rotation de 15 km/s	28
2.7	Distribution des étoiles listées dans le tableau 2.3.	29
2.8	Sélection d'une distribution d'étoiles non magnétiques.	32
2.9	Dégradations spectrales d'un facteur 2, 5 et 10.	36
2.10	Même graphique qu'à la figure 2.9a mais avec ajout de bruit ($snr = 30$).	37
2.11	Comparaison des cas sans bruit et avec bruit pour le spectre l'étoile HD 83373 dégradé d'un facteur 2 entre 5526 et 5546 Å.	38
2.12	Représentation schématique du signal mesuré après dégradation.	39
2.13	Différents paramètres de déconvolution.	41
2.14	Distribution des données déconvoluées par le filtre de Wiener.	43
2.15	Autocorrélation appliquée à l'étoile HD 154708.	44
2.16	Quantification du champ magnétique par une méthode graphique.	45
3.1	Doublet de Fer II à 6149.2 Å.	48
3.2	La région analysée lors du traitement des données.	50
3.3	Efficacité quantique du détecteur CCD du spectrographe HARPS.	51
3.4	Données brutes de HD 81009	53
3.5	Dégradation d'un facteur 5 pour les spectres de HD 81009	54
3.6	Dégradation d'un facteur 10 pour les spectres de HD 81009	55
3.7	Dégradation d'un facteur 25 pour les spectres de HD 81009	56
3.8	Données brutes de HD 93507	58
3.9	Dégradation d'un facteur 5 pour les spectres de HD 93507	59
3.10	Dégradation d'un facteur 10 pour les spectres de HD 93507	60

3.11	Dégradation d'un facteur 25 pour les spectres de HD 93507	61
3.12	Données brutes de HD 126515	63
3.13	Dégradation d'un facteur 5 pour les spectres de HD 126515	64
3.14	Dégradation d'un facteur 10 pour les spectres de HD 126515	65
3.15	Dégradation d'un facteur 25 pour les spectres de HD 126515	66
3.16	Données brutes de HD 144897	68
3.17	Dégradation d'un facteur 5 pour les spectres de HD 144897	69
3.18	Dégradation d'un facteur 10 pour les spectres de HD 144897	70
3.19	Dégradation d'un facteur 25 pour les spectres de HD 144897	71
4.1	Illustration d'un système binaire évoluant sur son orbite.	76
4.2	Région analysée pour les systèmes binaires.	78
4.3	Courbes caractéristiques du système binaire HD 97166.	78
4.4	Courbes caractéristiques du système binaire HD 115455.	79
4.5	Courbes caractéristiques du système binaire HD 123590.	79
4.6	Région analysée pour les céphéides.	82
4.7	Analyse de δ Cephei.	83
4.8	Analyse de η Aquilae.	84

Before I came here I was confused about this subject. Having listened to your lecture I am still confused. But on a higher level.

E. Fermi

Remerciements

L'écriture de ce mémoire n'aurait pas pu être possible sans l'appui constant de ma famille et l'encouragement de mes amis. Je tiens à les remercier tout particulièrement pour leur support tout au long de mon projet. Sans aucun doute, ils m'ont été d'une grande aide pendant mon parcours.

Je veux également souligner la grande disponibilité de mon directeur de recherche Ermanno F. Borra au cours de ma maîtrise. Merci de m'avoir proposé un sujet de recherche très intéressant et d'avoir cru en moi pour le réaliser. Ce travail m'a permis de faire preuve d'une grande autonomie et d'approfondir mes connaissances dans un domaine de recherche fascinant.

Introduction

Diverses méthodes existent pour détecter un champ magnétique stellaire [1, 2]. Cependant, elles requièrent des spectres dotés d’une résolution spectrale et d’un rapport signal sur bruit élevés [1, 3]. Ces spectres sont caractérisés par un temps d’observation très long, ce qui diminue la quantité de données pouvant être analysées dans un délai raisonnable. Maints relevés spectroscopiques de faibles résolutions sont accessibles sur le web. Ces spectres sont obtenus grâce à la lumière naturelle des sources (sans polarisation). Ainsi, la mesure du champ magnétique qui est réalisée sur ces spectres correspond au module moyen du champ à la surface de l’étoile. À titre d’exemple, un champ magnétique moyen de 2.4 kG engendrerait par effet Zeeman une séparation $\Delta\lambda$ de 0.0915 Å pour un facteur de Landé $g = 2.70$ (caractéristique de la raie de Fer II à 6149.2 Å). À environ 6000 Å, une telle séparation est détectable au moyen d’une technique conventionnelle si la résolution spectrale est approximativement de $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{6000\text{Å}}{0.0915\text{Å}} \simeq 60\,000$. Le but de ce projet est de présenter un outil de traitement qui peut tirer avantage de l’abondance des spectres disponibles dotés d’une résolution spectrale plus faible, et qui est capable de les analyser convenablement.

La méthode d’analyse avec laquelle nous travaillons, proposée par Ermanno F. Borra, repose sur la fonction d’autocorrélation. Nous adaptons cet outil mathématique, souvent utilisé en traitement de signal [4], à l’analyse spectrale au moyen du logiciel MATLAB. Il s’agit d’un procédé inédit en astronomie jusqu’à maintenant. La fonction d’autocorrélation se prête bien à l’étude d’étoiles magnétiques par l’intermédiaire des propriétés [4] qui la définissent.

L’objectif principal du projet est de mettre en application la nouvelle technique que nous avons élaborée sur des étoiles magnétiques dont le champ magnétique est déjà bien connu. Ce travail est axé sur l’étude de l’outil et l’évaluation de son potentiel en astronomie.

Le développement de la technique ne repose pas d’emblée sur la mesure précise, mais bien sur la détection d’un champ magnétique. L’idée est de cibler rapidement des étoiles contenant un champ magnétique et présentant une variation par rapport à celui-ci en fonction de leur phase de rotation. Une fois que de tels objets astronomiques sont identifiés, il sera ensuite possible de les analyser plus minutieusement en procédant à l’acquisition de spectres de meilleure qualité à l’aide d’instruments plus sophistiqués.

Ce mémoire est composé de quatre chapitres dont le contenu est résumé ci-dessous.

Le premier chapitre inclut les éléments de théorie se rapportant à la mesure d'un champ magnétique stellaire, de l'effet Zeeman jusqu'à la modélisation de la structure d'une étoile. De plus, l'on présente la théorie sous-tendant la fonction d'autocorrélation, soit l'outil d'analyse mis au premier plan dans ce projet. Nous discutons de comment cette fonction peut être adaptée à l'analyse spectrale.

Par la suite, nous traitons dans le second chapitre de la procédure nous ayant permis d'isoler efficacement l'effet du champ magnétique des autres mécanismes qui élargissent les raies d'absorption d'un spectre. Nous réalisons, dans un premier temps, une brève revue des différents facteurs d'élargissement. Ensuite, nous présentons notre méthode d'analyse et affichons nos résultats. Nous évaluons la technique d'autocorrélation sur des spectres dont la résolution spectrale est dégradée artificiellement. Ceci nous permet de vérifier si cette nouvelle méthode est capable de détecter de nouvelles étoiles magnétiques dont les spectres sont caractérisés par une résolution spectrale typique de celle que l'on retrouve dans les relevés spectroscopiques. À la fin du chapitre, nous proposons une méthode de quantification du champ magnétique.

G. Mathys et al. (1997) ont effectué une revue complète ayant pour sujet les variations de l'amplitude du champ magnétique d'une étoile en fonction de la phase de rotation [5]. Dans le troisième chapitre, nous comparons les résultats obtenus à l'aide de la fonction d'autocorrélation sur quatre étoiles magnétiques contenues dans leur article. Nous démontrons l'efficacité de la technique d'autocorrélation sur ces étoiles dont les spectres ont été dégradés jusqu'à des résolutions spectrales très faibles ($R \sim 4800$). De plus, nous discutons du fait qu'il est impossible, à cette résolution, de détecter un champ magnétique au moyen des techniques conventionnelles.

Finalement, nous discutons dans le quatrième et dernier chapitre de deux autres applications de l'autocorrélation qui s'écartent du sujet principal de ce projet. En premier lieu, nous tirons profit de notre technique par rapport aux systèmes binaires en parvenant à détecter leur période orbitale. Nous comparons nos résultats avec P. Mayer et al. (2014) qui utilisent une méthode plus conventionnelle qui consiste à mesurer la variation de la vitesse radiale des étoiles [6]. En second lieu, nous étudions deux céphéides et analysons la variation du profil de leurs raies en fonction de leur période de pulsation.

Chapitre 1

Éléments de théorie

Nous entreprenons l'écriture de ce mémoire en exposant d'abord les éléments de théorie associés à l'ensemble du contenu présenté dans les chapitres subséquents. Étant directement lié à ce projet, nous effectuons d'abord une courte revue des éléments de base d'un champ magnétique stellaire. Nous discutons entre autre des techniques utilisées pour déceler la présence d'un champ magnétique dans des spectres (polarisés et non polarisés) et également de la modélisation de la structure générale d'une étoile magnétique. Par la suite, nous révélons la théorie qui sous-tend la fonction d'autocorrélation et la manière dont celle-ci est mise en application dans ce projet pour analyser des spectres d'étoiles magnétiques.

1.1 Mesure d'un champ magnétique

L'hamiltonien d'un atome placé dans un champ magnétique avec spin s'écrit, dans le système d'unités *cgs*, sous la forme suivante¹ [2, 7] :

$$H = \frac{1}{2m_e}[\mathbf{P} + \frac{e}{c}\mathbf{A}(r)]^2 + V(r) + \xi(r)\mathbf{L} \cdot \mathbf{S} + \mu_s\mathbf{H}, \quad (1.1)$$

où m_e est la masse d'un électron, $\mathbf{P}$ est l'opérateur impulsion, $\mathbf{A}(r)$ est le potentiel vecteur, $V(r)$ est le potentiel central scalaire, $\xi(r)\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}$ est l'énergie de couplage spin-orbite et $\mu_s\mathbf{H}$ est le couplage du spin de l'électron avec le champ magnétique externe.

Composant le dernier terme de l'équation (1.1), μ_s est le moment magnétique de spin et est défini selon l'expression qui suit :

$$\mu_s = -g_s \frac{e}{2m_e c} \cdot \mathbf{S}, \quad (1.2)$$

où g_s est le facteur de Landé d'une valeur d'environ 2 pour l'électron.

1. Ici, H désigne l'hamiltonien alors que $\mathbf{H}$ est le champ magnétique externe sous forme vectorielle.

Puisque le champ magnétique $\mathbf{H}$ est uniforme, le potentiel vecteur peut prendre la forme $A(r) = \frac{1}{2}r \times \mathbf{H}$. En substituant cette expression dans l'équation (1.1) et en procédant à l'expansion du premier terme quadratique, il en découle le calcul qui suit :

$$[\mathbf{P} + \frac{e}{c}\mathbf{A}(r)]^2 = \mathbf{P}^2 + \frac{e}{2c}[\mathbf{H} \cdot (\mathbf{P} \times r) - (r \times \mathbf{P}) \cdot \mathbf{H}] + \frac{e^2}{4c^2}[r^2\mathbf{H}^2 - (r \cdot \mathbf{H})^2]. \quad (1.3)$$

Sachant que le moment cinétique $\mathbf{L}$ s'écrit $r \times \mathbf{P} = -\mathbf{P} \times r$, il en ressort les termes suivants en réécrivant notre hamiltonien comme la somme de trois sous-hamiltoniens $H = H_0 + H_1 + H_2$:

$$\begin{aligned} H_0 &= \frac{\mathbf{P}^2}{2m_e} + V(r) + \xi(r)\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}, \\ H_1 &= -\frac{e}{2m_e c}\mathbf{H} \cdot (\mathbf{L} + 2\mathbf{S}), \\ H_2 &= \frac{e^2}{8m_e c^2}\mathbf{H}^2 r^2 - (r \cdot \mathbf{H})^2. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Le terme $(\mathbf{L} + 2\mathbf{S})$ du sous-hamiltonien H_1 découle du fait que les facteurs de Landé pour l'orbitale atomique et le spin de l'électron sont respectivement $g_l = 1$ et $g_s \approx 2$ [8]. Jusqu'à une intensité du champ magnétique de l'ordre de 10 MG, la contribution des termes contenus dans H_1 et H_2 est faible par rapport au potentiel de Coulomb $V(r)$ qui est le facteur dominant. On peut ainsi approximer l'hamiltonien comme la somme d'un système en équilibre (H_0) et d'éléments perturbateurs (H_1 et H_2). Dépendamment de la force du champ magnétique et de l'ampleur relative de l'énergie spin-orbite des sous-hamiltoniens H_1 et H_2 , un atome peut se retrouver dans l'un ou l'autre des trois régimes suivants sous l'utilisation de la théorie des perturbations [2] :

- Si $H_2 \ll H_1 \ll$ l'énergie du couplage spin-orbite, nous sommes dans le régime de l'effet Zeeman linéaire.
- Si $H_2 \ll H_1$ et que l'énergie du couplage spin-orbite $\ll H_1$, nous sommes dans le régime de l'effet Paschen-Back.
- Si $H_2 \gg H_1$ et que $H_2 \gg$ l'énergie du couplage spin-orbite, nous sommes dans le régime de l'effet Zeeman quadratique.

Dans la majorité des situations, un atome dit normal soumis à un champ magnétique d'une force < 50 kG se retrouve dans le régime de l'effet Zeeman linéaire [2]. Pour cette raison, nous prenons en considération, dans ce projet, uniquement ce régime.

1.1.1 Effet Zeeman

L'effet Zeeman a été détecté pour la première fois en 1896 [9]. Il s'agit du régime de perturbation approximé par un champ magnétique faible. Dans cette situation, seul le terme contenu dans H_1 influence légèrement les niveaux d'énergie du dédoublement des raies de la structure fine dans le système. Le moment magnétique $\mathbf{M}$, aligné selon $\mathbf{J}$, est donné par [8] :

$$\mathbf{M} = -g \frac{e}{2m_e c} \mathbf{J}, \quad (1.5)$$

où $\mathbf{J}$ désigne soit le moment orbital ou le spin.

Étant donné que l'énergie associée au moment magnétique est proportionnelle à $\mathbf{H} \cdot \mathbf{M}$, l'on peut identifier $2J + 1$ sous-niveaux magnétiques d'énergie possibles, où J est un bon nombre quantique, pour chaque niveau d'énergie i . Si l'on considère E_{i0} comme étant le niveau d'énergie i sans champ magnétique, l'on peut calculer les sous-niveaux magnétiques à l'aide de l'expression qui suit [2] :

$$E_i = E_{i0} + g_i \hbar \frac{e}{2m_e c} H m_J, \quad (1.6)$$

où m_J est un nombre quantique prenant les valeurs des $2J + 1$ composantes et g_i est le facteur de Landé découlant de la transition qui varie selon le niveau d'énergie :

$$g_i = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}. \quad (1.7)$$

Les composantes en lesquelles se subdivise une raie lorsque l'atome est soumis à un champ magnétique sont dictées par les règles de sélection pour m_J [10].

$$\Delta m_J = 0, \pm 1, \quad (1.8)$$

mais l'on exclut comme possibilité la transition $m_J = 0$ à $m_J = 0$ lorsque $\Delta J = 0$.

Ces règles de sélection sont mises en évidence à la figure 1.1 dans laquelle l'on y présente les premiers niveaux excités du sodium [10].

Connaissant bien la fameuse expression de l'énergie en fonction de la fréquence : $E = h\nu$, l'on parvient finalement à calculer l'écart en fréquence dû à la transition entre deux niveaux d'énergie :

$$\nu_{ij} = \frac{E_i - E_j}{h} = \nu_0 + \frac{eH}{4\pi m_e c} (g_i m_i - g_j m_j), \quad (1.9)$$

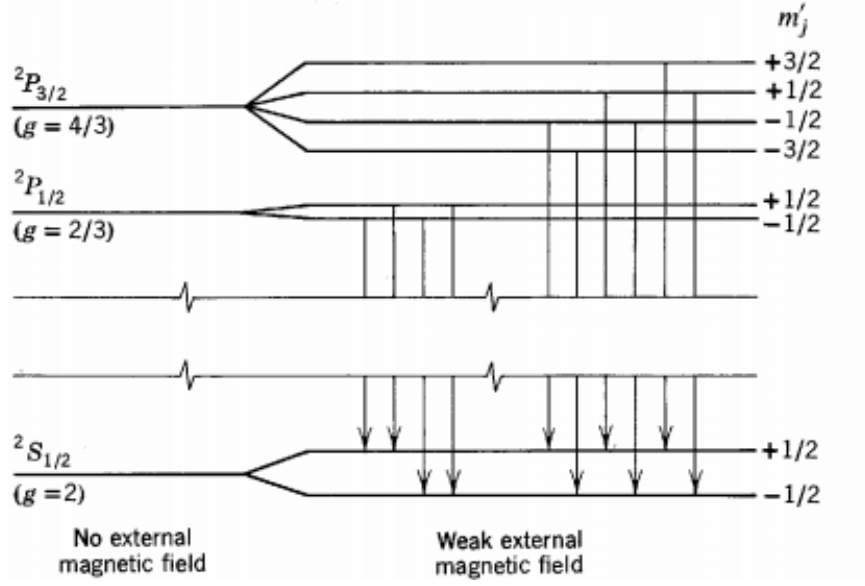


FIGURE 1.1 – Transitions permises par les règles de sélection pour le sodium. Figure tirée du chapitre 10 du livre de Eisberg & Resnick (1985) [10].

où $m_j = m_i \pm 0,1$, soit les valeurs permises par les règles de sélection.

1.1.2 Techniques de détection

Nous abordons dans cette section les divers moyens employés visant à observer un champ magnétique stellaire. L'on doit garder à l'esprit que les mesures effectuées sur une étoile située à une grande distance de l'observateur ne constituent en soit qu'une moyenne globale de la structure magnétique de sa surface au temps de l'observation. Il existe tout de même deux méthodes d'approximation profitables rendant possible l'estimation de la composante longitudinale moyenne du champ magnétique $\langle H_z \rangle$ – soit l'approximation de la raie faible et l'approximation du champ faible. Elles exigent d'obtenir au préalable les spectres dont la lumière mesurée de l'étoile résulte de polarisations circulaires gauche et droite [2].

Approximation de la raie faible

L'idée derrière cette théorie est d'approximer l'ensemble des raies d'absorption du spectre par des raies faibles. Même si ce n'est pas optimal, il n'en demeure pas moins qu'il s'agit d'une bonne approximation d'utiliser cette technique pour mesurer un champ magnétique en utilisant des raies plus intenses. On calcule la séparation entre les composantes circulairement polarisées σ et la composante centrale π en se servant de l'expression qui suit :

$$\Delta\lambda_{\sigma-\pi} = g_{\text{eff}} \frac{\lambda^2 e H}{4\pi m_e c^2}, \quad (1.10)$$

où g_{eff} est le facteur de Landé effectif.

Considérant le paramètre θ , soit l'angle entre le champ magnétique et la ligne de visée, le décalage effectif en longueur d'onde tel que perçu par l'observateur est donné par $\Delta\lambda_{\sigma-\pi} \cos \theta$. Sous l'utilisation d'une double polarisation circulaire gauche et droite, l'on observe finalement une séparation égale à $\Delta\lambda = 2\Delta\lambda_{\sigma-\pi} \cos \theta = \Delta\lambda_{\sigma-\sigma} \cos \theta$. Puisque la raie analysée est vraisemblablement présente sur tout le disque visible de l'étoile observée, la moyenne du champ magnétique $H \cos \theta$ que l'on calcule s'apparente à la quantité $\langle H_z \rangle$ [2].

Approximation du champ faible

Outre l'approximation précédente généralisée sur toutes les raies d'un spectre, une autre approximation s'impose dans les éventualités où le champ magnétique est faible [2]. Survenant un tel cas, une séparation $\Delta\lambda$ s'ensuit sur le spectre d'intensité non polarisé dont la valeur est nettement plus faible que la largeur du profil de la raie analysée. Il est plus stratégique d'appliquer la polarisation à seulement un ou deux endroits sur la raie plutôt que de procéder à une polarisation circulaire sur tout le profil de ladite raie (voir figure 1.2). En connaissant la variation en intensité du profil de la raie en fonction de la longueur d'onde $\frac{dI}{d\lambda}$ à l'endroit où la polarisation circulaire est mise en pratique, il est possible de soutirer comme information la force de la composante longitudinale du champ magnétique $\langle H_z \rangle$ contenu dans $\Delta\lambda$. Ceci est rendu possible au moyen de la relation qui existe entre le spectre polarisé circulairement et celui d'intensité non polarisé [2] :

$$V = \frac{\Delta\lambda}{I_G + I_D} \frac{dI}{d\lambda}, \quad (1.11)$$

où V est la polarisation circulaire fractionnelle mesurée par un polarimètre en un point et I_{G-D} sont les intensités mesurées en ce même point lorsque le spectre est observé respectivement sous l'utilisation de polarisations gauche et droite.

Mesure directe de la séparation des raies

Il peut arriver à plusieurs occasions d'observer directement la séparation des raies issue de la présence d'un champ magnétique. Un tel scénario exige une vitesse de rotation faible et un module moyen du champ magnétique $\langle H \rangle$ suffisamment élevé [2]. La séparation des raies se manifeste sous la forme de trois composantes (π , σ_+ , σ_-), desquelles il est possible de calculer l'amplitude du champ magnétique à l'aide de l'équation (1.9). Un tel processus nécessite d'acquérir un spectre caractérisé par la détection d'une lumière dépourvue de polarisation. Cette méthode de détection conventionnelle fera l'objet du chapitre 3. Dans ce projet, nous appliquons la technique d'autocorrélation sur des spectres non polarisés.

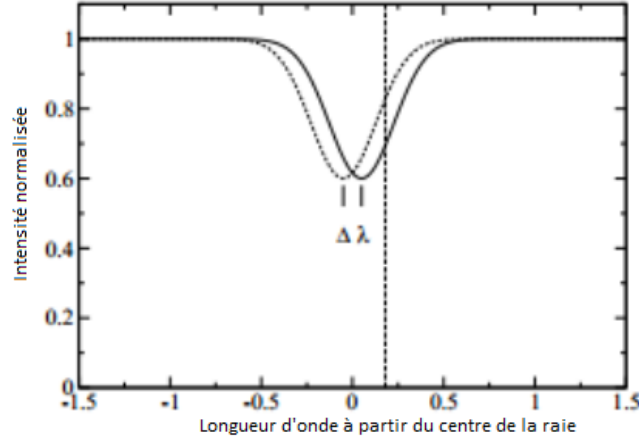


FIGURE 1.2 – Estimation de $\Delta\lambda$ par l’approximation du champ faible. Les profils en ligne pointillée et en trait plein découlent des observations tirées respectivement de polarisations gauche et droite. La ligne verticale en pointillée correspond à l’endroit où est effectuée la polarisation circulaire. Figure tirée de J. Landstreet (2008) [2].

Déconvolution des moindres carrés

La déconvolution des moindres carrés est une méthode astucieuse au sein des différentes techniques de détection qui a permis aux astrophysiciens de faire de nouvelles découvertes [11, 12, 13]. En effet, cet outil d’analyse spectrale est parvenu avec succès à cataloguer de nouvelles étoiles avec un champ magnétique faible sur la quasi-totalité du diagramme HR. Dans cette sous-section, nous présentons d’une manière non exhaustive les principes sur lesquels s’appuie ce procédé de déconvolution. L’intérêt d’aborder un tel sujet repose sur certaines similitudes avec la technique que nous exposons dans ce mémoire.

D’entrée de jeu, nous approximations toutes les raies d’absorption d’un spectre (polarisé ou non) par un profil de raie identique dont l’intensité est ajustée par un facteur de pondération. Dans cette approche, les raies se chevauchant peuvent être simplement considérées comme une somme linéaire de plusieurs raies à un endroit donné. Il est donc possible de générer le spectre dans son entièreté dans l’espace des vitesses à l’aide de l’équation suivante [11] :

$$Y(v) = \sum_{i=1} w_i \delta(v - v_i) Z(v_i), \quad (1.12)$$

où Y est le spectre normalisé, w est le facteur de pondération, δ est la fonction delta de Dirac et Z est le profil de raie identique.

Le membre de droite de cette dernière équation se décompose en deux facteurs caractérisant le spectre normalisé Y . La déconvolution des moindres carrés exige d’emblée de connaître la disposition des raies d’un spectre. Cette information est contenue dans un modèle que l’on nomme le masque d’un spectre. Ce dernier est caractérisé par une somme de fonctions delta de

Dirac pondérées qui sont décalées les unes par rapport aux autres dans l'espace des vitesses. On le représente sous la forme de l'expression qui suit :

$$M(v) = \sum_{i=1} w_i \delta(v - v_i). \quad (1.13)$$

Ces différents termes étant définis, l'on peut réécrire l'équation (1.12) sous la forme d'une convolution ou d'une multiplication de matrices :

$$Y = M * Z,$$

ou

$$\mathbf{Y} = \mathbf{M} \cdot \mathbf{Z}. \quad (1.14)$$

Au final, la technique de déconvolution des moindres carrés a pour objectif de résoudre un problème d'inversion de matrices à partir de l'équation (1.14) afin de trouver une solution pour $\mathbf{Z}$. Une fois obtenue, l'on peut étudier ce profil de raie moyen et comparer sa forme, sa largeur ainsi que ses autres paramètres physiques avec d'autres étoiles pour ainsi déceler l'existence probable d'un champ magnétique. Cette méthode est bien connue en analyse spectrale pour parvenir à détecter un champ magnétique et depuis sa mise à disposition dans la communauté de recherche en astrophysique par Donati et al. (1997) [13], plusieurs chercheurs ont perfectionné la technique [11].

1.1.3 Modélisation

Une variation de la force du champ magnétique d'une étoile est mesurable en fonction de sa période de rotation [5]. Dans plusieurs situations, l'on peut caractériser les structures à grande échelle de ces étoiles par un dipôle magnétique de premier ordre dont l'axe est orienté avec les pôles des étoiles en question. Ce principe fondamental est généralement respecté lorsque l'observateur cherche à obtenir la courbe magnétique de la composante longitudinale du champ magnétique $\langle H_z \rangle$. Réellement, la grande majorité des courbes magnétiques s'apparente à une fonction sinusoïdale dans laquelle l'on retrouve un maximum positif et un minimum négatif, ce qui correspond respectivement au passage des pôles nord et sud dans la ligne de visée de l'observateur [14].

Seulement, une situation problématique surgit lorsque l'analyse consiste à mesurer le module moyen du champ magnétique $\langle H \rangle$ des spectres non polarisés. Conformément aux prédictions faites à partir du modèle dipolaire, l'on devrait observer deux maxima et deux minima sur une courbe sinusoïdale par rapport à l'intensité du champ magnétique moyen $\langle H \rangle$ sur un cycle de rotation complet de l'étoile [14]. Ceci correspond à un scénario théorique parfait dans lequel l'axe du dipôle magnétique est centré avec l'étoile et incliné d'un angle β par rapport à

son axe de rotation qui est à son tour incliné d'un angle i relativement à la ligne de visée de l'observateur (voir figure 1.3, image de gauche). Dans ce cas-ci, les deux maxima concordent avec le passage alternatif des deux pôles (positif et négatif) dans la ligne de visée de l'observateur alors que les deux minima coïncident avec le passage de l'équateur magnétique. Ce modèle est effectivement intéressant par sa simplicité, mais plus souvent qu'autrement, il ne concorde pas avec les observations. Dans la majorité des cas répertoriés, au lieu de détecter 4 extrema, l'on n'en observe que 2, soit un maximum et un minimum. Cela laisse supposer, en maintenant l'approche du modèle dipolaire, que l'axe du dipôle magnétique ne se recoupe pas avec le centre de l'étoile ; il serait plutôt décalé d'une distance α par rapport à celui-ci (voir figure 1.3, image de droite). De cette façon, les deux pôles sont en passage simultané relativement à l'observateur, ce qui expliquerait du coup les résultats obtenus empiriquement [14].

D'un autre point de vue, il est tout à fait plausible d'expliquer ce phénomène en reprenant le modèle dipolaire centré auquel nous rajoutons un quadrupole colinéaire directement superposé avec le dipôle. Par la surabondance relative des lignes de champ, l'on obtient au final un pôle dont l'amplitude magnétique est supérieure à son opposant. La reproduction des résultats expérimentaux sous l'utilisation de cette approximation est tangible. Il s'agit, de nos jours, du modèle le plus fréquemment utilisé pour expliquer les résultats découlant des observations. Dans certains cas, une plus grande précision est nécessaire, ce qui requiert d'extensionner le modèle à l'aide de multipôles d'ordres supérieurs à 4 [14].

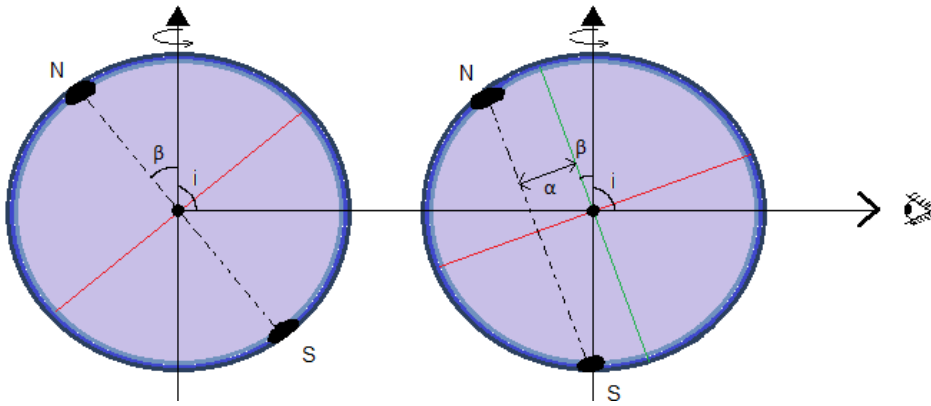


FIGURE 1.3 – Représentation d'un modèle magnétique par un dipôle. À des fins d'illustration, l'on pose l'angle i à 90° . β est l'angle d'inclinaison du dipôle par rapport à l'axe de rotation de l'étoile. À gauche : un dipôle centré avec l'étoile. À droite : un dipôle décalé du centre de l'étoile d'une distance α . La ligne rouge correspond à l'équateur magnétique. La ligne verte est une translation de l'axe du dipôle au centre de l'étoile.

1.2 La fonction d'autocorrélation

Cette section est consacrée à dévoiler les aspects qui définissent la fonction d'autocorrélation. Puisqu'il s'agit de l'outil de traitement principal de ce projet, il importe de couvrir convenablement la matière relative à ce sujet. Une description mathématique à l'égard de cette fonction de même que quelques-unes de ses propriétés utilisées sont d'abord présentées. Finalement, nous discutons de la manière dont l'autocorrélation peut être adaptée à l'analyse spectrale en astrophysique pour ainsi devenir dans ce domaine un outil de travail fort intéressant.

1.2.1 Description et propriétés

Par définition, l'autocorrélation est la corrélation croisée d'un signal par lui-même [4]. C'est un outil mathématique régulièrement impliqué dans le traitement du signal dans le but de repérer, dans le domaine temporel, des séquences périodiques dissimulées dans le bruit [15]. Si nous prenons par exemple une séquence discrète $x(t)$, l'autocorrélation appliquée sur celle-ci est définie par [4]

$$\psi_x(\tau) = \frac{1}{N} \sum_{t=0}^{N-\tau-1} x^*(t)x(t+\tau), \quad \tau = 0, 1, \dots, N-1, \quad (1.15)$$

où le symbole $*$ est le complexe conjugué, τ est le temps décalé, N est la longueur de la séquence et t est le temps discrétisé du signal.

L'autocorrélation comprend de nombreuses propriétés fondamentales [4]. Nous résumons les plus importantes qui sont exploitées dans ce travail.

- L'autocorrélation est symétrique sur tout son domaine de définition et donc : $\psi_f(\tau) = \psi_f(-\tau)$ où f est une fonction quelconque.
- L'autocorrélation a un pic caractérisé par un maximum réel à la position $\psi_f(\tau = 0)$. Par la suite, la fonction décroît d'un côté comme de l'autre suivant la propriété : $|\psi_f(\tau)| \leq \psi_f(0)$.
- L'autocorrélation de bruit blanc prenant la forme d'une fonction continue est représentée par un pic de Dirac à la position $\psi_f(\tau = 0)$ et est nulle partout ailleurs. Cette propriété peut également être applicable pour un cas discret si la fréquence d'échantillonnage est suffisamment élevée.

La fonction d'autocorrélation est à la source de nombreuses applications s'établissant dans une grande variété de champs de recherche. Par définition, l'autocorrélation nous permet par ailleurs d'effectuer un passage direct au spectre de puissance d'un signal en calculant sa transformée de Fourier – il s'agit du théorème de Wiener-Khinchin [4]. Dans ce mémoire, nous évaluons une application directe et inédite jusqu'à maintenant en astronomie, plus précisément en analyse de spectres d'absorption, de la fonction d'autocorrélation.

1.2.2 Adaptation à l'analyse spectrale

L'utilisation qu'on fait de la fonction d'autocorrélation est en effet et sans contredit singulière par rapport à ce que l'on retrouve habituellement dans la littérature. D'ordinaire, l'on applique la fonction sur une séquence évoluant dans le temps et l'on parvient aisément à détecter les périodicités en observant la courbe par rapport au décalage temporel défini par τ_t . Au lieu de se conformer à une telle procédure, l'on obtient plutôt la courbe autocorrélée d'un spectre qui se lit dans le domaine fréquentiel. En conséquence, ceci nous amène à considérer une tout autre définition par rapport à la nature du paramètre τ . Il représente dès lors un décalage en fréquence relativement au positionnement de la courbe du signal original, c'est-à-dire τ_f . Toute l'information contenue dans la fonction d'autocorrélation est normalement conservée lors de l'analyse. Puisque notre but fondamental n'est pas de détecter d'événements périodiques dans le spectre, seuls les décalages fréquentiels se limitant à définir le pic central de l'autocorrélation nous importent. Ce profil est le reflet de la moyenne des aspects caractéristiques (e.g. la largeur à mi-hauteur, la forme, etc) des raies d'absorption contenues dans la région autocorrélée (voir figure 1.4). Pour exécuter la fonction d'autocorrélation dans MATLAB, nous faisons intervenir la ligne de code suivante dans notre analyse : $y = \mathbf{xcorr}(x)$, où x est le signal entrant et y est le signal sortant autocorrélé².

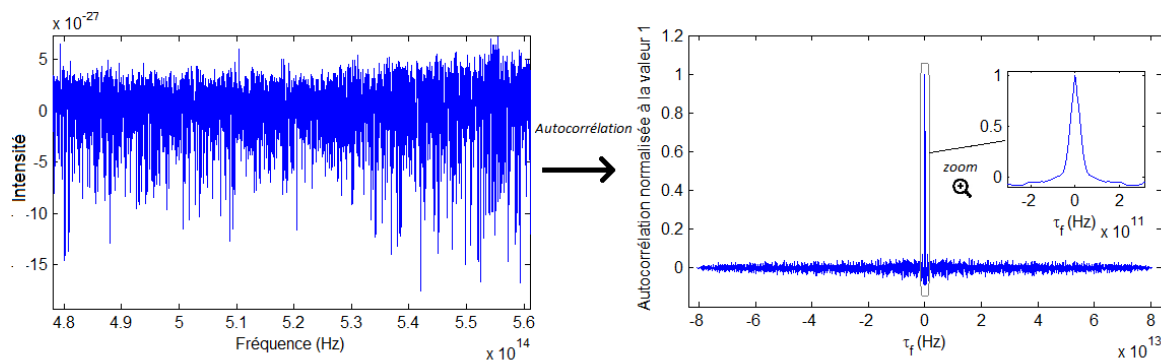


FIGURE 1.4 – Spectre avec une de ses régions soumise au traitement de la fonction d'autocorrélation. À gauche : région du spectre en fréquence de HD 81009 avec retrait du continuum à une phase $\phi = 0.200$. À droite : autocorrélation correspondant à la région en question.

Au préalable, le continuum est retiré avant que l'on procède à l'autocorrélation du spectre (voir la section 2.2.1 pour une description détaillée d'une telle procédure). Ceci nous permet d'autocorréler uniquement le signal caractérisé par les raies d'absorption du spectre. Si nous omettons d'effectuer cette étape cruciale, l'intensité du profil moyen contenu dans l'autocorrélation se rapportant aux raies d'absorption devient beaucoup plus faible que le continuum autocorrélé (voir figure 1.5). Ceci augmente le risque d'erreur par rapport à la hauteur à laquelle le profil central de l'autocorrélation est évalué lorsque nous déterminons la base de la fonction. La raison est simple : lorsque le continuum est présent dans le signal d'entrée, sa

2. À des fins de clarté, nous affichons dans ce mémoire les fonctions de MATLAB utilisées en caractère gras.

contribution prend l'apparence d'une fonction triangulaire d'amplitude relative extrêmement prépondérante sur laquelle est disposée sur la fine pointe de la courbe la contribution de l'intensité des raies. L'on peut observer facilement sur la figure en question le prolongement du faible signal des raies qui est caractérisé par la fonction triangulaire du continuum.

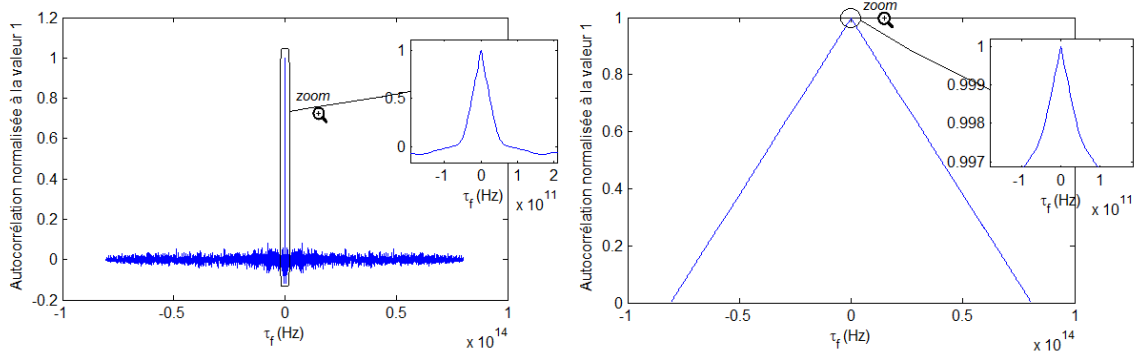


FIGURE 1.5 – Autocorrélation de HD 126515 à $\phi = 0.577$ appliquée sur la même plage de fréquence que celle illustrée sur la figure 1.4. À gauche : avec retrait du continuum. À droite : sans retrait du continuum.

L'autocorrélation est un outil astucieux qui se prête bien à l'analyse spectrale. Seulement, ce n'est pas d'emblée un traitement parfait qui procure des résultats justes et significatifs pour tous les spectres peu importe la région analysée. Ceci dit, l'on doit tout d'abord sélectionner une zone à examiner qui est commune pour tous les spectres scrutés et nous devons nous assurer que l'application de l'autocorrélation soit valable pour tous les cas. Avant de mettre en pratique l'analyse d'un spectre, il est de temps à autre inévitable d'éliminer manuellement quelques raies d'émission pouvant polluer nos résultats. Le profil moyenné des raies d'absorption du spectre est une bonne approximation seulement si la région analysée contient des raies avec une intensité comparable. Dans le cas contraire, le profil dit moyen sera dominé par la présence d'une raie trop intense rendant ainsi complètement insignifiante la contribution des autres raies. La largeur moyenne des raies mesurée par la fonction d'autocorrélation s'écarte de la vraie largeur physique des raies par un facteur multiplicatif. Il n'est pas possible de déterminer exactement ce facteur puisque le profil exact de l'ensemble des raies du spectre est ici inconnu en pratique.

L'autocorrélation d'une fonction gaussienne est également une fonction gaussienne dont la pleine largeur à mi-hauteur (FWHM, *Full Width at Half Maximum*) est de $\sqrt{2}$ fois celle du signal d'entrée [16]. Par ailleurs, l'autocorrélation d'une fonction lorentzienne est également une fonction lorentzienne dont le FWHM est de 2 fois celle du signal d'entrée [17]. Puisque le profil d'une raie est souvent représenté par une combinaison de ces deux fonctions, la largeur donnée par la fonction d'autocorrélation est vraisemblablement entre $\sqrt{2}$ et 2 fois celle de la moyenne des raies du spectre. Expérimentalement, ignorer l'exactitude de ce facteur n'est pas

un problème en soi. Ce qui importe à évaluer pour l'instant dans ce projet, c'est l'écart relatif de la largeur du profil moyen de l'autocorrélation des spectres entre eux.

L'une des propriétés les plus fondamentales que l'on utilise rigoureusement est celle de l'autocorrélation du bruit de photons. Pour pouvoir exploiter efficacement cette propriété, nous autocorrélon un signal d'entrée dont la région couverte contient une quantité suffisante de raies, c'est-à-dire au moins de 40 à 50 raies. Si la fonction d'autocorrélation est appliquée sur un nombre insuffisant de raies, il ne sera pas possible de faire ressortir du lot l'effet du bruit sur le profil central de l'autocorrélation. Ceci s'explique par la présence d'un signal de raies d'absorption trop faible. À la place de prendre la forme d'une fonction de Dirac se positionnant au sommet du profil central de l'autocorrélation, le bruit se mêlerait sans équivoque à celui-ci et affecterait grandement sa forme. Ce problème est vite résolu lorsqu'une plus grande plage de valeurs est étudiée (voir figure 1.6). Puisque le bruit est réparti aléatoirement sur tout le spectre, il n'est aucunement corrélé avec le signal original sauf à un décalage fréquentiel $\tau_f = 0$. Ainsi, le profil du bruit s'isole efficacement de celui des raies d'absorption et il est aisé de le retirer de la courbe d'autocorrélation.

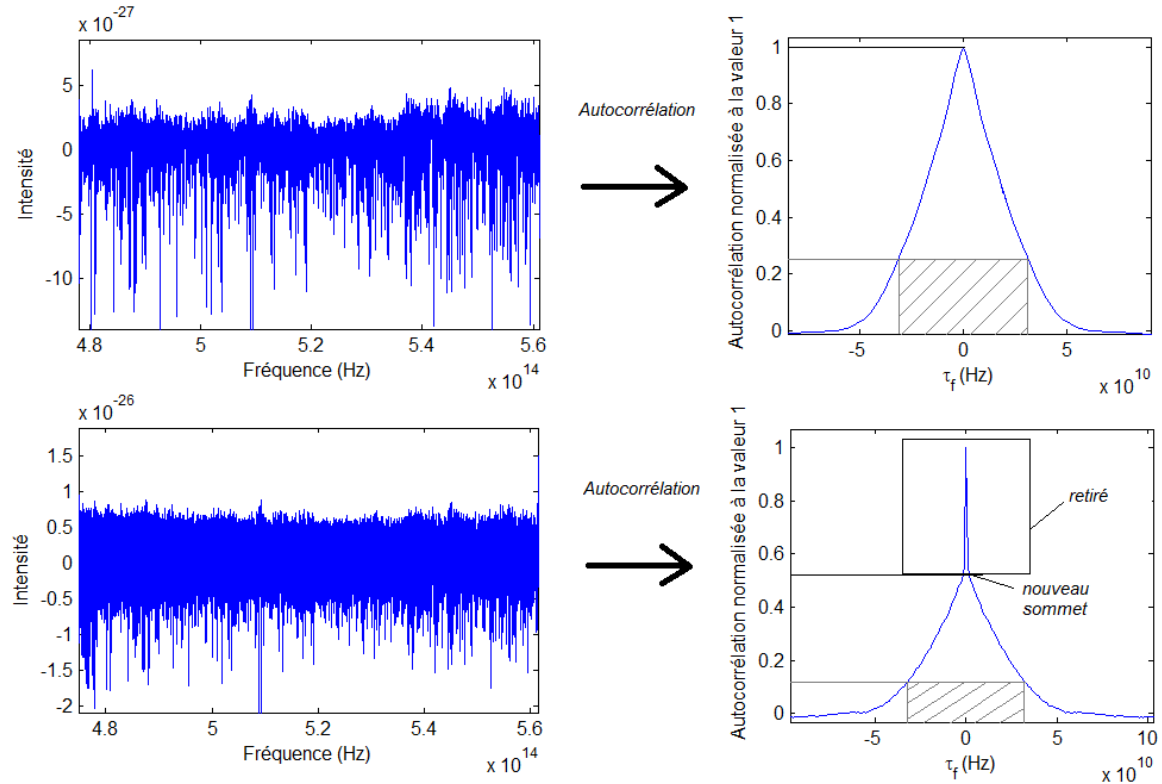


FIGURE 1.6 – Autocorrélation de HD 144897 à $\phi = 0.410$ appliquée sur la même plage de fréquence que celle illustrée sur la figure 1.4. En haut : spectre original sans ajout de bruit blanc et son autocorrélation. En bas : spectre original avec ajout de bruit blanc et son autocorrélation.

Sur cette dernière figure, une quantité substantielle de bruit blanc a été rajoutée au spectre original. Si l'on définit le nouveau sommet de l'autocorrélation du spectre bruité à 0.52 sur l'échelle normalisée et que nous évaluons la courbe à 25% du sommet (soit à une valeur de 0.13), il a été vérifié en utilisant le logiciel MATLAB que la largeur est quasi-identique à celle de l'autocorrélation du spectre sans bruit évaluée à une hauteur de 0.25. L'avantage majeur de cette propriété théorique confirmée expérimentalement constitue un élément très important dans ce projet.

Lorsqu'un spectre est doté de peu de pixels, le bruit devient plus difficile à distinguer du reste de la courbe d'autocorrélation. Cela survient dans des spectres de faible résolution dans lesquels la fréquence d'échantillonnage est très basse. Dans ce cas-ci, le pic du bruit devient plus large et s'isole de manière moins évidente du signal autocorrélé.

Bien que notre traitement requiert dans certains cas quelques modifications sur les spectres (e.g. retirer des raies trop intenses si présentes), son application est rapide et directe. Contrairement à la déconvolution des moindres carrés (voir section [1.1.2](#)), il n'est pas nécessaire, au préalable, de disposer d'un spectre théorique contenu dans un masque avant d'appliquer la technique d'autocorrélation. Ceci accélère grandement la vitesse à laquelle nous pouvons traiter les données dans notre étude. Dans les chapitres qui suivent, la fonction d'autocorrélation est employée selon la théorie exposée dans cette section-ci.

Chapitre 2

Discrimination de l'effet du champ magnétique des facteurs d'élargissement des raies

La technique d'autocorrélation permet de distinguer rapidement les étoiles magnétiques des étoiles de type A sans champ magnétique. Ceci est possible compte tenu de la nature des différents phénomènes physiques amplifiant la largeur des raies d'un spectre. Dans ce chapitre, on analyse d'abord l'influence de ces paramètres d'élargissement en vue de discriminer l'effet du champ magnétique du profil des raies. Après coup, nous décrivons la procédure utilisée pour analyser les données, de l'obtention des spectres jusqu'à leur traitement final dans le logiciel MATLAB. Nous présentons ensuite les résultats découlant de notre méthode de détection d'un champ magnétique dans une étoile de type A. Finalement, nous proposons une technique graphique permettant d'estimer rapidement la force du champ magnétique d'une étoile.

2.1 Mécanismes d'élargissement

Plusieurs facteurs contribuent à l'élargissement des raies qui composent le spectre d'une étoile [18, 19]. Nous énumérons les plus importants en décrivant brièvement leur nature.

- Élargissement naturel : ce facteur d'élargissement faible résulte du principe d'incertitude de Heisenberg évoquant le fait que l'énergie E d'un niveau d'énergie atomique n'est pas définie de manière exacte. La largeur d'une raie n'est pratiquement jamais déterminée par ce facteur qui, par la présence d'autres phénomènes dominants, devient négligeable.
- Élargissement rotationnel : la vitesse de rotation projetée $v \sin i$ d'une étoile a pour effet d'élargir le profil des raies par effet Doppler. En longueur d'onde, le décalage est décrit par $\Delta\lambda = \frac{v \sin i}{c} \lambda$, où c est la vitesse de la lumière.

- Élargissement thermique : la température d’une étoile affecte directement le profil d’une raie d’absorption du spectre de cette étoile. L’énergie thermique attribuée aux atomes une vitesse aléatoire, produisant ainsi un décalage en longueur d’onde par effet Doppler.
- Effet Zeeman : en présence d’un champ magnétique, les raies sont élargies et parfois dédoublées en plusieurs composantes dépendamment de la force du champ.
- Profil instrumental : tout dépendant de la résolution spectrale du spectrographe utilisé lors de l’acquisition des données, les raies sont soumises à un élargissement plus ou moins considérable réduisant du fait même la distance entre laquelle deux éléments du signal peuvent être distingués [20]. Dans nos modèles, la forme de ce facteur d’élargissement relève de l’appareil utilisé.

À des vitesses de rotation élevées ainsi qu’à une bonne résolution spectrale, l’élargissement rotationnel devient le facteur dominant et l’on peut émettre l’hypothèse que le profil de la raie ainsi que sa largeur sont déterminés par ce paramètre (voir section 2.1.1). La forme générale de la raie est en réalité déterminée par la convolution des différents facteurs physiques. Théoriquement, il serait convenable de considérer l’ensemble de ces phénomènes dans les calculs. Il est tout de même justifié d’approximer le profil des raies uniquement sous la contribution de l’élargissement rotationnel lorsque nous examinons des spectres d’étoiles évoluant à des vitesses de rotation suffisamment élevées. Cette supposition permet de simplifier les calculs et d’accélérer le temps d’exécution dans MATLAB lorsque des simulations d’étoiles artificielles sont requises à l’aide du logiciel. Nous appuyons cette proposition au moyen d’une simple dérivation mathématique faisant l’objet de la sous-section suivante.

2.1.1 Élargissements thermique et rotationnel

Nous amorçons ce segment du mémoire par un calcul abrégé mettant en balance l’ampleur des mécanismes d’élargissement thermique et rotationnel. Pour des raisons de simplifications, nous approximations le profil des deux mécanismes par une fonction gaussienne. Cette dernière peut être caractérisée par un écart-type σ , à son tour défini par [19] :

$$\sigma_{\text{therm}} = \sqrt{\frac{KT}{mc^2}} \lambda, \quad (2.1)$$

où σ_{therm} est l’écart-type de la gaussienne de l’élargissement thermique, K est la constante de Boltzmann, T est la température et m , la masse.

Il est moins évident de modéliser l’élargissement rotationnel. Nous simplifions ce mécanisme par une simple fonction gaussienne avec l’écart-type suivant :

$$\sigma_{\text{rot}} = \frac{v \sin i}{c} \lambda, \quad (2.2)$$

où σ_{rot} est l'écart-type de la gaussienne de l'élargissement rotationnel.

Nous appuyons cette approximation à l'aide de l'étude menée sur ce sujet par Strassmeier et al. (1990) [21]. Ces auteurs émettent une loi mettant en relation la valeur de $v \sin i$, le FWHM observé et le FWHM du profil instrumental :

$$v \sin i = 0.591 \left[\left(\frac{c}{\lambda} (FWHM_{\text{obs}}^2 - FWHM_{\text{instr}}^2)^{\frac{1}{2}} \right)^2 - \xi^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2.3)$$

où ξ est une vitesse de macroturbulence qui est due au mouvement de l'atmosphère de l'étoile. Typiquement, cette valeur est d'environ 5 km/s.

Le FWHM de l'élargissement rotationnel peut être calculé à partir d'un des termes du membre de droite de l'équation (2.3). Il s'agit de l'équation suivante :

$$FWHM_{\text{rot}} = (FWHM_{\text{obs}}^2 - FWHM_{\text{instr}}^2)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.4)$$

Dans ce calcul, nous approximations le profil des raies par des fonctions gaussiennes. Sous cette approche, il nous est permis, au moyen des propriétés de la fonction gaussienne, de considérer l'élargissement rotationnel comme étant la déconvolution de l'effet instrumental du profil observé. Cet élargissement rotationnel est caractérisé par la vitesse de rotation projetée de l'étoile – soit le paramètre $v \sin i$.

En réorganisant les termes de l'équation (2.3) et en solutionnant pour $FWHM_{\text{rot}}$, nous obtenons :

$$FWHM_{\text{rot}} = \left(\left(\frac{v \sin i}{0.591} \right)^2 + \xi^2 \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\lambda}{c}. \quad (2.5)$$

En négligeant ξ et en considérant que le terme $FWHM_{\text{rot}}$ de l'équation (2.5) est de nature gaussienne, nous retrouvons finalement l'écart-type : $\sigma_{\text{rot}} = \frac{1}{2.3548 \cdot 0.591} \frac{v \sin i}{c} \lambda = 0.719 \frac{v \sin i}{c} \lambda$.

Il s'agit de la même expression que celle exposée à l'équation (2.2), mais pondérée par un facteur multiplicatif. Notre approximation est donc valide et se situe dans le bon ordre de grandeur.

Nous choisissons une température typique d'une étoile de type A, soit 8500 K [22]. Nous effectuons le calcul pour l'élément de fer ($m = 56 \text{ } u^1$) puisque nous écartons, dans notre analyse, les éléments légers tel l'hydrogène (voir section 2.2). Nous calculons le profil de la raie pour une étoile dont la vitesse de rotation est de 15 km/s, soit une valeur caractéristique

1. u est l'unité de masse atomique unifiée d'une valeur de $1.66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$.

des étoiles non magnétiques étudiées dans ce projet, et évaluons le tout à une valeur de longueur d’onde de 5500 Å. En procédant à ces substitutions dans les équations (2.1) et (2.2), nous obtenons les valeurs respectives de $\sigma_{\text{therm}} = 0.0206\text{Å}$ et $\sigma_{\text{rot}} = 0.2750\text{Å}$

Nous pouvons donc considérer, dans nos simulations, que le fait d’approximer uniquement le profil des raies par l’élargissement rotationnel est raisonnable. Ce modèle simplifié nous permet d’obtenir des résultats qui sont précis tout en diminuant considérablement le temps de calcul lorsque des simulations de spectres artificiels d’étoiles sont effectuées dans MATLAB.

2.1.2 Effets des mécanismes d’élargissement dans le domaine des fréquences

Initialement, les spectres provenant des banques de données sont en longueur d’onde. Il est plus aisé de les analyser, à l’aide de la technique d’autocorrélation, en les convertissant d’abord en fréquence par la relation simple : $\nu = \frac{c}{\lambda}$. L’avantage fondamental de procéder à une telle modification est que l’élargissement issu d’un champ magnétique stellaire est une constante en fréquence (équation 2.8), alors qu’il évolue comme λ^2 en longueur d’onde [2] (équation 2.6).

$$\Delta\lambda = 4.67 \cdot 10^{-13} g \lambda^2 \langle H \rangle \quad (\text{Å}), \quad (2.6)$$

où λ est la longueur d’onde (Å), g est le facteur de Landé et $\langle H \rangle$ est le module moyen du champ magnétique (G).

Puisque $\nu = \frac{c}{\lambda}$, alors

$$|\Delta\nu| = \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} c = \frac{\Delta\lambda}{c} \nu^2, \quad (2.7)$$

et donc en fréquence, la séparation de la raie en présence d’un champ magnétique est définie par :

$$\Delta\nu = 1.40 \cdot 10^6 g \langle H \rangle \quad (\text{Hz}). \quad (2.8)$$

L’un des principaux défis que l’on aspire à surmonter dans ce chapitre est d’isoler l’effet du champ magnétique des autres paramètres décrits précédemment. Autant dans le domaine des fréquences qu’en longueur d’onde, l’élargissement des raies causé par la rotation de l’étoile évolue linéairement comme ν et λ respectivement. Tel que décrit à la section suivante, l’autocorrélation est mise à exécution sur une plage de valeurs couvrant une partie du spectre. En voulant quantifier le champ magnétique, soit l’une des applications décrites à la fin de ce chapitre (voir section 2.4), il devient plus aisé d’effectuer l’analyse en fréquence, puisque c’est un domaine dans lequel la largeur de la raie, découlant du mécanisme d’élargissement

caractérisé par la présence d'un champ magnétique, ne dépend pas de sa position dans le spectre.

2.2 Description de la méthode

Pour chaque spectre analysé, la technique d'autocorrélation est appliquée dans cinq plages de fréquence bien précises. Nous retrouvons les gammes de fréquence qui sont couvertes par ces régions dans le tableau 2.1.

Région	De (Hz)	À (Hz)
1.	5.31E+014	5.58E+014
2.	5.75E+014	6.03E+014
3.	6.41E+014	6.69E+014
4.	7.00E+014	7.27E+014
5.	7.37E+014	7.51E+014

TABLE 2.1 – Gammes de fréquence couvertes par les cinq régions analysées dans les spectres.

Toutes les zones du spectre affichant un comportement singulier vraisemblablement dû à l'équipement utilisé lors de la prise de données sont évitées, et les régions contenant des raies d'hydrogène très intenses sont également mises à l'écart. Nos spectres sont tirés de la banque de données de l'*European Southern Observatory*² (ESO) sous l'utilisation des spectrographes FEROS et ELODIE (voir tableau 2.2). Ces deux instruments ont une résolution spectrale ($R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$) de 48 000 [23] et 42 000 [24] respectivement. Ils couvrent une fourchette de longueur d'onde de 3526 à 9214 Å sur environ 189 620 pixels (FEROS) [23] et de 4000 à 6800 Å sur 56 000 pixels (ELODIE) [24].

Spectrographe	Emplacement	Gamme spectrale	Résolution ($\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$)	Type
FEROS [23]	La Silla, Chili	3526 à 9214 Å	48 000	Échelle
ELODIE [24]	Haute-Provence, France ³	4000 à 6800 Å	42 000	Échelle

Détecteur CCD	Nombre de pixels	Taille des pixels	Efficacité quantique
EEV 44-82 (FEROS) [23]	2048 x 4096	15 μm	85% @ 5000 Å
Tektronix 1Kx1K (ELODIE) [24]	1024 x 1024	24 μm	80% @ 5000 Å

TABLE 2.2 – Description sommaire des deux spectrographes utilisés pour l'acquisition des spectres sondés dans ce chapitre. Voir figure 3.3 pour la courbe détaillée de l'efficacité quantique du CCD EEV 44-82.

La figure 2.1 illustre les cinq régions employées lors de l'analyse pour un spectre quel qu'il soit. Tout en nous assurant d'éviter de couvrir des secteurs problématiques du spectre, nous

2. Consulter le site web suivant pour la banque de données : <http://archive.eso.org/wdb/eso/repro/form>
3. Le spectrographe ELODIE n'existe plus depuis 2006 et a été remplacé par le spectrographe SOPHIE.

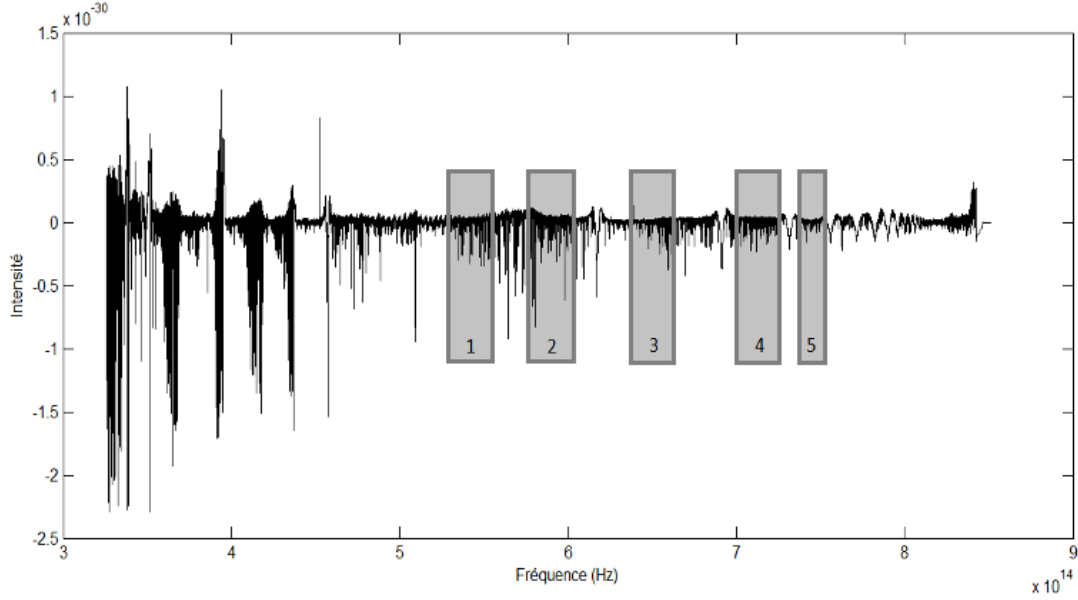


FIGURE 2.1 – Les cinq régions analysées lors du traitement de données. Chaque zone est représentée par un rectangle gris. Spectre avec retrait du continuum de HD 91375.

choisissons soigneusement les régions de manière à ce qu'elles contiennent suffisamment de raies pour que l'application de l'autocorrélation soit efficace et significative.

2.2.1 Paramètres du code et évaluation des données

Les spectres obtenus à partir de la banque de données de l'ESO utilisent des fichiers d'extension .FITS dans lesquels l'on retrouve un en-tête contenant l'ensemble des informations du spectre et une table des valeurs de l'intensité relative du spectre pour chaque pixel en longueur d'onde. Cette dernière est extraite dans un document texte et est importée dans le logiciel MATLAB sous la forme d'une variable.

La première modification apportée aux spectres, une fois convertis en fréquence, est le retrait du continuum à l'aide de la fonction **smooth**. Cette fonction consiste à lisser le vecteur d'entrée (spectre de l'étoile) par un filtre mobile constitué d'un nombre impair de pixels déterminé par l'utilisateur. À titre d'exemple, si l'on prend un filtre de trois pixels, on obtient que :

$$\begin{aligned}
 y(1)_{\text{smooth}} &= y(1) \\
 y(2)_{\text{smooth}} &= \frac{y(1) + y(2) + y(3)}{3} \\
 y(3)_{\text{smooth}} &= \frac{y(2) + y(3) + y(4)}{3} \\
 &\dots
 \end{aligned}
 \tag{2.9}$$

Dans le code, le filtre mobile est de 1501 pixels. Ceci permet d'isoler efficacement le continuum du spectre pour ensuite le soustraire du vecteur d'entrée (voir figure 2.2). Plus la valeur de la fonction **smooth** est faible, plus le vecteur de sortie lissé se rapproche du vecteur d'entrée. Il est donc crucial de choisir une valeur assez élevée dans le but de retirer seulement le continuum et non une portion des raies du spectre. En ce qui a trait à la conversion du spectre en fréquence, l'incrément par pixel a été modifié selon l'équation (2.7) et est désormais proportionnel à ν^2 .

En vue d'obtenir un incrément fixe de valeur en fréquence par pixel, il est nécessaire d'interpoler le vecteur du spectre au moyen d'une nouvelle série de données redéfinissant le domaine. Ce nouveau vecteur couvre la même gamme de fréquence, mais cette fois-ci, nous imposons un incrément invariable de manière à avoir un saut de fréquence constant pour tout le vecteur. Une simple ligne de code dans MATLAB nous permet d'exécuter rapidement cette tâche : **interp1**(x_1 , vecteur1, x_2) où vecteur1 est le vecteur d'entrée défini sur x_1 que l'on interpole sur x_2 .

Une modification est aussi requise relativement à l'intensité le long de l'axe des ordonnées. Puisque l'intensité est désormais définie par unité de fréquence, il est nécessaire de diviser notre vecteur par ν^2 afin d'obtenir les bonnes valeurs relatives correspondantes. Dans cette transformation, un facteur de conversion contenant la valeur de la vitesse de la lumière c ainsi que d'autres paramètres est également impliqué dans le calcul. Puisque ce facteur est simplement un coefficient multiplicatif et n'influence pas la relativité des valeurs les unes par rapport aux autres, nous ne le prenons pas en considération. Dans ce qui suit, les spectres que nous affichons en unité de fréquence sont caractérisés par une intensité relative et non réelle.

Une fois ces changements exécutés, l'autocorrélation est appliquée sur le vecteur du spectre par le biais de la fonction **xcorr** de MATLAB. Le vecteur de sortie contenant l'autocorrélation normalisée à la valeur de 1 est affiché dans un graphique à partir du délai fréquentiel $\tau_f = 0$. La largeur de la courbe mesurée par le code est celle se trouvant à 25% du pic de l'autocorrélation (voir figure 2.3). Un champ magnétique très fort (e.g. >10 kG) dans une étoile à faible vitesse de rotation peut parfois occasionner un élargissement, voire une séparation de raies qui n'est pas détectable dans la fonction d'autocorrélation pour une hauteur supérieure à 25% du pic (voir figure 2.4). En évaluant l'autocorrélation à une hauteur trop élevée, les composantes σ sont considérées comme d'autres raies en soi et non comme un simple élargissement de la composante centrale π . Ceci survient principalement lorsque les spectres étudiés ont une résolution suffisamment élevée de manière à ce que les raies d'absorption séparées d'une distance très courte soient distinguables.

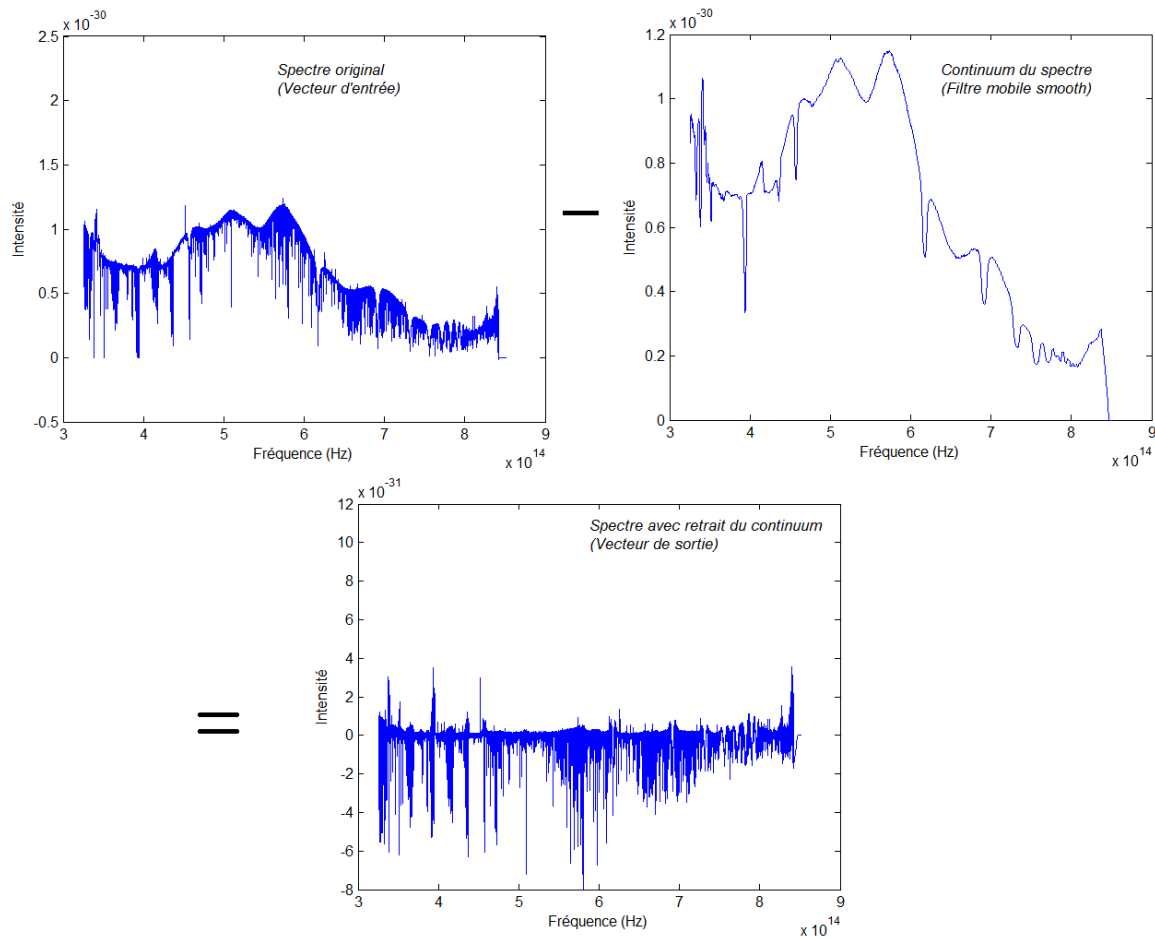


FIGURE 2.2 – Retrait du continuum du spectre par la fonction **smooth** de MATLAB. Sur cette figure : spectre de l'étoile HD 72660.

2.2.2 Simulations du profil des raies par l'effet Zeeman et l'élargissement rotationnel

Dans cette sous-section, l'on présente les principes sur lesquels repose la méthode utilisée afin de détecter un champ magnétique dans le spectre d'une étoile. Tel que discuté à la section 2.1.1, les divers facteurs modifiant le profil des raies peuvent être distingués les uns des autres si leur apport à l'élargissement des raies diffère. Avant de procéder à l'analyse de vrais spectres, nous avons simulé au moyen d'un code MATLAB le spectre d'une étoile avec une vitesse de rotation que l'on détermine à l'avance.

Tout d'abord, nous créons une boîte rectangulaire dont la valeur est de 1 sur tout le domaine sous la variable I composée de 189 620 pixels (typique du spectrographe FEROS). Dans cette boîte, 1000 raies sont générées à l'aide d'une boucle **for** couvrant une plage de fréquence de $3.25\text{E}+014$ à $8.51\text{E}+014$ Hz dont l'incrément en fréquence par pixel reproduit bien la résolution du spectrographe FEROS. On approxime chaque raie par une fonction

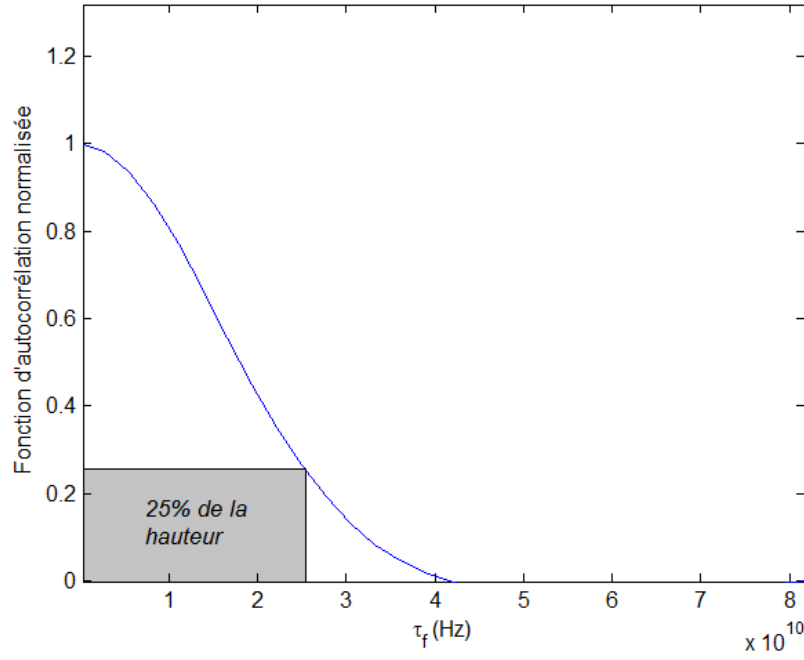


FIGURE 2.3 – Illustration de l'autocorrélation à 25%. La fonction est normalisée à la valeur 1. Sur cette figure : l'autocorrélation de HD 72660 dans la 4^e plage de fréquence.

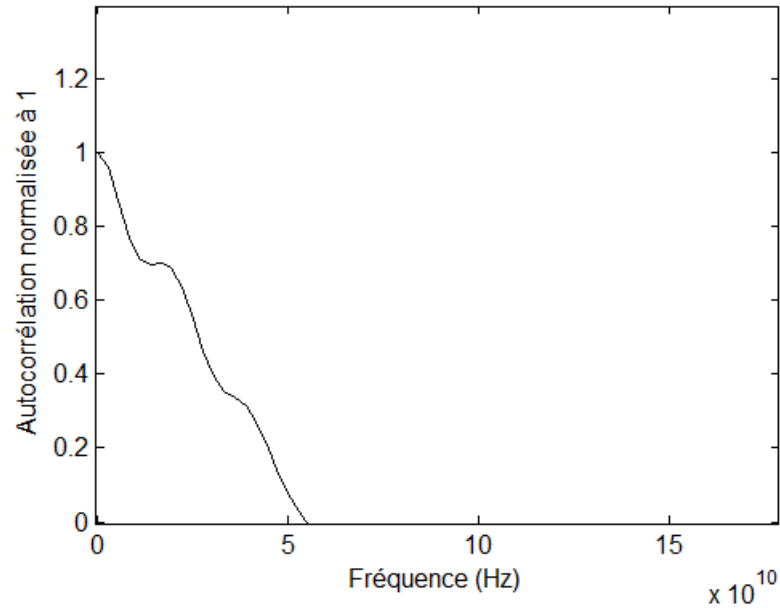


FIGURE 2.4 – Illustration de l'autocorrélation d'une étoile magnétique simulée dont les raies sont séparées en 3 composantes. Les paramètres sont $v \sin i = 5$ km/s et $\langle H \rangle = 10$ kG. La fonction est normalisée à la valeur 1. Au-delà de 25% de hauteur, la séparation des raies résultant du champ magnétique est difficilement prise en considération.

gaussienne dont la pleine largeur à mi-hauteur est fixée par le facteur d'élargissement de la vitesse de rotation de l'étoile simulée. L'écart-type de la fonction gaussienne en fréquence peut simplement être approximé par :

$$\sigma = \frac{v \sin i}{c} \nu. \quad (2.10)$$

Pour les raisons mentionnées à la section 2.1.1, nous ne tenons pas compte de la contribution de l'effet thermique dans les simulations. L'intensité de chaque raie simulée est pondérée par la fonction **rand** qui génère un nombre aléatoire entre 0 et 1. La création d'une raie sans champ magnétique est commandée par la ligne suivante :

$$I = I - \mathbf{rand} \frac{\exp(\nu - \nu_0)^2}{2\sigma^2}. \quad (2.11)$$

À chaque itération, le coefficient ν_0 est ensuite déplacé d'une quantité $\delta\nu$ pondérée par **rand**. Au final, nous obtenons un spectre dans lequel nous retrouvons 1000 raies réparties aléatoirement et d'intensité variable.

En ce qui a trait aux simulations avec un champ magnétique, on considère des triplets seulement, soit la composante centrale π et les deux composantes σ_+ et σ_- . Une raie, en la présence d'un champ magnétique, est simulée conformément à la ligne de code qui suit :

$$I = I - \mathbf{rand} \frac{\exp(\nu - \nu_0)^2}{2\sigma^2} - \mathbf{rand} \frac{\exp(\nu - \nu_0 + zeeman)^2}{2\sigma^2} - \mathbf{rand} \frac{\exp(\nu - \nu_0 - zeeman)^2}{2\sigma^2}, \quad (2.12)$$

où *zeeman* est le décalage en fréquence déterminé par l'équation (2.8). Pour une même raie, la valeur du paramètre **rand** est identique pour les trois termes. Une nouvelle valeur est ensuite générée à chaque itération correspondant à une raie différente.

Les simulations d'étoiles magnétiques seront plus particulièrement utilisées pour l'obtention des données de la section 2.4.

La figure 2.5 illustre des étoiles simulées sans champ magnétique avec une vitesse de rotation de 15 km/s et de 20 km/s. Pour chaque région du spectre (voir le début de la section 2.2), l'on obtient la largeur de la fonction d'autocorrélation. Cela consiste à mesurer le délai fréquentiel τ_f correspondant à une hauteur de 25%. Au final, nous affichons, sous forme d'un graphique, ces données en fonction de la valeur de fréquence moyenne de leur région correspondante. Une régression linéaire passant par chacun des points est ajoutée pour obtenir la pente de la fonction. La valeur de cette pente, pour une étoile sans champ magnétique, est directement influencée par la grandeur du facteur $v \sin i$. En effet, plus la vitesse de rotation de l'étoile est élevée, plus la pente du graphique sera accentuée.

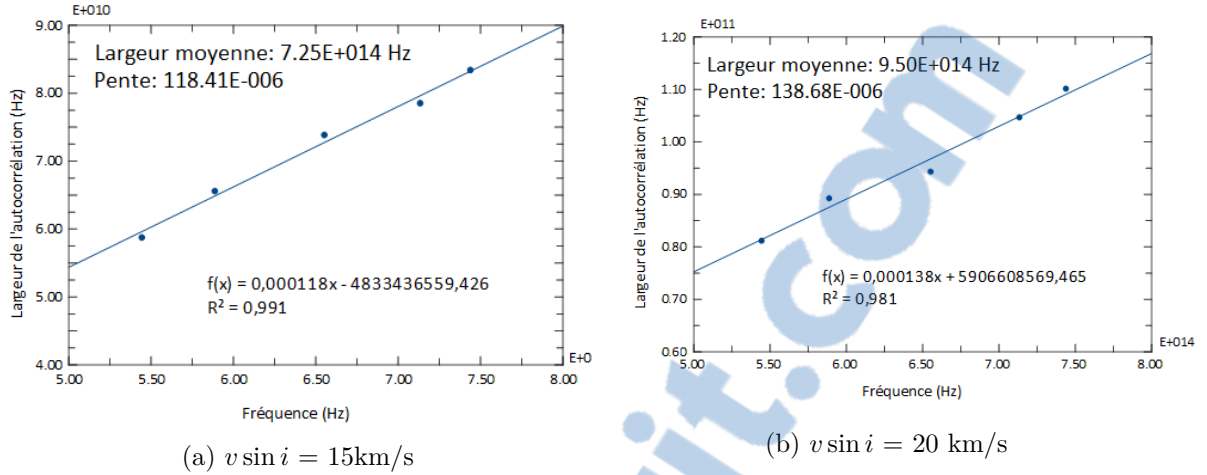


FIGURE 2.5 – Étoiles simulées sans champ magnétique avec une vitesse de rotation de 15 km/s et de 20 km/s. Chaque point correspond à la largeur de l'autocorrélation en fonction de la valeur de fréquence moyenne de leur région. Le coefficient de corrélation de la régression linéaire est donnée par R^2 .

La largeur moyenne de la fonction d'autocorrélation de l'étoile simulée à la figure 2.5a est d'environ $7.25E+014$ Hz et la pente associée à ce spectre est de $118.41E-006$. Pour l'étoile simulée de 20 km/s (voir figure 2.5b), nous obtenons une largeur moyenne d'environ $9.50E+014$ Hz et une pente de $138.68E-006$. Comme nous l'avons mentionné à la section 2.1.1, l'intensité du champ magnétique $\langle H \rangle$ est une constante sur tout le spectre. Ainsi, à des faibles valeurs de fréquence ν , le champ magnétique, si présent, perturbe davantage la largeur de la raie qu'à des valeurs de fréquence plus élevées, là où l'effet de $v \sin i$ est plus important. La largeur moyenne des raies, approximée par la convolution du mécanisme d'élargissement rotationnel et de l'effet Zeeman, est augmentée en présence d'un champ magnétique. La figure 2.6 illustre la simulation d'une étoile avec un champ magnétique de 15 kG et une vitesse de rotation projetée de 15 km/s. Dans ce cas, la largeur moyenne de la fonction d'autocorrélation est d'environ $8.80E+014$ Hz et la pente est de $86.21E-006$. En tenant compte du mécanisme d'élargissement rotationnel seulement, la pente devrait être théoriquement supérieure au cas affiché à la figure 2.5a. Cependant, il n'en est rien lorsque l'amplitude de l'effet Zeeman est considérable. Effectivement, nous remarquons que le champ magnétique a pour effet d'augmenter la valeur de la largeur moyenne de la fonction d'autocorrélation et d'atténuer la valeur de la pente de la régression linéaire. Au final, en procédant à une analyse spectrale par comparaison avec des étoiles non magnétiques de type A, il est possible de discriminer l'effet du champ magnétique en observant la valeur de la pente. À la section suivante, nous mettons en application ce procédé en utilisant des vrais spectres.

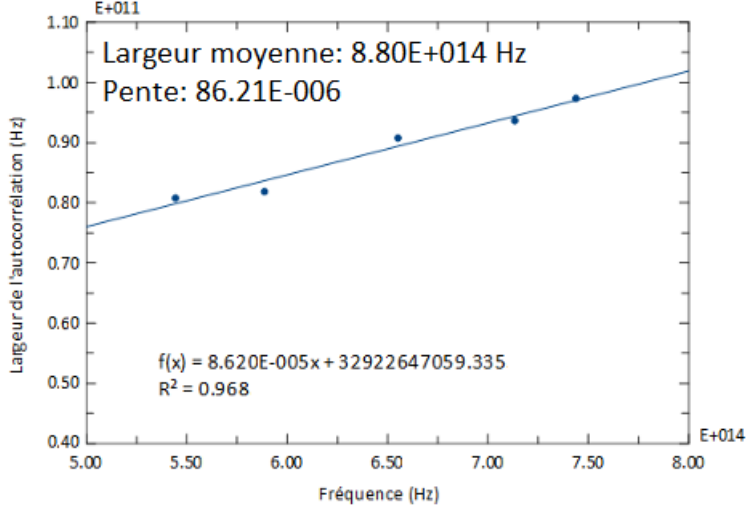


FIGURE 2.6 – Étoile simulée avec un champ magnétique $\langle H \rangle = 15$ kG et une vitesse de rotation de 15 km/s

2.3 Détection d'un champ magnétique dans une étoile de type A

Au moyen de la méthode présentée à la section précédente, nous analysons des spectres d'étoiles de type A à faible vitesse de rotation avec lesquels des spectres d'étoiles magnétiques connues sont comparés. Ceci nous permet d'évaluer la technique que nous proposons dans ce projet et de valider le concept discuté à la section 2.2.2. La grande majorité des étoiles magnétiques qui existent et qui sont étudiées sont de type A. Il est donc substantiel d'obtenir, préalablement, une distribution d'étoiles non magnétiques qui est représentative du type spectral des étoiles magnétiques. On discute davantage de ce raisonnement dans la sous-section qui suit.

2.3.1 Sélection d'une distribution d'étoiles non magnétiques

À la figure 2.7, nous remarquons deux distributions qui évoluent d'une manière distincte. Les données colorées en bleu sont des étoiles de types B9.5 à A8 alors que les données en rouge sont des étoiles de types F0 à F8. Pour chaque cas, nous affichons la régression linéaire de la distribution ainsi que la pente associée à cette droite (soit le paramètre a dans la fonction $f(x) = ax + b$). L'axe des ordonnées de ce graphique correspond à la pente calculée pour chaque étoile en fonction des cinq régions d'analyse (voir figures 2.5 et 2.6 pour des exemples d'étoiles simulées).

Les données que l'on retrouve sur la figure 2.7 sont caractérisées par des spectres de vraies étoiles contenus dans les banques de données de l'ESO. Les étoiles utilisées dans ce projet ont une vitesse de rotation projetée qui varie entre 6.0 et 26.4 km/s. L'évolution de la pente

en fonction de la largeur moyenne de l'autocorrélation dépend du paramètre d'élargissement $v \sin i$.

Les étoiles de type A et F sont distinguables par leur différence de température, bien que cette différence ne soit pas suffisamment élevée pour expliquer l'écart entre la distribution de ces deux types spectraux sous forme graphique. En comparaison avec les étoiles de type A, les spectres obtenus d'étoiles de type F exhibent une dissemblance considérable relativement à la quantité de raies présentes et à l'intensité de ces dernières. Bien que ce soit une hypothèse, il s'agit vraisemblablement de la raison pour laquelle l'on observe pour ces étoiles une distribution dont la tendance se distingue des étoiles de type A. Par conséquent, il serait incohérent de se servir, pour la distribution d'étoiles non magnétiques, d'un répertoire dans lequel figurent divers types spectraux. Bien que similaire aux étoiles de type A standards, le spectre des étoiles magnétiques dispose régulièrement de plusieurs raies singulières caractérisées par la surabondance de certains métaux. Les listes des étoiles non magnétiques et magnétiques utilisées dans ce projet sont présentées respectivement dans les tableaux 2.3 et 2.4.

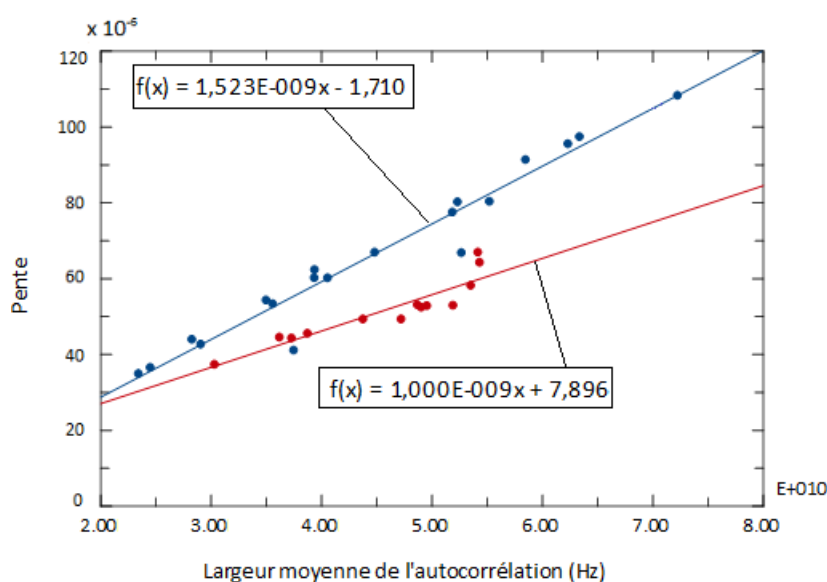


FIGURE 2.7 – Distribution des étoiles listées dans le tableau 2.3. Les étoiles de types B9.5 à A8 ainsi que les étoiles de types F0 à F8 sont représentées respectivement par les points bleus et rouges⁴.

Afin de déterminer si le spectre analysé par le code MATLAB révèle l'existence potentielle d'une étoile magnétique ou non, nous mettons de l'avant une approche statistique faisant intervenir la notion bien connue de l'écart-type. Concrètement, l'usage qu'on en fait dans ce projet consiste à mesurer la dispersion de la distribution des étoiles non magnétiques dans laquelle la régression linéaire agit comme la moyenne (équation 2.13). Dans ce projet, cette notion mathématique est définie de la manière suivante [25] :

4. Consulter l'annexe pour plus de détails sur les figures du chapitre 2.



$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum(y_i - \bar{y}_i)}{n}}, \quad (2.13)$$

où n est le nombre de données, y_i est la valeur de la pente de l'étoile i à une position x_i et $\bar{y}_i$ est la valeur de la pente tel qu'indiqué par la régression linéaire à la position x_i .

Identifiant	Type spectral ⁵	$v \sin i$ [26] (km/s)	Identifiant	Type spectral	$v \sin i$ [26] (km/s)
HD 39780 (F)	B9.5V	14.4	HD 30652 (F)	F6V	14.5
HD 72660 (F)	A1V	8.3	HD 199260 (F)	F6V	13.7
HD 91375 (F)	A1V	11.6	HD 25457 (F)	F6V	17.7
HD 10538 (F)	A1V	17.9	HD 1352 (F)	F6V	11.7
HD 23878 (F)	A1V	21.7	HD 181327 (F)	F6V	16.2
HD 119537 (F)	A1V	16.4	HD 209253 (F)	F6.5V	15.0
HD 83373 (F)	A1V	26.4	HD 142 (F)	F7V	9.9
HD 47105 (F)	A1.5IV	13.3	HD 35296 (F)	F8V	15.9
HD 116235 (F)	A2m	19.4	HD 19330 (F)	F8V	6.0
HD 11753 (F)	A3V	12.7	HD 14252 (E)	A2V	20.9
HD 168525 (F)	A6V	10.8	HD 58142 (E)	A0.5Vs	18.2
HD 37594 (F)	A8Vs	14.2	HD 67959 (E)	A1V	15.5
HD 197541 (F)	F0V	26.0	HD 97633 (E)	A2V	20.9
HD 10167 (F)	F0V	12.6	HD 114330 (E)	A1IVs	8.6
HD 43386 (F)	F5V	18.0	HD 132145 (E)	A1V	19.6
HD 18256 (F)	F6V	15.6	HD 158716 (E)	A1V	22.1

TABLE 2.3 – L'ensemble des étoiles non magnétiques analysées et présentes dans la distribution. Dans la colonne *Identifiant*, l'on retrouve les spectres acquis avec le spectrographe FEROS (F) et ELODIE (E).

Ceci nous permet d'obtenir une valeur moyenne d'écart-type se rapportant à la distribution. Bien évidemment, moins la régression linéaire est corrélée à la disposition des données sur le graphique, plus la portée de l'écart-type sera considérable. Plutôt que d'utiliser l'ensemble des spectres représentés dans le tableau 2.3, nous confinons notre sélection de manière à stratégiquement minimiser l'étendue de l'écart-type moyen. Nous affichons la distribution des étoiles non magnétiques en accusant le cas où toutes les étoiles du tableau 2.3 sont utilisées (figure 2.8a), celui où seulement les étoiles variant des types spectraux B9.5 à A8 sont sélectionnées (figure 2.8b) et finalement, celui où l'on confine notre assortiment aux types spectraux allant de A1 à A3 (figure 2.8c). Dans ce projet, la limite se rattachant à la distribution est de 3σ , ce qui regroupe 99.73% de toutes les données. Une étoile se retrouvant hors de cette zone est considérée comme ne faisant pas partie de cette distribution, c'est-

5. Le type spectral de toutes les étoiles contenues dans ce projet a été déterminé au moyen de la banque de données astronomique SIMBAD (simbad.u-strasbg.fr/simbad).

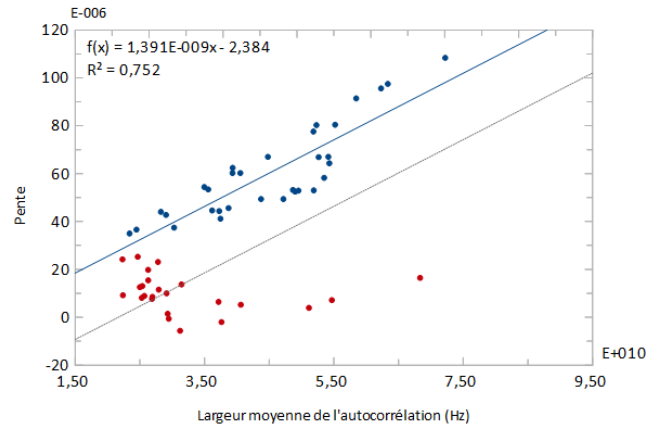
à-dire qu'elle aurait 0.27% de chance d'en faire partie. Une exclusion de la distribution est hypothétiquement attribuée à la présence d'un champ magnétique.

Pour chacune des situations présentées aux figures 2.8, nous affichons la valeur de la pente de la régression linéaire ainsi que le coefficient de corrélation R^2 . Ce dernier paramètre met en valeur l'accord de la distribution de nos données avec la régression linéaire. Dans un cas parfait, le coefficient R^2 serait de 1. Les étoiles magnétiques et non magnétiques sont respectivement représentées par les points bleus et rouges. En outre, nous ajoutons à la distribution une zone de 3σ , telle que définie suivant l'expression 2.13, délimitée par le trait gris.

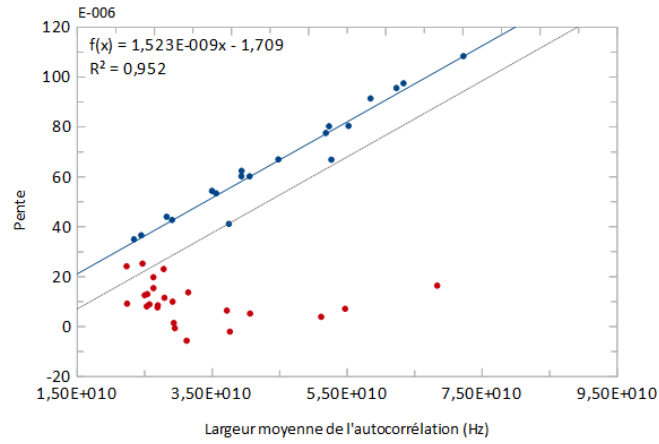
D'une part, sous l'emploi d'une plage de données qui comprend les étoiles B9.5 à F8, l'on obtient une pente dont la corrélation est de 0.7528 et seules 9 étoiles magnétiques sur 24 se retrouvent à l'extérieur de la barre des 3σ (voir figure 2.8a). D'autre part, en utilisant uniquement les étoiles B9.5 à A8, la corrélation s'élève à 0.9522 et 22 des 24 étoiles magnétiques scrutées dans ce projet se dissocient de la distribution initiale (voir figure 2.8b).

Identifiant	Type spectral	$v \sin i$ [27] (km/s)	$\langle H \rangle$ [27] (kG)
HD 81588	Ap	3.0	2.4 ± 0.2
HD 3988	Ap	3.0	2.7 ± 0.2
HD 191695	Ap	2.7	3.4 ± 0.2
HD 76460	Ap	3.0	3.6 ± 0.2
HD 179902	Ap	3.0	3.7 ± 0.2
HD 110274	Ap	1.0	4.02 ± 0.38
HD 143487	A3SrEuCr	2.0	4.23 ± 0.07
HD 88701	B9	7.0	4.38 ± 0.35
HD 52847	Ap	1.0	4.44 ± 0.01
HD 46665	Ap	1.0	4.63 ± 0.13
HD 69013	A2SrEu	4.0	4.80 ± 0.10
HD 44226	Ap	2.0	4.99 ± 0.15
HD 72316	A	6.0	5.18 ± 0.40
HD 185204	A2SrEuCr	4.0	5.7 ± 0.2
HD 184120	Ap	4.0	5.8 ± 0.1
HD 162316	Ap	3.0	6.0 ± 0.2
HD 121661	Ap	1.0	6.16 ± 1.14
HD 117290	Ap	2.0	6.38 ± 0.02
HD 47009	Ap	6.0	7.36 ± 0.15
HD 92499	Ap	2.0	8.20 ± 0.13
HD 42075	A5	1.0	8.54 ± 0.02
HD 158450	A0	7.5	11.9 ± 0.3
HD 55540	Ap	5.0	12.73 ± 0.30
HD 70702	Ap	17.0	15.0 ± 0.6

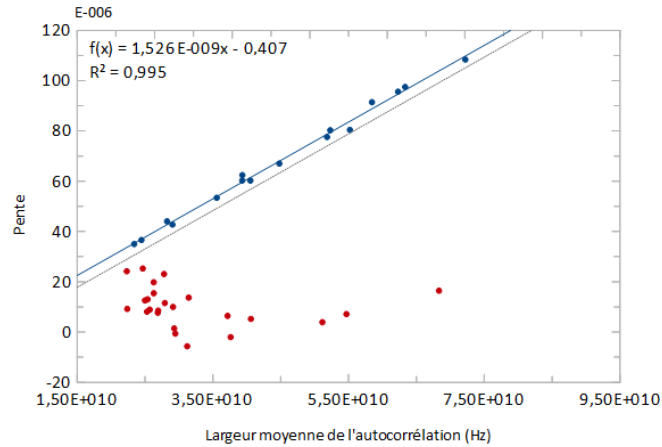
TABLE 2.4 – L'ensemble des étoiles magnétiques analysées et présentes dans la distribution. Tous les spectres ont été acquis avec le spectrographe FEROS.



(a) Types spectraux variant entre B9.5 et F8



(b) Types spectraux variant entre B9.5 et A8



(c) Types spectraux variant entre A1 et A3

FIGURE 2.8 – Sélection d'une distribution d'étoiles non magnétiques. Les étoiles non magnétiques et magnétiques sont en bleu et rouge respectivement. La zone de 3σ est délimitée par le trait gris.

Confinant la sélection aux étoiles de types A1 à A3, l'on réduit l'écart-type de manière très significative (voir figure 2.8c). Nous pouvons remarquer que pour ce cas, le coefficient de corrélation R^2 s'élève à plus de 0.9950. En utilisant cette distribution d'étoiles non magnétiques, nous parvenons à détecter efficacement et rapidement, à l'aide de la technique d'autocorrélation, les 24 étoiles magnétiques connues contenues dans ce projet. Il s'agit de la distribution utilisée pour le reste de notre étude dans ce chapitre. Il ne faut cependant pas négliger le fait que la résolution des spectres des étoiles étudiées sur les figures 2.8 est élevée. Il est à présent pertinent d'évaluer la limite de la technique en matière de performance en dégradant artificiellement la résolution spectrale de nos données. Ceci sera l'objet de la section suivante.

2.3.2 Dégradation spectrale

Jusqu'à maintenant, nous avons fait l'étude de spectres d'étoiles magnétiques issus de spectrographes dont la résolution spectrale moyenne est d'environ 45 000. En astronomie, nous utilisons plusieurs techniques conventionnelles pour parvenir à identifier ces étoiles et à quantifier l'amplitude de leur champ magnétique en mesurant directement la valeur associée à la séparation des raies. Lorsque les spectres sont de faible résolution, il devient très difficile de mesurer ou de simplement détecter un champ magnétique. Sans quantifier la force du champ magnétique, nous évaluons l'efficacité de la technique d'autocorrélation, à la suite d'une dégradation spectrale, en observant si certaines étoiles se distinguent de la distribution à l'instar du graphique illustré à la figure 2.8c. Ceci nous permet de vérifier si la technique d'autocorrélation est capable de détecter des spectres d'étoiles magnétiques de résolution spectrale de l'ordre de celles que l'on retrouve dans les relevés spectroscopiques. Dans cette section, nous mettons d'abord au point les étapes nous ayant permis de dégrader progressivement les spectres jusqu'au point où une mesure directe du champ magnétique est impossible. Nous présentons ensuite nos résultats sans l'ajout de bruit ainsi qu'un cas où nous ajoutons du bruit de photons simulé avec MATLAB. De cette façon, il sera possible de comparer les données obtenus et de supputer l'efficacité de la technique d'autocorrélation lorsqu'il y a ajout de bruit de photons.

La dégradation des spectres se fait en trois étapes par l'intermédiaire de MATLAB :

1. *Convolution avec une fonction gaussienne* : en premier lieu, nous convoluons le spectre original avec une fonction gaussienne. Ceci se fait au moyen de la fonction `conv( $\vec{a}$ ,  $\vec{b}$ )`, où les $\vec{a}$ et $\vec{b}$ correspondent respectivement au spectre original et à la fonction gaussienne. Ceci nous permet de simuler physiquement le mécanisme d'élargissement du profil instrumental (PSF, *Point Spread Function*) avec une bonne précision malgré l'approximation qui est faite. À titre d'exemple, le spectrographe FEROS, dont la résolution spectrale $R = 48\,000$, parvient à distinguer les composantes d'un spectre jusqu'à une distance minimale de $\Delta\lambda = \frac{\lambda}{R} = 5000\text{\AA}/48000 = 0.104\text{\AA}$, pour $\lambda = 5000\text{\AA}$. Cette dernière valeur constitue à peu près la moyenne en longueur d'onde de l'étendue de la région étudiée dans les spectres. En voulant

dégrader la résolution spectrale d'un facteur 2 ($R = 24\,000$), nous convoluerions le spectre original avec une gaussienne dont le $\text{FWHM} = 0.208 \text{ \AA}$.

2. *Interpolation du spectre* : la deuxième étape consiste à interpoler le vecteur du spectre avec un nouveau domaine de définition. Si initialement le spectre caractérisé par le vecteur d'entrée *vecteur1* est défini sur : $x_1 = (\text{valeur1} : \text{incrément} : \text{valeur2})$, une dégradation d'un facteur 2 entraînerait une interpolation avec un nouveau domaine $x_2 = (\text{valeur1} : (\text{incrément}) \cdot 2 : \text{valeur2})$. Ceci est fait à l'aide de la fonction **interp1**($x_1, \text{vecteur1}, x_2$). L'on parvient ainsi à simuler une résolution amoindrie en terme du nombre de pixels d'un détecteur CCD.

3. *Ajout de bruit* : finalement, la dernière étape a pour but d'ajouter du bruit blanc gaussien au spectre pour ainsi mettre à l'épreuve la résistance de notre technique relativement au bruit de photons. La fonction **awgn**($S, \text{snr}, \text{'measured'}$) (*awgn* pour *Additive White Gaussian Noise*) est utilisée pour ajouter du bruit, où S est le vecteur auquel le bruit, dont la quantité est déterminée par le paramètre *snr* (rapport signal sur bruit en décibel), est ajouté. En spécifiant la commande *measured* dans la fonction, l'utilisateur demande à MATLAB de mesurer la puissance du vecteur S avant de rajouter du bruit selon le rapport signal sur bruit désiré.

Le paramètre *snr* est implémenté d'une façon particulière dans la fonction **awgn**. D'abord, nous calculons à partir de cette fonction la puissance du signal S qui est représenté sous la forme du vecteur d'entrée. Cette puissance est définie de la manière suivante :

$$\text{powers}_S = \frac{\text{norm}(S, 2)^2}{\text{length}(S)}, \quad (2.14)$$

où $\text{norm}(S, 2)^2$ est la norme du vecteur S au carré et $\text{length}(S)$ est la longueur du vecteur S .

Le rapport *snr* (en unité de dB) spécifié par l'utilisateur est calculé à l'aide de l'équation suivante :

$$\text{snr} = 10 \log_{10} \left(\frac{\text{powers}_S}{\text{power}_N} \right) \quad (\text{dB}), \quad (2.15)$$

où power_N est la puissance du vecteur de bruit généré N . Cette puissance est calculée de la même manière que la puissance du signal à l'équation (2.14).

Le vecteur N est généré au hasard. Le nombre de combinaisons possibles pour un tel vecteur est très élevé. La seule condition que l'on impose à ce vecteur est que sa puissance (power_N) se fixe à la valeur désirée selon le coefficient *snr* sélectionné. Au final, le rapport signal sur bruit n'est pas le même pour chaque pixel – il est plutôt caractérisé par une moyenne par pixel sur tout le vecteur. Finalement, une fois le rapport *snr* calculé, MATLAB affiche le vecteur de sortie découlant de l'application de la fonction **awgn** sur le signal S .

Sans bruit blanc gaussien

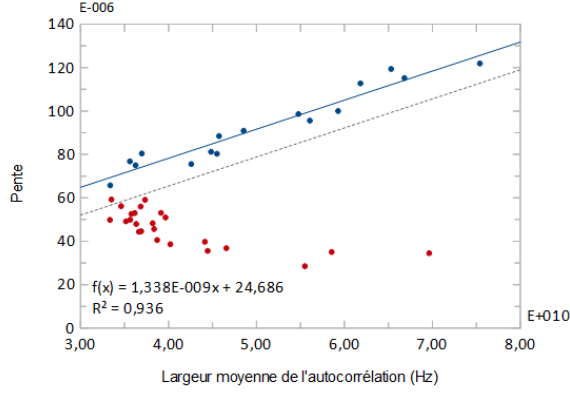
Nous commençons par présenter les résultats obtenus à la suite de l'application des deux premières étapes de la dégradation des spectres. Chaque spectre est graduellement dégradé d'un facteur 2, 5 et 10 desquels découle leur résolution spectrale respective de $R = 24\,000$, 9600 et 4800 (voir figure 2.9). La technique proposée est à l'origine de beaux accomplissements jusqu'à une dégradation d'un facteur 5. Effectivement, l'on observe aisément un écart important entre la distribution des étoiles non magnétiques et magnétiques à concurrence d'une résolution spectrale légèrement sous 10 000.

À l'opposé, une altération spectrale plus sévère provoque un embrouillement total en ce qui a trait à la répartition des données (figure 2.9c). Ces dernières convergent, étoiles magnétiques comprises, vers des valeurs de pentes et de largeurs d'autocorrélation similaires par l'entremise de cette dégradation. On suppose, par conséquent, que le profil instrumental est à présent devenu le mécanisme d'élargissement dominant. Notre méthode d'analyse par autocorrélation ne parvient plus à détecter dans le spectre, au moyen des autres paramètres d'élargissement de raies, les singularités nous permettant de discriminer efficacement les étoiles magnétiques (pour $\langle H \rangle \leq 15$ kG) des autres étoiles de type A. La corrélation de la distribution étant faible (0.7437), la zone de 3σ occupe un grand espace. À cette faible résolution spectrale, un champ magnétique $\langle H \rangle \geq 15$ kG est ainsi nécessaire pour contrebalancer l'effet instrumental.

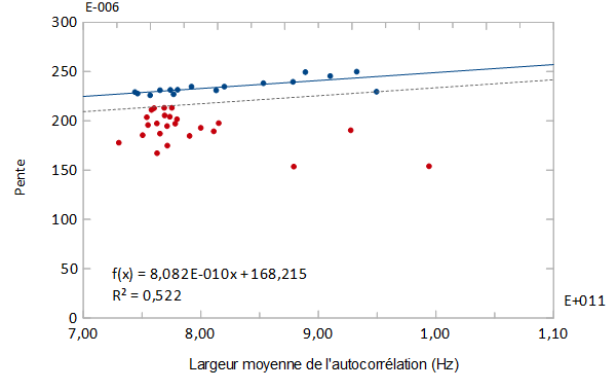
Avec bruit blanc gaussien

Dans ce segment, nous considérons l'ensemble des spectres dégradés d'un facteur 2 (voir figure 2.9a), auxquels nous générons une quantité de bruit blanc gaussien. Le paramètre *snr* a été ajusté à 30, ce qui augmente copieusement l'ampleur du bruit se trouvant dans les spectres avant la modification. À coup sûr, les spectres n'ont pas tous été acquis dans des conditions identiques et leur rapport signal sur bruit diffère quelque peu. Cependant, la quantité de bruit ajouté affecte considérablement tous les spectres, et ce, peu importe la qualité de ces derniers. Nonobstant la différence notable du rapport signal sur bruit que l'on observe à la figure 2.11, il est possible de se rapprocher des résultats (voir figure 2.10) obtenus dans la circonstance où aucun bruit n'a été considéré à la suite de la dégradation. Bien qu'une légère différence puisse être observée entre les deux cas, la ressemblance est tout de même encourageante et, manifestement, le signal dissimulé dans le bruit a pu être traité commodément. Effectivement, il est de nouveau possible, pour les spectres dégradés d'un facteur 2, de détecter la grande majorité des étoiles magnétiques étudiées dans ce projet.

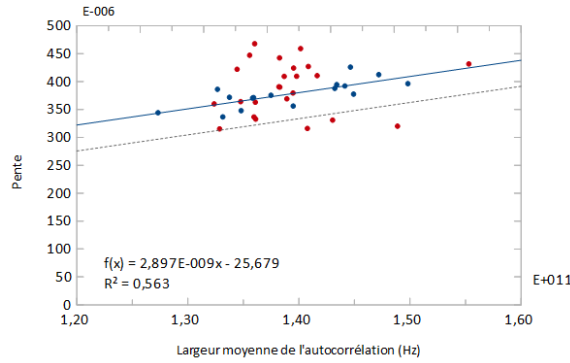
Tel que décrit à la section 1.2.2, le bruit que l'on génère peut être retiré presque instantanément en raison de sa forme s'apparentant à celle d'un pic de Dirac. Contrairement aux autres techniques employées dans le domaine de l'analyse spectrale, le bruit qui perturbe les spectres, les rendant ainsi difficiles à analyser, devient presque dérisoire lorsqu'ils sont étudiés sous l'utilisation de la technique d'autocorrélation. Conséquemment, il va de soi que la mé-



(a) Facteur 2 ($R \sim 24\,000$)



(b) Facteur 5 ($R \sim 9\,600$)



(c) Facteur 10 ($R \sim 4\,800$)

FIGURE 2.9 – Dégradations spectrales d'un facteur 2, 5 et 10.

thode que nous proposons dans ce mémoire est rigoureuse par rapport au bruit de photons, ce qui constitue un avantage considérable relativement aux autres techniques s'appliquant dans le domaine de l'astrophysique.

2.3.3 Déconvolution de Wiener

La déconvolution de Wiener est un procédé mathématique faisant usage du filtre de Wiener directement implémenté dans MATLAB auquel nous avons accès sous l'appel de la fonction **deconvwnr**. Il s'agit d'une technique de déconvolution approximative nommée d'après Norbert Wiener, souvent utilisé en traitement d'images. Il est possible de tirer avantage de cet opérateur mathématique en analyse spectrale en déconvoluant le profil instrumental d'un spectre de faible résolution. Sous la forme d'un schéma grossier, l'on peut représenter le spectre mesuré à l'aide de la figure 2.12. Il est donc aisé de définir ce système à un temps t à l'aide de l'équation linéaire suivante [28] :

$$s(t) = p(t) * r(t) + n(t), \quad (2.16)$$

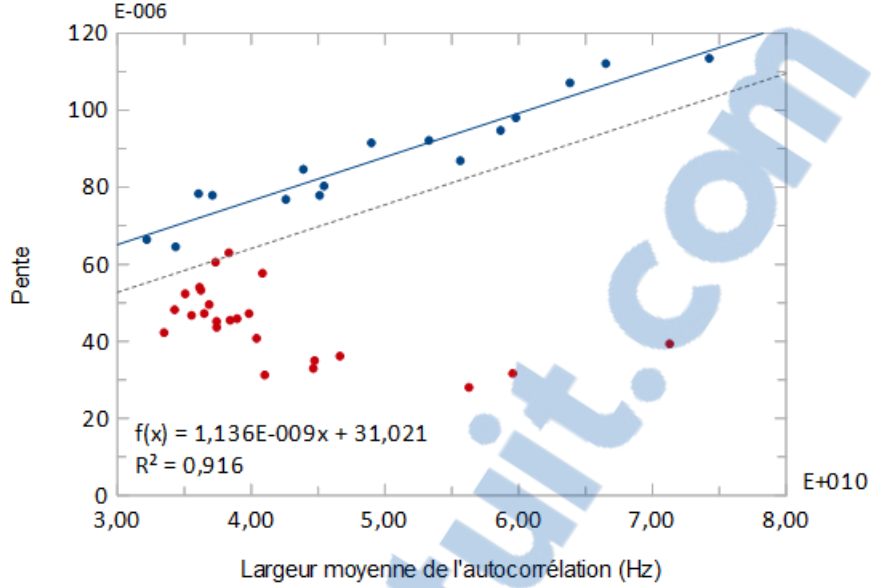


FIGURE 2.10 – Même graphique qu'à la figure 2.9a mais avec ajout de bruit ($snr = 30$).

où $*$ est le symbole de convolution. Les autres paramètres sont définis à la figure 2.12.

Désormais, l'objectif est de parvenir à identifier un filtre W de sorte que l'on puisse définir dans le domaine de Fourier le signal désiré et celui mesuré sous la forme de l'équation (2.17).

$$P(\omega) = S(\omega)W, \quad (2.17)$$

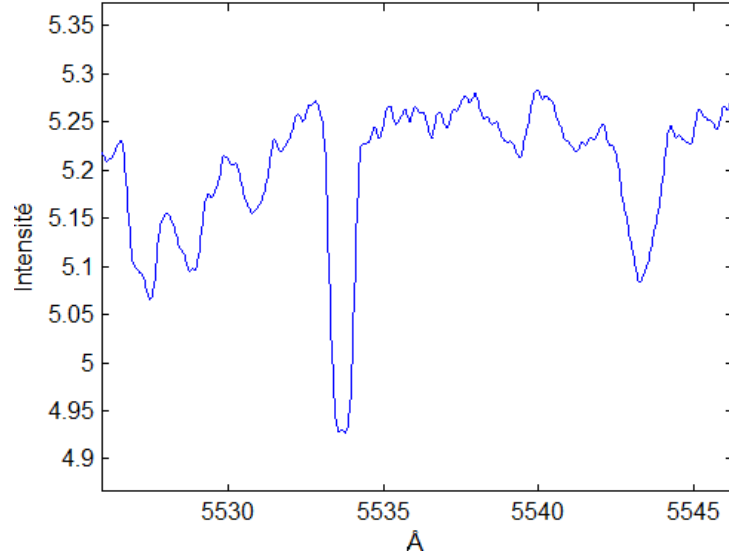
où $P(\omega)$ et $S(\omega)$ sont respectivement la transformée de Fourier de $p(t)$ et $s(t)$.

Le filtre W – ayant pour nom «filtre de Wiener» – constitue l'essence même de la technique. Il s'agit d'une méthode de restauration de signal qui tente de retrouver le spectre original tout en diminuant le plus possible le bruit additif. On peut l'exprimer dans le domaine de Fourier comme [28] :

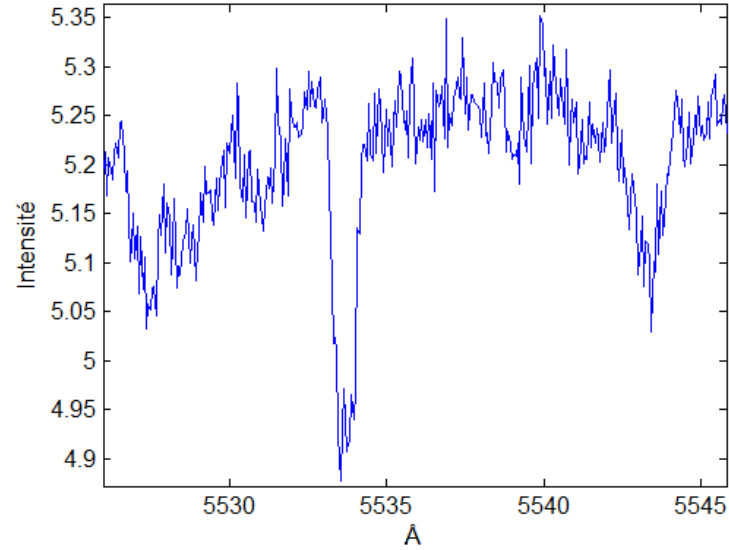
$$W = \frac{R(\omega)^* S_{\text{dsp}}(\omega)}{|R(\omega)|^2 S_{\text{dsp}}(\omega) + N(\omega)_{\text{dsp}}}, \quad (2.18)$$

où $R(\omega)$ est la transformée de Fourier de $r(t)$, $*$ est le symbole du complexe conjugué, $S_{\text{dsp}}(\omega)$ et $N(\omega)_{\text{dsp}}$ sont respectivement la densité spectrale de puissance moyenne du signal désiré $s(t)$ et du bruit $n(t)$.

En réponse à cette équation, il est convenable de procéder à quelques manipulations des termes pour finalement parvenir à expliciter l'effet du filtre de Wiener par rapport au bruit additif :



(a) Sans bruit ajouté



(b) Bruit ajouté avec $snr = 30$

FIGURE 2.11 – Comparaison des cas sans bruit et avec bruit pour le spectre l'étoile HD 83373 dégradé d'un facteur 2 entre 5526 et 5546 Å.

$$W = \frac{1}{R(\omega)} \frac{|R(\omega)|^2}{|R(\omega)|^2 + \frac{N(\omega)}{S_{\text{dsp}}(\omega)}}, \quad (2.19)$$

où $\frac{N(\omega)}{S_{\text{dsp}}(\omega)} = \frac{1}{SNR(\omega)}$, soit l'inverse du rapport signal sur bruit dans le domaine de Fourier.

Il est intéressant de noter que le premier terme du côté droit de l'égalité est équivalent à un filtre inverse [28], qui est une méthode de déconvolution ne prenant pas en considération

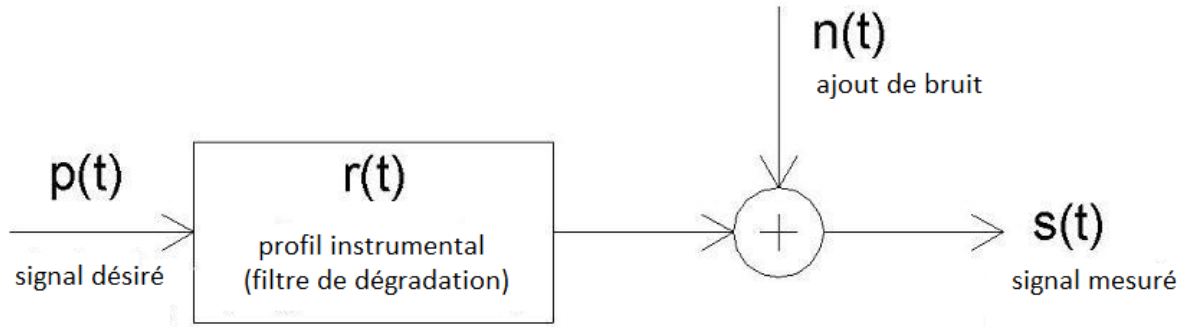


FIGURE 2.12 – Représentation schématique du signal mesuré à la suite d’un filtre de dégradation et d’ajout de bruit. Figure modifiée tirée de D. Miller & W. Scott (2006) [28].

le bruit, alors que le deuxième terme correspond à la forme transformée qui tient compte du bruit additif. Effectivement, lorsque l’on pose $N(\omega) = 0$, l’on retrouve le cas simple du filtre inverse caractérisé par :

$$S(\omega) = P(\omega)R(\omega). \quad (2.20)$$

Dans le cadre de ce projet, nous employons la déconvolution de Wiener dans le but d’évaluer l’amélioration que ce procédé peut procurer aux résultats obtenus à la section 2.3.2. Plus précisément, nous soumettons nos spectres dégradés à cette déconvolution et expérimentons du même pas son rendement par rapport au bruit additif. Les paramètres qui caractérisent la fonction **deconvwnr**(s,r,nsr) sont respectivement, suivant les définitions pré-établies, le signal mesuré, le profil instrumental et le rapport de puissance bruit sur signal approximatif. Tous ces paramètres sont au préalable fixés par l’utilisateur. Ici, s est le vecteur obtenu à la suite d’une dégradation, r est le profil instrumental que l’on approxime en se servant de la même fonction gaussienne avec laquelle le spectre original a été convolué.

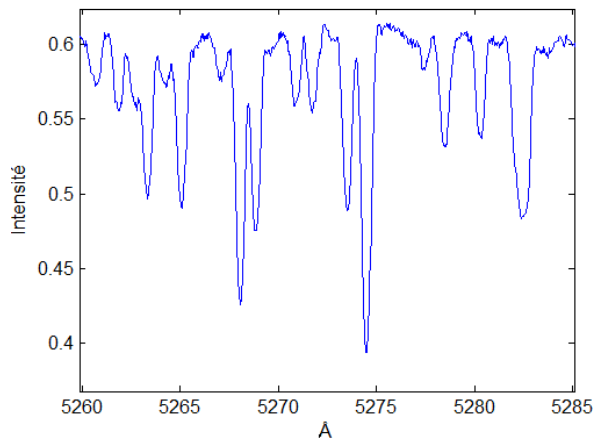
La dernière variable à déterminer, soit nsr , exige de connaître d’emblée le rapport signal sur bruit du signal mesuré, ce qui est en pratique un défi important. On fixe ce paramètre dans MATLAB par une simple méthode d’essai-erreur.

Le paramètre nsr n’est pas simplement l’inverse du coefficient snr . Il est défini par le rapport entre la puissance du bruit et du signal. Sous la forme d’une équation, on l’exprime comme :

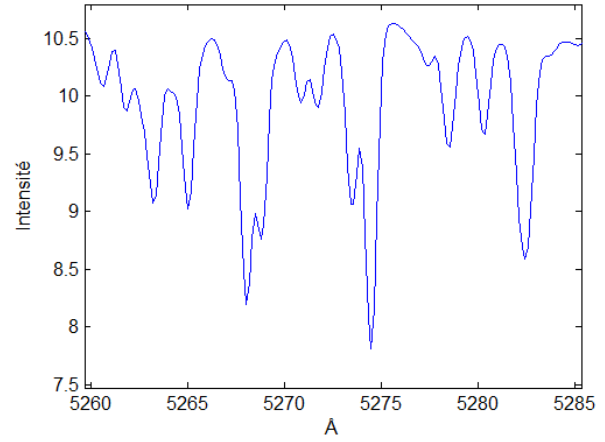
$$nsr = \frac{power_N}{power_S}. \quad (2.21)$$

Si l’utilisateur fixe ce paramètre à une valeur trop élevée, le filtre de Wiener perd rapide-

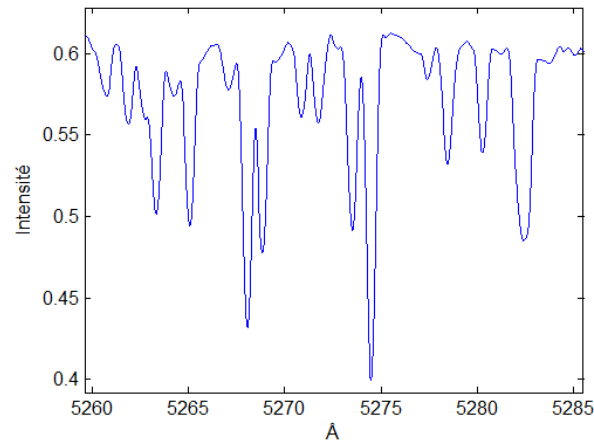
ment de son envergure, par mesure de prudence, pour éviter de déconvoluer une quantité faramineuse de bruit dans le processus (voir figure 2.13). Il est donc de mise, sous l'analyse de cette dernière figure, de sélectionner des paramètres de manière à atteindre un équilibre entre la déconvolution du signal et du bruit. Dans ce projet, la déconvolution de Wiener est particulièrement intéressante compte tenu de sa rapidité d'exécution dans MATLAB. Sur un ordinateur portable muni d'un processeur Intel® i7-3537U 2.0 GHz et 8GB de mémoire DDR3, la déconvolution s'accomplit en un temps moyen de 0.03 seconde par spectre.



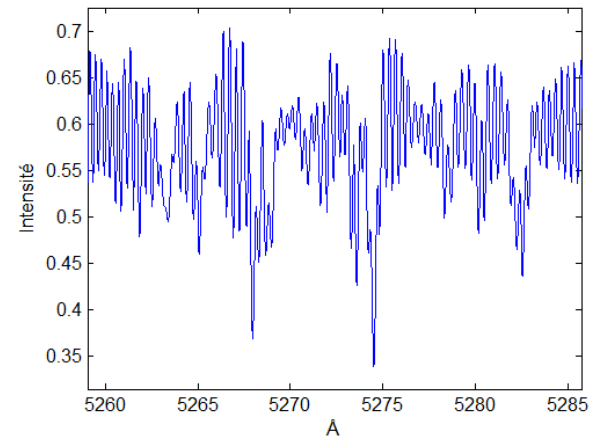
(a) Signal original



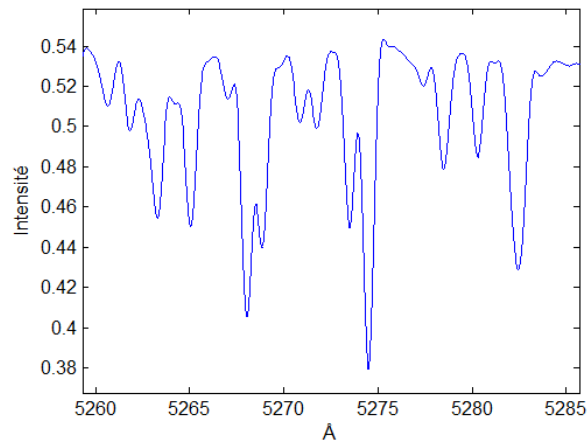
(b) Signal dégradé d'un facteur 5 sans bruit



(c) Déconvolution d'un signal sans bruit avec $nsr = 10E-006$.



(d) Déconvolution d'un signal bruité ($snr = 47$) avec $nsr = 10E-006$.



(e) Déconvolution d'un signal bruité ($snr = 47$) avec $nsr = 0.5$.

FIGURE 2.13 – Différents paramètres de déconvolution pour l'étoile HD 116235 entre 5260 et 5285 Å.

Dans un premier temps, nous appliquons la déconvolution de Wiener pour une dégradation d'un facteur 5 et 10 sans bruit additif (figure 2.14a et figure 2.14c). Puisque le bruit est très faible, nous ajustons le paramètre snr de la déconvolution à $10E-006$ (soit très près de 0). Ensuite, l'on applique le même traitement, mais cette fois-ci, en ajoutant du bruit blanc gaussien (figure 2.14b et figure 2.14d).

Lors d'une prise de données avec un spectrographe, le rapport signal sur bruit du spectre résultant dépend de plusieurs caractéristiques intrinsèques des instruments utilisés (e.g. le détecteur CCD). De ces différents paramètres, l'on retrouve le nombre de pixels couvert par le spectre, à l'origine de la proportionnalité suivante [29] : $snr \propto \frac{1}{\sqrt{n_{\text{pix}}}}$, où n_{pix} est le nombre de pixels. Ainsi, un spectre dégradé comprenant un moins grand nombre de pixels a, par définition, un rapport signal sur bruit plus élevé. Au lieu de fixer le paramètre snr à 30 comme précédemment, nous utilisons plutôt les valeurs de 47 et 67 pour les dégradations respectives d'un facteur 5 et 10. Le paramètre snr , quant à lui, a été ajusté à 0.5 dans les deux cas ; il en découlait de bons résultats sans que trop de bruit soit déconvolué dans le signal de sortie.

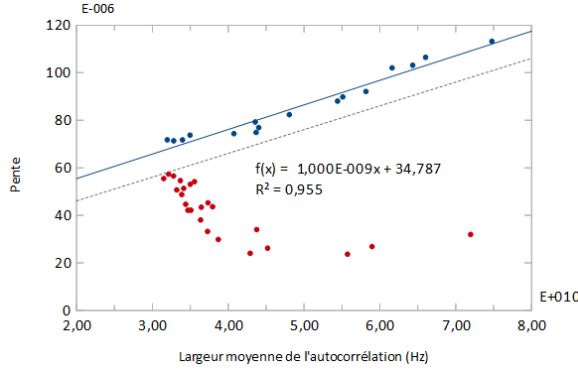
L'application du filtre de Wiener s'avère efficace et procure une amélioration nette dans tous les scénarios analysés dans cette section bien que la quantité de bruit ajouté affecte très fortement la qualité des résultats obtenus. Sa rapidité d'exécution et sa facilité d'utilisation font de la déconvolution de Wiener un outil attrayant, plus particulièrement venu le temps d'analyser une grande quantité de spectres dans des banques de données.

2.4 Quantification du champ magnétique

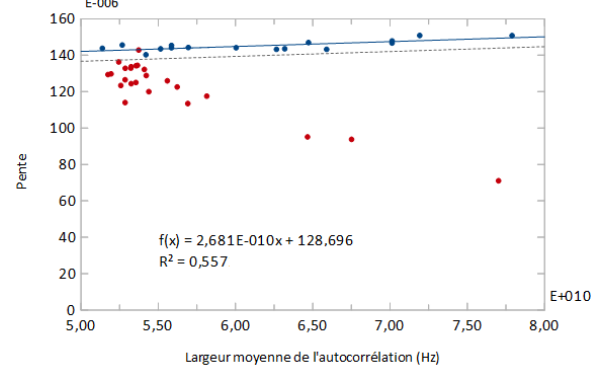
Dans cette portion du chapitre, l'on propose une procédure dans laquelle le champ magnétique des étoiles examinées est quantifié. Pour y parvenir, il est *primo* de mise d'obtenir les résultats de plusieurs simulations d'étoiles artificielles avec diverses valeurs de champs magnétiques. De cette manière, on peut transposer ces résultats sur un graphique sur lequel figurent des vrais spectres d'étoiles magnétiques et mettre à exécution une comparaison directe avec les données simulées. Dans les lignes qui suivent, nous discutons des fondements qui sous-tendent la quantification du champ magnétique par analyse graphique.

En se référant à la figure 2.8c, l'on rappelle la distribution d'étoiles sans champ magnétique (bleu) et avec champ magnétique (rouge). Pour chaque étoile magnétique représentée sur la figure, nous mesurons l'écart E_i en valeur absolue entre la pente y_{mag_i} de l'étoile magnétique et celle de la régression linéaire y_{rl_i} (ligne bleue) à la position x_i de l'étoile magnétique. Mathématiquement, l'on obtient :

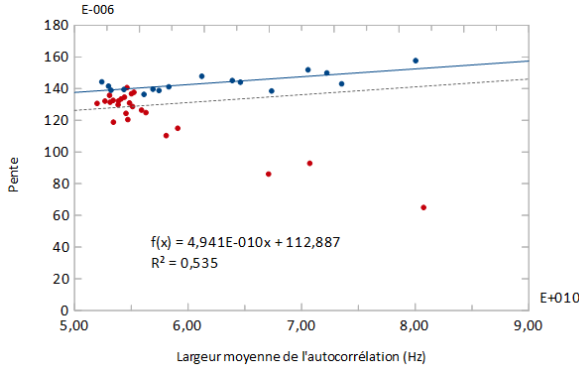
$$E_i = |y_{\text{rl}_i} - y_{\text{mag}_i}|_{x_i}. \quad (2.22)$$



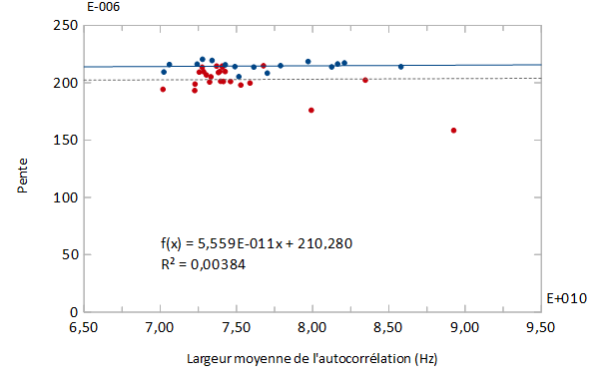
(a) Dégadé d'un facteur 5 sans bruit.



(b) Dégadé d'un facteur 5 avec bruit, $snr = 47$.



(c) Dégadé d'un facteur 10 sans bruit.



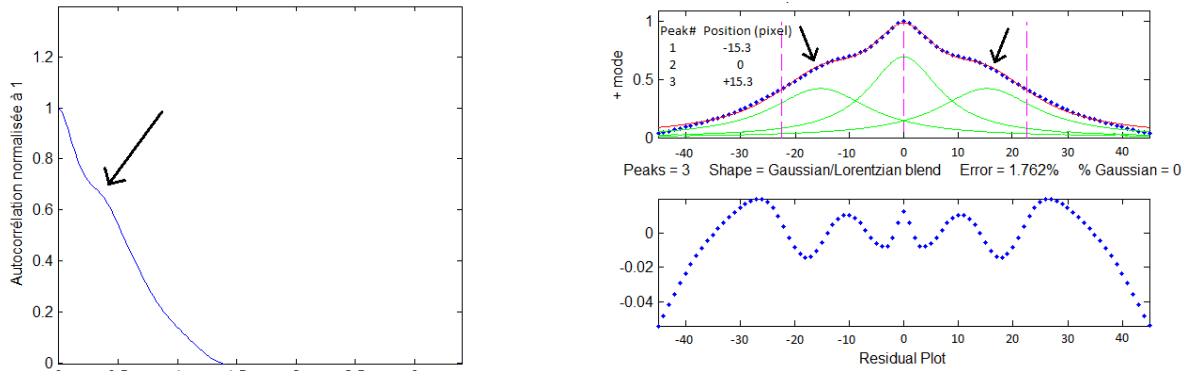
(d) Dégadé d'un facteur 10 avec bruit, $snr = 67$.

FIGURE 2.14 – Distribution des données déconvoluées par le filtre de Wiener.

Une fois les écarts calculés, on crée un nouveau graphique sur lequel nous transposons ces valeurs. Pour le coup, nous mettons en relation l'écart E coïncidant avec l'axe des ordonnées y en fonction de la largeur moyenne de l'autocorrélation qui correspond à l'axe des abscisses x . À ceci sont jointes trois séries de valeurs d'étoiles magnétiques simulées qui se recoupent respectivement avec une amplitude $\langle H \rangle = 5, 8$ et 10 kG.

Dans les paramètres du code régissant les simulations, le facteur de Landé g a été ajusté de manière à reproduire le comportement de HD 154708, soit une étoile magnétique connue avec un champ magnétique très fort de 24.5 kG et une vitesse de rotation projetée lente de 3.5 km/s [30]. Évidemment, le facteur de Landé moyen $\bar{g}$, dépendamment de l'étoile que l'on analyse, est un paramètre variable et non absolu. Cependant, cette variation est un effet mineur qui n'affecte pas de façon importante les résultats. Tout de même, nous choisissons un modèle de reproduction des données afin de pouvoir établir une comparaison. Par sa dominance sur les autres mécanismes d'élargissement, le champ magnétique de HD 154708 est directement mesurable sur des spectres de hautes résolutions. En observant la fonction d'autocorrélation que l'on applique sur une grande quantité de raies dans le spectre, l'on parvient à détecter la séparation moyenne des raies dans la région autocorrélée. En se référant

à l'équation (2.8), et connaissant la force du champ magnétique $\langle H \rangle$, il est possible de soustraire la valeur moyenne du facteur de Landé $\bar{g}$ pour une région quelconque (voir figure 2.15). Sur cette figure, l'on retrouve la fonction d'autocorrélation de l'étoile. L'on parvient à identifier une bosse adjacente (indiquée par la flèche) à la position $\tau_f = 0$ qui est dû à la présence des composantes σ découlant de la séparation des raies par effet Zeeman. Pour déterminer précisément la position de cette bosse, nous employons la fonction **peakfit**⁶ qui permet à l'utilisateur d'approximer la fonction analysée par la convolution d'autres fonctions. Dans le cas présent, nous choisissons d'approximer la courbe par la convolution de trois fonctions constituées d'un mélange gaussien/lorentzien. L'erreur commise est de seulement 1.76%, ce qui est, dans les faits, convenable. À chaque pixel est affiché le résidu par rapport à la courbe théorique (figure 2.15b). Nous pouvons observer que les bosses avoisinant la position 0 sont



(a) Fonction d'autocorrélation normalisée illustrée à partir de la position 0.

(b) Fonction d'autocorrélation approximée par la convolution de 3 fonctions gaussiennes/lorentziennes.

FIGURE 2.15 – Autocorrélation appliquée à l'étoile HD 154708 dans la première plage de fréquence. Les bosses adjacentes correspondant aux composantes σ sont identifiées par les flèches.

à une distance de 15.3 pixels du pic central. Puisque l'incrément en fréquence par pixel a été précédemment déterminé à $2.767\text{E}+009$ Hz, nous calculons un déplacement total de $4.234\text{E}+010$ Hz. Il s'agit de la distance entre les composantes σ et la composante centrale π des raies. Avec $\langle H \rangle = 24.5$ kG, l'on calcule un facteur de Landé moyen $\bar{g} = 1.234$. En utilisant cette méthode, on parvient à calculer les facteurs $\bar{g}$ pour les quatre autres régions du spectre (2,3,4,5) qui sont respectivement de 1.212, 1.175, 1.389 et 1.300.

Nous simulons nos trois séries de données d'intensité magnétique différente en prenant soin d'ajuster pour chaque région le bon facteur de Landé correspondant. Pour obtenir une distribution d'étoiles magnétiques de vitesses de rotation différentes, nous fixons $\langle H \rangle$ et faisons varier le paramètre d'élargissement $v \sin i$ de un à quelques km/s. Entre huit et dix simula-

6. Cette fonction n'est pas disponible d'emblée dans MATLAB. Elle a été créée par Tom O'Haver.

tions sont exécutées pour une même amplitude du champ magnétique. Il est au final possible d'apposer la trace résultante sur le graphique pour les trois séries.

On observe à la figure 2.16 la superposition d'une ligne noire délimitant le secteur supérieur gauche du graphique. Cette marge indique la zone où l'effet du champ magnétique domine celui de la rotation de l'étoile. Bien entendu, cela n'est qu'une délimitation théorique où la pente associée à l'étoile en fonction des cinq régions d'analyse serait nulle. Dans les faits, puisque le facteur de Landé n'est pas uniforme sur tout le spectre, il peut arriver que la pente soit légèrement négative. Cette situation survient lorsque la valeur de $\bar{g}$ est plus élevée aux faibles fréquences qu'aux hautes fréquences.

La méthode graphique simple que nous montrons dans cette section est convenable pour la majorité des étoiles magnétiques répertoriées. Quatre étoiles dont $\langle H \rangle$ est connu pour être inférieur à 5 kG se retrouvent légèrement à droite de notre barrière simulée de 5 kG. Compte tenu de l'incertitude de la mesure du champ magnétique de ces étoiles au moyen de techniques conventionnelles, cette méthode d'analyse par autocorrélation fait preuve d'une bonne approximation. Le reste de nos données se situent dans leur bonne zone correspondante.

Ce procédé est simple et peut traiter maintes étoiles magnétiques dans un court délai. Bien qu'il n'affiche pas précisément la valeur du champ magnétique associée à l'étoile, il nous donne un bon aperçu de l'amplitude de son module.

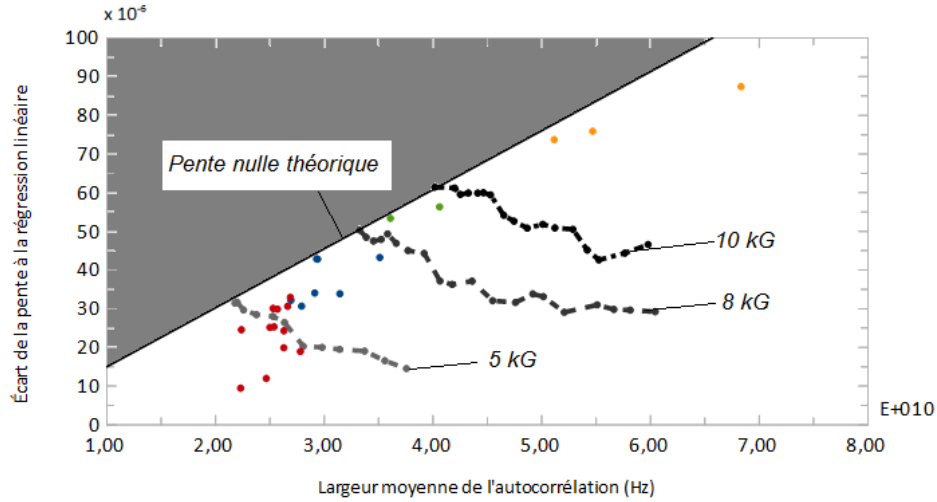


FIGURE 2.16 – Quantification du champ magnétique par une méthode graphique. Les étoiles rouges, bleues, vertes et jaunes sont respectivement les étoiles avec $2.40 \text{ kG} \leq \langle H \rangle \leq 4.99 \text{ kG}$, $5.18 \text{ kG} \leq \langle H \rangle \leq 7.36 \text{ kG}$, $8.20 \text{ kG} \leq \langle H \rangle \leq 8.54 \text{ kG}$ et $11.90 \text{ kG} \leq \langle H \rangle \leq 15.00 \text{ kG}$.

2.5 Discussion

Dans ce chapitre, nous avons élaboré une nouvelle méthode faisant usage de la fonction d'autocorrélation avec laquelle il est possible d'identifier et de soutirer rapidement des étoiles magnétiques caractérisées par une résolution spectrale typique de celle que l'on retrouve dans les relevés spectroscopiques. L'on a d'abord présenté les diverses composantes caractérisant la technique pour ensuite la mettre à exécution sur des spectres provenant des spectrographes FEROS et ELODIE. À ces résolutions, nous avons pu identifier sans problème l'ensemble des étoiles magnétiques étudiées dans ce projet dont $\langle H \rangle$ varie entre 2.4 et 15 kG. Puis, l'on a pu tester les limites de la technique en dégradant les spectres jusqu'à une résolution spectrale équivalente à environ 4800.

Bien qu'à cette dégradation importante il était visuellement impossible de déceler les champs magnétiques faibles en raison de l'ampleur du profil instrumental, notre manière de procéder demeure vraisemblablement valide, à ces faibles résolutions, pour $\langle H \rangle > 15$ kG. Par ailleurs, les bénéfices de la déconvolution de Wiener, opérateur mathématique directement implémenté dans MATLAB, ont pu être mis en évidence au moyen d'une série de tests réalisés en ce qui concerne les détériorations spectrales élevées. Nous avons effectivement pu constater un abaissement très profitable au sein des résultats sous l'utilisation de cette fonction qui est, rappelons-le, très rapide d'exécution.

L'efficacité du traitement appliqué par la déconvolution de Wiener dépend du rapport signal sur bruit moyen du spectre. En effet, nous avons constaté que la déconvolution était moins efficiente lorsque le bruit blanc était considérable. Ceci est dû au fait que l'utilisateur doit fixer le paramètre nsr contenu dans la fonction à une valeur plus élevée, sans quoi trop de bruit est déconvolué dans le vecteur de sortie.

Dans ce chapitre, nous avons exposé des résultats sans bruit et avec du bruit blanc simulé. L'on a pu démontrer la grande robustesse de la technique d'autocorrélation par rapport à la présence de bruit. Effectivement, on constate que la figure 2.10 (présence de bruit) reproduit bien les résultats obtenues à la figure 2.9a (absence de bruit).

Finalement, nous avons dévoilé une technique graphique nous permettant d'émettre une estimation rapide par rapport à la quantification du champ magnétique des étoiles. Ce procédé ne permet pas de quantifier précisément le module moyen du champ magnétique $\langle H \rangle$ en unité de Gauss. Néanmoins, il s'agit d'une méthode pouvant être appliquée sur une grande quantité d'étoiles dans un délai très court. Les valeurs de champ magnétique obtenues par notre analyse sont pour la plupart en accord avec les mesures qui ont été faites auparavant sur les étoiles en question.

Chapitre 3

Variation de l'amplitude du champ magnétique pour des étoiles connues

Outre l'approche proposée au chapitre précédant ayant pour but de déceler dans une étoile l'existence d'un champ magnétique jusqu'à des résolutions spectrales très faibles, la fonction d'autocorrélation mise en pratique sur le terrain de l'analyse spectrale nous offre la possibilité de couvrir d'autres applications pertinentes. Parmi celles-ci, l'on en distingue une particulièrement intéressante à partir de laquelle nous détectons avec précision la forme de la variation périodique de l'intensité du champ magnétique en fonction du cycle de rotation de l'étoile. Dans ce chapitre, nous étudions en détails la forme de ces courbes de variation en utilisant la technique d'autocorrélation. Tout d'abord, nous exposons l'ensemble des éléments se rapportant au sujet pour ensuite décrire la démarche suivie menant au traitement des spectres. Après quoi, nous mettons à la disposition du lecteur les résultats obtenus pour quelques étoiles magnétiques avec une période de rotation déjà connue de la communauté scientifique en astronomie.

3.1 Mise en contexte

Une revue complète et détaillée du module moyen du champ magnétique de plusieurs étoiles a été réalisée par G. Mathys et al. (1997) [5]. Dans cet article, ces auteurs tentent d'estimer le modèle et la structure magnétique de plusieurs étoiles en analysant la forme de la courbe de variation du champ magnétique. Nous retrouvons dans leur article une grande quantité de résultats découlant de plus de 220 nuits d'observation. L'idée est d'observer l'étoile magnétique à différents moments dans le but de couvrir un bon intervalle de phases et d'arriver à détecter la courbe formée par la variation de l'intensité magnétique au cours de la période de rotation. G. Mathys et al. (1997) proposent une méthode simple pour mesurer le champ magnétique

d'une étoile par l'intermédiaire d'une seule raie sensible à l'effet Zeeman. Il s'agit du doublet de Fer II, dont le centre de la raie se positionne à 6149.2 Å (référence de laboratoire). Cette raie est particulièrement intéressante en raison de son intensité et de la valeur du facteur de Landé g qui s'élève à 2.70 pour cette transition atomique. Ainsi, cette raie est la meilleure que l'on puisse utiliser dans les spectres puisqu'elle permet d'observer facilement un champ magnétique, même lorsque celui-ci est faible (voir figure 3.1). Puisque la raie de Fer II à 6149.2 Å est un doublet, la valeur de $\Delta\lambda$ qui est mesurée pour calculer la force du champ magnétique est la distance entre les deux composantes σ_+ et σ_- . La force du module moyen du champ est ainsi quantifiée selon l'équation suivante [27] :

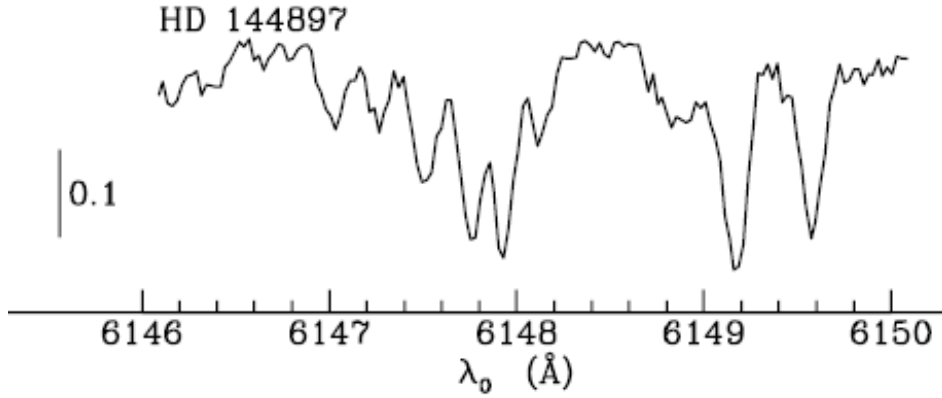


FIGURE 3.1 – Doublet de Fer à 6149.2 Å. Spectre de l'étoile HD 144897. Figure tirée de l'article de G. Mathys et al. 1997 [5].

$$\Delta\lambda = 9.34 \cdot 10^{-13} g \lambda^2 \langle H \rangle \quad (\text{Å}). \quad (3.1)$$

On retrouve pratiquement la même équation qu'au chapitre précédent (voir équation 2.6). Cependant, les deux équations diffèrent d'un facteur 2 relativement au terme du membre de droite. Cette légère différence s'explique par le fait qu'un triplet avait été considéré au chapitre 2. Dans ce cas, $\Delta\lambda$ correspond à la distance entre une ou l'autre des composantes σ et la composante centrale π .

Cette technique simple pour mesurer un champ magnétique est une méthode conventionnelle qui est efficace et rigoureuse. Cependant, il importe de considérer les conditions initiales dans lesquelles les spectres ont été acquis. G. Mathys et al. (1997) emploient, dans leur article, des spectrographes de haute résolution, typiquement de $40\,000 < R < 100\,000$ [31, 32], ce qui rend aisé l'analyse spectrale par la raie de Fer II à 6149.2 Å. Ceci exige des conditions d'observations optimales et un temps d'exposition élevé [1, 3]. Toutefois, ce procédé devient inefficace si la résolution spectrale du spectrographe est faible et que les composantes σ de la raie de Fer II ne sont plus discernables. Cette difficulté peut être surmontée en analysant les

spectres de faible résolution avec la technique d'autocorrélation. Cette technique ne consiste pas à quantifier (en unité de Gauss) le module du champ magnétique à chaque phase de l'étoile. Plutôt, elle nous permet, dans ce chapitre, de détecter la variation du profil moyen des raies du spectre pouvant être détectée dans la fonction d'autocorrélation. L'on recouvre le procédé derrière lequel notre méthode est mise à exécution dans la section qui suit.

3.2 Procédure employée

La démarche utilisée pour parvenir à traiter les spectres ressemble de près à celle suivie au chapitre précédant. Il y a tout de même quelques modifications qui ont été soumises au code MATLAB méritant d'être mentionnées. Elles sont au coeur de la matière contenue dans cette section-ci.

Contrairement au chapitre 2, les spectres avec lesquels nous effectuons l'analyse dans ce chapitre sont tirés du spectrographe HARPS d'une résolution spectrale de 115 000 [33] (voir tableau 3.1 pour plus d'informations). La gamme spectrale associée à cet instrument est de 3780 à 6900 Å sur environ 313 000 pixels. Notre choix s'est arrêté sur cet instrument étant donné qu'il est possible d'accéder aux spectres de plusieurs étoiles étudiées dans l'article de G. Mathys et al. (1997) qui ne sont pas disponibles dans la base de données des autres spectrographes. Qui plus est, suffisamment de données à des phases différentes sont disponibles sur le web sous l'acquisition du spectrographe HARPS pour parvenir à tracer la courbe magnétique de quatre de ces étoiles. Ainsi, nous pouvons comparer nos résultats avec ceux de G. Mathys et al. (1997) et, par le fait même, évaluer le rendement de la technique d'autocorrélation appliquée à la détection de la forme des courbes de variation de l'amplitude du champ magnétique.

Spectrographe	Emplacement	Gamme spectrale	Résolution ($\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$)	Type
HARPS [33]	La Silla, Chili	3780 à 6900 Å	115 000	Échelle
Détecteur CCD	Nombre de pixels	Taille des pixels	Efficacité quantique	
2 x EEV 44-82	4096 x 4096	15 μm	85% @ 5000 Å	

TABLE 3.1 – Description sommaire du spectrographe HARPS et de son détecteur CCD.

Comme pour le spectrographe FEROS, les spectres de HARPS ont été téléchargés sur le site web officiel de l'ESO. Encore une fois, les données brutes sont d'abord converties en fréquence et le continuum des spectres est retiré par l'intermédiaire de la fonction **smooth** dont le filtre mobile est de 2501 pixels. À l'inverse de la procédure employée au chapitre 2, nous ne soumettons qu'une seule région du spectre au traitement de la fonction d'autocorrélation (voir figure 3.2) puisque dans ce chapitre, le but n'est pas de distinguer l'effet du champ magnétique de l'élargissement rotationnel. Les étoiles magnétiques ont majoritairement de faibles vitesses de rotation, ce qui rend l'élargissement rotationnel négligeable. Il est ainsi

facile de mesurer la variation de la largeur d'autocorrélation qui est due au champ magnétique de l'étoile en fonction de sa période de rotation. La nouvelle zone d'analyse que nous utilisons couvre un domaine de valeurs se situant entre 5350 et 6250 Å, ce qui coïncide avec la gamme spectrale de valeurs en fréquence entre 4.80E+014 et 5.61E+014 Hz. Cette portion spectrale, exempte de raies d'hydrogène intenses, profite de la sensibilité maximale du détecteur CCD du spectrographe HARPS (voir figure 3.3) et contient un bon nombre de raies se prêtant bien à notre étude.

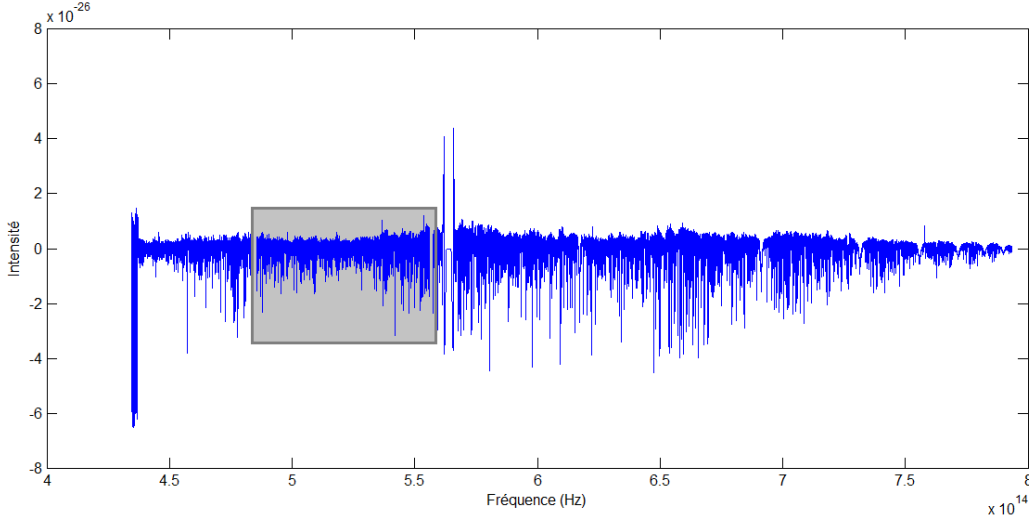


FIGURE 3.2 – La région analysée lors du traitement des données dans ce chapitre. Spectre avec retrait du continuum de HD 126515 à la phase $\phi = 0.577$.

Une fois l'autocorrélation appliquée sur cette région du spectre, l'on mesure la largeur de la courbe à une hauteur de 25% du pic central pour tous les spectres de la même étoile évaluée à des phases différentes. Dans les fichiers .FITS des spectres téléchargés, nous avons accès au jour julien modifié (MJD, *Modified Julian Date*) du spectre dans l'en-tête. G. Mathys et al. (1997) utilisent le jour julien héliocentrique (HJD, *Heliocentric Julian Date*), ce qui est une variante du jour julien normal qui est plus communément utilisé. L'utilisation du HJD consiste à placer le Soleil comme référentiel par rapport aux temps lors desquels les événements se produisent dans l'Univers. Une correction doit donc être apportée au temps calculé par le jour julien normal (JD) afin de compenser pour la vitesse de la lumière qui est finie [35]. Dans un cas extrême où l'objet observé est à une distance > 1 ua¹ de la Terre sur le plan de l'écliptique, la correction est *grosso modo* de 8 minutes. Dans ce chapitre, les étoiles analysées ont une période de rotation d'au moins 33 jours, ce qui rend cette correction peu importante par rapport au JD lorsque nous calculons la phase des différents spectres. On peut ainsi approximer les valeurs du HJD employées par G. Mathys et al. (1997) par des

1. 1 ua signifie une unité astronomique d'une valeur de $4.85 \cdot 10^{-6}$ pc.

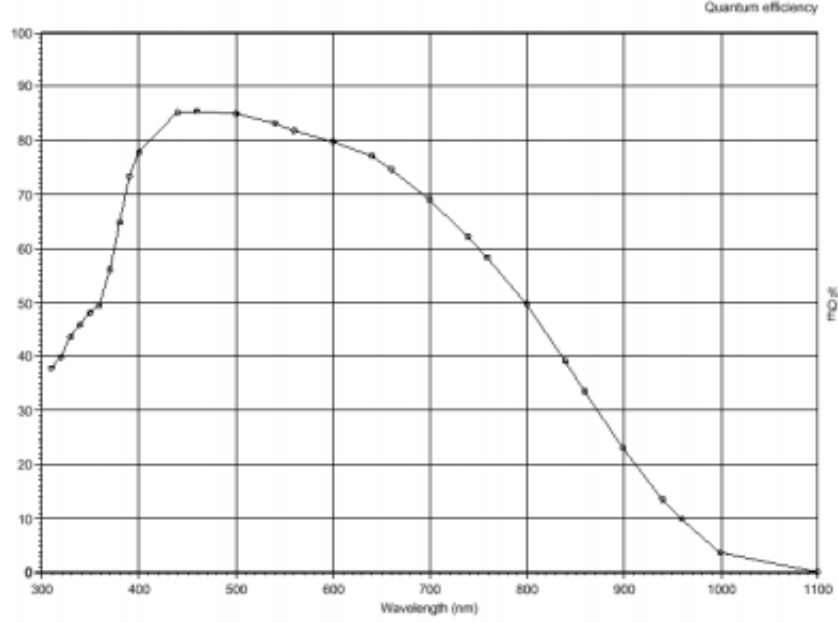


FIGURE 3.3 – Efficacité quantique du détecteur CCD du spectrographe HARPS. Le même détecteur est utilisé sur le spectrographe FEROS. Figure tirée du mode d’emploi de HARPS sur le site web de l’ESO [34].

valeurs ayant été obtenues à l’aide du JD et procéder au calcul simple qui convertit le MJD des spectres de l’ESO en jour julien normal. Il s’agit de l’équation suivante :

$$MJD = JD - 2400000.5. \quad (3.2)$$

De cette façon, nous pouvons synchroniser les phases de nos spectres avec celles que l’on retrouve dans l’article et, par conséquent, effectuer une comparaison entre les deux méthodes. Les quatre étoiles analysées dans ce chapitre sont listées dans le tableau 3.2. Pour chacune d’entre elles, nous affichons la valeur du MJD_0 qui correspond au moment d’observation du spectre lors duquel sa phase $\phi = 0$. Les valeurs de phases subséquentes sont ensuite déterminées au moyen des périodes de rotation des étoiles telles que calculées par G. Mathys et al (1997). Dans la section suivante, nous affichons les résultats obtenus lors de notre analyse.

3.3 Résultats

Nous présentons dans cette section les résultats découlant de l'étude des quatre étoiles présentées dans le tableau 3.2. Pour chacune des étoiles, nous affichons la largeur de l'auto-corrélation en fonction de la phase du spectre et nous comparons ce résultat à celui obtenu par G. Mathys et al. (1997). Tout d'abord, nous validons notre technique en traitant les données brutes du spectrographe HARPS à une résolution spectrale de 115 000. Par la suite, tel que nous l'avons fait au chapitre précédant (voir section 2.3.2), nous dégradons les spectres en les convoluant avec une fonction gaussienne et en réduisant le nombre de pixels formant le signal. Nous soumettons nos spectres à trois niveaux de dégradations (faible, intermédiaire, élevée). Le FWHM des fonctions gaussiennes et la quantité de pixels des spectres sont fixés de manière à ce que les dégradations soient respectivement d'un facteur 5 (légère), 10 (intermédiaire) et 25 (élevée).

Pour chaque niveau de dégradation, nous affichons, sous forme d'une figure, le spectre dans la région environnant la position de la raie de Fer II à 6149.2 Å. De cette manière, il est possible de faire ressortir les avantages que procure la technique d'autocorrélation par rapport à celle employée par G. Mathys et al. (1997). Effectivement, dans des cas de dégradations spectrales extrêmes, il devient impossible au moyen de leur méthode de quantifier rigoureusement la valeur du champ magnétique dissimulé dans le spectre. Dans un premier temps, nous évaluons la technique d'autocorrélation sans l'ajout de bruit, à la suite de quoi nous générons une généreuse quantité de bruit blanc gaussien et nous constatons l'effet d'une telle détérioration. Pour l'ajout du bruit, nous avons fixé le paramètre snr de la fonction **awgn**(S, snr) à 30 pour la dégradation légère, 40 pour la dégradation intermédiaire et 65 pour la dégradation élevée. Finalement, pour des altérations extrêmes, nous mettons à l'épreuve la déconvolution de Wiener (voir section 2.3.3 pour la théorie sur cet outil) et nous évaluons sa performance. Dans la fonction **deconvwiener**(s,r, nsr), nous avons ajusté le paramètre nsr à une valeur de 10E-006 pour les dégradations sans ajout de bruit et à une valeur de 0.5 pour les dégradations avec ajout de bruit.

Identifiant	Type spectral	Nb de spectres	Période de rotation (jours)	$\langle H \rangle$ à $\phi = 0$ (kG)	MJD_0
HD 81009	A5	15	33.96 ± 0.02	7.6	44 485.5
HD 93507	Ap	15	556 ± 22	6.8	49 799.5
HD 126515	A2p	16	129.95 ± 0.02	15.7	49 100.2
HD 144897	Ap	14	48.43 ± 0.14	8.6	49 762.3

TABLE 3.2 – Liste des quatre étoiles étudiées dans ce chapitre. Les valeurs de la période de rotation et du champ magnétique sont tirées de l'article de G. Mathys et al. (1997).

3.3.1 HD 81009

La première étoile que nous analysons est HD 81009. Son type spectral est A5. Nous fixons le MJD_0 ($\phi = 0$) à une valeur de 44 485.5. Cette étoile bien connue a longuement été analysée auparavant. En effet, la découverte de son champ magnétique remonte à plus de 40 ans. Il a pu être observé pour la première fois par Preston en 1971 [5]. HD 81009 exhibe une variation du module moyen de son champ magnétique qui est facilement observable à des résolutions élevées (voir figure 3.4).

Spectre brut (résolution spectrale $\sim 115\,000$)

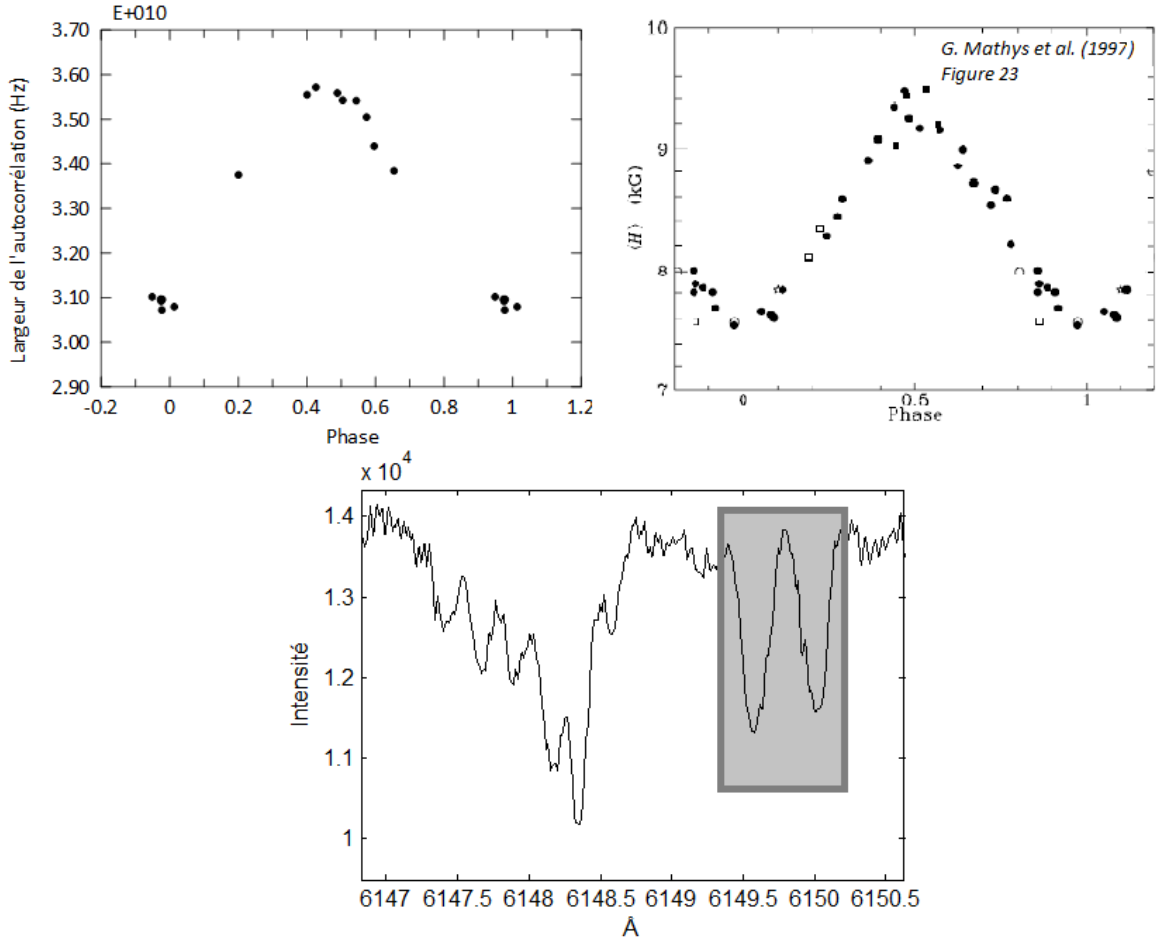
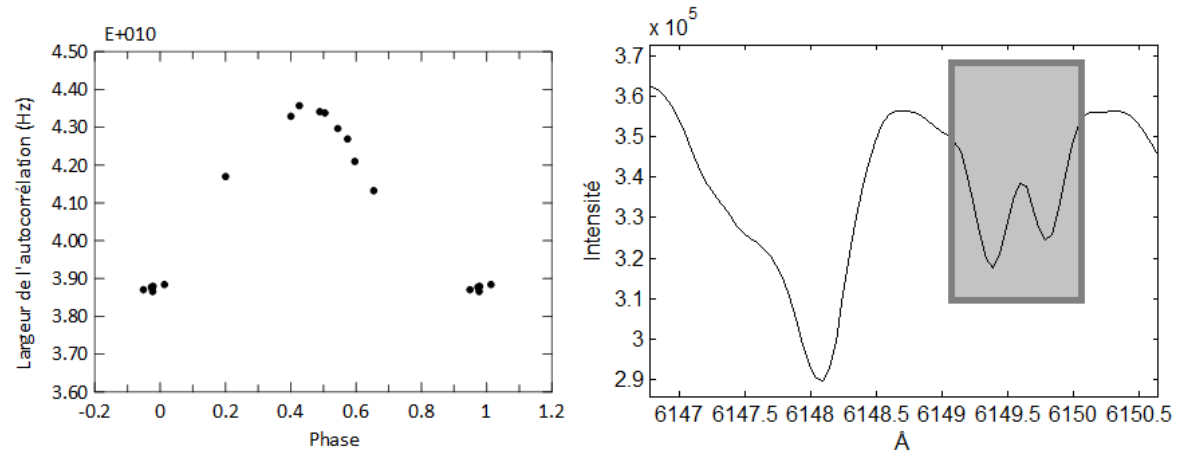
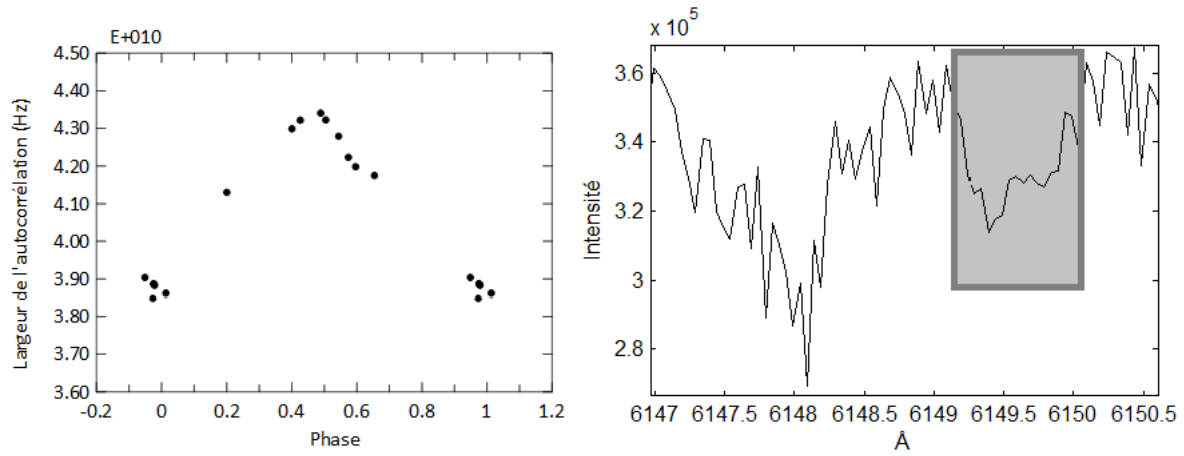


FIGURE 3.4 – Données brutes de HD 81009. Comparaison de nos résultats (en haut à gauche) avec ceux de G. Mathys et al. (1997) (en haut à droite). (En bas) : affichage de la raie de Fer II pour HD 81009 à $\phi = 0.200$.

Dégradation légère (résolution spectrale $\sim 23\ 000$)



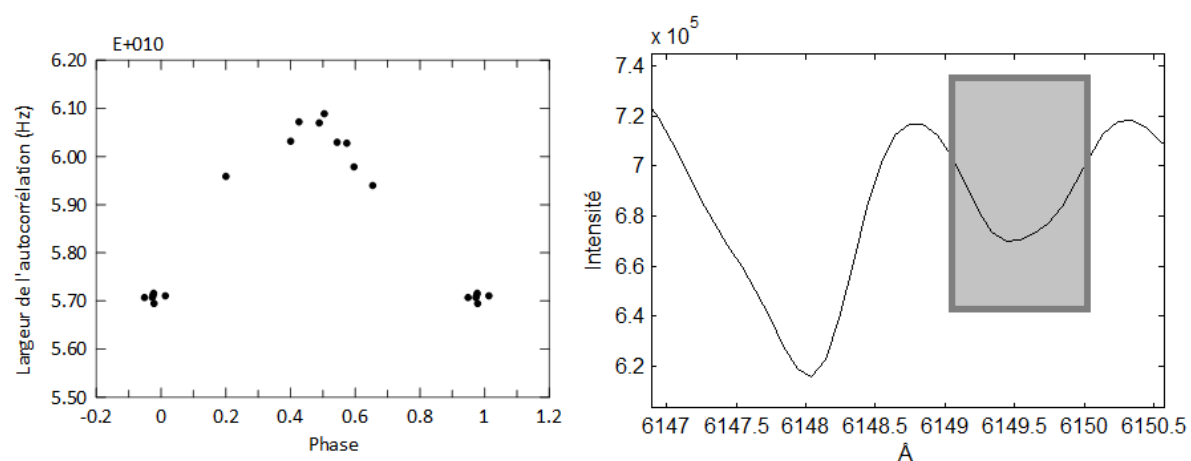
(a) Sans ajout de bruit



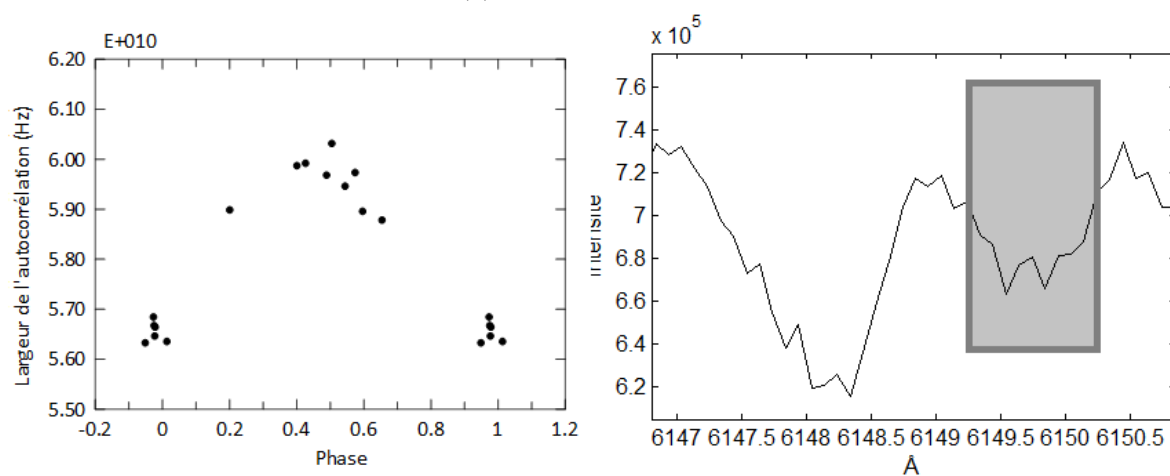
(b) Ajout de bruit avec $snr = 30$

FIGURE 3.5 – Dégradation d'un facteur 5 pour les spectres de HD 81009.

Dégradation intermédiaire (résolution spectrale $\sim 11\,500$)



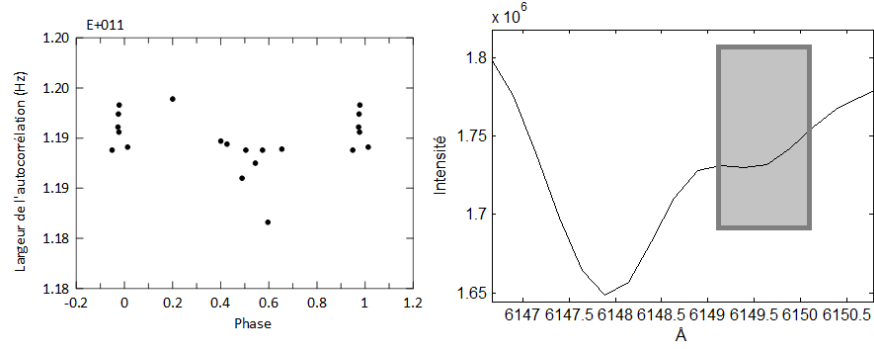
(a) Sans ajout de bruit



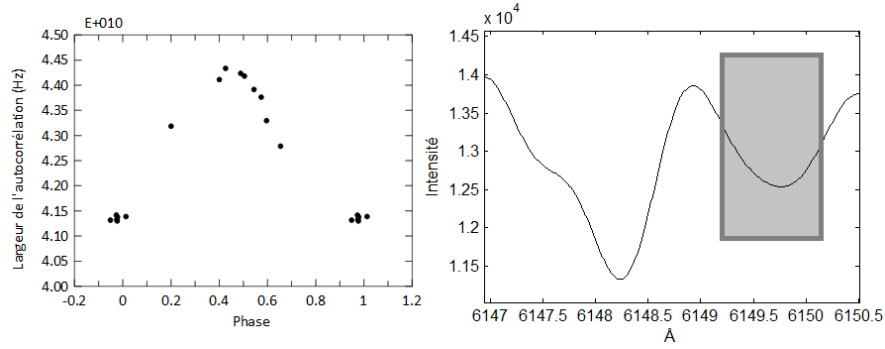
(b) Ajout de bruit avec $snr = 40$

FIGURE 3.6 – Dégradation d'un facteur 10 pour les spectres de HD 81009.

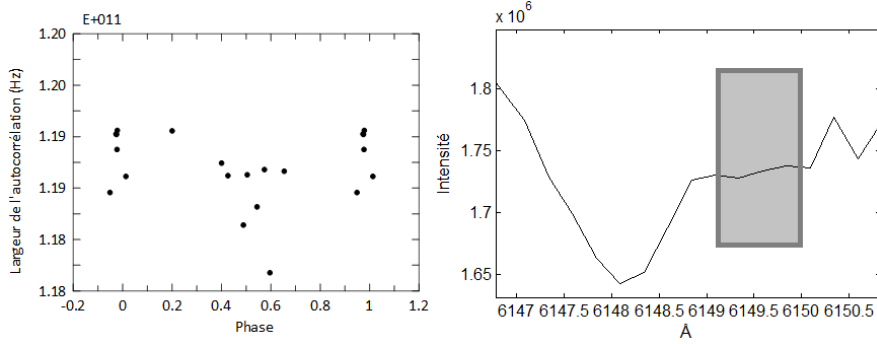
Dégradation élevée (résolution spectrale $\sim 4\ 600$)



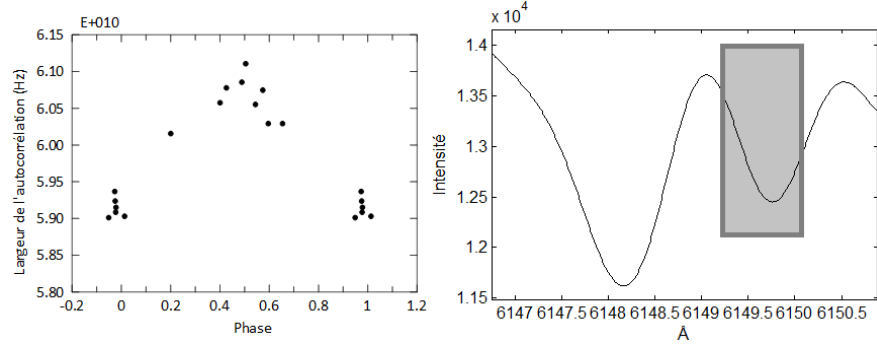
(a) Sans ajout de bruit



(b) Déconvolution de Wiener du signal sans bruit



(c) Ajout de bruit avec $snr = 65$



(d) Déconvolution de Wiener du signal avec bruit

FIGURE 3.7 – Dégradation d'un facteur 25 pour les spectres de HD 81009.

Les résultats associés à HD 81009 sont montrés aux figures 3.4 à 3.7.

Nous remarquons, en premier lieu, que la courbe de la variation du champ magnétique obtenue au moyen des spectres de HARPS non dégradés est en accord avec celle obtenue par G. Mathys et al. (1997). Leur étude recense plusieurs données provenant de divers auteurs qui sont représentés par un symbole différent sur le graphique. Il en découle le nombre supérieur de spectres s'illustrant sur leur figure en comparaison avec la nôtre.

L'échelle de notre graphique a été étalonnée de façon à ce que la ressemblance entre les figures soit mise en évidence. À une résolution spectrale élevée (voir figure 3.4), l'on peut sans doute confirmer que le traitement appliqué aux spectres par la technique d'autocorrélation fonctionne bien. De plus, sous l'utilisation de cette technique, nous pouvons noter une forte résistance par rapport au bruit de photons, surtout au niveau du pic de la courbe magnétique. Effectivement, nous observons une répartition de données qui est beaucoup moins bruyante en comparaison avec la figure de G. Mathys et al. (1997) autour de la phase $\phi = 0.5$.

Une dégradation légère ne perturbe pas réellement le bon rendement de la technique d'autocorrélation par rapport aux résultats obtenus (voir figure 3.5). Encore une fois, l'on parvient à déterminer la forme de la courbe du champ magnétique avec précision. À cette résolution, la séparation des raies devient plus subtile lorsque aucun bruit n'est superposé au spectre et disparaît complètement lorsqu'il fait partie de la dégradation. En effet, en présence de bruit, le champ magnétique ne peut pas être mesuré avec les techniques conventionnelles. On remarque que la quantité considérable de bruit ajouté au signal n'affecte pas grandement la courbe obtenue par la fonction d'autocorrélation. Ceci démontre la force de cette méthode.

La figure 3.6 démontre le cas d'une dégradation intermédiaire. Il est ici impossible de distinguer les deux composantes de la raie de Fer II. Cela indique qu'aucune mesure du champ magnétique ne peut être effectuée au moyen d'une technique mesurant directement la séparation des raies sur le spectre. À une résolution spectrale équivalente à environ 11 500, nous parvenons encore une fois à apercevoir la forme de la courbe magnétique avec et sans bruit ajouté au moyen de la technique d'autocorrélation.

Pour HD 81009, une dégradation élevée est venue perturber les résultats au point où aucune courbe magnétique n'a pu être détectée (voir figure 3.7). À cette très faible résolution, les données sont réparties sans suite logique en fonction de la phase. Cependant, sous l'utilisation de la déconvolution de Wiener, nous parvenons à déceler convenablement la forme de la courbe magnétique de l'étoile. Ceci est vrai autant pour le cas avec bruit que celui sans bruit.

3.3.2 HD 93507

HD 93507 est une étoile de type spectral Ap pivotant à une vitesse de rotation très faible. Sa période de rotation est d'environ 556 jours. Autour de la région de la raie de Fer II, l'intensité de l'élément chimique varie considérablement en fonction de la phase et est très faible autour de $\phi = 0.5$. De plus, à cette phase, la composante σ_- de la raie de Fer II est largement mélangée avec d'autres raies d'éléments chimiques intenses avoisinantes. Ceci rend particulièrement difficile la mesure du champ magnétique et explique du coup la grande incertitude autour de la position du maximum sur la figure de G. Mathys et al. (1997) pour cette étoile. Nous synchronisons la phase $\phi = 0$ avec le MJD_0 dont la valeur s'élève à 49 799.5.

Spectre brut (résolution spectrale $\sim 115\,000$)

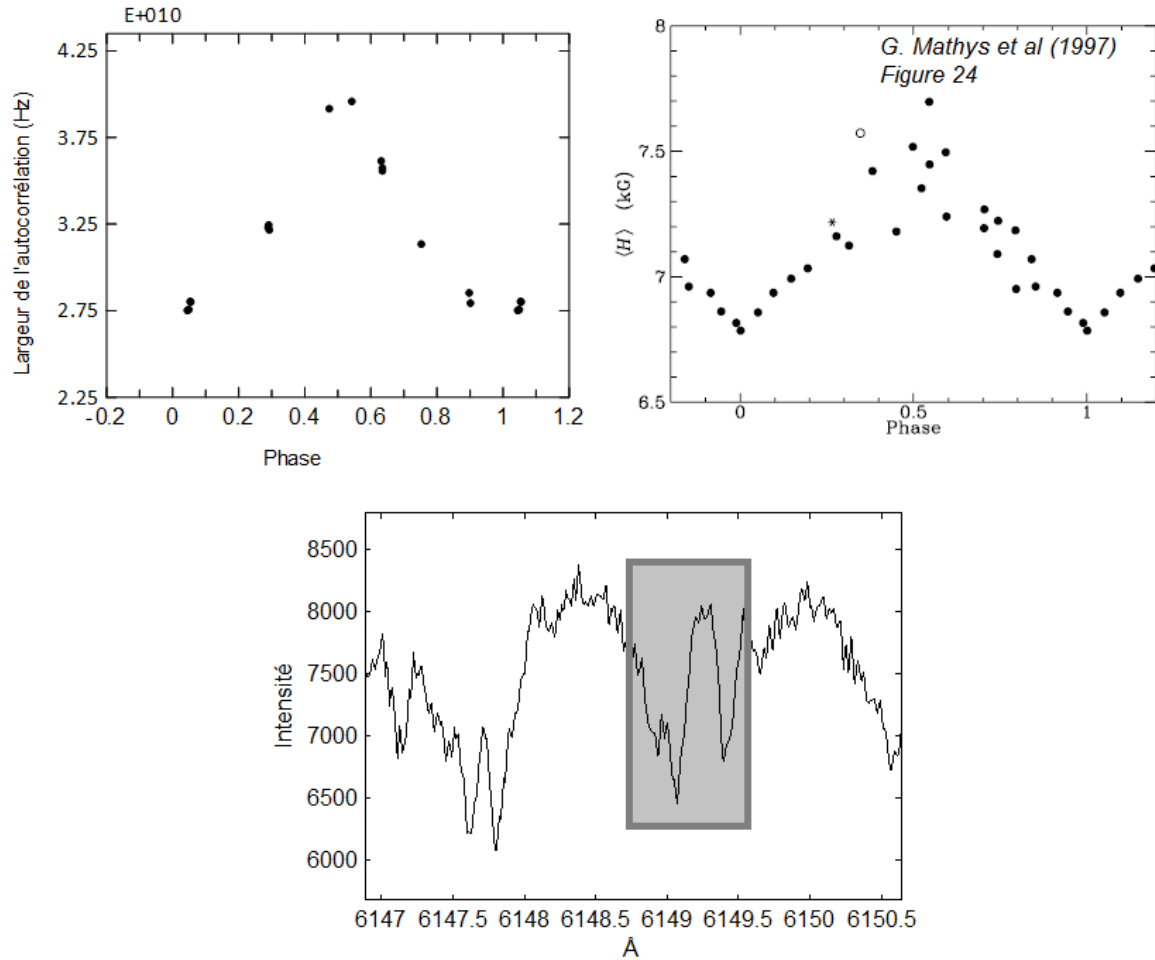
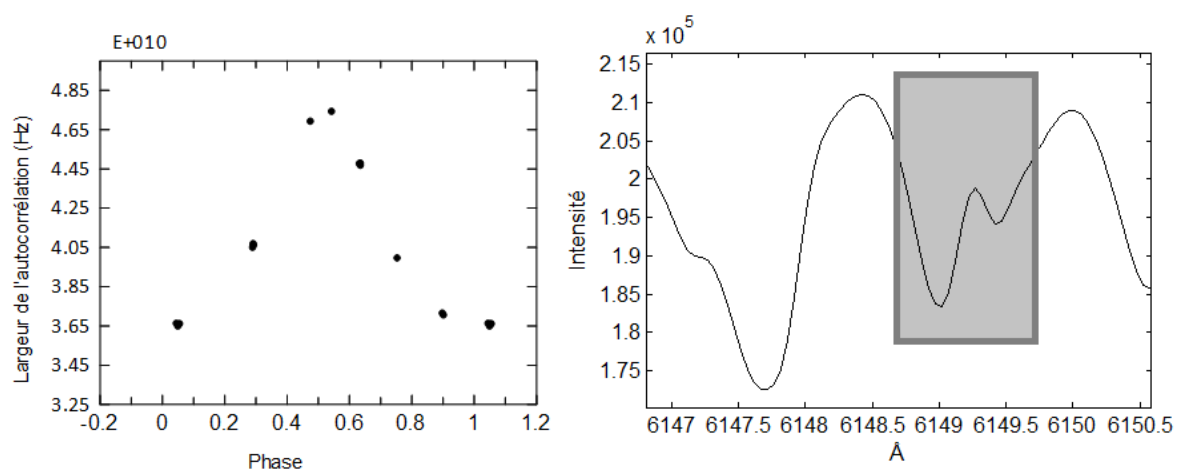
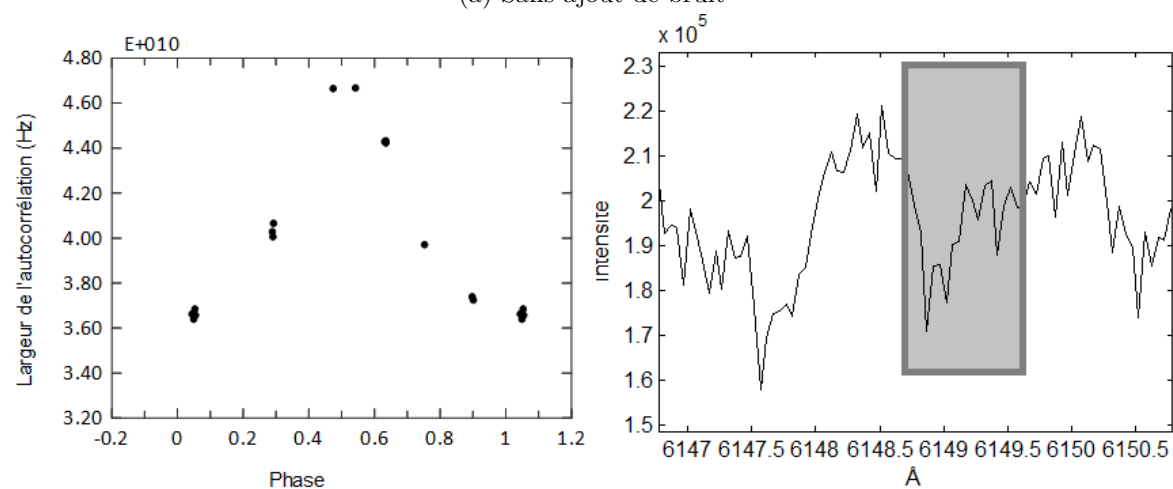


FIGURE 3.8 – Données brutes de HD 93507. Comparaison de nos résultats (en haut à gauche) avec ceux de G. Mathys et al. (1997) (en haut à droite). (En bas) : affichage de la raie de Fer II pour HD 93507 à $\phi = 0.542$.

Dégradation légère (résolution spectrale $\sim 23\,000$)



(a) Sans ajout de bruit

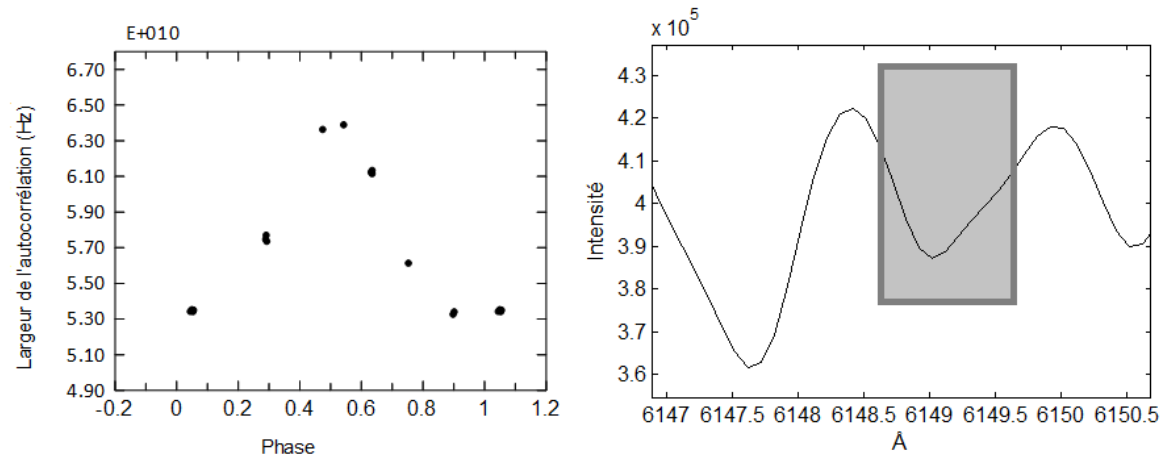


(b) Ajout de bruit avec $snr = 30$

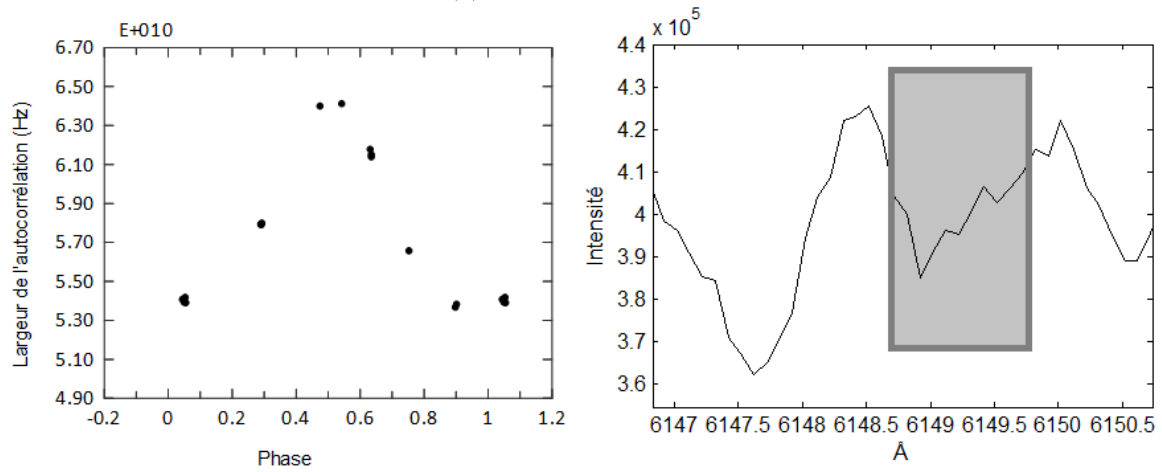
FIGURE 3.9 – Dégradation d'un facteur 5 pour les spectres de HD 93507.



Dégradation intermédiaire (résolution spectrale $\sim 11\,500$)



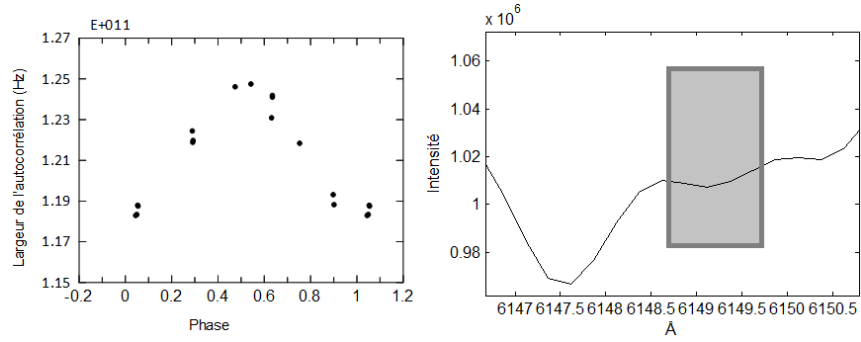
(a) Sans ajout de bruit



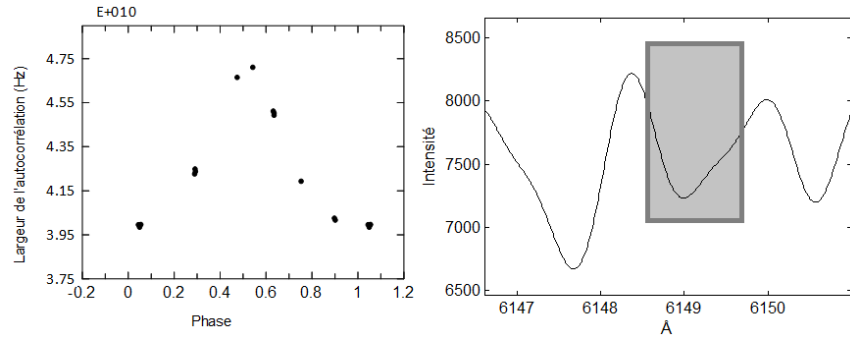
(b) Ajout de bruit avec $snr = 40$

FIGURE 3.10 – Dégradation d'un facteur 10 pour les spectres de HD 93507.

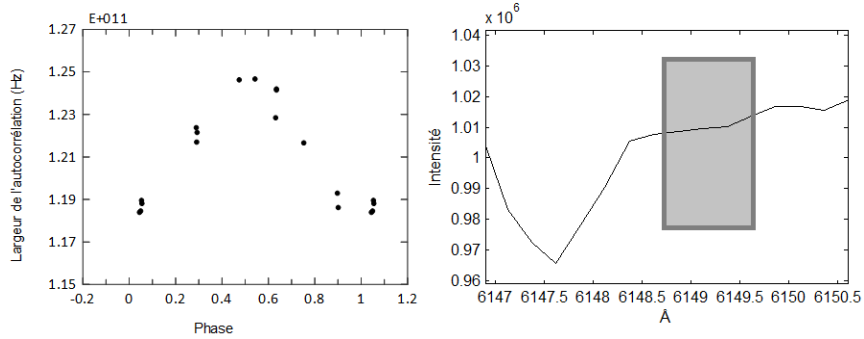
Dégradation élevée (résolution spectrale $\sim 4\,600$)



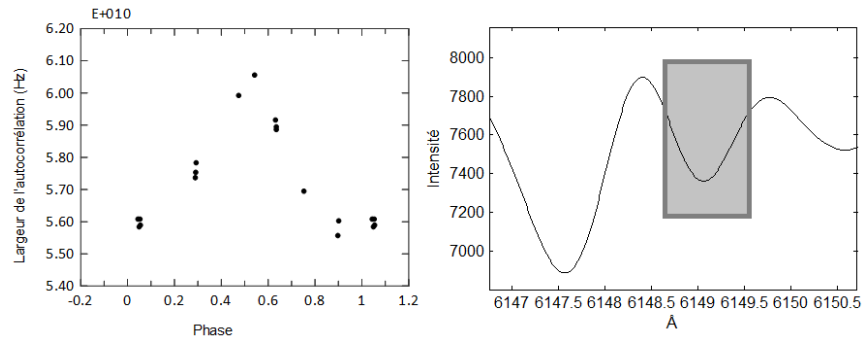
(a) Sans ajout de bruit



(b) Déconvolution de Wiener du signal sans bruit



(c) Ajout de bruit avec $snr = 65$



(d) Déconvolution de Wiener du signal avec bruit

FIGURE 3.11 – Dégradation d'un facteur 25 pour les spectres de HD 93507.

Nous pouvons observer les résultats de HD 93507 aux figures 3.8 à 3.11.

Nous apercevons d'emblée à la figure 3.8 – soit les résultats des spectres bruts de HD 93507 – un écart notable entre la courbe obtenue par la technique d'autocorrélation et celle de l'article de G. Mathys et al. (1997). En effet, bien que les extrema se situent à des positions de la phase similaires, la forme des courbes comporte plusieurs dissimilitudes. La courbe traitée par l'autocorrélation se rapproche d'une fonction sinusoïdale alors qu'il est difficile de distinguer concrètement la forme que l'on retrouve dans l'article en question pour HD 93507. Contrairement aux résultats obtenus par G. Mathys et al. (1997), où une grande incertitude est observable à la position du maximum, la technique d'autocorrélation est beaucoup plus robuste par rapport au bruit à cette phase. Nous pouvons donc tirer comme conclusion que la forme détectée de la courbe magnétique de HD 93507 est beaucoup plus précise en utilisant la technique d'autocorrélation que la méthode conventionnelle.

La figure 3.9 illustre les résultats découlant d'une dégradation légère pour HD 93507. Nous n'éprouvons aucune difficulté à afficher convenablement les courbes de la variation du champ magnétique à cette résolution avec la technique d'autocorrélation. Aussi, sous l'usage de cette méthode, l'ajout du bruit ne perturbe pas significativement la répartition de nos données.

Les mêmes commentaires s'appliquent aux résultats caractérisés par une dégradation intermédiaire (voir figure 3.10). Même s'il est impossible de distinguer les deux composantes de la raie de Fer II, l'on parvient à détecter la variation de la courbe en fonction de la phase pour les deux scénarios analysés (avec et sans bruit).

Finalement, nous présentons les résultats obtenus à la suite d'une dégradation élevée (voir figure 3.11). Même avec une superposition de bruit blanc gaussien, nous décelons une variation par rapport à la largeur des raies contenues dans les spectres. Ceci est remarquable compte tenu de la résolution spectrale équivalente très faible à laquelle nous avons dégradé nos spectres. Sans doute, la déconvolution de Wiener fait preuve d'une belle amélioration dans les deux cas. Non seulement nous détectons bien la variation du champ magnétique, mais la forme des courbes déconvoluées par Wiener s'apparente également à celle obtenue sans dégradation spectrale (figure 3.8).

3.3.3 HD 126515

HD 126515 est une étoile de type A2p manifestant une variation importante de son champ magnétique en fonction de sa période de rotation. Effectivement, l'on peut mesurer une différence au-delà de 6 kG entre le maximum et le minimum de l'amplitude du champ. Il s'agit d'une étoile bien connue et pour laquelle l'on trouve beaucoup de documentation dans la littérature scientifique [5]. La courbe de variation du module moyen du champ ressemble grandement à celle d'une fonction sinusoïdale. Pour cette étoile, le MJD_0 est fixé à 49 100.2.

Spectre brut (résolution spectrale $\sim 115\,000$)

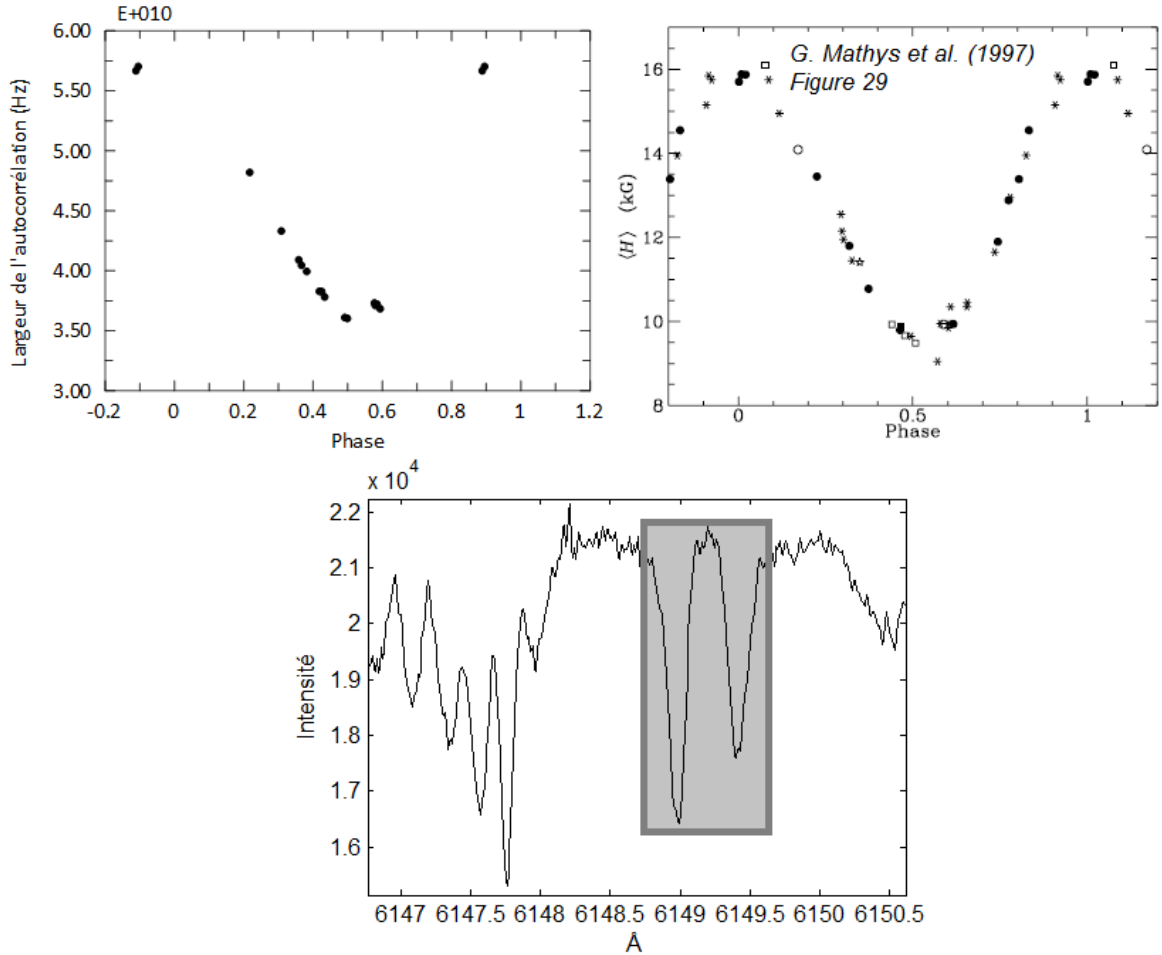
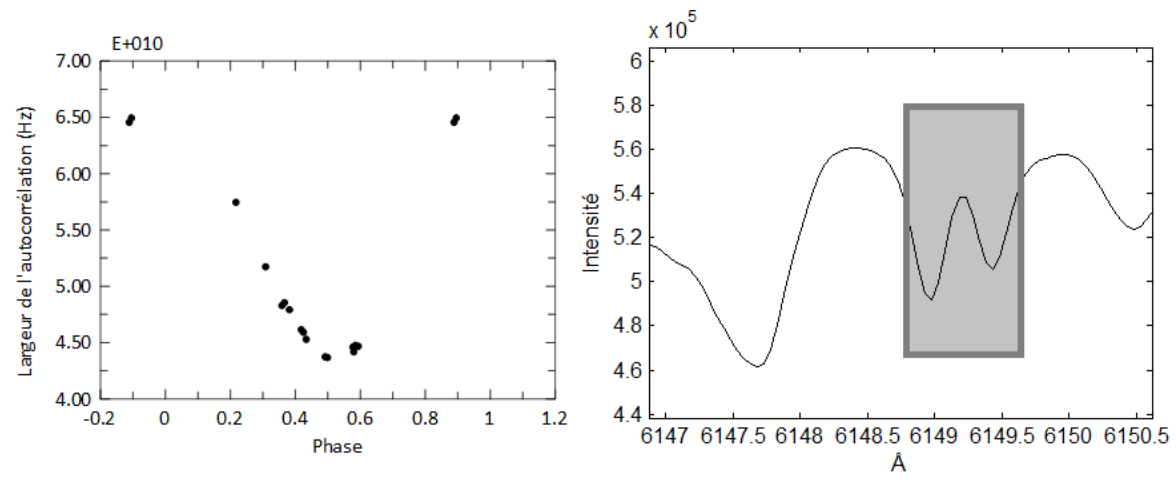
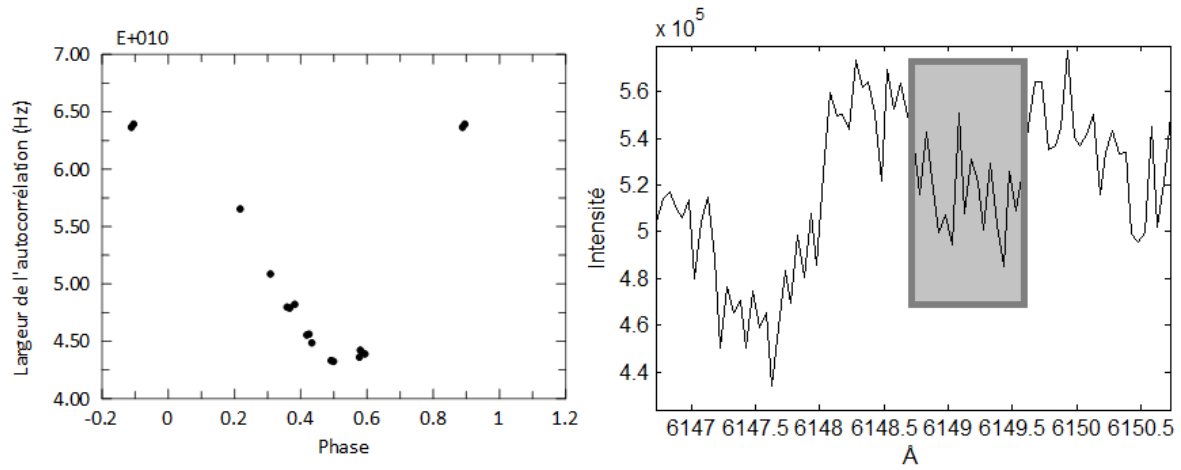


FIGURE 3.12 – Données brutes de HD 126515. Comparaison de nos résultats (en haut à gauche) avec ceux de G. Mathys et al. (1997) (en haut à droite). (En bas) : affichage de la raie de Fer II pour HD 126515 à $\phi = 0.577$.

Dégradation légère (résolution spectrale $\sim 23\,000$)



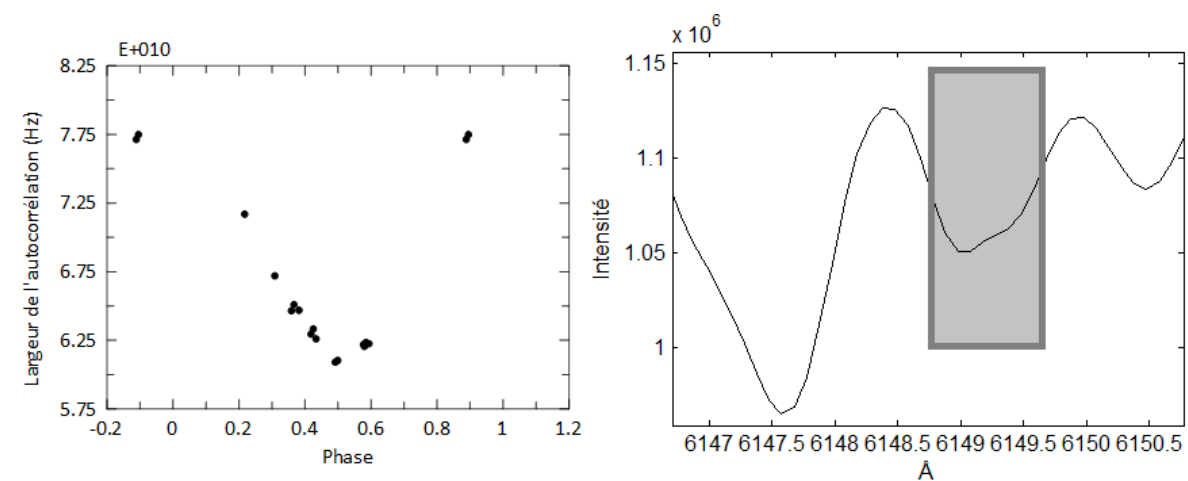
(a) Sans ajout de bruit



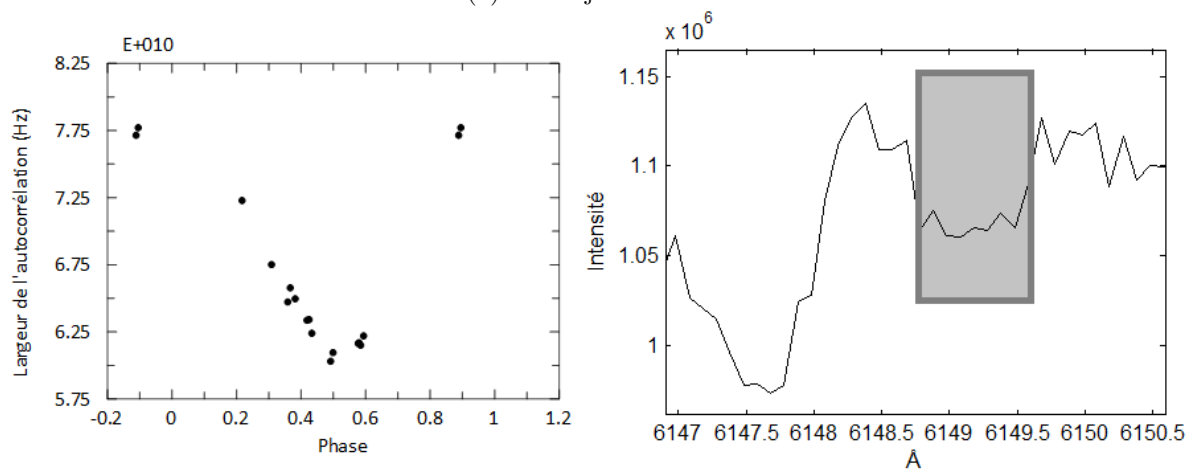
(b) Ajout de bruit avec $snr = 30$.

FIGURE 3.13 – Dégradation d'un facteur 5 pour les spectres de HD 126515.

Dégradation intermédiaire (résolution spectrale $\sim 11\,500$)



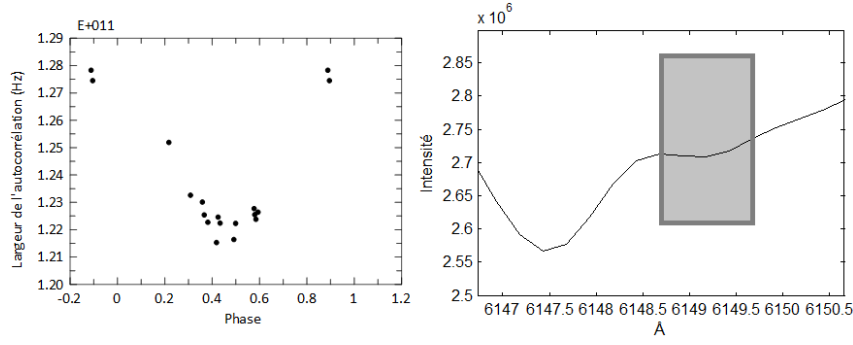
(a) Sans ajout de bruit



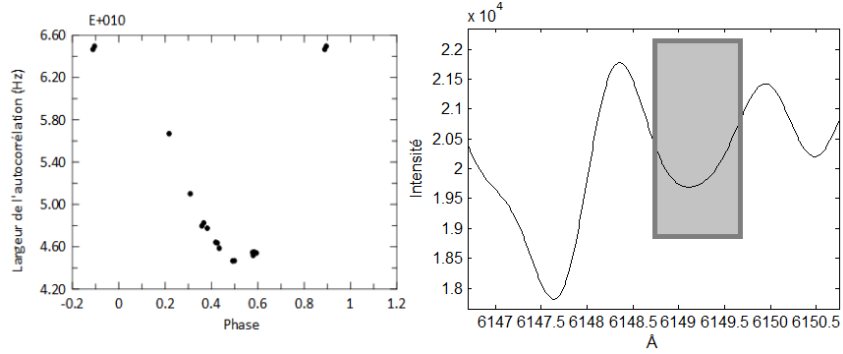
(b) Ajout de bruit avec $snr = 40$.

FIGURE 3.14 – Dégradation d'un facteur 10 pour les spectres de HD 126515.

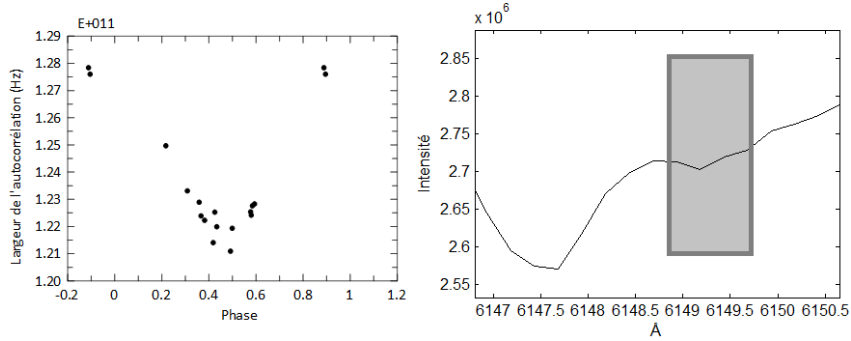
Dégradation élevée (résolution spectrale $\sim 4\,600$)



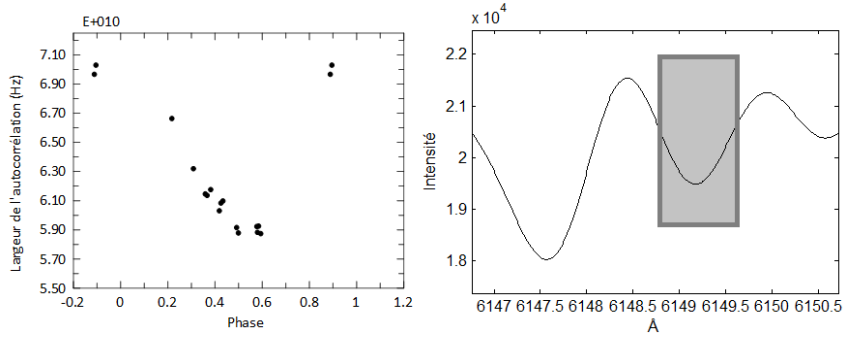
(a) Sans ajout de bruit



(b) Déconvolution de Wiener du signal sans bruit



(c) Ajout de bruit avec $snr = 65$.



(d) Déconvolution de Wiener du signal avec bruit

FIGURE 3.15 – Dégradation d'un facteur 25 pour les spectres de HD 126515.

L'assortiment des résultats en lien avec HD 126515 est illustré aux figures 3.12 à 3.15.

Pour cette étoile, nous avons analysé 16 spectres acquis à des phases différentes. Notons à la figure 3.12 la concordance entre notre courbe et celle de G. Mathys et al. (1997). Sous l'utilisation de la technique d'autocorrélation, l'on reproduit sans difficulté la forme de la courbe magnétique affichée dans l'article pour HD 126515. Cependant, nous ne constatons pas d'avantage majeur à utiliser cette méthode pour cette résolution. En effet, la séparation des raies est facilement mesurable à toutes les phases et l'intensité de la raie de Fer II est très élevée, ce qui explique du coup la faible incertitude de la répartition des données figurant dans les résultats de G. Mathys et al. (1997) pour cette étoile. Il n'en demeure pas moins qu'il est pertinent d'afficher les résultats associés à HD 126515 afin de valider le bon fonctionnement de la technique d'autocorrélation.

Même pour une dégradation légère, il est encore une fois possible de mesurer directement la séparation des raies si aucun bruit n'est ajouté (voir figure 3.13). On ne peut en dire autant si l'on ajoute une bonne quantité de bruit. Dans ce cas, l'usage de la technique d'autocorrélation est profitable. Les courbes associées à ce niveau de dégradation imitent sans contredit la forme espérée.

La figure 3.14 présente les résultats se rapportant à une dégradation intermédiaire. De nouveau, nous percevons une courbe qui est en accord avec la forme souhaitée. Le bruit blanc gaussien que nous générons et superposons aux 16 spectres de l'étoile ne désorganise pas grandement la disposition des points formant la sinusoïde.

En soumettant les spectres de HD 126515 au niveau de dégradation le plus sévère (voir figure 3.15), nous parvenons à détecter la variation du champ magnétique. À cette dégradation, nous avons amené la résolution des spectres sous la barre des 5000. L'ajout de bruit ne modifie pas considérablement le signal et n'ébranle pratiquement pas les résultats. HD 126515 répond bien au traitement de la déconvolution de Wiener. Effectivement, nous observons une restauration presque parfaite pour le cas sans bruit et une amélioration explicite pour le cas avec bruit.

3.3.4 HD 144897

La dernière étoile que nous étudions dans ce chapitre est HD 144897. Son type spectral est Ap et le module moyen de son champ magnétique s'élève à plus de 8 kG. Peu d'informations sont connues concernant cette étoile. G. Mathys et al. [5] sont d'ailleurs les premiers à avoir mené une recherche approfondie sur son champ magnétique. Comme nous pouvons le constater à la figure suivante, la composante bleue de la raie de Fer II (σ_-) est fortement affectée par une raie environnante : cela est la conséquence de l'incertitude se manifestant dans la courbe magnétique de leur analyse pour cette étoile. Nous ajustons le MJD_0 de HD 144897 à 49 762.3.

Spectre brut (résolution spectrale $\sim 115\,000$)

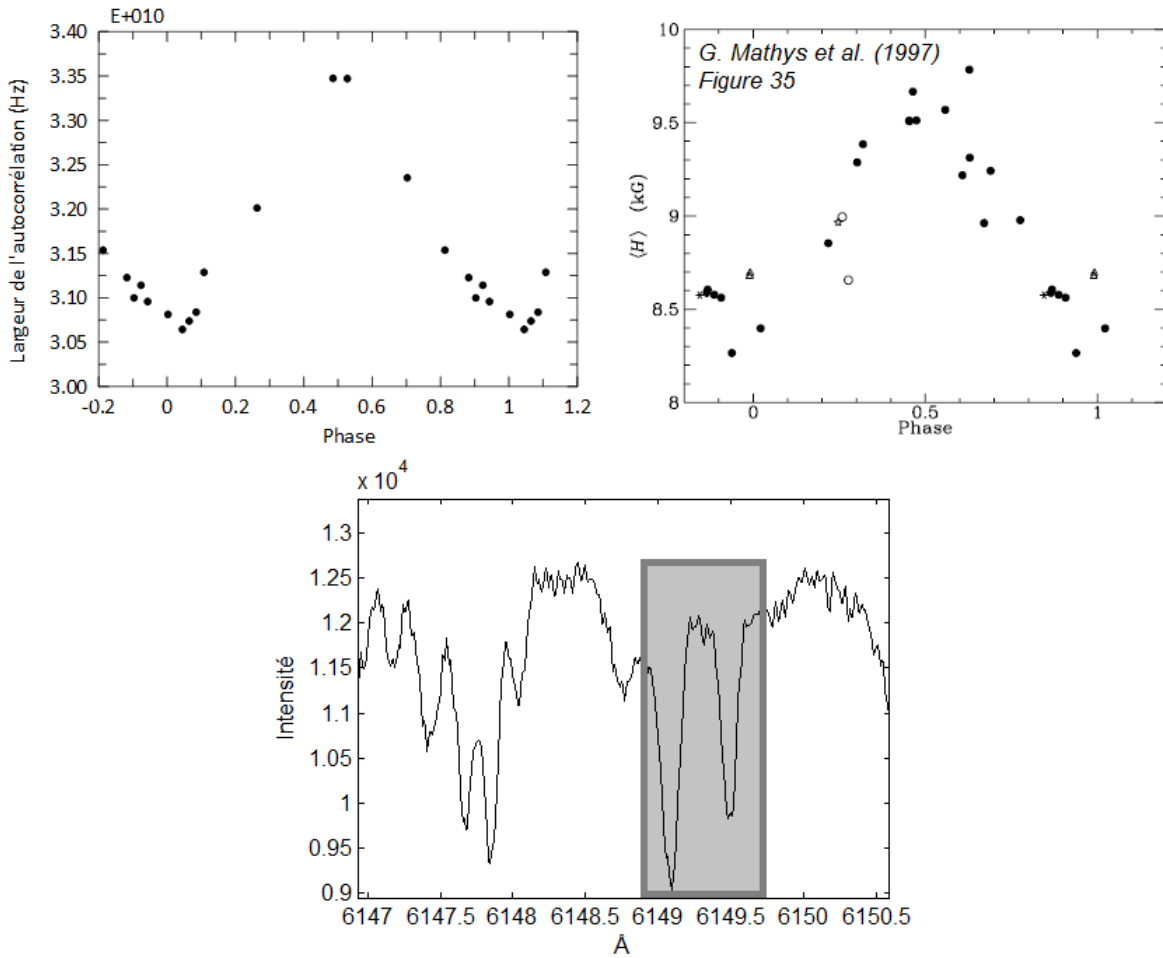
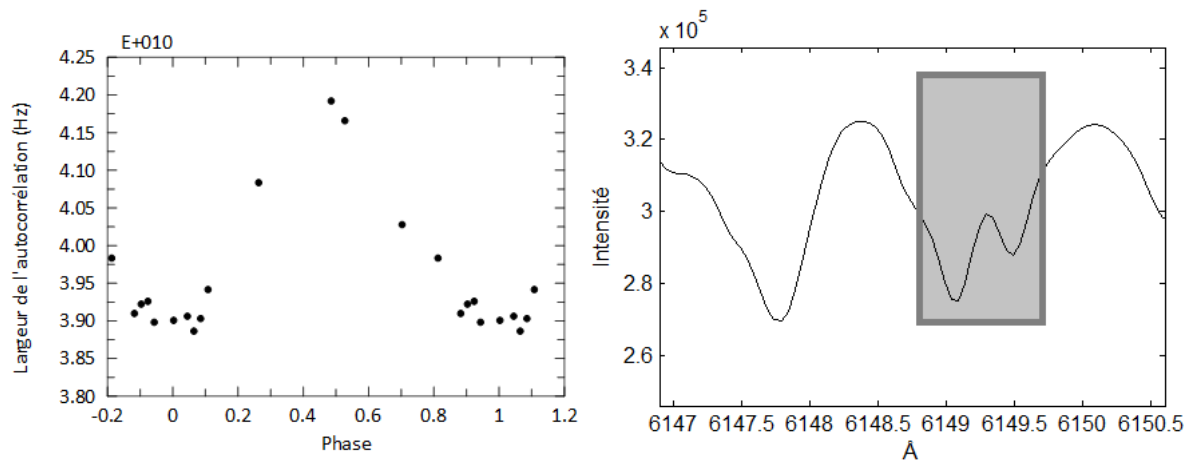
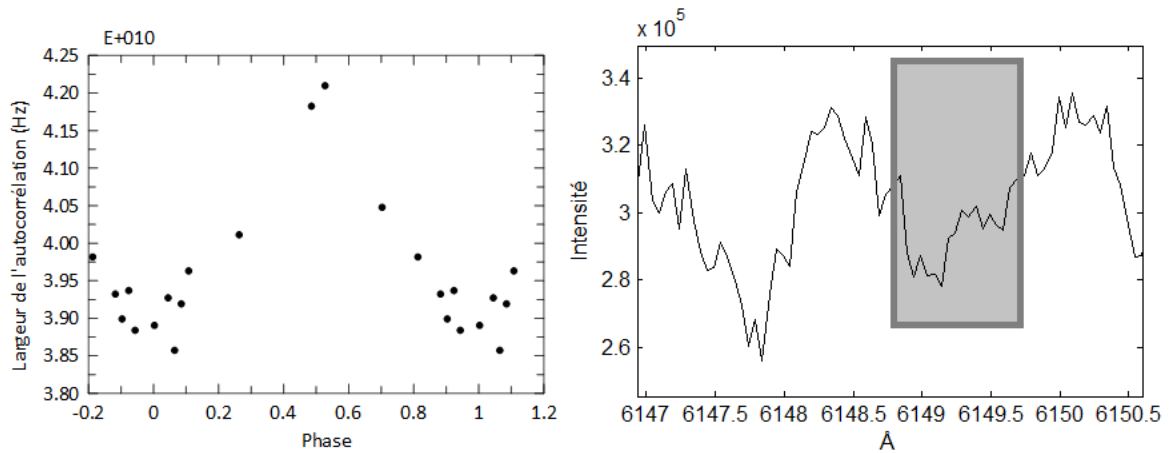


FIGURE 3.16 – Données brutes de HD 144897. Comparaison de nos résultats (en haut à gauche) avec ceux de G. Mathys et al. (1997) (en haut à droite). (En bas) : affichage de la raie de Fer II pour HD 144897 à $\phi = 0.065$.

Dégradation légère (résolution spectrale $\sim 23\ 000$)



(a) Sans ajout de bruit

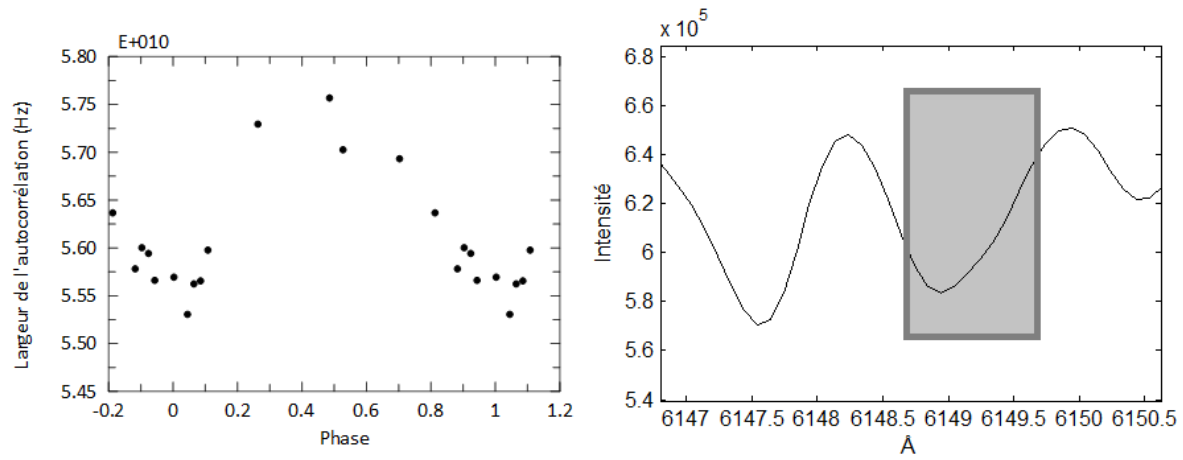


(b) Ajout de bruit avec $snr = 30$.

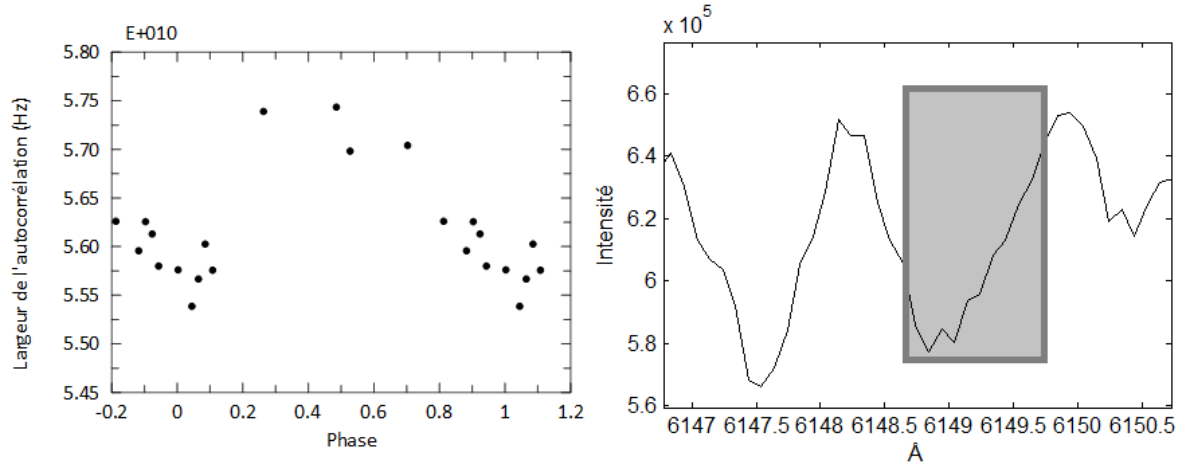
FIGURE 3.17 – Dégradation d'un facteur 5 pour les spectres de HD 144897.



Dégradation intermédiaire (résolution spectrale $\sim 11\,500$)



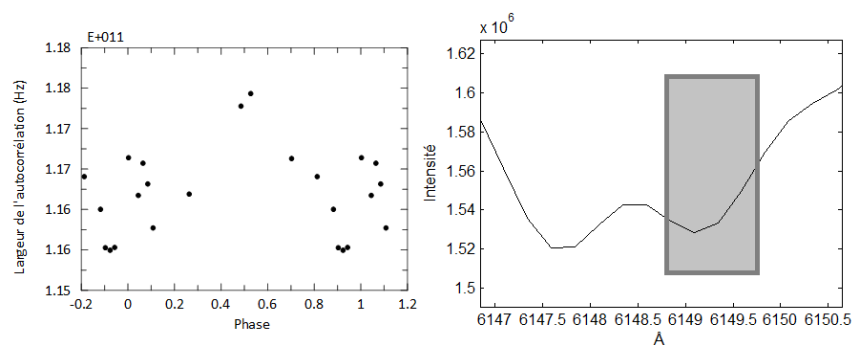
(a) Sans ajout de bruit



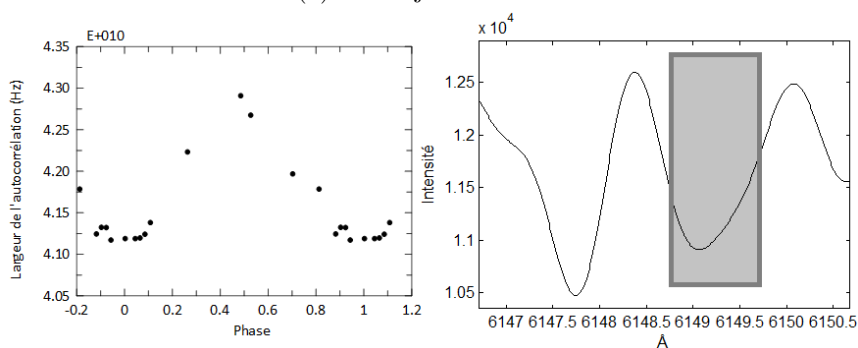
(b) Ajout de bruit avec $snr = 40$.

FIGURE 3.18 – Dégradation d'un facteur 10 pour les spectres de HD 144897.

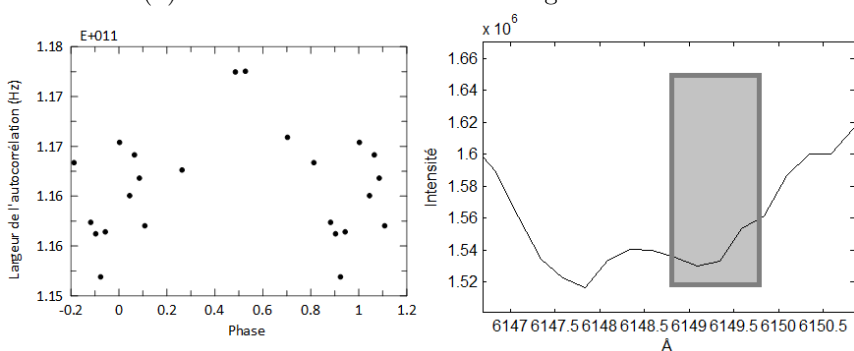
Dégradation élevée (résolution spectrale $\sim 4\ 600$)



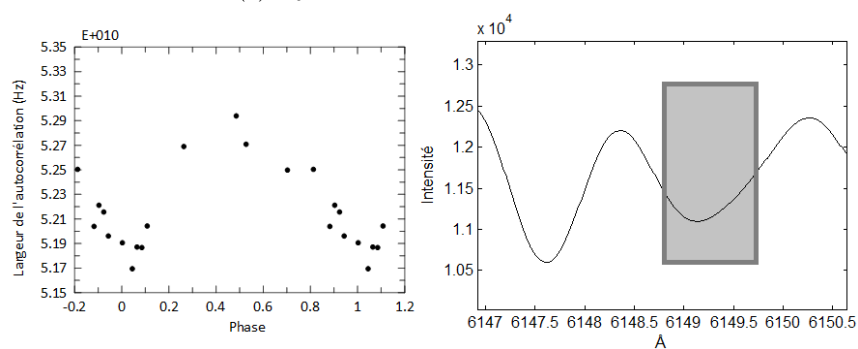
(a) Sans ajout de bruit



(b) Déconvolution de Wiener du signal sans bruit



(c) Ajout de bruit avec $snr = 65$.



(d) Déconvolution de Wiener du signal avec bruit

FIGURE 3.19 – Dégradation d'un facteur 25 pour les spectres de HD 144897.

Les figures 3.16 à 3.19 présentent les résultats de notre analyse pour HD 144897.

Tel que spécifié au début de cette sous-section, la courbe magnétique de HD 144897, figurant dans l'article auquel nous nous référons, est plutôt anharmonique et la répartition des points qui la composent est quelque peu désordonnée (voir figure 3.16). Selon toute apparence, notre analyse suggère que la technique d'autocorrélation assure une courbe dont la forme est plus cohérente que la méthode à laquelle nous la comparons. Effectivement, l'on arrive à distinguer plus précisément les extrema sur la figure et le profil de la courbe magnétique est mieux défini.

Comme pour les trois étoiles précédentes, il est facile de détecter la variation magnétique pour HD 144897 à une résolution spectrale caractéristique d'une dégradation légère (voir figure 3.17). Nous pouvons observer que le rendement de la technique est profitable, même lorsque nous superposons du bruit blanc gaussien aux spectres dégradés.

La dégradation intermédiaire soumise aux spectres de HD 144897 affecte notablement l'apparence de la courbe (voir figure 3.18). L'on parvient à détecter une courbe de variation magnétique mais la forme du graphique n'est plus conforme à celle observée à une résolution élevée. Cela est davantage vrai lorsque nous rajoutons du bruit. En effet, nous alourdissons dans ce cas l'incertitude par rapport aux extrema. N'oublions pas cependant que HD 144897 exhibe un faible écart d'un peu plus de 1 kG entre le maximum et le minimum de l'intensité moyenne de son champ magnétique. En considérant ce fait, il est remarquable d'identifier une variation du champ magnétique pour cette étoile à une telle résolution spectrale.

Nous présentons les résultats issus d'une dégradation élevée à la figure 3.19. Sans contredit, nous ne pouvons pas tirer de conclusion à cette résolution quant à la forme de la courbe de variation magnétique de cette étoile au moyen de la technique d'autocorrélation sans l'application de la déconvolution de Wiener. En présence de bruit, le traitement de la déconvolution est grandement affecté par rapport au cas sans bruit. Dans l'ensemble, l'utilisation de cet outil présente un avantage certain relativement aux résultats que nous avons obtenus.

3.4 Discussion

Dans ce chapitre, nous avons appliqué la technique d'autocorrélation pour quatre étoiles magnétiques dont la période de rotation est bien connue. En étudiant le profil moyen de l'autocorrélation, il nous a été possible, pour chacune des étoiles analysées, de détecter la variation de la largeur moyenne des raies des spectres en fonction de la période de rotation.

Afin de démontrer le bon fonctionnement de la méthode d'autocorrélation et ainsi valider l'efficacité de cette technique, nous avons comparé les figures obtenues suite à notre analyse avec celles de G. Mathys et al. (1997). Un excellent accord entre les figures était observable pour chaque étoile à une résolution spectrale très élevée ($R \sim 115\,000$), ce qui correspond au cas où nous analysions les données brutes sans dégradation.

En effet, à cette résolution spectrale, nous retrouvons bien la forme des courbes magnétiques illustrées dans l'article en question. Pour HD 93507 et HD 144897, la technique d'autocorrélation nous a procuré des résultats plus ordonnés avec une incertitude plus faible que la méthode concurrentielle.

Par la suite, nous avons imposé aux spectres bruts trois niveaux de dégradation (légère, intermédiaire, élevée) en utilisant le procédé décrit à la section 2.3.2.

Une dégradation légère n'apportait pas de modification notable aux résultats obtenus pour l'ensemble des étoiles étudiées dans ce projet. Nous parvenions aisément à détecter la forme de la courbe de variation de l'amplitude du champ magnétique autant pour le cas sans bruit que celui avec bruit. À cette résolution, lorsque du bruit a été superposé au signal, il était impossible de différencier les raies formant le doublet de Fer II à 6149.2 Å. Ceci démontre l'avantage de la technique d'autocorrélation par rapport à celle utilisée par G. Mathys (1997). En effet, au moyen de la technique employée dans leur article, il est impossible de mesurer la force du champ magnétique à ce niveau de dégradation avec ajout de bruit.

À une résolution spectrale simulée d'environ 11 500 (dégradation intermédiaire), une légère perturbation a pu être notée pour la forme de la courbe magnétique de HD 144897 alors que le reste des étoiles étaient peu affectées. Considérant le fait qu'aucune séparation de la raie de Fer II peut être observée à ce niveau de dégradation même sans ajout de bruit, il s'agit d'une bonne performance en ce qui a trait à la technique d'autocorrélation.

Le dernier niveau de dégradation amenait la résolution spectrale de nos données sous la barre des 5000. Cette détérioration a eu raison de HD 81009 et a grandement perturbé les résultats de HD 144897. En effet, aucune forme n'a pu être mise en évidence par rapport à la courbe de variation magnétique pour ces deux étoiles à cette résolution. Il est important de souligner le fait que la dégradation élevée est un cas extrême de détérioration spectrale. À ces faibles résolutions, nous avons appliqué la déconvolution de Wiener afin de retirer le plus précisément possible le profil instrumental, ce qui a grandement contribué à améliorer

l'ensemble des résultats. Effectivement, nous avons pu détecter beaucoup plus précisément la forme de la courbe magnétique des étoiles à la suite de la déconvolution. L'application de cet outil a également été avantageuse par rapport aux spectres auxquels du bruit blanc gaussien a été superposé.

Somme toute, tel que démontré dans ce chapitre, la combinaison de la nouvelle technique d'autocorrélation que nous avons mise au point et de la déconvolution de Wiener constitue un moyen efficace de mesurer la forme des courbes magnétiques des étoiles exhibant une variation par rapport à l'intensité du module moyen de leur champ magnétique, et ce, jusqu'à des résolutions spectrales très faibles.

Chapitre 4

Autres applications de l'autocorrélation

Les applications de la fonction d'autocorrélation ne se limitent pas simplement à l'étude des étoiles magnétiques. Pendant ce projet, d'autres pistes potentiellement intéressantes ont été explorées. Nous avons mené un examen plus minutieux sur deux de ces applications correspondant à l'étude d'un système binaire évoluant sur son orbite et à la détection d'un mouvement de turbulence dans une céphéide. L'analyse de ces deux sujets ouvre la porte à une multitude d'applications potentielles pouvant être traitées dans l'avenir grâce à l'autocorrélation.

4.1 Variation du profil des raies des systèmes binaires sur la période orbitale

Le premier sujet que nous abordons, divergent du cadre général de ce projet, consiste à analyser des spectres d'étoiles binaires. Dans un système binaire, la manière habituelle de traiter les données dans le but de chiffrer la période orbitale consiste à mesurer la vitesse radiale des deux sources par rapport à l'observateur [6]. Ceci nous permet de visualiser la variation de la courbe de vitesse radiale de ces deux étoiles tout au long de la période du système binaire.

4.1.1 Mise en contexte

Les deux étoiles qui composent le système tournent à une vitesse v_i autour du centre de masse et se situent à une distance r_i de celui-ci. Ces paramètres sont fixés pour chacune des étoiles dépendamment de leur masse M_i . Leur période orbitale se calcule en suivant les lois de Kepler bien connues en physique. Les deux étoiles du système binaire se situent en tout temps aux côtés opposés du centre de masse tout en évoluant sur des orbites représentées par des ellipses [36]. En considérant le cas idéal où l'angle i du système binaire est de 90°

par rapport à la ligne de visée de l'observateur, c'est-à-dire une situation où l'on observe l'orbite du système le long de son plan, nous observons un décalage maximal de fréquence par effet Doppler (voir figure 4.1). Il n'est pas possible d'estimer avec précision la valeur de cet angle i en observant simplement les courbes de vitesse radiale en fonction de la période orbitale de l'étoile. Quoi qu'il en soit, un décalage de fréquence demeure mesurable tant et aussi longtemps que la vitesse radiale de l'étoile est non nulle par rapport à la fréquence au repos mesurée relativement à la Terre. Une étoile qui s'éloigne de l'observateur en parcourant son orbite est associée à un phénomène de rougissement, qui est à son tour caractérisé par une mesure positive de vitesse relative. À l'inverse, une étoile se rapprochant de l'observateur correspond à une mesure négative de vitesse relative (bleuissement). Advenant la situation où l'angle du système binaire $i = 0^\circ$ par rapport à l'observateur, il n'est plus possible de détecter une vitesse relative selon la composante radiale [36].

Pour des étoiles dont la vitesse de rotation est suffisamment élevée, le décalage en fréquence décrit à la figure 4.1 prend l'apparence d'un élargissement du profil des raies d'absorption dans la fonction d'autocorrélation. Dans plusieurs systèmes binaires, l'on retrouve régulièrement une étoile dont la luminosité surpasse considérablement celle de son compagnon. Cela va sans dire que la variation de l'élargissement des raies spectrales du système en fonction de la phase de la période orbitale est subtile, mais tout de même détectable.

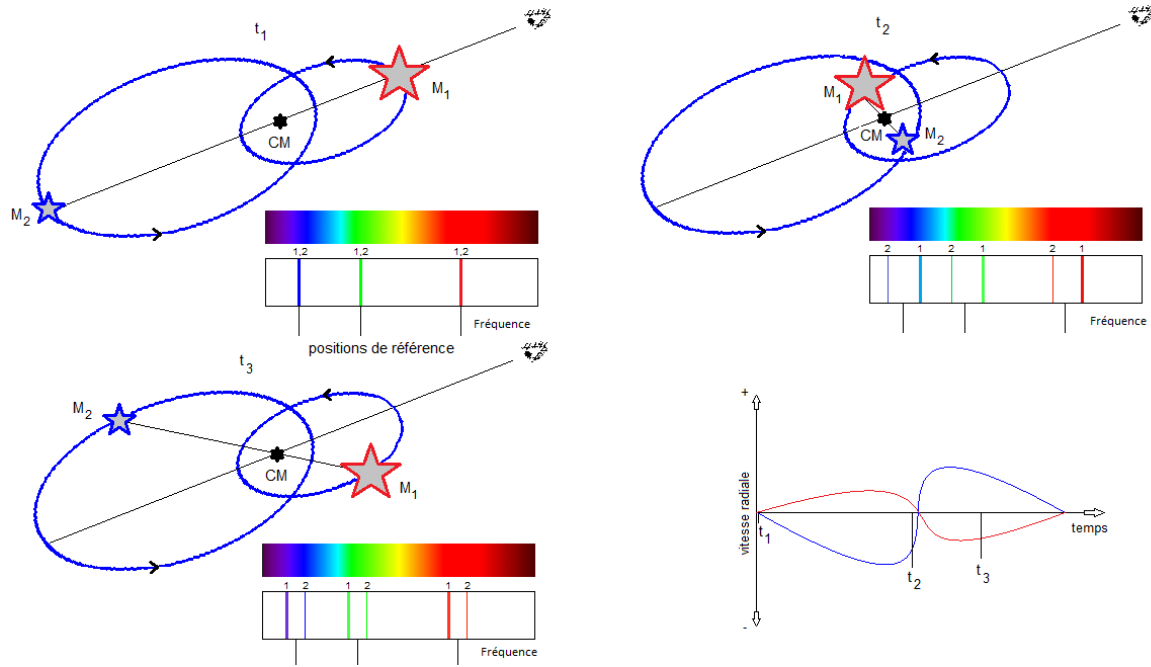


FIGURE 4.1 – Illustration d'un système binaire évoluant sur son orbite. Nous affichons la position des étoiles ainsi qu'une courbe estimative de leur vitesse radiale à trois temps t_i différents. Le décalage de la position des raies est également mis en évidence.

Le traitement de la technique d'autocorrélation appliquée sur des étoiles binaires diffère

considérablement de la méthode conventionnelle. Plutôt que de mesurer séparément la courbe de la vitesse radiale de chaque composante, nous pouvons obtenir une courbe qui caractérise la période orbitale du système binaire en étudiant simultanément la variation de la disposition des raies d’absorption des deux étoiles. Dans le graphique de la fonction d’autocorrélation appliquée au spectre, ceci consiste à mesurer la variation de la largeur du profil central pour différentes phases de la période. Ainsi, nous pouvons émettre l’hypothèse que deux maxima s’illustreront sur la courbe de variation de la largeur de l’autocorrélation en fonction de la période orbitale de l’étoile binaire. Théoriquement, la position de ces pics devrait concorder avec les phases de la période lors desquelles l’écart relatif de la vitesse radiale des deux étoiles est à son apogée. Les amplitudes de ces pics sont plus souvent qu’autrement différentes les unes par rapport aux autres dépendamment d’où l’observateur se situe relativement au plan des orbites. Ceci donne parfois lieu à des courbes de vitesse radiale assez singulières au cours d’une même période.

P. Mayer et al. [6] présentent dans un article les résultats obtenus lors de leur analyse de systèmes binaires. Ces derniers sont composés d’étoiles de types O et B [6]. Nous examinons trois de ces étoiles binaires (HD 97166, HD 115455 et HD 123590) au moyen de spectres tirés du spectrographe FEROS – le même instrument utilisé par P. Mayer et al. [6] – et comparons les figures que nous avons obtenues à la suite de notre analyse avec celles illustrées dans leur article. Quelques informations en rapport avec les systèmes binaires étudiés dans ce projet sont affichées dans le tableau 4.1. En suivant la même démarche que celle utilisée à la section 3.2 du chapitre précédant, nous synchronisons sur nos figures la phase $\phi = 0$ de la période orbitale des étoiles binaires avec les résultats de P. Mayer et al. [6]. Puisque les étoiles ont une vitesse de rotation élevée, il est assurément difficile de proprement identifier une région du spectre où le profil des raies n’est pas considérablement altéré par ce mécanisme d’élargissement. La région utilisée pour l’étude est plutôt étroite, mais convenable considérant le peu de raies encore disponibles malgré l’élargissement rotationnel (voir figure 4.2).

Identifiant	Type spectral	Période orbitale (jours)	Magnitude V	Nb de spectres
HD 97166	O7.5IV+O9III	57.733(17)	7.89	11
HD 115455	O8III	15.08410(31)	7.95	14
HD 123590	O7/O8	58.867(6)	7.62	26

TABLE 4.1 – Liste des systèmes stellaires binaires analysés. Les valeurs de la période orbitale et de la magnitude V des systèmes sont tirées de P. Mayer et al. [6]. Les chiffres entre parenthèses quantifient l’incertitude de la période.

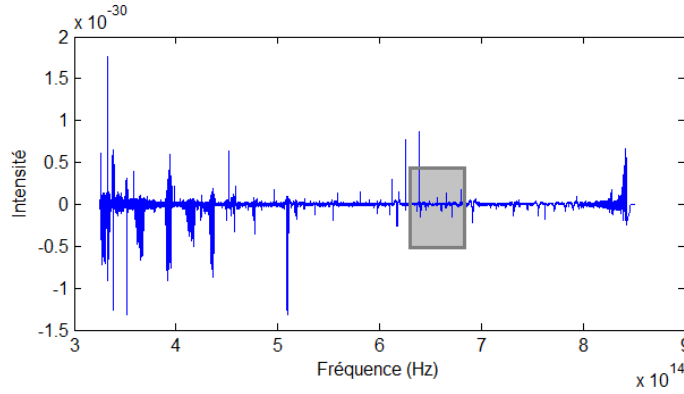


FIGURE 4.2 – Région analysée pour les systèmes binaires. Sur la figure : spectre de HD 123590 à la phase $\phi = 0.219$.

4.1.2 Résultats

Nous présentons dans cette section nos résultats découlant de notre brève analyse d'étoiles binaires. Puisqu'il ne s'agit pas du cadre principal de ce travail, nous ne procédons pas à une dégradation spectrale telle qu'effectuée aux chapitres précédents. Nous nous limitons plutôt à une présentation concise de cette application qui peut être potentiellement intéressante pour des travaux futurs relatifs à ce sujet. Pour chacun des systèmes binaires, nous affichons les courbes de vitesse radiale de P. Mayer et al. (2014) [6] (en haut à gauche) desquels nous estimons, à partir des maxima représentés par les traits bleus et rouges, la forme générale de celle que nous obtiendrions par la fonction d'autocorrélation (en bas à gauche). Après coup, nous révélons la courbe réelle (à droite) découlant de notre analyse et la comparons à celle estimée.

HD 97166

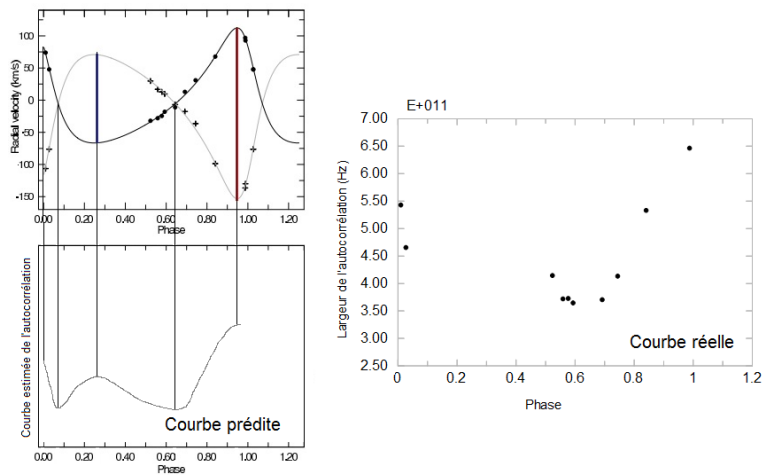


FIGURE 4.3 – Courbes caractéristiques du système binaire HD 97166. Comparaison entre la courbe prédite (en bas à gauche) et la courbe réelle obtenue par l'autocorrélation (à droite).

HD 115455

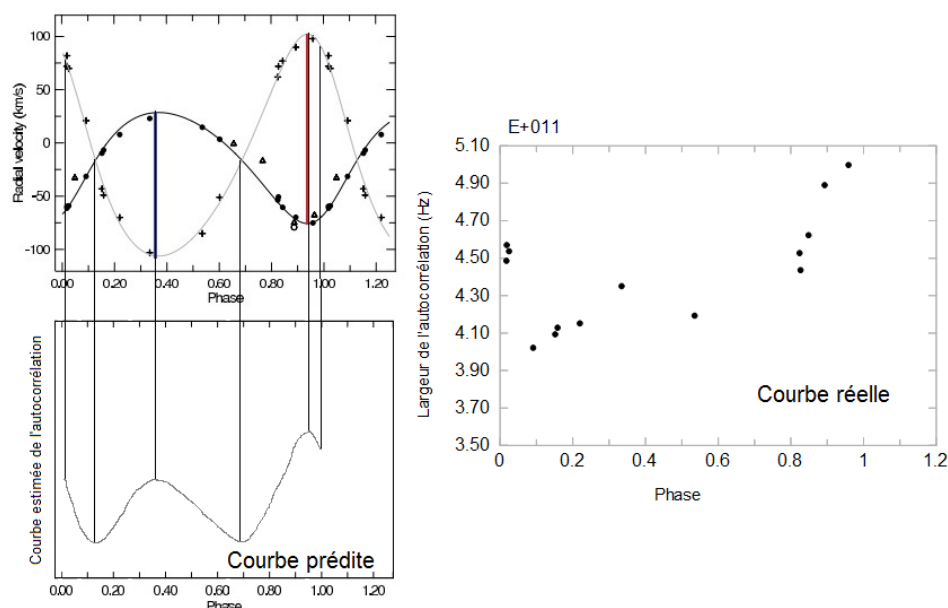


FIGURE 4.4 – Courbes caractéristiques du système binaire HD 115455. Comparaison entre la courbe prédite (en bas à gauche) et la courbe réelle obtenue par l'autocorrélation (à droite).

HD 123590

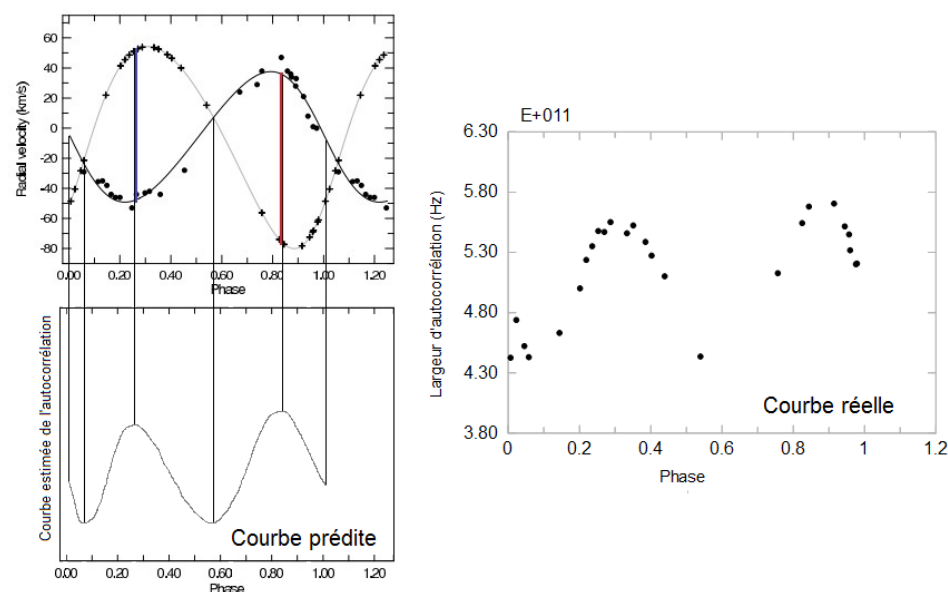


FIGURE 4.5 – Courbes caractéristiques du système binaire HD 123590. Comparaison entre la courbe prédite (en bas à gauche) et la courbe réelle obtenue par l'autocorrélation (à droite).



4.1.3 Analyse des résultats

Les résultats exposés aux figures 4.3, 4.4 et 4.5 corroborent l'excellent rendement de l'analyse par la fonction d'autocorrélation. Chaque point que l'on observe sur nos figures correspond à un spectre de l'étoile binaire à une phase quelconque. Indéniablement, la répartition discrète des points appuie les tracés hypothétiques des courbes pour les trois cas scrutés dans cette section. En effet, bien que peu de données soient à notre disposition dans cette étude par rapport à HD 97166, la correspondance entre la courbe prédite et la courbe réelle est évidente. Nous pouvons en dire autant pour HD 115455. Malgré le fait que la quantité d'information traitée est insuffisante pour couvrir entièrement la période orbitale du système, le positionnement relatif des 14 spectres de HD 115455 analysés et figurant sur notre courbe d'autocorrélation est en accord certain avec notre prédiction.

La série de données étudiée la plus intéressante coïncide avec celle de HD 123590 en raison du nombre de spectres (s'élevant à 26) avec lesquels nous avons mené le traitement. Dans ce cas-ci, il est possible de reconstituer pratiquement la totalité de la courbe sur toute la période et le résultat obtenu est frappant. Indubitablement, la similarité entre la courbe obtenue empiriquement et celle tracée par prédiction est claire. Bien que ces détails ne soient pas mis à la disposition du lecteur dans ce mémoire, nous avons pu observer la même courbe réelle pour toutes les étoiles à concurrence d'une résolution spectrale d'environ 5000 sans véritable perturbation. Il s'agit d'une performance exceptionnelle et cela démontre l'efficacité de la technique d'autocorrélation par rapport à l'étude de telles étoiles.

4.2 Mouvement turbulent des céphéides

Le second sujet que l'on amorce dans ce chapitre se rapporte aux céphéides. Caractérisées par une période variant généralement entre 1 et 50 jours [37], les céphéides sont à l'origine d'un phénomène cyclique de pulsation radiale, duquel nous observons une oscillation périodique quant à la luminosité et au profil des raies de l'étoile. Il est bien connu qu'une variation par rapport à la largeur des raies est facilement observable durant un cycle de pulsation pour plusieurs céphéides classiques (e.g. δ Cephei). Cette catégorie de céphéides est composée d'étoiles géantes de plusieurs masses solaires croisant la bande d'instabilité du diagramme HR sous forme d'une géante rouge une fois leur réserve d'hydrogène épuisée [38]. Initialement, le motif de mener une étude sur de telles étoiles était de déceler l'existence probable d'un champ magnétique faible. Quelques analyses ayant été faites à ce sujet dans le passé sont souvent en contradiction les unes par rapport aux autres [39, 40, 41].

Avec notre analyse, nous ne sommes pas parvenus à mettre en évidence la présence d'un tel champ magnétique, mais l'on a pu détecter une variation périodique de la largeur de l'autocorrélation qui est en accord avec les travaux réalisés par D. Bersier & G. Burki (1996) [42]. Une simple variation de température des céphéides durant la période de pulsation n'arrive pas à elle seule à expliquer l'amplitude des oscillations. L'on attribue ce phénomène principalement à la variation du rayon de l'étoile. Selon les observations effectuées sur ces étoiles, les céphéides atteignent leur rayon maximal en un temps très court et se contractent ensuite lentement jusqu'à leur rayon minimal [43]. Relativement à l'observateur, chaque point de la surface visible de l'étoile est caractérisé par une vitesse radiale différente. Ainsi, lors des périodes de contraction et d'expansion, nous n'observons pas un décalage en fréquence par rapport au référentiel de laboratoire, mais plutôt un élargissement de l'ensemble des raies dans le spectre [42].

Théoriquement, il ne s'agit pas d'un phénomène très complexe. Tout de même, un problème s'impose avec cette approche, car l'on a pu remarquer qu'à certaines phases, l'ensemble des phénomènes physiques convolués laissait place à un élargissement résiduel inexplicé dans le profil des raies [42]. Quelques auteurs ont proposé comme explication dans le passé que cet élargissement résiduel est en fait un mouvement de turbulence variant pendant la période de pulsation de l'étoile [42, 43, 44, 45]. Ces derniers ont déduit que cette turbulence est vraisemblablement présente sur tout le cycle de l'étoile. L'effet de ce nouveau mécanisme physique sur la largeur des raies serait à son apogée lorsque l'étoile atteint sa vitesse maximale de contraction ; ceci correspond à l'instant lors duquel la variation de densité est maximale. Cependant, la cause physique sous-tendant de telles turbulences n'est pas clairement définie [42].

4.2.1 Résultats

Notre brève étude a été menée auprès de deux céphéides, soit δ Cephei et η Aquilae, sous l'utilisation de spectres provenant du spectrographe ELODIE. L'on retrouve dans le tableau 4.2 quelques renseignements à l'égard des céphéides analysées. Pour les deux cas, nous appliquons la fonction d'autocorrélation sur la région du spectre couvrant une fourchette de fréquence de $5.13\text{E}+014$ à $5.93\text{E}+014$ Hz (voir figure 4.6). Nous affichons simultanément la courbe mesurée à la suite de l'évaluation de la largeur de l'autocorrélation à une hauteur de 25% (en haut à gauche) et la courbe de variation de la vitesse radiale (en bas) en fonction de la phase de pulsation. Le MJD au temps 0 de δ Cephei est en accord avec Moffet & Barnes (1985) [46] et celui de η Aquilae a été ajusté selon Jacobsen & Wallerstein (1981) [47].

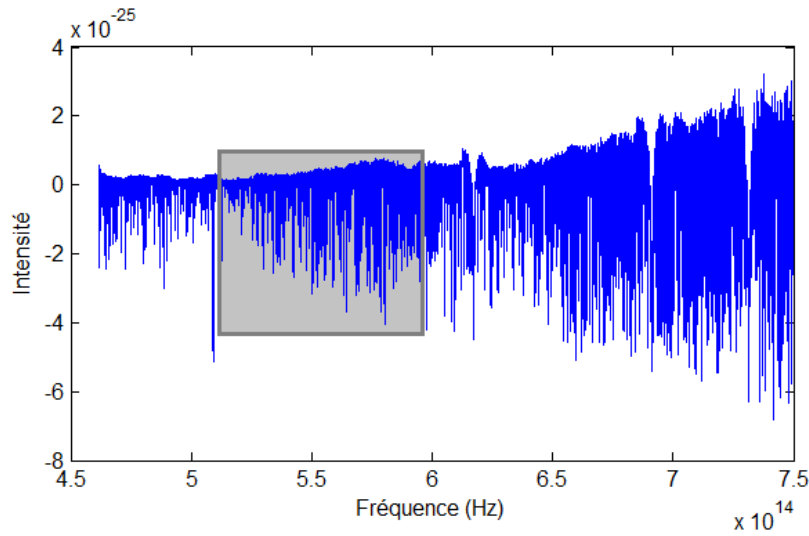


FIGURE 4.6 – Région analysée pour les céphéides. Sur la figure : spectre de δ Cephei à la phase $\phi = 0.020$.

À ces illustrations est jointe une autre courbe décrivant la pente en fonction de la phase. Le principe sous-tendant cette courbe est le même que celui présenté au chapitre 2. Encore une fois, la pente associée à la régression linéaire est calculée en mettant en relation la largeur moyenne de l'autocorrélation mesurée ainsi que les cinq régions de fréquence illustrées à la figure 2.1.

Identifiant	Période de pulsation (jours) [46, 47]	Type spectral	Nb de spectres
δ Cephei	5.366316	F5Iab+B7-8	18
η Aquilae	7.177024	F6Iab+B9.8V	13

TABLE 4.2 – Description des céphéides étudiées dans ce chapitre.

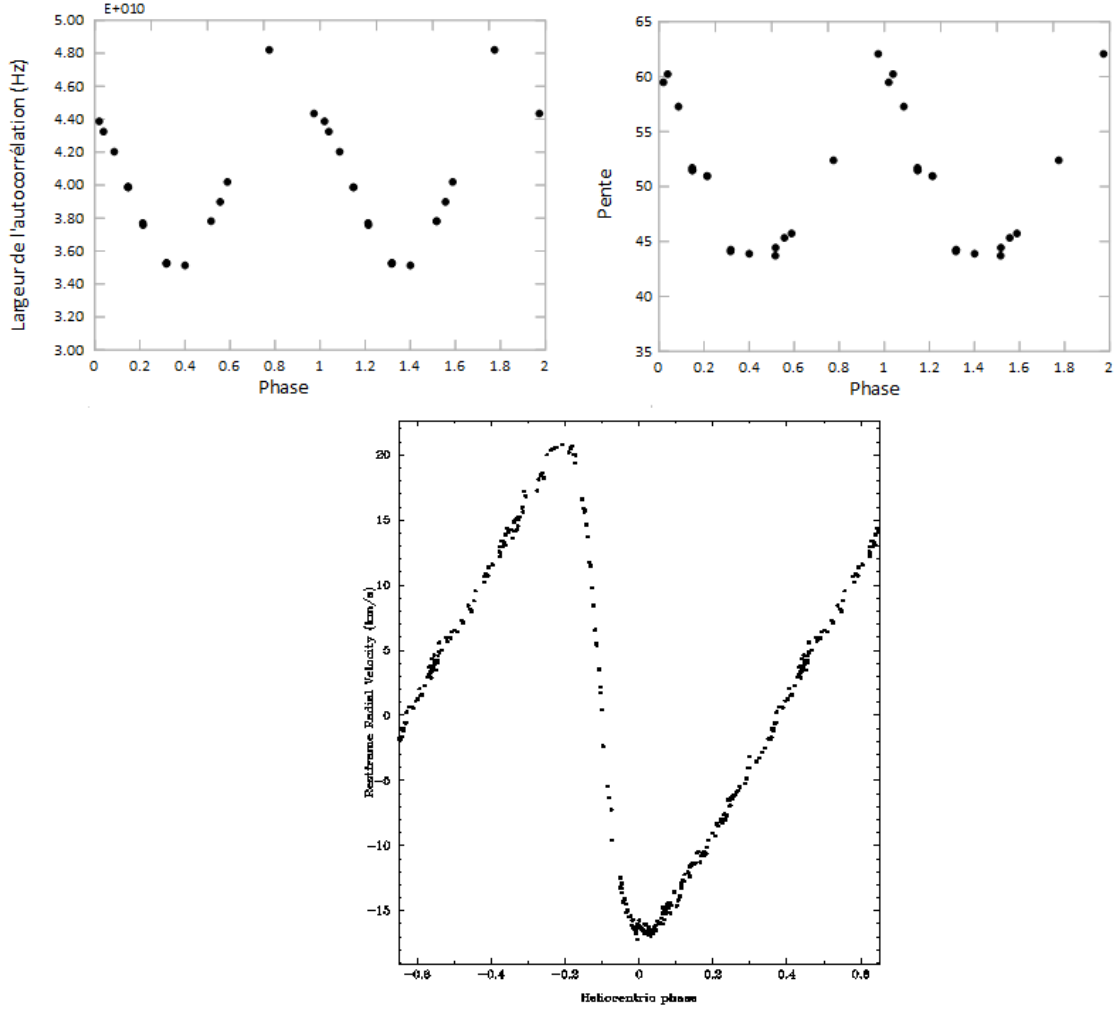


FIGURE 4.7 – Analyse de δ Cephei. En haut à gauche : variation de la largeur de l'autocorrélation en fonction de la phase. En haut à droite : variation de la pente en fonction de la phase. En bas : variation de la vitesse radiale en fonction de la phase. Figure tirée de D. Gillet et al. (1999) [48].

δ Cephei

La position du minimum de notre courbe d'autocorrélation coïncide bien avec la phase correspondant à une vitesse radiale nulle, c'est-à-dire à $\phi \simeq 0.40$. D'un autre côté, le maximum de la courbe ($\phi \simeq 0.75$) est en concordance avec la phase de la vitesse maximale de contraction de l'étoile, ce qui est cohérent avec la théorie de turbulence présentée dans la littérature. Notons également qu'à une phase près de $\phi = 0.90$, bien que la vitesse radiale soit de 0 km/s, la largeur de l'autocorrélation n'est pas caractérisée par un minimum. À cette phase, la céphéide est en processus de contraction jusqu'à ce qu'elle atteigne son rayon minimal. À cet instant précis, le mouvement de turbulence domine les autres mécanismes d'élargissement des raies, ce qui explique les résultats obtenus par la technique d'autocorrélation. La courbe

représentant la variation de la pente en fonction de la phase suit de près celle de la largeur de l'autocorrélation, bien qu'un déphasage d'environ 0.15 soit notable par rapport au positionnement de leur maximum. Vraisemblablement, ceci est dû à la variation de l'amplitude des perturbations causées par les mouvements de turbulence. Somme toute, la périodicité ainsi que les valeurs de la pente en fonction de la phase tel qu'observées sur la figure 4.7 sont typiques d'un mécanisme d'élargissement évoluant linéairement comme la fréquence ν dans un spectre d'étoile de type F. On ne peut pas en dire autant pour l'effet Zeeman, indiquant la présence d'un champ magnétique, qui atténuerait de beaucoup les valeurs de la pente et éliminerait du coup l'apparence sinusoïdale de la courbe.

η Aquilae

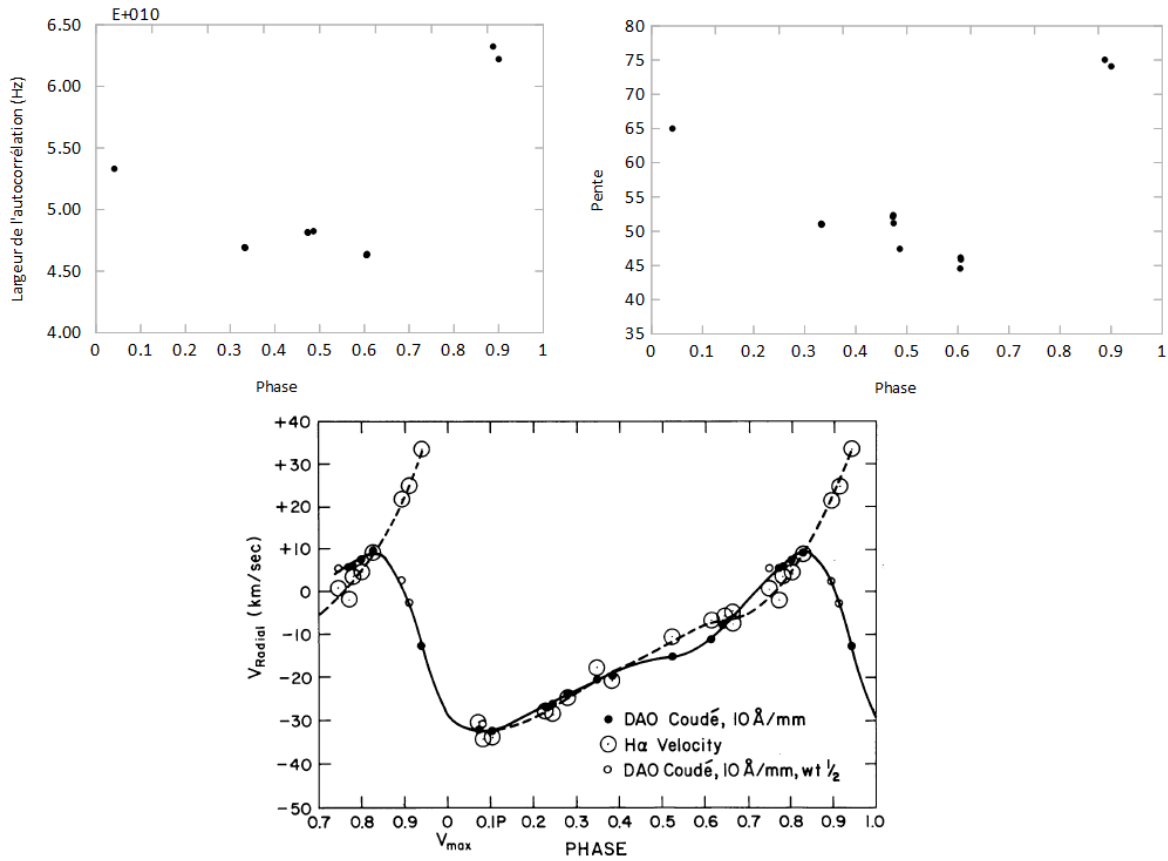


FIGURE 4.8 – Analyse de η Aquilae. En haut à gauche : variation de la largeur de l'autocorrélation en fonction de la phase. En haut à droite : variation de la pente en fonction de la phase. En bas : variation de la vitesse radiale en fonction de la phase. Figure tirée de Jacobsen & Wallerstein (1981) [47].

Il est plus difficile d'analyser les courbes graphiques de η Aquilae en raison de la répartition de nos données sur le cycle de pulsation. Pour cette céphéide, 13 spectres ont été mis à notre disposition, mais seulement cinq points de la phase peuvent être distingués. Les extrema de la courbe de l'autocorrélation ne sont malheureusement pas illustrés sur nos figures. Tout de même, une analyse partielle peut être effectuée. L'on peut associer, comme pour δ Cephei, le pic de la largeur de l'autocorrélation à la vitesse radiale maximale de contraction de l'étoile. Seulement, ici, trop peu d'informations sont contenues dans la région intermédiaire de la phase de pulsation pour tirer une conclusion formelle quant à l'efficacité de notre technique. L'on peut finalement remarquer que la courbe mettant en relation la pente et la phase de pulsation illustre une variation contraire aux résultats que l'on obtiendrait si η Aquilae avait un champ magnétique.

4.3 Discussion

Dans cette portion du mémoire, nous avons mené une étude non exhaustive sur deux sujets s'écartant du cadre général du projet et qui se prêtent bien à la technique d'autocorrélation. L'intérêt principal de la présente section était de faire valoir la capacité de notre nouvelle méthode dans plusieurs autres champs d'étude en astrophysique. Tout d'abord, trois systèmes binaires ont été analysés au moyen de la fonction d'autocorrélation. Nous avons pu constater au terme de notre étude, pour chacune des situations, une concordance certaine avec les résultats publiés dans la littérature. Évidemment, le manque de spectres correspondant à des phases importantes à couvrir est problématique, surtout pour HD 97166. Il n'en demeure pas moins que pour cette étoile binaire, la ressemblance de la courbe obtenue au moyen de la fonction d'autocorrélation avec la courbe prédite a pu, dans les circonstances, être observée.

Le second sujet au cœur de notre étude dans ce chapitre était en lien avec les mouvements de turbulence dont seraient à l'origine les céphéides. Rappelons que le but initial d'entamer l'étude de ces étoiles était d'y découvrir un champ magnétique faible dans des spectres de haute résolution. Bien que nous ne sommes pas parvenus à faire une telle découverte, un mouvement de turbulence proposé par plusieurs auteurs œuvrant dans le domaine a pu être détecté au cours de notre analyse. La forme sinusoïdale de la forme de la courbe de variation de la pente, telle qu'obtenue dans notre étude, est typique d'un mécanisme d'élargissement évoluant linéairement avec la fréquence dans un spectre d'étoile (e.g. la rotation, un gradient de vitesse, la turbulence, etc). Nous écartons ainsi la possibilité que ces étoiles contiennent un champ magnétique. S'il y a lieu, celui-ci serait très faible et indétectable en utilisant notre méthode. En conclusion, l'analyse d'étoiles binaires ainsi que la détection d'un mouvement de turbulence dans les céphéides sous l'utilisation de la nouvelle technique que nous proposons confirment son efficacité et sous-tendent son potentiel dans diverses applications ne se limitant pas seulement à l'étude d'étoiles magnétiques.

Conclusion

La réalisation de ce projet découle de l'étude approfondie d'une nouvelle technique d'analyse spectrale mettant en avant plan la fonction d'autocorrélation. Il s'agit d'un procédé rapide d'exécution sans précédent en astrophysique se prêtant bien à l'étude d'étoiles magnétiques ainsi qu'à d'autres applications pertinentes. Dans ce projet, une étude a été menée sur les spectres de plusieurs étoiles magnétiques connues afin de confirmer le bon fonctionnement de la technique. Le premier volet consistait à identifier rapidement et efficacement les étoiles magnétiques en analysant leur spectre. Nous avons ensuite porté notre étude sur la forme des courbes de variation du champ magnétique en fonction de la période de rotation de l'étoile. Finalement, quelques applications intéressantes de l'autocorrélation qui divergent du cadre général de ce mémoire ont été présentées.

Tout d'abord, nous avons élaboré une méthode nous offrant la possibilité de distinguer l'effet Zeeman, signalant la présence d'un champ magnétique stellaire, des autres mécanismes d'élargissement en analysant le profil moyen de la courbe d'autocorrélation. Sans contredit, les résultats corroborent l'efficacité de la technique. En effet l'ensemble des étoiles magnétiques étudiées dans ce projet dont le module moyen du champ magnétique $\langle H \rangle$ varie entre 2.4 et 15 kG a pu être discriminé d'une distribution d'étoiles non magnétiques d'un type spectral similaire. Nous avons d'abord montré que la fonction d'autocorrélation est d'une efficacité très concluante à des hautes résolutions spectrales, c'est-à-dire une résolution moyenne $R \sim 45\,000$, à la suite de quoi nous avons évalué ses limites en dégradant artificiellement les spectres à notre disposition jusqu'à une résolution équivalente approximative de 4800. On a pu noter pendant ces détériorations spectrales la forte résistance de la technique d'autocorrélation par rapport au bruit. Effectivement, nous avons discuté du fait que le bruit autocorrélé prend l'apparence d'un pic de Dirac à un décalage fréquentiel τ_f de 0 et peut être facilement retiré du profil central de la courbe d'autocorrélation. À de très faibles résolutions, le profil instrumental est devenu le facteur d'élargissement dominant, ce qui a grandement perturbé la totalité de nos résultats. En effet, il n'était plus possible de distinguer les étoiles magnétiques de celles sans champ magnétique. Par conséquent, on a proposé d'utiliser une méthode de déconvolution, d'emblée implémentée dans MATLAB, régie par un filtre de Wiener. Bien que l'efficacité de la déconvolution était atténuée lorsque les spectres contenaient beaucoup de bruit, nous avons pu remarquer une nette amélioration sous l'utilisation de cet outil mathématique pour tous

les cas.

La deuxième portion du projet mettait en avant plan la variation du champ magnétique au cours de sa période de rotation. Nous avons discuté du fait que la technique la plus couramment employée pour obtenir la forme de la courbe magnétique consiste à mesurer directement la séparation d'une seule raie (celle de Fer II à 6149.2 Å) sur un spectre de haute résolution. L'avantage de la technique d'autocorrélation est d'appliquer le traitement sur un ensemble de raies, ce qui augmente considérablement la précision de la forme des courbes de variation du champ magnétique obtenues. En effet, cette nouvelle technique nous a permis d'observer des courbes précises à des résolutions spectrales auxquelles il est impossible de mesurer le champ magnétique avec la méthode conventionnelle. Encore une fois, nous avons remarqué que le bruit blanc gaussien que nous générions dans les spectres ne perturbait que très peu nos résultats.

Dans le dernier chapitre, nous avons introduit la technique d'autocorrélation à d'autres applications en lien avec l'astrophysique. L'on a constaté que notre traitement s'harmonisait convenablement avec l'étude d'un système binaire et la détection d'un mouvement de turbulence dans les céphéides. En effet, notre analyse consistait en partie à comparer la courbe d'autocorrélation avec une courbe qui a été prédite à partir de la variation bien documentée de la vitesse radiale des étoiles binaires. Pour les trois systèmes binaires dont nous avons fait état dans notre étude, la ressemblance de la courbe réelle avec celle estimée était certaine. En outre, la technique d'autocorrélation nous a offert la possibilité de détecter dans deux céphéides classiques bien connues, soit δ Cephei et η Aquilae, une variation par rapport à la largeur du profil des raies dont serait vraisemblablement à l'origine un mouvement de turbulence.

En conclusion, notre analyse spectrale d'étoiles magnétiques sous une technique d'autocorrélation nous a procuré des résultats renforçant l'intérêt d'explorer davantage la méthode lors de travaux futurs. Contrairement à d'autres techniques auxquelles nous avons recours dans le domaine, l'autocorrélation ne nécessite aucune autre donnée (e.g. un masque théorique du profil des raies) qui sont essentielles à son utilisation. Efficace et rapide d'exécution, la technique d'autocorrélation a un avenir prometteur relativement à l'étude de nombreux autres sujets non couverts dans ce mémoire se rapportant à l'astrophysique. D'autres applications de cet outil seront d'ailleurs étudiées minutieusement lors d'un doctorat.

Bibliographie

- [1] Hussain Gaitee AJ, Alecian Evelyne. The role of magnetic fields in pre-main sequence stars. *Proceedings of International Astronomical Union*, 9 :25, 2013.
- [2] Landstreet J.D. Observing and modelling stellar magnetic fields : Basic physics and simple models. *EAS Publications Series*, 39 :1, 2008.
- [3] Waite I.A., Marsden S.C., Carter B.D., Hart R., Donati J.-F., Ramírez Vélez J.C., Semel M., Dunstone N. Magnetic fields and differential rotation on the pre-main sequence - III. the early-G star HD 106506. *Monthly Notices of the Royal Astronomical*, 413 :1922, 2011.
- [4] Purkayastha & Sarma. *A digital phase locked loop based signal and symbol recovery system for wireless channel, Chapitre 2*. Springer India, 2015.
- [5] Mathys G., Hubrig S., Landstreet J.D., Lanz T., Manfroid J. The mean magnetic field modulus of Ap stars. *Astronomy & Astrophysics*, 123 :353, 1997.
- [6] Mayer P., Drechsel H., Irrgang A. New and revised parameters for several southern OB binaries. *Astronomy & Astrophysics*, 565 :86, 2014.
- [7] Cohen-Tannoudji C., Diu B, Laloë F. *Mécanique quantique I, chapitre VII, complément D*. éditeur Hermann, 1997.
- [8] Krane K.S. *Introductory nuclear physics, Chapitre 3*. John Wiley & sons, 1987.
- [9] Kox A.J. The discovery of the electron : II. The Zeeman effect. *European Journal of Physics*, 18 :139, 1997.
- [10] Eisberg R., Resnick R. *Quantum physics of atoms, molecules, solids, nuclei, and particles, chapitre 10*. John Wiley & sons, 1985.
- [11] Kochukhov O., Makaganiuk V., Piskunov N. Least-squares deconvolution of the stellar intensity and polarization spectra. *Astronomy & Astrophysics*, 524 :5, 2010.

- [12] J.-F. Shorlin S.L.S., Landstreet J.D., Sigut T.A.A., Strasser S., Wade G.A., Donati. Spectropolarimetric measurements of longitudinal fields using LSD. *Magnetic Fields Across The Hertzsprung-Russell Diagram - Astronomical Society of the Pacific*, 248 :423, 2001.
- [13] Donati J.-F., Semel M., Carter B.D., Rees D.E., Cameron A.C. Spectropolarimetric observations of active stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 291 :658, 1997.
- [14] Mathys G. Magnetic fields of Ap and Bp stars. *Magnetic Fields across the Hertzsprung-Russell Diagram - Astronomical Society of the Pacific*, 248 :267, 2001.
- [15] Kale H, Limaye S.S. Autocorrelation of a sound signal. *Journal of Electrical and Electronics Engineering*, 4 :50, 2014.
- [16] Tkachenko N.V. *Optical spectroscopy methods and instrumentations, Chapitre 4*. Elsevier Science, 2006.
- [17] Wada K., Takamatsu S., Watanabe H., Matsuyama T., Horinaka H. Pulse-shaping of gain-switched pulse from multimode laser diode using fiber Sagnac interferometer. *Optics express*, 16 :19872, 2008.
- [18] Collins II G.W., Truax R.J. Classical rotational broadening of spectral lines. *The Astrophysical Journal*, 439 :860, 1995.
- [19] Collins II G.W. *The fundamentals of stellar astrophysics, Chapitre 14*. New York, WH Freeman and Co., 1989.
- [20] Böhm-Vitense E. *Introduction to stellar astrophysics volume 2 stellar atmospheres, Chapitre 10*. Press Syndicate of the University of Cambridge, 1989.
- [21] Strassmeier K.G., Fekel F.C., Bopp B.W., Dempsey R.C., Henry G.W. Chromospheric Ca II H and K and H α emission in single and binary stars of spectral types F6-M2. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 72 :191, 1990.
- [22] Freytag B, Steffen M. Numerical simulations of convection in A-stars. *Proceedings of the International Astronomical Union*, 224 :139, 2004.
- [23] Kaufer A., Stahl O., Tubbesing S., Norregaard P., Avila G., Francois P., Pasquini L., Pizzella A. Commissioning FEROS, the new high-resolution spectrograph at La-Silla. *The Messenger*, 95 :8, 1999.
- [24] Baranne A., Queloz D., Mayor M., Adrianzyk G., Knispel G., Kohler D., Lacroix D., Meunier J.-P., Rimbaud G., Vin A. ELODIE : A spectrograph for accurate radial velocity measurements. *Astronomy & Astrophysics Supplement Series*, 119 :373, 1996.

- [25] Lane D.M. Online statistics education : An interactive multimedia course of study, Chapitre XIV. *Rice University, University of Houston Clear Lake and Tufts University*, Cours web : [http ://onlinestatbook.com/2/index.html](http://onlinestatbook.com/2/index.html).
- [26] Glebocki R., Gnacinski P. VizieR online data catalog : catalog of stellar rotational velocities (Glebocki+ 2005). 3244 :0, 2005.
- [27] Freyhammer L.M., Elkin V.G., Kurtz D.W., Mathys G., Martinez P. Discovery of 17 new sharp-lined Ap stars with magnetically resolved-lines. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 389 :441, 2008.
- [28] Miller D., Scott W. Deconvolution with inverse and Wiener filters. *Article web* : [http ://cnx.org/content/m13144/1.2/](http://cnx.org/content/m13144/1.2/), 2006.
- [29] Hainaut O. Signal, noise and detection. *Article web* : [http ://www.sc.eso.org/~ohainaut/ccd/sn.html](http://www.sc.eso.org/~ohainaut/ccd/sn.html), 2005.
- [30] Hubrig S., Mathys G., Kurtz D.W., Schöller M., Elkin V.G., Henrichs H.F. The determination of the rotation period and magnetic field geometry of the strongly magnetic roAp star HD 154708. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 396 :1018, 2009.
- [31] Musaev F.A. The coudé echelle spectrometer of the 1-m special astrophysical observatory telescope. *Astronomy Letters*, 22 :715, 1996.
- [32] Gillet D., Burnage R., Kohler D., Lacroix D., Adrianzyk G., Baietto J.C., Berger J.P., Goillandeau M., Guillaume C., Joly C., Meunier J.P., Rimbaud G., Vin A. AURELIE : the high resolution spectrometer of the Haute-Provence observatory. *Astronomy & Astrophysics*, 108 :181, 1994.
- [33] Mayor M., Pepe F., Queloz D., Bouchy F., Rupprecht G., Curto G.L., Avila G., Benz W., Bertaux J.-L., Bonfils X., Dall T., Dekker H., Delabre B., Eckert W., Fleury M., Gilliotte A., Gojak D., Guzman J.C., Kohler D., Lizon J.-L., Longinotti A., Lovis C., Mégevand D., Pasquini L., Reyes J., Sivan J.-P., Sosnowska D., Soto R., Udry S., Van Kesteren A., Weber L., Weilenmann U. Setting new standards with HARPS. *The Messenger*, 114 :20, 2003.
- [34] European Southern Observatory. High accuracy radial velocity planet searcher user manual. *Document web* : [https ://www.eso.org/sci/facilities/lasilla/instruments/harps/doc.html](https://www.eso.org/sci/facilities/lasilla/instruments/harps/doc.html), 2011.
- [35] Eastman J., Siverd R., Gaudi B.S. Achieving better than 1 minute accuracy in the heliocentric and barycentric julian dates. *The Astrophysical Society of the Pacific*, 122 :935, 2010.

- [36] Carroll B.W., Ostlie D.A. *An introduction to modern astrophysics 2nd edition, Chapitre 7*. Pearson Addison-Wesley, 2007.
- [37] Yu K.C. Variable stars. *Center for astrophysics and Space Astronomy, University of Colorado, Boulder*, Article web : [http ://genesmission.jpl.nasa.gov](http://genesmission.jpl.nasa.gov).
- [38] Evans L.T. Stars, cepheid variable. Short essays. *Article web* : [http ://ned.ipac.caltech.edu/level5/ESSAYS/Evans/evans.html](http://ned.ipac.caltech.edu/level5/ESSAYS/Evans/evans.html).
- [39] Plachinda S. Magnetic field variations with pulsational phase in the classical cepheid star eta aquilae. *Astronomy & Astrophysics*, 360 :642, 2000.
- [40] Wade G.A., Chadid M., Shorlin S.L.S., Bagnulo S., Weiss W.W. No magnetic field variations with pulsation phase in the classical cepheid star η aquilae. *Astronomy & Astrophysics*, 392 :17, 2002.
- [41] Butkovskaya V., Plachinda S., Baklanova D., Butkovskiy V. Magnetic field of the classical cepheid η Aql : new results. *Proceedings of the International Astronomical Union*, 9 :381, 2013.
- [42] Bersier D., Burki G. Fundamental parameters of cepheids. III. Turbulence variations. *Astronomy & Astrophysics*, 306 :417, 1996.
- [43] Benz W., Mayor M. Turbulence variations for the three cepheids SV VUL, X CYG, and δ CEP. *Astronomy & Astrophysics*, 111 :224, 1982.
- [44] Van Paradijs J.A. A curve of growth analysis of δ Cep. *Astronomy & Astrophysics*, 11 :299, 1971.
- [45] Kovtyukh V.V., Andrievsky S.M., Luck R.E., Gorlova N.I. Line profile variations in classical cepheids. Evidence for non-radial pulsations? *Astronomy & Astrophysics*, 401 :661, 2003.
- [46] Moffett T.J., Barnes III T.G. Observational studies of cepheids. III. catalog of light curve parameters. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 58 :843, 1985.
- [47] Jacobsen T.S., Wallerstein G. A new radial-velocity curve for the cepheid η aquilae. *The Astronomical Society of the Pacific*, 93 :481, 1981.
- [48] Gillet D., Fokin A.B., Breitfellner M.G., Mazauric S., Nicolas A. Turbulence variation in the atmosphere of δ Cephei. *Astronomy & Astrophysics*, 344 :935, 1999.

Annexe A

Tableaux des résultats

Chapitre 2

Résultats de la figure [2.7](#)

Points bleus	τ_f moyen (Hz)	Pente (10^{-6})	Points rouges	τ_f moyen (Hz)	Pente (10^{-6})
HD 72660	2.45E+010	36.61	HD 197541	5.43E+010	64.33
HD 91375	2.90E+010	42.74	HD 10167	3.73E+010	44.37
HD 10538	5.23E+010	80.28	HD 43386	5.41E+010	67.02
HD 23878	6.33E+010	97.48	HD 18256	4.90E+010	52.48
HD 119537	3.93E+010	62.41	HD 30652	4.95E+010	52.90
HD 83373	7.22E+010	108.37	HD 199260	4.37E+010	49.37
HD 47105	3.56E+010	53.40	HD 25457	5.19E+010	53.01
HD 116235	5.52E+010	80.41	HD 1352	3.87E+010	45.61
HD 11753	3.93E+010	60.27	HD 181327	5.35E+010	58.24
HD 14252	6.23E+010	95.61	HD 209253	4.87E+010	53.16
HD 58142	5.18E+010	77.58	HD 142	3.62E+010	44.60
HD 67959	4.48E+010	67.00	HD 35296	4.72E+010	49.38
HD 97633	5.84E+010	91.43	HD 19330	3.03E+010	37.42
HD 114330	2.34E+010	34.99			
HD 132145	4.05E+010	60.24			
HD 158716	2.82E+010	44.03			
HD 39780	3.50E+010	54.39			
HD 168525	3.75E+010	41.17			
HD 37594	5.26E+010	66.89			

Résultats de la figure 2.8

Les résultats associés aux points bleus (étoiles sans champ magnétique) se retrouvent dans le tableau précédant.

Points rouges (Étoiles magnétiques)	τ_f moyen (Hz)	Pente (10^{-6})
HD 81588	2.24E+010	9.18
HD 3988	2.23E+010	24.18
HD 191695	2.54E+010	13.02
HD 76460	2.63E+010	15.43
HD 179902	2.53E+010	8.11
HD 110274	2.47E+010	25.26
HD 143487	2.63E+010	19.81
HD 88701	2.78E+010	23.08
HD 52847	2.50E+010	12.57
HD 46665	2.57E+010	8.92
HD 69013	2.69E+010	7.69
HD 44226	2.66E+010	9.62
HD 72316	3.14E+010	13.69
HD 185204	2.93E+010	1.43
HD 184120	2.79E+010	11.53
HD 162316	2.69E+010	8.53
HD 121661	2.91E+010	9.98
HD 117290	2.94E+010	1.63
HD 47009	3.51E+010	9.92
HD 92499	3.61E+010	1.30
HD 42075	4.06E+010	5.23
HD 158450	5.47E+010	7.15
HD 55540	5.11E+010	3.92
HD 70702	6.83E+010	16.43

Résultats de la figure 2.9a

Points bleus	τ_f moyen (Hz)	Pente (10^{-6})	Points rouges	τ_f moyen (Hz)	Pente (10^{-6})
HD 72660	3.56E+010	76.80	HD 81588	3.33E+010	49.85
HD 91375	3.63E+010	75.02	HD 3988	3.35E+010	59.24
HD 10538	5.61E+010	95.57	HD 191695	3.62E+010	53.01
HD 23878	6.68E+010	115.18	HD 76460	3.68E+010	56.01
HD 119537	4.57E+010	88.45	HD 179902	3.66E+010	44.38
HD 83373	7.54E+010	121.89	HD 110274	3.46E+010	56.17
HD 47105	4.26E+010	75.57	HD 143487	3.58E+010	52.59
HD 116235	5.93E+010	100.00	HD 88701	3.73E+010	59.09
HD 11753	4.55E+010	80.31	HD 52847	3.52E+010	49.17
HD 14252	6.53E+010	119.37	HD 46665	3.56E+010	49.94
HD 58142	5.48E+010	98.57	HD 69013	3.63E+010	47.95
HD 67959	4.85E+010	90.91	HD 44226	3.87E+010	40.57
HD 97633	6.18E+010	112.72	HD 72316	3.97E+010	50.97
HD 114330	3.34E+010	65.77	HD 185204	3.84E+010	45.64
HD 132145	4.48E+010	81.20	HD 184120	3.91E+010	53.06
HD 158716	3.70E+010	80.44	HD 162316	3.69E+010	44.60
HD 72660	3.56E+010	76.80	HD 121661	3.82E+010	48.30
HD 91375	3.63E+010	75.02	HD 117290	4.02E+010	38.64
HD 10538	5.61E+010	95.57	HD 47009	4.41E+010	39.76
			HD 92499	4.44E+010	35.57
			HD 42075	4.66E+010	36.83
			HD 158450	5.85E+010	35.05
			HD 55540	5.55E+010	28.51
			HD 70702	6.96E+010	34.49

Résultats de la figure 2.9b

Points bleus	τ_f moyen (Hz)	Pente (10^{-6})	Points rouges	τ_f moyen (Hz)	Pente (10^{-6})
HD 72660	7.57E+010	225.99	HD 81588	7.58E+010	211.12
HD 91375	7.65E+010	231.13	HD 3988	7.30E+010	177.80
HD 10538	8.13E+010	230.97	HD 191695	7.54E+010	203.66
HD 23878	9.33E+010	249.93	HD 76460	7.60E+010	212.89
HD 119537	7.77E+010	227.02	HD 179902	7.74E+010	204.17
HD 83373	9.49E+010	229.61	HD 110274	7.51E+010	185.48
HD 47105	7.92E+010	234.74	HD 143487	7.55E+010	195.76
HD 116235	8.78E+010	239.61	HD 88701	7.65E+010	187.04
HD 11753	7.74E+010	231.42	HD 52847	7.63E+010	167.21
HD 14252	9.10E+010	245.48	HD 46665	7.69E+010	205.50
HD 58142	8.53E+010	238.20	HD 69013	7.63E+010	197.37
HD 67959	8.20E+010	234.75	HD 44226	7.80E+010	201.65
HD 97633	8.89E+010	249.50	HD 72316	7.71E+010	194.71
HD 114330	7.44E+010	229.24	HD 185204	7.75E+010	213.25
HD 132145	7.80E+010	231.54	HD 184120	7.72E+010	174.86
HD 158716	7.46E+010	227.72	HD 162316	7.69E+010	213.23
HD 72660	7.57E+010	225.99	HD 121661	7.78E+010	197.16
HD 91375	7.65E+010	231.13	HD 117290	7.90E+010	184.73
HD 10538	8.13E+010	230.97	HD 47009	8.15E+010	197.70
			HD 92499	8.00E+010	192.91
			HD 42075	8.11E+010	189.39
			HD 158450	9.28E+010	190.46
			HD 55540	8.79E+010	153.56
			HD 70702	9.94E+010	153.95

Résultats de la figure 2.9c

Points bleus	τ_f moyen (Hz)	Pente (10^{-6})	Points rouges	τ_f moyen (Hz)	Pente (10^{-6})
HD 72660	1.36E+011	371.21	HD 81588	1.34E+011	421.93
HD 91375	1.33E+011	386.05	HD 3988	1.32E+011	359.91
HD 10538	1.44E+011	391.98	HD 191695	1.36E+011	467.68
HD 23878	1.47E+011	412.31	HD 76460	1.36E+011	447.03
HD 119537	1.27E+011	344.07	HD 179902	1.38E+011	442.32
HD 83373	1.45E+011	425.81	HD 110274	1.39E+011	409.21
HD 47105	1.36E+011	370.34	HD 143487	1.40E+011	458.92
HD 116235	1.43E+011	394.42	HD 88701	1.36E+011	332.67
HD 11753	1.33E+011	336.64	HD 52847	1.36E+011	362.94
HD 14252	1.50E+011	396.17	HD 46665	1.35E+011	363.93
HD 58142	1.43E+011	387.70	HD 69013	1.38E+011	389.96
HD 67959	1.39E+011	356.05	HD 44226	1.38E+011	390.57
HD 97633	1.45E+011	377.42	HD 72316	1.33E+011	315.15
HD 114330	1.35E+011	347.78	HD 185204	1.40E+011	424.09
HD 132145	1.37E+011	375.37	HD 184120	1.39E+011	379.43
HD 158716	1.34E+011	371.77	HD 162316	1.40E+011	409.42
HD 72660	1.36E+011	371.21	HD 121661	1.36E+011	336.50
HD 91375	1.33E+011	386.05	HD 117290	1.42E+011	410.48
HD 10538	1.44E+011	391.98	HD 47009	1.55E+011	431.50
			HD 92499	1.41E+011	426.97
			HD 42075	1.39E+011	368.96
			HD 158450	1.41E+011	315.93
			HD 55540	1.43E+011	330.86
			HD 70702	1.49E+011	320.01

Résultats de la figure 2.10

Points bleus	τ_f moyen (Hz)	Pente (10^{-6})	Points rouges	τ_f moyen (Hz)	Pente (10^{-6})
HD 72660	3.43E+010	64.54	HD 81588	3.35E+010	42.25
HD 91375	3.71E+010	77.91	HD 3988	3.43E+010	48.19
HD 10538	5.56E+010	86.89	HD 191695	3.73E+010	60.56
HD 23878	6.65E+010	112.11	HD 76460	3.69E+010	49.53
HD 119537	4.51E+010	77.89	HD 179902	3.74E+010	43.64
HD 83373	7.42E+010	113.47	HD 110274	3.51E+010	52.34
HD 47105	4.26E+010	76.85	HD 143487	3.61E+010	54.02
HD 116235	5.86E+010	94.75	HD 88701	3.83E+010	62.98
HD 11753	4.54E+010	80.32	HD 52847	3.62E+010	53.26
HD 14252	6.38E+010	107.10	HD 46665	3.55E+010	46.74
HD 58142	5.33E+010	92.16	HD 69013	3.65E+010	47.23
HD 67959	4.90E+010	91.53	HD 44226	4.04E+010	40.77
HD 97633	5.98E+010	98.04	HD 72316	4.08E+010	57.67
HD 114330	3.22E+010	66.44	HD 185204	3.89E+010	45.88
HD 132145	4.39E+010	84.66	HD 184120	3.98E+010	47.20
HD 158716	3.61E+010	78.33	HD 162316	3.74E+010	45.17
HD 72660	3.43E+010	64.54	HD 121661	3.84E+010	45.47
HD 91375	3.71E+010	77.91	HD 117290	4.10E+010	31.25
HD 10538	5.56E+010	86.89	HD 47009	4.46E+010	32.96
			HD 92499	4.47E+010	34.99
			HD 42075	4.66E+010	36.17
			HD 158450	5.96E+010	31.66
			HD 55540	5.63E+010	28.05
			HD 70702	7.13E+010	39.35

Résultats de la figure 2.14a

Points bleus	τ_f moyen (Hz)	Pente (10^{-6})	Points rouges	τ_f moyen (Hz)	Pente (10^{-6})
HD 72660	3.28E+010	71.36	HD 81588	3.15E+010	55.48
HD 91375	3.40E+010	71.76	HD 3988	3.21E+010	57.34
HD 10538	5.51E+010	89.82	HD 191695	3.41E+010	51.33
HD 23878	6.60E+010	106.49	HD 76460	3.50E+010	53.04
HD 119537	4.36E+010	79.28	HD 179902	3.47E+010	42.13
HD 83373	7.48E+010	113.24	HD 110274	3.28E+010	56.54
HD 47105	4.08E+010	74.38	HD 143487	3.37E+010	54.59
HD 116235	5.82E+010	92.11	HD 88701	3.56E+010	54.14
HD 11753	4.37E+010	74.89	HD 52847	3.32E+010	50.68
HD 14252	6.43E+010	103.14	HD 46665	3.39E+010	48.73
HD 58142	5.44E+010	88.07	HD 69013	3.44E+010	44.64
HD 67959	4.81E+010	82.38	HD 44226	3.73E+010	33.21
HD 97633	6.16E+010	102.05	HD 72316	3.79E+010	43.62
HD 114330	3.20E+010	71.78	HD 185204	3.64E+010	38.04
HD 132145	4.40E+010	76.91	HD 184120	3.73E+010	45.25
HD 158716	3.50E+010	73.76	HD 162316	3.51E+010	42.14
HD 72660	3.28E+010	71.36	HD 121661	3.65E+010	43.41
HD 91375	3.40E+010	71.76	HD 117290	3.87E+010	29.84
HD 10538	5.51E+010	89.82	HD 47009	4.38E+010	33.99
			HD 92499	4.29E+010	24.01
			HD 42075	4.52E+010	26.18
			HD 158450	5.90E+010	26.83
			HD 55540	5.57E+010	23.63
			HD 70702	7.20E+010	31.92

Résultats de la figure 2.14b

Points bleus	τ_f moyen (Hz)	Pente (10^{-6})	Points rouges	τ_f moyen (Hz)	Pente (10^{-6})
HD 72660	5.14E+010	143.81	HD 81588	5.20E+010	129.75
HD 91375	5.27E+010	145.60	HD 3988	5.18E+010	129.38
HD 10538	6.27E+010	143.24	HD 191695	5.32E+010	132.93
HD 23878	7.01E+010	146.68	HD 76460	5.26E+010	123.38
HD 119537	5.52E+010	143.49	HD 179902	5.36E+010	134.23
HD 83373	7.79E+010	150.80	HD 110274	5.24E+010	136.32
HD 47105	5.42E+010	140.28	HD 143487	5.29E+010	126.52
HD 116235	6.47E+010	146.96	HD 88701	5.37E+010	134.45
HD 11753	5.59E+010	145.38	HD 52847	5.33E+010	133.70
HD 14252	7.19E+010	150.85	HD 46665	5.29E+010	132.83
HD 58142	6.59E+010	143.23	HD 69013	5.37E+010	142.85
HD 67959	6.32E+010	143.54	HD 44226	5.44E+010	119.99
HD 97633	7.01E+010	147.86	HD 72316	5.42E+010	128.85
HD 114330	5.59E+010	144.12	HD 185204	5.41E+010	132.20
HD 132145	6.00E+010	144.13	HD 184120	5.29E+010	113.99
HD 158716	5.69E+010	144.24	HD 162316	5.33E+010	124.38
HD 72660	5.14E+010	143.81	HD 121661	5.36E+010	125.03
HD 91375	5.27E+010	145.60	HD 117290	5.56E+010	125.94
HD 10538	6.27E+010	143.24	HD 47009	5.62E+010	122.57
			HD 92499	5.69E+010	113.45
			HD 42075	5.81E+010	117.50
			HD 158450	6.75E+010	93.78
			HD 55540	6.47E+010	95.13
			HD 70702	7.70E+010	71.00

Résultats de la figure 2.14c

Points bleus	τ_f moyen (Hz)	Pente (10^{-6})	Points rouges	τ_f moyen (Hz)	Pente (10^{-6})
HD 72660	5.30E+010	141.55	HD 81588	5.27E+010	132.11
HD 91375	5.24E+010	144.25	HD 3988	5.20E+010	130.66
HD 10538	6.39E+010	145.09	HD 191695	5.34E+010	132.57
HD 23878	7.35E+010	143.00	HD 76460	5.31E+010	131.40
HD 119537	5.69E+010	139.65	HD 179902	5.48E+010	130.93
HD 83373	8.00E+010	157.65	HD 110274	5.31E+010	135.75
HD 47105	5.61E+010	136.35	HD 143487	5.39E+010	132.17
HD 116235	6.74E+010	138.50	HD 88701	5.50E+010	136.77
HD 11753	5.74E+010	138.81	HD 52847	5.41E+010	133.43
HD 14252	7.22E+010	149.88	HD 46665	5.38E+010	129.82
HD 58142	6.46E+010	144.05	HD 69013	5.46E+010	140.62
HD 67959	6.12E+010	147.79	HD 44226	5.47E+010	120.45
HD 97633	7.06E+010	151.87	HD 72316	5.51E+010	128.68
HD 114330	5.32E+010	138.97	HD 185204	5.52E+010	137.68
HD 132145	5.83E+010	141.11	HD 184120	5.59E+010	126.44
HD 158716	5.44E+010	139.45	HD 162316	5.44E+010	134.60
HD 72660	5.30E+010	141.55	HD 121661	5.45E+010	124.36
HD 91375	5.24E+010	144.25	HD 117290	5.63E+010	124.85
HD 10538	6.39E+010	145.09	HD 47009	5.34E+010	118.83
			HD 92499	5.81E+010	110.34
			HD 42075	5.91E+010	114.97
			HD 158450	7.07E+010	92.84
			HD 55540	6.71E+010	86.06
			HD 70702	8.07E+010	64.93

Résultats de la figure 2.14d

Points bleus	τ_f moyen (Hz)	Pente (10^{-6})	Points rouges	τ_f moyen (Hz)	Pente (10^{-6})
HD 72660	7.02E+010	209.32	HD 81588	7.28E+010	209.65
HD 91375	7.06E+010	215.84	HD 3988	7.02E+010	194.23
HD 10538	7.61E+010	213.62	HD 191695	7.23E+010	198.80
HD 23878	8.13E+010	213.76	HD 76460	7.28E+010	213.50
HD 119537	7.34E+010	219.40	HD 179902	7.40E+010	201.23
HD 83373	8.58E+010	213.92	HD 110274	7.26E+010	209.22
HD 47105	7.28E+010	220.44	HD 143487	7.23E+010	193.17
HD 116235	7.79E+010	214.86	HD 88701	7.38E+010	208.90
HD 11753	7.24E+010	216.19	HD 52847	7.32E+010	200.60
HD 14252	8.21E+010	217.21	HD 46665	7.37E+010	214.47
HD 58142	7.97E+010	218.48	HD 69013	7.33E+010	205.13
HD 67959	7.70E+010	208.34	HD 44226	7.43E+010	209.71
HD 97633	8.16E+010	216.32	HD 72316	7.41E+010	214.47
HD 114330	7.43E+010	215.62	HD 185204	7.39E+010	209.80
HD 132145	7.52E+010	205.28	HD 184120	7.41E+010	201.11
HD 158716	7.49E+010	214.02	HD 162316	7.30E+010	206.78
HD 72660	7.02E+010	209.32	HD 121661	7.41E+010	213.75
HD 91375	7.06E+010	215.84	HD 117290	7.46E+010	201.09
HD 10538	7.61E+010	213.62	HD 47009	7.68E+010	214.78
			HD 92499	7.53E+010	197.93
			HD 42075	7.59E+010	199.71
			HD 158450	8.35E+010	202.25
			HD 55540	7.99E+010	175.99
			HD 70702	8.93E+010	158.38