THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

École doctorale : PHYS - Physique
Spécialité : Astrophysique et Milieux Dilués
Unité de recherche : Institut de Planetologie et d'Astrophysique de Grenoble

Recherche d'exoplanètes par vitesse radiale autour de naines M actives : chromaticité du signal d'activité stellaire et stratégies de mitigation

Search for exoplanets by radial velocity around active M dwarfs: chromaticity of the stellar activity signal and mitigation strategies

Présentée par :

Pierre LARUE

Direction de thèse :

Xavier DELFOSSE ASTRONOME, UNIVERSITE GRENOBLE ALPES	Directeur de thèse
Thierry FORVEILLE ASTRONOME, UNIVERSITE GRENOBLE ALPES	Co-directeur de thèse

Rapporteurs :

GUILLAUME HEBRARD
DIRECTEUR DE RECHERCHE, CNRS DELEGATION PARIS CENTRE
ALEJANDRA RECIO-BLANCO
ASTRONOME, OBSERVATOIRE DE LA CÔTE D'AZUR

Thèse soutenue publiquement le **15 décembre 2025**, devant le jury composé de :

JEAN-CHARLES AUGEREAU, ASTRONOME, UNIVERSITE GRENOBLE ALPES	Président
GUILLAUME HEBRARD, DIRECTEUR DE RECHERCHE, CNRS DELEGATION PARIS CENTRE	Rapporteur
ALEJANDRA RECIO-BLANCO, ASTRONOME, OBSERVATOIRE DE LA CÔTE D'AZUR	Rapporteure
SOPHIA SULIS, ASTRONOME ADJOINTE, AIX-MARSEILLE UNIVERSITE	Examinatrice
JULIEN MORIN, MAITRE DE CONFERENCES HDR, UNIVERSITE DE MONTPELLIER	Examinateur

Remerciements

Ce manuscrit vient conclure une thèse sur la recherche d'exoplanètes que j'ai eu la chance de partager, durant trois belles années, en l'agréable compagnie de personnes que je souhaite remercier chaleureusement ici pour tous ces moments vécus.

Pour cela je me dois de raconter comment cette aventure a commencé, quand, étudiant en licence, je réfléchissais à faire une thèse, et que Lucile Mignon est venue en classe nous présenter son sujet de recherche. Celui-ci piqua vivement mon intérêt à une période où je ne pensais qu'à faire de la cosmologie. Quelques mois plus tard, alors que je fuyais justement mon stage en cosmologie qui ne répondait pas à mes attentes, j'errais dans l'IPAG à la recherche d'un autre sujet de thèse... J'ai alors recroisé Lucile, qui prit le temps de répondre à toutes mes questions, et me présenta à celui qui était alors son directeur de thèse : Xavier. Le connaissant déjà pour les cours qu'il avait donnés pendant l'année, je lui demandais immédiatement si on pouvait travailler ensemble. La thèse était lancée ! Merci Lucile, pour ce départ et les moments qui ont suivi.

Cela m'amène ainsi à remercier le principal intéressé, celui sans qui cette thèse n'aurait pas vu le jour : Merci Xavier, non seulement pour avoir accepté de concevoir un sujet de thèse avec cet étudiant arrivé inopinément, mais surtout pour la personne que tu es et avec qui j'ai eu la chance de partager ces trois années. Ton humanisme, ta passion, et ta joie de vivre ont été un plaisir à chaque instant et, associés à ton soutien précieux, ont fait de cette thèse une magnifique aventure. Je tiens à te témoigner toute mon amitié pour ces beaux moments partagés.

En parlant d'amitiés, cette thèse fut aussi l'occasion de belles rencontres et moments partagés avec les doctorant.es du laboratoire : Simon, Vincent (et Vincent !), Maxime, Léa, Lisa, Rémi, Audrey, Alejandro, Filip, Louis, Lucie (la team RU !), Antoine, Nathan, Valentin, Myriam, Juliette, Enzo, Lise, Manon, Mathis, Valentina, Rémi, ... Merci à vous tous, et à ceux que j'aurais eu la maladresse d'oublier de citer.

Mes remerciements vont également à l'ensemble des collègues et amis que j'ai côtoyés, au laboratoire (Andres, Nadège, Faustine, Guillaume, Thierry, Nicolas, Marion, Philippe, Mickael, Bruno, Valérie, ...) mais également au-delà de ses portes et même des frontières du pays : Paul et Paul, Charles, Léna, Atanas, Pia, Mathilde, Pierrot, Khaled, Leslie, Alexandrine, Laurie, Dany, Valentina, Claire, Étienne, René, Nathan, Alejandro, François, Xavier, Nuno, Isabelle, ... Et plus généralement, l'ensemble des membres des consortiums NIRPS, SPIRou et SOPHIE, qui m'ont offert des souvenirs mémorables à travers le monde.

Je suis reconnaissant à l'égard de l'ensemble des membres de mon jury de thèse, pour avoir assisté à ma soutenance et évalué mon travail avec attention. En particulier, j'adresse mes remerciements à Alejandra Recio-Blanco et Guillaume Hébrard pour avoir accepté d'être rapporteur.e de cette thèse et pour le temps, la rigueur et la bienveillance qu'ils ont consacré à la relecture de ce manuscrit. Je remercie Jean-Charles Augereau, président du jury, ainsi que Julien Morin et Sophia Sulis pour avoir accepté leur rôle d'examinateur.

Mais au-delà du travail, cette thèse a bien sûr été l'occasion de profiter des belles montagnes grenobloises, aussi bien en parapente ou à ski avec la team Grelou (merci Kyle, Julien et JB) qu'avec des amis de (très) longue date, Hugo, Alec, Lukasz.

Enfin, ces remerciements ne pourraient pas se passer de ma famille : Merci Papa, notamment pour tes réponses patientes à mes avalanches de questions en physique fondamentale quand j'étais petit ; elles n'y sont pas pour rien à l'existence de cette thèse ! Merci Maman pour ton soutien à toute épreuve, ton ouverture d'esprit et ta confiance dans mes idées même les plus folles. Merci Florent et Guillaume, mes frères docteurs ! Merci à mes grands-parents, le quatuor de professeurs de SVT qui ont participé à me faire découvrir les merveilles de la nature.

Et bien sûr, dans tous ces moments de travail ou de repos, à l'aventure en montagne pour me faire respirer quand j'étais sous l'eau, et à l'inverse littéralement sous l'eau en apnée à s'émerveiller devant la faune aquatique ; sous terre ou sous une cascade, ou encore à retenir notre souffle pour admirer un cerf ou des chamois en photo animalière... Merci Laura pour ton soutien et ces innombrables souvenirs inoubliables partagés à tes côtés depuis bientôt dix ans.

> “ It wouldn't be much of a Universe, if it weren't home to the people you love.
>
> — Stephen Hawking

Résumé

Depuis la découverte pionnière d'une planète géante en orbite autour de 51 Peg, environ 6000 exoplanètes ont aujourd'hui été détectées, révélant la diversité des systèmes planétaires et révolutionnant nos idées sur leur formation et leur évolution. Un intérêt croissant se porte aujourd'hui sur la recherche d'exoplanètes autour des étoiles de très faible masse (naines M), notamment en zone habitable. Ces étoiles présentent un avantage majeur : leurs planètes se prêteront à une caractérisation atmosphérique au cours de la prochaine décennie, contrairement aux planètes orbitant autour d'étoiles de type solaire pour lesquelles elle sera inaccessible avant le milieu du siècle.

Les naines M présentent toutefois un inconvénient : un niveau d'activité stellaire plus élevé que celui des étoiles solaires. Cette activité (taches, plages, champs magnétiques) induit des distorsions significatives dans le profil des raies spectrales lorsque les inhomogénéités de surface passent du côté décalé vers le bleu au côté décalé vers le rouge de l'étoile en raison de la rotation stellaire. Ce phénomène est connu pour générer des signaux de vitesses radiales parasites. Ces effets semblent néanmoins atténués dans le proche infrarouge par rapport au visible, et l'émergence de vélocimètres infrarouges précis tels que SPIRou et NIRPS est l'occasion d'explorer ce gain.

Cette thèse exploite ces instruments infrarouges, en synergie avec les spectrographes optiques SOPHIE et HARPS, afin d'explorer comment et par quels processus physiques ces signaux d'activité dépendent de la longueur d'onde, chez des naines M présentant des niveaux d'activité variés. Elle démontre en particulier que la forte chromaticité observée chez les naines M très actives résulte d'un effet de contraste de température entre la photosphère et les taches froides, qui agit différemment sur chaque raie spectrale, produisant des signaux susceptibles de s'annuler partiellement.

À partir de cette compréhension, une méthode originale de caractérisation et de mitigation de l'activité est développée. Elle repose sur une sélection physique des raies spectrales et a été étalonnée sur la naine M très active EV Lac, puis appliquée à d'autres naines M. Cela a permis de mettre en évidence un nouvel effet, qualifié « d'anti-contraste », dont la modélisation et le filtrage améliorent les capacités de détections planétaires.

Enfin, la thèse analyse le cas de Gl 581, une naine M modérément active observée simultanément avec NIRPS et HARPS à une cadence inédite. La qualité exceptionnelle de ces données permet une étude détaillée des processus physiques d'activité à l'œuvre, et leur traitement par des méthodes de processus gaussiens de pointe permet une modélisation fine de ce système longtemps controversé, en raison précisément de l'influence de son activité stellaire.

Abstract

Since the pioneering discovery of a giant planet orbiting 51 Peg, around 5,000 exoplanets have now been detected, revealing the diversity of planetary systems and revolutionizing our ideas about their formation and evolution. There is now growing interest in the search for exoplanets around very low-mass stars (M dwarfs), particularly in the habitable zone. These stars have a major advantage : their planets will be amenable to atmospheric characterization over the next decade, unlike planets orbiting solar-type stars, for which this will be impossible before the middle of the century.

However, M dwarfs have one disadvantage : a higher level of stellar activity than solar stars. This activity (spots, plages, magnetic fields) induces significant distortions in the spectral line profiles when surface inhomogeneities shift from the blue-shifted side to the red-shifted side of the star due to stellar rotation. This phenomenon is known to generate spurious radial velocity signals. However, these effects appear to be attenuated in the near infrared compared to the visible spectrum, and the emergence of accurate infrared velocimeters such as SPIRou and NIRPS provides an opportunity to explore this gain.

This thesis uses these infrared instruments, in synergy with the SOPHIE and HARPS optical spectrographs, to explore how and by what physical processes these activity signals depend on wavelength in M dwarfs with varying levels of activity. In particular, it demonstrates that the strong chromaticity observed in very active M dwarfs results from a temperature contrast effect between the photosphere and cold spots, which acts differently on each spectral line, producing signals that can partially cancel each other out.

Based on this understanding, an original method for characterizing and mitigating activity has been developed. It is based on a physical selection of spectral lines and was calibrated on the highly active M dwarf EV Lac, then applied to other M dwarfs. This has revealed a new effect, referred to as “anti-contrast,” whose modeling and filtering improve planetary detection capabilities.

Finally, the thesis analyzes the case of Gl581, a moderately active M dwarf observed simultaneously with NIRPS and HARPS at an unprecedented rate. The exceptional quality of these data allows for a detailed study of the physical processes at work, and their processing using state-of-the-art Gaussian process methods enables fine modeling of this long-controversial system, precisely because of the influence of its stellar activity.

Table des matières

Résumé / Abstract . . . iv
Liste des Figures . . . x
Liste des Tables . . . xi
Liste des acronymes utilisés . . . xii

1 Contexte scientifique et objectifs **1**
1.1 Introduction . . . 2
1.2 La recherche d'exoplanètes . . . 3
1.2.1 Le voisinage solaire . . . 4
1.2.2 Systèmes exoplanétaires . . . 5
1.2.3 La zone habitable . . . 8
1.2.4 Méthodes de détection . . . 10
1.3 L'activité stellaire : une limitation majeure de la détection d'exoplanètes par vitesses radiales . . . 14
1.3.1 Structure stellaire . . . 15
1.3.2 Origine du champ magnétique . . . 16
1.3.3 Manifestations de l'activité stellaire . . . 19
1.4 Objectifs et portée de la thèse dans le cadre des efforts internationaux de détection d'exoplanètes autour des naines M . . . 22

2 L'extrême précision en vitesse radiale **25**
2.1 Spectrographes à très haute résolution spectrale . . . 26
2.1.1 Fondamentaux de spectroscopie . . . 26
2.1.2 La haute résolution spectrale . . . 28
2.1.3 Développement des spectrographes infra-rouge . . . 31
2.2 Données utilisées dans la thèse . . . 34
2.2.1 SOPHIE . . . 34
2.2.2 HARPS . . . 35
2.2.3 NIRPS . . . 36
2.2.4 SPIRou . . . 38
2.3 Réduction des données . . . 39
2.3.1 APERO : pipeline de réduction pour SPIRou et NIRPS . . . 39
2.3.2 Développement d'un pipeline LBL pour SOPHIE . . . 46

3 L'activité stellaire dans le cadre des vitesses radiales **51**
3.1 Impacts de l'activité sur les vitesses radiales . . . 52
3.2 Caractériser l'activité stellaire . . . 54
3.2.1 La déformation des raies . . . 54
3.2.2 Les indicateurs chromosphériques . . . 55
3.2.3 Mesurer le champ magnétique . . . 57
3.2.4 Les proxy LBL . . . 58
3.2.5 La chromaticité et l'indice chromatique (CRX) . . . 60
3.3 Filtrer l'activité stellaire . . . 62

3.3.1 Sélectionner des raies . . . 62
3.3.2 Processus Gaussiens . . . 66

4 Apports méthodologiques pour appréhender l'activité stellaire raie par raie 73
4.1 Le contraste tache/photosphère . . . 74
4.1.1 Théorie et chromaticité . . . 74
4.1.2 Température des taches . . . 77
4.1.3 Développement d'une nouvelle métrique pour chaque raie : Trois familles de raies distinctes . . . 79
4.2 VALSE : Une méthode de sélection des raies pour tracer et filtrer l'activité . . . 82
4.2.1 Structure du code . . . 82
4.2.2 Isoler le contraste usuel de l'anti-contraste . . . 85
4.2.3 Isoler l'effet Zeeman . . . 88
4.2.4 Annuler l'effet des taches sur les vitesses radiales . . . 90

5 Étude de cas : Les naines M très actives 95
5.1 Le cas d'EV Lac . . . 96
5.1.1 Description générale . . . 96
5.1.2 Observations . . . 98
5.1.3 Signal d'activité . . . 100
5.1.4 Chromaticité des VR . . . 101
5.1.5 Recherche de l'effet Zeeman . . . 106
5.1.6 L'importance du contraste tache/photosphere . . . 108
5.2 Réduire l'impact des taches : VALSE appliqué à d'autres étoiles . . . 115
5.2.1 AU Mic . . . 115
5.2.2 YZ CMI . . . 119
5.2.3 Smethells 20 . . . 121
5.2.4 GJ 4274 . . . 123
5.2.5 Généralisation à tous les types d'étoiles . . . 125
5.3 Bilan de l'application de VALSE aux naines M très actives . . . 127

6 Étude de cas : Les naines M modérément actives 131
6.1 Le cas de Gl 581 . . . 132
6.1.1 Historique d'un système emblématique . . . 132
6.1.2 Données utilisées . . . 135
6.1.3 Étude de l'activité . . . 138
6.1.4 Mise à jour des paramètres orbitaux . . . 148
6.1.5 Comparaison visible / infrarouge . . . 150
6.1.6 Étude de l'anti-contraste avec VALSE . . . 153
6.2 Bilan sur la chromaticité du signal d'activité chez les naines M modérément actives . . . 155

7 Conclusion 159
7.1 Principaux résultats . . . 159
7.2 Perspectives . . . 160

A Publications scientifiques 163

B Article sur la chromaticité du signal d'activité d'EV Lac **167**

C Guide d'utilisation du pipeline SOPHIE-LBL **187**

Bibliographie **188**

Table des figures

1.1 Diagrammes de Hertzsprung-Russel 5
1.2 Diagramme masse-période des exoplanètes connues 6
1.3 Zone habitable et sensibilité en VR 10
1.4 Schéma de principe de la méthode des vitesses radiales 12
1.5 La "barrière du m/s" 15
1.6 Structure interne d'une étoile de type G 16
1.7 Relation champ magnétique - rotation 19
1.8 Images du Soleil prises par les satellites SDO et Hinode 20
1.9 "Diagramme papillon" du Soleil 20

2.1 Chemin optique du spectrographe HIRES 28
2.2 Spectre solaire à dispersion croisée obtenu par SPIRou 30
2.3 Flux des naines M en infrarouge proche 31
2.4 Contenu infrarouge en vitesse radiale pour l'étoile de Barnard 33
2.5 Spectre d'absorption synthétique du ciel 34
2.6 Photo du spectrographe SOPHIE 35
2.7 Photo du spectrographe HARPS 36
2.8 Photo du spectrographe NIRPS 37
2.9 Photo du spectrographe SPIRou 38
2.10 Construction du spectre S1D 40
2.11 Exemple de correction tellurique 41
2.12 Schéma de principe de la CCF 43
2.13 Découpage des raies par LBL 44
2.14 Exemple de rejet des vitesses radiales aberrantes de raies individuelles (LBL) 45
2.15 Exemple de spectre de vitesses raie par raie pour l'étoile de Barnard . 45
2.16 Étapes de la création du Master LBL-SOPHIE 48
2.17 MASTER SOPHIE calculé avec LBL 49
2.18 Périodogramme des résidus des standards SOPHIE, corrigés du MASTER 50
2.19 Comparaison des pipelines SOPHIE NAIRA/LBL avec Gl 411 50

3.1 Illustration de la déformation de la raie moyenne par une tache stellaire 55
3.2 Le Soleil photographié à travers 3 filtres photométriques 56
3.3 Ajustement polynomial de la température par pixel (*dTemp*) 60
3.4 Indice chromatique (CRX) pour YZ CMI 61
3.5 Corrélation des vitesses radiales par raies avec l'activité 63
3.6 Illustration du principe de méthode PCA 65
3.7 Illustration des hyperparamètres du kernel SEP 67
3.8 GP multi-dimensionnel ajusté à des données simulées 69

4.1 Spectres de corps noirs à 3300 K et 3000 K 75

4.2 Modèles PHOENIX à 3300 K et 3000 K . . . 76
4.3 Chromaticité théorique d'un spot équatorial . . . 77
4.4 Relation polynomiale empirique entre la température effective et celle des taches . . . 78
4.5 Schéma de système de coordonnées de surface stellaire . . . 80
4.6 Organigramme du code `VALSE` . . . 83
4.7 Illustration des trois familles de contraste pour raies issues de modèles PHOENIX . . . 85
4.8 Contrastes par raie simulés pour différentes températures de taches . 86
4.9 Comparaison des contrastes de raie estimés par modèles PHOENIX ou *templates* . . . 87
4.10 Spectres synthétiques *dTemp* . . . 89
4.11 Facteurs de Landé effectifs connus . . . 89
4.12 Histogrammes des contrastes de raies illustrant le processus d'équilibrage par `VALSE` . . . 93

5.1 Mesures VR d'EV Lac par SOPHIE et SPIRou . . . 99
5.2 VR SOPHIE d'EV Lac par saison . . . 100
5.3 Périodogramme des VR SOPHIE d'EV Lac . . . 101
5.4 Périodogramme des VR SOPHIE d'EV Lac . . . 102
5.5 VR SOPHIE d'EV Lac par bandes photométriques . . . 103
5.6 VR SPIRou d'EV Lac par bandes photométriques . . . 104
5.7 Chromaticité d'EV Lac . . . 105
5.8 Séries des VR d'EV Lac sensibles à l'effet Zeeman . . . 107
5.9 Distribution spectrale du contraste par raies pour EV Lac . . . 108
5.10 VR SPIRou d'EV Lac en contraste usuel et en anti-contraste . . . 109
5.11 Corrélations entre les `d2v` et `d3v` d'EV Lac entre contraste usuel et anti-contraste . . . 110
5.12 Détermination de la température des taches d'EV Lac par `VALSE` . . . 112
5.13 Atténuation de l'activité d'EV Lac par `VALSE` . . . 114
5.14 Mesures VR SPIRou de AU Mic . . . 116
5.15 Distribution des C_l pour AU Mic . . . 117
5.16 Périodogramme des VR de AU Mic . . . 117
5.17 VR d'AU Mic en contraste usuel et en anti-contraste . . . 118
5.18 Périodogramme des VR de AU Mic corrigées par `VALSE` . . . 118
5.19 VR HARPS et NIRPS de YZ CMI . . . 120
5.20 VR de YZ CMI en contraste usuel et en anti-contraste . . . 120
5.21 Évolution du périodogramme des VR de YZ CMI avec la correction de `VALSE` . . . 121
5.22 VR NIRPS et HARPS de Smethells 20 . . . 122
5.23 Évolution du périodogramme des VR de Smethells 20 avec la correction de `VALSE` . . . 122
5.24 Périodogramme des VR de GJ 4274 . . . 123
5.25 VR de GJ 4274 en contraste usuel et en anti-contraste . . . 124
5.26 Périodogramme du ΔC_l pour GJ 4274 . . . 125
5.27 Proportion des raies en anti-contraste modélisée pour différents types spectraux . . . 126

6.1 VR NIRPS et HARPS15 de Gl 581 . . . 136

6.2 VR HARPS03 de Gl 581 . . . 137
6.3 Séries et périodogrammes des indicateurs d'activité CCF HARPS03 de Gl 581 . . . 140
6.4 Séries et périodogrammes des indicateurs d'activité LBL HARPS03 de Gl 581 . . . 141
6.5 Séries et périodogrammes des indicateurs d'activité CCF HARPS15 de Gl 581 . . . 142
6.6 Séries et périodogrammes des indicateurs d'activité LBL HARPS15 de Gl 581 . . . 143
6.7 Séries et périodogrammes des indicateurs d'activité LBL NIRPS de Gl 581 . . . 144
6.8 Corrélations VR/indicateurs d'activité pour Gl 581 . . . 145
6.9 Corrélations H_α, Ca, Na pour Gl 581 . . . 146
6.10 Corrélations H_α/Na pour les saisons HARPS03 de Gl 581 . . . 147
6.11 Corrélations H_α/Na pour les saisons HARPS15 de Gl 581 . . . 148
6.12 GP FENRIR + Gl 581 b, c et e . . . 149
6.13 Chromaticité NIRPS/HARPS du signal d'activité en VR de Gl 581 . . . 150
6.14 Périodogrammes HARPS/NIRPS du signal d'activité en VR de Gl 581 . . . 151
6.15 Limites de détection HARPS et NIRPS pour Gl 581 . . . 152
6.16 Limites de détection HARPS + NIRPS pour Gl 581 . . . 153
6.17 VR NIRPS de Gl 581 en contraste usuel et en anti-contraste . . . 154
6.18 Périodogramme du ΔC_l NIRPS de Gl 581 . . . 155

Liste des tableaux

3.1 Impact des différents processus d'activité sur les VR 53

5.1 Propriétés stellaires d'EV Lac 97
5.2 Comparaison de l'application de `VALSE` aux naines M très actives . . 128

6.1 Paramètres stellaires de GJ 581 134
6.2 Hyperparamètres d'un GP sur les indices chromosphériques de Gl 581 146
6.3 Paramètres du système planétaire de Gl 581 150
6.4 Comparaison de la chromaticité de quatre naines M modérément actives 157

Liste des acronymes

Ci-dessous, la liste par ordre alphabétique des acronymes utilisés dans ce manuscrit, suivis de leur description :

— **BERV** - *Barycentric Earth Radial Velocity* : Vitesse radiale du référentiel terrestre sur son orbite, incluant sa rotation.
— **BIS** - *Bissector Inverse Span* : Variation du bissecteur.
— **CRX** - *Chromatic Index* : La pente de la vitesse radiale en fonction du logarithme népérien de la longueur d'onde (c.f., Zechmeister et al., 2018).
— **FENRIR** - *Finite Energy NonlineaR Impulse Response* : Modèle de noyau pour processus gaussien, basé sur la physique.
— **FWHM** - *Full Width at Half Maximum* : Largeur à mi-hauteur d'une raie spectrale ou d'une raie moyenne.
— **GP** - *Gaussian Process* : Classe de modèles statistiques qui utilise la covariance entre mesures pour générer une distribution de probabilité sur des fonctions aléatoires (voir par exemple Aigrain & Foreman-Mackey, 2023, pour une revue sur les GP en astronomie).
— **LDR** - *Line Depth Ratios* : Technique des rapports de profondeur de raies, qui s'appuie sur des paires de raies ayant des sensibilités différentes à la température pour estimer la température des taches.
— **LBL** - *Line-By-Line* : Étude raie par raie de la vitesse radiale et de l'activité stellaire dans les spectres à très haute résolution. Réfère plus spécifiquement à l'algorithme développé par Artigau et al. (2022).
— **LSF** - *Line Spread Function* : Représente l'étalement d'une raie infiniment fine par la diffraction des optiques du spectrographe.
— **NIR** - *Near Infra-Red* : Infrarouge proche.
— **RJD** - *Reduced Julian Date* : Le jour Julien est le nombre de jours écoulés depuis le 1er janvier 4713 av. J.-C. à midi temps universel, avec la partie fractionnaire représentant l'heure, la minute et la seconde.
— **RMS** - *Root Mean Square* : Valeur quadratique moyenne.
— **SEP** - *Squarred Exponential Periodic* : Kernel classique de processus gaussien.
— **SNR** - *Signal-to-Noise Ratio* : Rapport signal/bruit.
— ***Template*** : Spectre stellaire à très haute résolution, obtenu en prenant la médiane des spectres observés pour une étoile donnée. Construit dans le référentiel du laboratoire, il est par construction peu impacté par les raies telluriques (qui elles se déplacent d'une observation à l'autre dans ce référentiel)
— **VALD** - *Vienna Atomic Line Database* : Base de données de modèles de raies spectrales (Piskunov et al., 1995 ; Kupka et al., 2000 ; Ryabchikova et al., 2015 ; Pakhomov et al., 2019).
— **VR** - Vitesses Radiales

Chapitre 1

Contexte scientifique et objectifs

> The Earth is the only world known so far to harbor life. There is nowhere else to which our species could migrate. [...] It underscores our responsibility to deal more kindly with one another, and to preserve and cherish the pale blue dot, the only home we've ever known.
>
> — Carl Sagan

1.1 Introduction **2**
1.2 La recherche d'exoplanètes **3**
1.2.1 Le voisinage solaire 4
1.2.2 Systèmes exoplanétaires 5
1.2.3 La zone habitable 8
1.2.4 Méthodes de détection 10
1.2.4.1 La méthode du transit 11
1.2.4.2 La méthode des vitesses radiales 12
1.3 L'activité stellaire : une limitation majeure de la détection d'exoplanètes par vitesses radiales **14**
1.3.1 Structure stellaire 15
1.3.2 Origine du champ magnétique 16
1.3.3 Manifestations de l'activité stellaire 19
1.4 Objectifs et portée de la thèse dans le cadre des efforts internationaux de détection d'exoplanètes autour des naines M **22**

1.1 Introduction

Sommes-nous seuls dans l'Univers ? Cette question immémoriale reste aujourd'hui sans réponse. Y répondre suppose de pouvoir détecter, sur une autre planète que la nôtre, des signes indiquant la présence ou l'empreinte d'une forme de vie. Notre connaissance des conditions favorables à l'apparition du vivant étant limitée, la démarche la plus conservatrice consiste à rechercher des mondes qui partagent certaines caractéristiques avec la Terre : des planètes rocheuses, de taille comparable, présentant de l'eau liquide [1] en surface. Si ces critères ne sont peut-être ni nécessaires, ni suffisants à l'émergence de la vie, ils offrent néanmoins un cadre de recherche pragmatique.

Dans notre Système solaire, seule la Terre réunit aujourd'hui ces conditions. Trouver d'autres planètes rocheuses, suffisamment massives pour retenir une atmosphère, et qui soient situées dans la « zone habitable » — la région autour d'une étoile où les températures permettent théoriquement le maintien d'eau liquide en surface — implique donc de se tourner vers des planètes situées au-delà du Système solaire : les exoplanètes.

Depuis la première détection d'une exoplanète en orbite autour d'une étoile de type solaire en 1995, le nombre de mondes extrasolaires confirmés n'a cessé d'augmenter. À ce jour, près de 6000 exoplanètes ont été détectées [2], révélant une diversité remarquable de tailles, de compositions et d'architectures orbitales. Toutefois, au sein de cette population foisonnante, seule une fraction très restreinte [3] correspond à des planètes de type terrestre situées dans la zone habitable. Cette rareté reflète moins leur fréquence réelle que les défis considérables associés à leur détection.

Les planètes rocheuses en zone habitable comptent parmi les cibles les plus difficiles à détecter : Leur petite taille et leur faible masse induisent des signatures ténues dans les données d'observation. Aujourd'hui, leur détection repose essentiellement sur l'observation des naines M (Bohl et al., 2025), des étoiles elles aussi de faible masse et de petite taille. Deux méthodes se révèlent particulièrement efficaces dans ce contexte : la méthode des vitesses radiales, qui mesure le mouvement de l'étoile par effet Doppler, et la méthode des transits qui détecte les mini-éclipses causées par le passage des planètes devant leur étoile (les différentes méthodes de détection seront détaillées en Section 1.2.4). La méthode des vitesses radiales tire profit de la faible masse des naines M : l'effet gravitationnel d'une planète provoque, chez ces étoiles, un mouvement réflexe plus prononcé. Quant à la méthode des transits, elle est favorisée par la petite taille de ces étoiles, car une planète occulte alors une fraction plus importante de leur lumière. Par ailleurs, les transits y sont plus fréquents, les planètes orbitant généralement à plus courte période autour des naines M, ce qui multiplie les opportunités d'observation.

Mais l'identification de ces systèmes ne constitue qu'une première étape. Pour espérer détecter des traces de vie, il est indispensable de sonder les atmosphères planétaires à la recherche de signatures chimiques potentiellement biogéniques. Une

1. L'eau liquide est essentielle à la vie telle que nous la connaissons, en raison de ses propriétés physico-chimiques exceptionnelles, notamment sa polarité et sa capacité à former des liaisons hydrogène. Elle est le meilleur solvant connu pour les molécules organiques, permettant les réactions biochimiques essentielles, et favorise la formation de membranes bicouches lipidiques, structures fondamentales des cellules.
2. 6028 au 9 Octobre 2025, d'après l'archive de la NASA.
3. Entre 38 et 67 exoplanètes, selon la définition de la zone habitable, d'après Bohl et al. (2025).

telle caractérisation exige des instruments d'observation d'une extrême sensibilité — tels que les futurs *Extremely Large Telescope* (ELT), *Habitable World Observatory* (HWO), ou *Large Interferometer For Exoplanets* (LIFE) — ainsi qu'une sélection rigoureuse des cibles les plus favorables. Cela implique de privilégier les systèmes les plus proches [4] pour maximiser la séparation angulaire, et de s'intéresser en particulier aux planètes orbitant autour de naines M, dont la faible luminosité améliore le contraste entre l'étoile et la planète.

Pour obtenir une liste exhaustive des quelques planètes rocheuses en zone habitable autour des étoiles proches, la méthode des vitesses radiales reste la plus adaptée. Bien que la méthode des transits ait permis de nombreuses détections, son efficacité dépend d'un alignement précis entre le plan orbital de la planète et la ligne de visée de l'observateur. Cette contrainte géométrique limite la détection à une minorité des systèmes existants, réduisant ainsi son potentiel d'exhaustivité pour les étoiles proches. À l'inverse, la méthode des vitesses radiales, moins sensible à l'inclinaison orbitale, offre une couverture plus complète des systèmes planétaires.

Par ailleurs, les naines M émettent l'essentiel de leur rayonnement dans l'infrarouge, raison pour laquelle ces dernières années ont vu l'émergence d'une nouvelle génération d'instruments à très haute résolution spectrale opérant dans le proche infrarouge. Ces spectrographes — tels que le *SpectroPolarimètre Infra-Rouge* (SPIRou), le *Calar Alto high-Resolution search for M dwarfs with Exoearths with Near-infrared and optical Échelle Spectrographs* (CARMENES) ou le *Near-InfraRed Planet Searcher* (NIRPS) — sont spécialement adaptés à la détection de planètes autour de naines M et jouent un rôle central dans l'exploration de ces systèmes.

C'est dans ce cadre scientifique que s'inscrit la présente thèse. Elle vise à explorer la détection d'exoplanètes autour de naines M du voisinage solaire, en utilisant la méthode des vitesses radiales. Elle s'attarde plus particulièrement sur la problématique de l'activité stellaire [5] — particulièrement présente chez les naines M — qui constitue l'un des principaux obstacles à la détection des signaux planétaires les plus faibles. Mieux comprendre cette activité, notamment grâce aux spectrographes infrarouges, et trouver de nouvelles méthodes de mitigation, est une étape clé pour élargir le catalogue des cibles accessibles à la caractérisation atmosphérique dans les décennies à venir.

1.2 La recherche d'exoplanètes

L'hypothèse écrite qu'il y ait "un nombre incalculable de terres tournant autour de leurs soleils" semble remonter à l'ouvrage *De l'infinito, universo e mondi* de Giordano Bruno en 1584. Il faudra alors attendre plus de 400 ans pour que soit détectée en 1995 la première exoplanète, 51 Pegasi b, en orbite autour d'une étoile de type solaire, détectée par Mayor & Queloz (1995). Cette découverte fondatrice marque le point de départ de l'exoplanétologie moderne : une discipline encore en plein essor, dédiée à la détection, l'étude et la caractérisation des planètes extrasolaires.

4. Moins de 7 pc pour les naines M avec ANDES sur l'ELT, selon Snellen et al. (2015).
5. Ensemble des manifestations magnétiques variables d'une étoile, voir Section 1.3 et chapitre III.

1.2.1 Le voisinage solaire

Les différentes méthodes de détection d'exoplanètes, détaillées en Section 1.2.4, permettent de détecter ces objets jusqu'à des distances de l'ordre de milliers de parsecs [6]. La méthode des transits, par exemple, a permis à la mission Kepler de détecter des exoplanètes jusqu'à quelques kiloparsecs [7], bien que ces cibles soient trop lointaines pour espérer une caractérisation atmosphérique détaillée.

À l'inverse, la méthode des vitesses radiales, plus sensible à la luminosité des étoiles, ne permet pas d'obtenir un ratio signal sur bruit suffisant pour des cibles éloignées. Pour les méthodes d'astrométrie et d'imagerie directe, c'est en plus le signal lui-même qui est inversement proportionnel à la distance. Pour ces raisons — et dans la perspective de caractériser les atmosphères planétaires — l'attention se concentre aujourd'hui sur les systèmes situés dans notre voisinage immédiat.

Le terme *voisinage solaire* n'a pas de définition strictement fixée, mais désigne généralement la région de l'espace allant jusqu'à des distances de 10 ou 100 pc autour du Soleil. Une sphère de 25 pc constitue la limite classique des catalogues d'étoiles proches depuis le *Catalogue of Nearby Stars* (Gliese, 1957), ou plus récemment les *REsearch Consortium On Nearby Stars* (RECONS ; Henry et al. 2006) ou le *Fifth Catalog of Nearby Stars* (CNS5 ; Golovin et al. 2023), qui recensent plusieurs milliers d'étoiles et de naines brunes dans ce volume. Un rayon de 100 pc est également fréquemment adopté dans le cadre d'analyses statistiques, notamment à partir des données de Gaia (Gaia Collaboration et al., 2023).

Historiquement, l'étude des étoiles proches a débuté dès les premiers catalogues stellaires visuels, comme ceux de William Herschel ou de Wilhelm Gliese. Mais c'est avec la mission *Hipparcos* (Perryman et al., 1997), puis *Gaia* (Gaia Collaboration et al., 2016), que la cartographie du voisinage solaire a pu être réalisée de manière systématique et précise, grâce aux mesures de parallaxe à grande échelle. Ces bases de données ont notamment permis de reconstituer la distribution des étoiles locales, et de construire avec précision des diagrammes de Hertzsprung-Russell (HR) de notre voisinage (voir Figure 1.1).

Le diagramme HR représente les étoiles en fonction de leur luminosité (ou magnitude absolue) et de leur température effective (ou type spectral, ou "couleur"). Il révèle ainsi la structure et l'évolution des populations stellaires. Les étoiles de la séquence principale forment une bande diagonale allant des étoiles chaudes, massives et bleues (en haut à gauche), aux étoiles froides, petites et rouges (en bas à droite). On y distingue également les géantes et super-géantes rouges (en haut à droite) et les naines blanches (en bas à gauche). Ce diagramme, développé indépendamment au début du XXe siècle par Hertzsprung et Russell, en se basant sur les travaux préliminaires d'Annie J. Cannon et Antonia Maury, est un outil fondamental de la physique stellaire.

Le voisinage solaire contient des étoiles de types spectraux variés [8], mais leur

6. Un parsec (noté *pc*) correspond à la distance à laquelle une unité astronomique (la distance Terre-Soleil, notée au) sous-tend un angle d'une seconde d'arc. Sa valeur exacte est $\frac{648000}{\pi}$ au, soit environ 3,26 années-lumière (d'après l'assemblée générale de l'Union astronomique internationale de 2015)

7. À titre de comparaison, le diamètre de la Voie Lactée est estimé à ~20 kpc.

8. Les types spectraux sont classés par ordre décroissant de température : O, B, A, F, G, K, M. Chaque classe de lettres est ensuite subdivisée à l'aide d'un chiffre, de 0 pour le plus chaud à 9 pour le plus froid. Une classe de luminosité peut aussi être ajoutée à la classe spectrale à l'aide

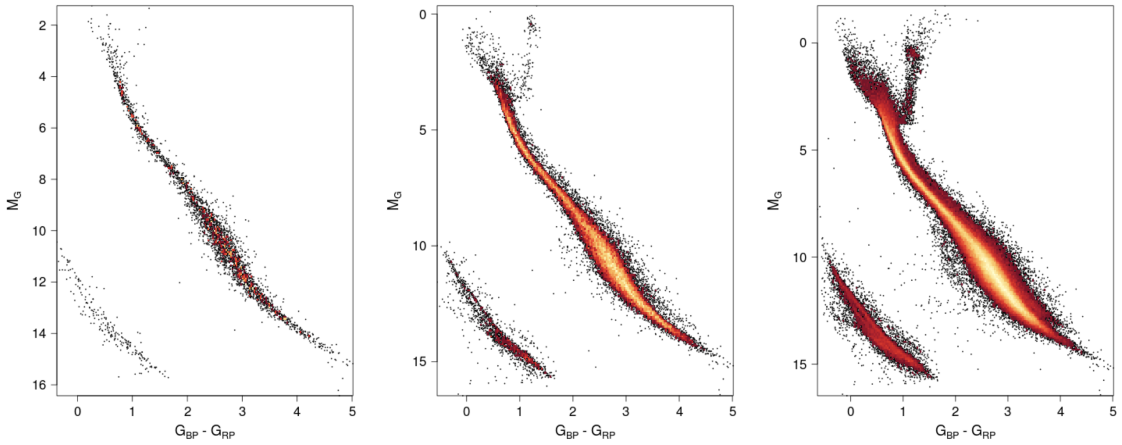

FIGURE 1.1 – Diagrammes couleur-magnitude, ou diagrammes de Hertzsprung-Russel issus des données de la Gaia Data Release 2 (Gaia Collaboration et al., 2018a). **Gauche.** Étoiles à moins de 25 pc (3 724 objets). **Milieu.** Étoiles à moins de 50 pc (29 683 objets). **Droite.** Étoiles à moins de 100 pc (212 728 objets).

distribution est fortement inhomogène. D'après le CNS5 (Golovin et al., 2023), 72 % des 5230 étoiles[9] situées à moins de 25 pc sont des naines M. Cette proportion est de l'ordre de 61 % à moins de 10 pc selon Reylé et al. (2021) en utilisant les données GAIA.

Ces petites étoiles, dont la masse varie entre 0,08 et 0,6 $M_\odot$ pour des températures effectives comprises entre 2400 et 3900 K, présentent un spectre dominé par des bandes moléculaires. Leur faible luminosité place la zone habitable à de faibles distances orbitales (voir Section 1.2.3), ce qui augmente la probabilité de transit et réduit les durées d'observation nécessaires pour couvrir une orbite complète. Ces caractéristiques, combinées à leur forte abondance, en font des cibles privilégiées pour la recherche d'exoplanètes, notamment de petites planètes rocheuses.

Ainsi, l'observation du voisinage solaire — et donc principalement des naines M — constitue aujourd'hui une priorité stratégique dans la recherche d'exoplanètes, en particulier de planètes rocheuses situées en zone habitable. L'étude approfondie de ces systèmes ouvre la voie à une caractérisation atmosphérique détaillée, avec l'ambition, à terme, de rechercher d'éventuelles biosignatures grâce à de futurs instruments tels qu'ELT/ANDES (Marconi et al., 2024 ; Palle et al., 2025) ou les missions spatiales LIFE (*Large Interferometer For Exoplanets*, Quanz et al., 2022) et HWO (*Habitable World Observatory*, East et al., 2024).

1.2.2 Systèmes exoplanétaires

La diversité actuelle des systèmes exoplanétaires, dont une rapide vue d'ensemble sera dressée dans cette section, dépasse largement celle que l'on pouvait anticiper à partir de notre seul système solaire. Ce constat s'est imposé dès la découverte de 51 Peg b en 1995 (Mayor & Queloz, 1995) : une planète géante gazeuse orbitant à moins de 0,05 a.u. de son étoile hôte, bien trop près pour avoir pu se former *in*

de chiffres romains allant de 0 à VII, pour indiquer la position de l'étoile dans le diagramme HR (la séquence principale correspondant au chiffre V).

9. Sans compter les naines brunes.

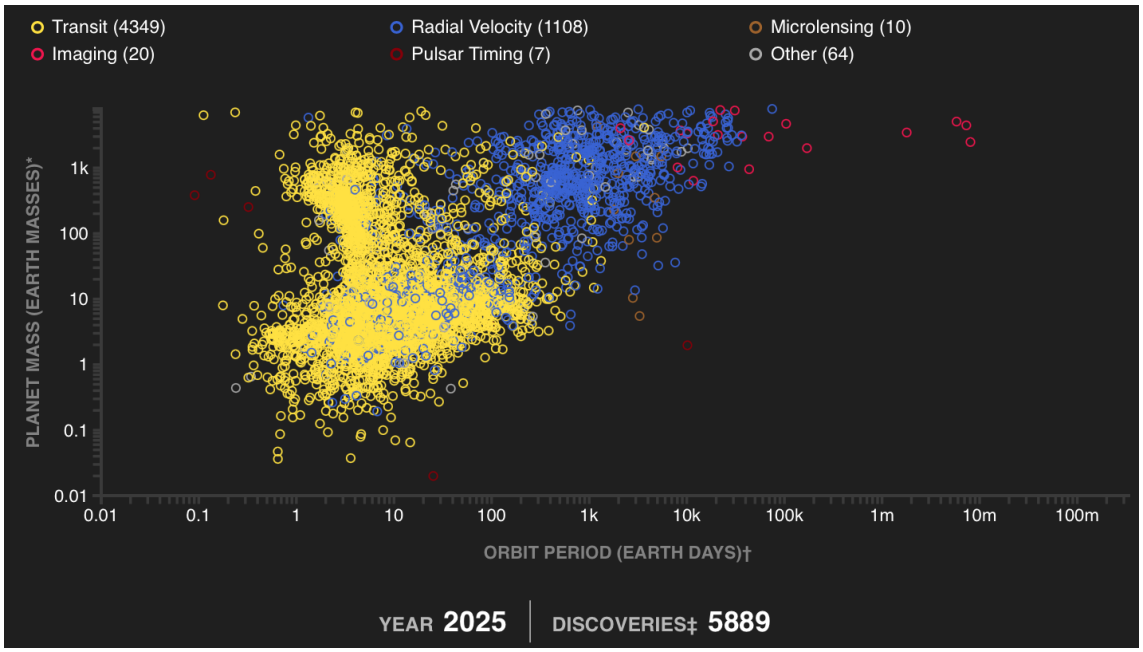

FIGURE 1.2 – Masses et périodes des exoplanètes détectées par différentes méthodes, issu de l'archive de la NASA le 6 mai 2025

situ selon les modèles classiques. Cette « Jupiter chaude » a marqué un tournant dans la compréhension des processus de formation planétaire, imposant notamment l'introduction de mécanismes de migration orbitale dans les scénarios théoriques.

Aujourd'hui, avec plus de 5800 exoplanètes confirmées (voir Figure 1.2), une taxonomie planétaire empirique s'est progressivement établie. Bien qu'il n'existe pas de limites physiques strictes et universelles, notamment car les différentes catégories se recouvrent partiellement, on distingue généralement [10] :

- **Les planètes terrestres** : Ce sont des planètes majoritairement rocheuses, analogues à la Terre, Mars ou Vénus. Leur densité élevée suggère l'absence d'enveloppe gazeuse significative.
- **Les super-Terres** : Planètes situées à la frontière entre les mondes purement rocheux et les planètes possédant une enveloppe gazeuse significative. Leur nature exacte dépend fortement de leur histoire évolutive : certaines pourraient avoir une atmosphère résiduelle très mince, tandis que d'autres pourraient conserver une couche plus notable d'Hydrogène/Hélium ou autres gaz.
- **Les mini-Neptunes** (ou sub-Neptunes) : Planètes de faible densité, composées d'un noyau rocheux entouré d'une enveloppe significative d'hydrogène et d'hélium. Elles sont typiquement plus grandes que les supers-Terres mais bien plus petites que Neptune.
- **Les planètes de type Neptune** : Planètes dominées par des enveloppes gazeuses épaisses, mais plus petites que Jupiter. Neptune et Uranus sont les archétypes de cette catégorie.
- **Les géantes gazeuses** : Planètes comparables à Jupiter ou Saturne.

Pour apporter des limites physiques à cette classification, Müller et al. (2024) ont proposé une approche purement statistique, fondée sur l'analyse du rapport

10. Inspiré de la classification proposée par la NASA : NASA (2025a)

masse-rayon d'un échantillon de 688 exoplanètes issues du catalogue PlanetS, pour lesquelles des mesures précises de masse et de rayon permettent une estimation robuste de la densité. Leur étude met en évidence trois régimes différents, bien qu'ils se superposent partiellement, pour lesquels une relation empirique linéaire entre le rayon et la masse peut être établie :

- les **petites planètes**, de masse $M < 4,4\,M_\oplus$, dont la densité suggère une structure majoritairement rocheuse.
- les **planètes intermédiaires**, dans la plage $4,4\,M_\oplus < M < 127\,M_\oplus$, caractérisées par des enveloppes substantielles d'hydrogène et d'hélium.
- les **géantes gazeuses**, au-delà de $127\,M_\oplus$, pour lesquelles le rayon varie peu avec la masse.

Cette diversité n'est toutefois pas répartie de manière homogène dans l'espace rayon/période. Certaines populations semblent sous-représentées, même après correction des biais de détection. C'est notamment le cas du *Fulton gap*, ou *radius valley* : un déficit statistique de planètes dont le rayon est compris entre ∼1.5 et 2 $R_\oplus$, observé pour des périodes orbitales inférieures à 100 jours (Fulton et al., 2017). Plus précisément, on parle d'un *Neptunian desert* jusqu'à des périodes d'environ 3 jours (bien visible sur la Figure 1.2), puis d'une "savanne" au-delà d'environ 5,7 jours (Castro-González et al., 2024). En résumé, il existe des planètes peu denses de type Neptune, des planètes plus denses de type Terre, mais un fort déficit d'objets intermédiaires.

Ce creux dans la distribution est généralement interprété comme la conséquence d'une perte atmosphérique : soit par photoévaporation induite par le flux XUV [11] de l'étoile hôte (Owen & Wu, 2017), soit par un mécanisme interne dit *core-powered mass loss*, dans lequel la chaleur résiduelle du noyau planétaire entraîne la dissipation progressive de l'enveloppe gazeuse (Ginzburg et al., 2018).

Au-delà des planètes elles-mêmes, les architectures des systèmes planétaires observés présentent une grande variété. Certains systèmes compacts comptent de nombreuses planètes sur des orbites courtes et bien ordonnées, comme l'emblématique système TRAPPIST-1 : il héberge sept planètes rocheuses, dont plusieurs en zone habitable, toutes situées à moins de 0,07 au et organisées selon un enchaînement de résonances orbitales [12] (Gillon et al., 2017). À l'inverse, le système HR 8799 présente une architecture très différente, avec 4 planètes géantes gazeuses sur des orbites larges (entre 15 et 70 au) (Marois et al., 2010). On peut aussi citer Kepler-11, qui combine six planètes proches de leur étoile, allant de la planète de type terrestre à Neptune, toutes avec des densités relativement faibles (Lissauer et al., 2013). Par ailleurs, les systèmes exoplanétaires ne se limitent pas aux étoiles simples. Des systèmes planétaires ont été détectés autour d'étoiles binaires, voire triples. On distingue alors deux types d'orbites : les orbites dites de type-S, autour d'un seul composant du système stellaire, et les orbites de type-P, autour du barycentre du couple binaire. Dans ce dernier cas on parle de planètes circumbinaires, comme par exemple dans le cas du système Kepler-16 (Doyle et al., 2011). La dynamique de formation et de stabilité de ces systèmes dans des environnements multiples reste un domaine de recherche actif.

Dans tous ces systèmes, les propriétés des étoiles hôtes jouent un rôle central : La

11. *Extreme Ultra-Violet*, situé entre 10 et 124 nm.
12. Cela est vrai pour les 6 planètes les plus internes, pour lesquelles le ratio de leurs périodes orbitales (P_i/P_j) est proche d'un quotient de nombres entiers.

masse, la température, l'âge et l'activité de l'étoile influencent à la fois la formation, la composition, la dynamique orbitale et l'habitabilité des planètes. Notamment, moins une étoile est massive, plus sa zone habitable est rapprochée (*c.f.*, Sect.1.2.3). Dans le cas des naines M, cette zone est si proche que les planètes qui s'y trouvent ont des périodes orbitales de quelques jours, ce qui entraîne souvent un verrouillage gravitationnel, leur face éclairée constamment tournée vers l'étoile, tandis que l'autre reste dans une nuit perpétuelle [13]. De plus, bien que ces étoiles soient très stables à long terme, leur jeunesse est marquée par une activité intense (UV, rayons X, éruptions), qui pose des défis majeurs pour la stabilité atmosphérique et l'habitabilité de ces mondes (Shields et al., 2016). À l'opposé, les étoiles plus massives ont des temps de vie plus courts, ce qui pourrait ne pas laisser assez de temps pour l'apparition de la vie telle qu'on la connaît, ou pour le développement de systèmes planétaires stables et complexes (Kasting et al., 1993). Quant aux étoiles binaires ou multiples, elles peuvent modifier les conditions de formation et contraindre les orbites, la gravité exercée par les compagnons stellaires pouvant restreindre les régions où les planètes peuvent se former ou rester stables. Des effets dynamiques à long terme, comme les oscillations de Lidov-Kozai, peuvent aussi entraîner des orbites fortement inclinées ou instables (Naoz, 2016). Enfin, l'âge de l'étoile joue également un rôle clé : autour d'étoiles jeunes (et souvent plus actives), les systèmes peuvent encore être dynamiquement instables ou présenter des restes de formation (disques de débris, collisions planétaires).

Sur le plan statistique, malgré les milliers de planètes détectées, le recensement dans notre voisinage reste très incomplet : Des études statistiques suggèrent qu'en moyenne chaque naine M hébergerait environ 1,6 planète de 1 à 31 masses terrestres à moins de 100 jours d'orbite (Mignon et al., 2025). Pourtant, en croisant le catalogue de Reylé et al. (2021) des étoiles du voisinage solaire, avec les archives de la NASA [14] des systèmes planétaires détectés, je trouve que 39 planètes ont été détectées parmi les 100 naines M les plus proches [15]. Ainsi, nous ne connaîtrions à ce jour qu'à peine un quart des planètes attendues dans notre voisinage solaire. Comme abordé dans la suite, cette lacune s'explique par les limites actuelles des techniques de détection, notamment dans certaines zones du diagramme masse–période (longues périodes, faibles masses, orbites inclinées), ainsi que par l'activité stellaire.

1.2.3 La zone habitable

En partant de l'idée que l'eau liquide est une condition essentielle à la vie telle que nous la connaissons [16], la zone habitable (ZH) désigne simplement la région autour d'une étoile où une planète de type terrestre, entourée d'une atmosphère de CO_2, H_2O et N_2, pourrait maintenir de l'eau liquide en surface. Les limites d'une telle ZH ont été établies par Kasting et al. (1993) à partir de calculs de modèles climatiques radiatifs-convectifs unidimensionnels sans nuages. Ils ont ainsi introduit un bord interne, au-delà duquel la planète, trop proche de son étoile, entrerait dans un emballement de l'effet de serre : la température élevée entraîne l'évaporation des océans, ce qui augmente l'effet de serre par ajout de vapeur d'eau

13. De la même façon, la Lune, verrouillée gravitationnellement avec la Terre, garde continuellement une "face cachée".
14. NASA (2025b)
15. Données croisées au 1er avril 2025
16. Notamment car l'eau est le solvant polaire de la chimie organique.

dans l'atmosphère, et donc augmente la température, etc... La planète entre ainsi dans un cycle déstabilisateur se terminant par une évaporation de toute l'eau à sa surface, l'amenant à des températures de surface proches de 1000 K. À l'opposé, le bord externe représente la distance la plus éloignée de son étoile à laquelle une planète pourrait empêcher son eau de geler en surface, grâce à un effet de serre maximal provoqué par le cycle du carbone (équilibre entre production de CO2 par les volcans et précipitation de celui-ci au sol sous forme de carbonate par les pluies) qui augmente le taux de CO2 dans l'atmosphère, et donc l'effet de serre, permettant ainsi aux précipitations de perdurer. La zone comprise entre ces deux limites est appelée la ZH conservatrice.

Kasting et al. (1993) ont également introduit une ZH étendue, entre une "Vénus récente" et une "jeune Mars". Ces estimations sont empiriques, basées sur la conclusion que Vénus n'a pas eu d'eau liquide à sa surface depuis au moins 1 milliard d'années (Solomon & Head, 1991), et que Mars avait de l'eau liquide à sa surface il y a 3,8 milliards d'années.

Ces estimations ont ensuite été significativement améliorées par plusieurs auteurs, en particulier en ce qui concerne l'emballement de l'effet de serre, grâce à des modèles climatiques unidimensionnels (*e.g.,* Yang et al., 2016 ; Chaverot et al., 2022) et des modèles climatiques tridimensionnels globaux (*e.g.,* Wordsworth et al., 2011 ; Yang et al., 2014 ; Kopparapu et al., 2017 ; Turbet et al., 2018). De plus, des études récentes ont exploré la possibilité d'une bi-stabilité ou d'une multi-stabilité climatique près de cette limite interne (Turbet et al., 2023), soulignant la nécessité de prendre en compte non seulement l'insolation actuelle d'une planète, mais aussi son évolution temporelle lors de l'évaluation de son habitabilité à long terme.

Afin de situer le cadre théorique et observationnel dans lequel se place la présente thèse, et plus généralement la recherche d'exoplanètes telluriques en ZH, j'ai utilisé l'étude de Kopparapu et al. (2013). Dans celle-ci, ils donnent la relation paramétrée suivante pour estimer les distances limites de la ZH, pour différents types spectraux :

$$d\ [\text{au}] = \sqrt{\frac{L}{S_{\text{eff}}}} \tag{1.1}$$

Avec L la luminosité de l'étoile considérée, exprimée en luminosité solaire, et S_{eff} le flux effectif reçu depuis une orbite circulaire. Ce flux s'obtient pour les différentes limites de la ZH à partir des coefficients $S_{\text{eff}_\odot}$, a, b, c et d, estimés par Kopparapu et al. (2013) :

$$S_{\text{eff}} = S_{\text{eff}_\odot} + aT_\star + bT_\star^2 + cT_\star^3 + dT_\star^4 \tag{1.2}$$

$T_\star$ étant égal à la température effective de l'étoile considérée, moins 5780 K.

Les planètes étant généralement comparées en termes de périodes (en jours) dans la recherche d'exoplanètes par VR, j'ai voulu exprimer dans la Figure 1.3 la ZH pour différentes températures effectives d'étoiles, en fonction de la période des planètes. Pour cela, j'ai d'une part traduit la distance d en période orbitale P par la troisième loi de Kepler [17]. D'autre part, j'ai voulu exprimer les différents types spectraux en termes de température effective. Pour avoir accès aux luminosités L et masses $M_\star$ correspondantes, j'ai fait une interpolation pour différentes températures effectives

17. $P = 365,25\sqrt{\frac{d^3}{M_\star}}$ pour une période en jours, à partir d'une distance en unité astronomique et une masse de l'étoile hôte en masse solaire.

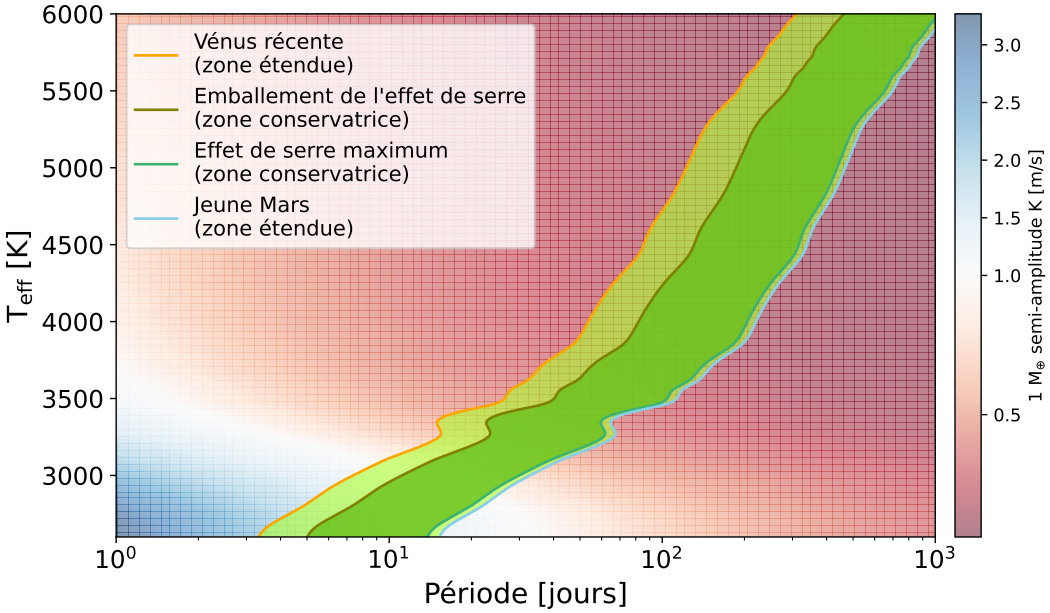

FIGURE 1.3 – Périodes des orbites planétaire correspondant à la zone habitable, calculé à partir de Kopparapu et al. (2013) pour différentes températures d'étoiles. **Vert foncé :** Zone conservatrice. **Vert clair :** Zone étendue. Le dégradé de couleur en arrière plan donne la semi-amplitude en VR que produirait une planète d'une masse terrestre. **En bleu :** $K > 1$ m/s. **En rouge :** $K < 1$ m/s.

à partir de la table *Modern Mean Dwarf Stellar Color and Effective Temperature Sequence* de E.E.Mamajek (2022) (voir aussi Pecaut & Mamajek, 2013, pour la méthodologie sur les étoiles pré-séquence principale).

Par ailleurs, j'ai voulu illustrer sur cette mêmeFigure 1.3 le défi technique que représente la détection de planètes de type terrestre en ZH par VR. J'ai donc calculé la semi-amplitude K du signal en VR (voir la Section 1.2.4 pour la signification et l'équation de cette grandeur) que produirait une planète d'une masse terrestre, en fonction de sa période orbitale et de la masse de son étoile hôte (également obtenue à partir d'une interpolation des données de Pecaut & Mamajek (2013)).

Cette Figure 1.3 montre comment la ZH est d'autant plus proche de l'étoile que celle-ci est de faible masse : Autour des naines M, cela correspond à des planètes faisant une révolution en quelques dizaines de jours, bien plus rapidement que pour les 365 jours de la Terre. De plus, le dégradé en arrière-plan illustre les régions de cet espace des paramètres raisonnablement accessibles par les meilleurs vélocimètres actuels : nous pouvons seulement espérer détecter prochainement par VR les planètes situées dans la région blanc-bleu (voir entre autres la Section 3.1 sur la "barrière du m/s" dans les détections en VR).

Afin de mieux appréhender les défis associés à ces détections, la prochaine section décrit les méthodes de détection, en se concentrant sur les deux plus utilisées.

1.2.4 Méthodes de détection

La détection directe des exoplanètes reste un défi d'ampleur en raison de la grande distance, de la faible masse, de la petite taille, et de la faible luminosité de ces objets. Obtenir une image d'une exoplanète nécessite des capacités de résolution

angulaire et de contraste exceptionnellement élevées[18]. Aujourd'hui, cela est principalement réalisable pour des objets jeunes (en raison de leur température élevée suite à leur contraction gravitationnelle, amenant une luminosité intrinsèque plus importante) ou massifs (possédant une énergie interne importante et une grande surface de réflexion), et qui ont de longues périodes orbitales, permettant de les distinguer de leur étoile hôte. Bien qu'elle ne représente qu'une petite fraction des détections actuelles (~1,4%, Figure 1.2), l'imagerie directe offre l'avantage de séparer spatialement la lumière de l'étoile et celle de la planète, rendant possible l'analyse spectrale directe de cette dernière.

Toutefois, la majorité des exoplanètes sont détectées par des méthodes indirectes. Parmi celles-ci, la méthode du transit est de loin la plus prolifique, représentant près de 74,3% des découvertes, suivie par la méthode des vitesses radiales, qui représente environ 19% des détections (Figure 1.2). Ces deux méthodes sont détaillées ci-dessous. D'autres méthodes existent également, avec des nombres de détections aujourd'hui plus faibles. Parmi celles-ci, on trouve l'astrométrie, la microlentille gravitationnelle, les variations temporelles de transit (TTV), les variations temporelles d'éclipse, la modulation de la brillance orbitale, ou encore la variation du timing des pulsars.

1.2.4.1 La méthode du transit

La méthode du transit repose sur la détection de baisses périodiques de la luminosité d'une étoile, induites par le passage d'une planète entre celle-ci et l'observateur. Lorsqu'une planète "transite" devant son étoile, elle en masque partiellement la lumière. Dans le cas le plus simple, la diminution du flux mesurable dans la courbe de lumière, ou profondeur du transit $\Delta F/F$, est égale au carré du rapport des rayons planétaires et stellaires, $(R_p/R_\star)^2$. Cette mesure permet d'accéder au rayon relatif de la planète, tandis que la fréquence de ces occultations révèle la période orbitale de la planète.

La première exoplanète confirmée par cette méthode en 1999 fut HD 209458 b, une géante gazeuse chaude sur une orbite de 3,5 jours (Henry et al., 2000 ; Charbonneau et al., 2000). Depuis, la méthode des transits est devenue la plus prolifique, avec plus de 4000 planètes découvertes à ce jour (voir Figure 1.2), notamment grâce aux missions spatiales Kepler (Howell et al., 2014), TESS (Transiting Exoplanet Survey Satellite, Ricker et al. 2014) et CoRoT (Convection, Rotation et Transits planétaires, Auvergne et al. 2009). Elle est également utilisée depuis le sol, par exemple par le réseau TRAnsiting Planets and PlanetesImals Small Telescope (TRAPPIST), réparti entre le Maroc et le Chili (Jehin et al., 2011), ou encore par le projet Exoplanets in Transits and their Atmospheres (ExTrA), développé à Grenoble et installé à l'observatoire de La Silla (Bonfils et al., 2015).

La méthode des transits permet de sonder un grand nombre de systèmes stellaires simultanément, ce qui en fait un outil statistique puissant pour estimer l'occurrence des planètes dans la Galaxie. Toutefois, elle repose sur une configuration géométrique très spécifique : l'alignement de l'orbite planétaire avec la ligne de visée de l'observateur. Cette contrainte réduit fortement les chances de détection dans le voisinage solaire et empêche une recherche exhaustive, plus spécifiquement pour les

18. À titre d'exemple, le contraste entre la Terre (flux réfléchi en lumière visible) et le Soleil est de l'ordre de 10^{10}.

planètes à longue période orbitale, dont la probabilité de transit est plus faible.

Par ailleurs, bien que le signal de transit permette une estimation du rayon planétaire, il reste insensible à sa masse. Une caractérisation complète nécessite donc une mesure complémentaire par vitesses radiales (ou par variations de temps de transit (TTV) [19] si le système planétaire comprend plusieurs corps en interaction).

Enfin, cette technique est aussi à la base de la spectroscopie en transmission, une méthode performante pour la caractérisation atmosphérique : lors du transit, une fraction de la lumière stellaire traverse l'atmosphère planétaire, permettant de détecter d'éventuelles raies d'absorption caractéristiques de certains composés chimiques.

1.2.4.2 La méthode des vitesses radiales

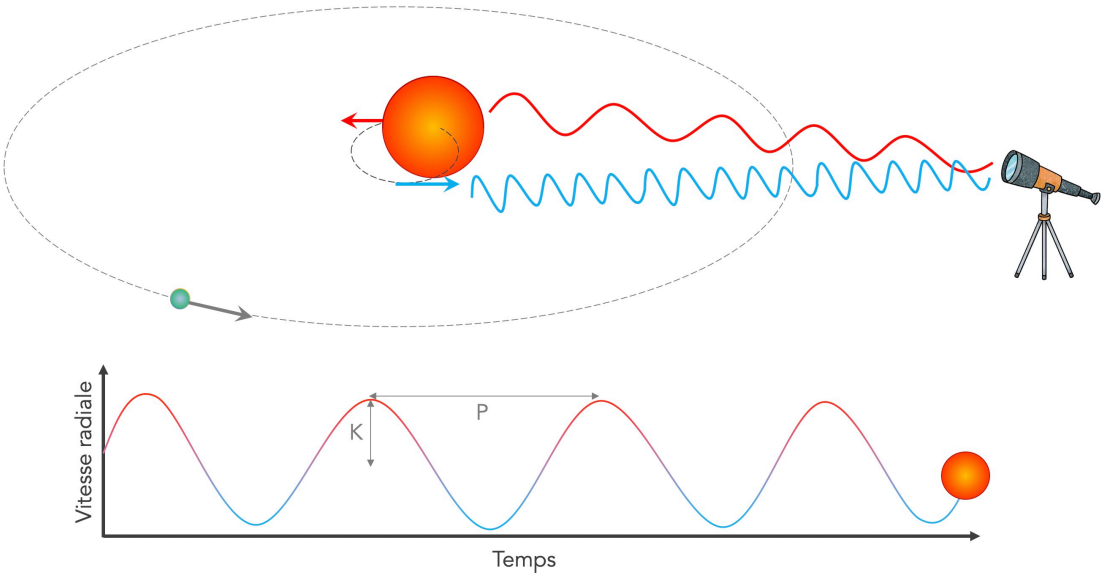

FIGURE 1.4 – Schéma de principe de la méthode des vitesses radiales. **K** représente la semi-amplitude du signal, et **P** la période.

La méthode des vitesses radiales repose sur la détection des variations périodiques de la vitesse de l'étoile induites par la présence d'une ou plusieurs planètes en orbite. Chaque planète exerçant une force gravitationnelle sur son étoile, elle la contraint à décrire une orbite réflexe autour du barycentre du système. Ce mouvement provoque un décalage Doppler du spectre de l'étoile (voir Figure 1.4) : ses raies spectrales sont déplacées vers le bleu lorsqu'elle se rapproche de l'observateur (blueshift), et vers le rouge lorsqu'elle s'en éloigne (redshift). La mesure précise de ce décalage au fil du temps (grâce à différentes méthodes d'analyses spectrales qui seront explicitées Section 2.3) permet de reconstruire la courbe de vitesse radiale de l'étoile, et inférer la présence de compagnons planétaires.

Ce signal peut être modélisé par une fonction keplerienne. L'amplitude du signal, notée K, dépend de la masse de la planète M_p, de la masse de l'étoile M_*, de la

19. Les Transit Timing Variations (TTV) sont de légers décalages périodiques dans les instants de transit d'une planète, dus aux perturbations gravitationnelles d'autres planètes du système ; l'amplitude de ces variations dépend de leur masse, ce qui permet d'en déduire une estimation.

période orbitale P, de l'excentricité e et de l'inclinaison orbitale i du système par rapport à la ligne de visée :

$$K = \left(\frac{2\pi G}{P}\right)^{1/3} \frac{M_p \sin(i)}{(M_\star + M_p)^{2/3}\sqrt{1-e^2}} \tag{1.3}$$

Où G est la constante gravitationnelle. La dépendance à $\sin(i)$ révèle que seule une composante projetée sur l'axe de visée de la masse est accessible par cette méthode. Plus l'inclinaison de l'orbite est faible, plus l'amplitude du signal est réduite — jusqu'à devenir nulle pour un système vu exactement à $i = 0°$ (perpendiculairement au plan orbital). Dans ce cas, la vitesse radiale reste constante, rendant la planète indétectable par cette méthode. La masse déduite de l'analyse est donc une masse minimale ($M_p \sin(i)$), à moins de disposer d'une contrainte complémentaire sur l'inclinaison, par exemple grâce à un transit ou à des mesures astrométriques.

Historiquement, cette technique est à l'origine de la première détection d'une exoplanète, avec 51 Peg b autour d'une étoile de type solaire en 1995 (Mayor & Queloz, 1995). Elle reste aujourd'hui une méthode de référence, ayant permis la découverte de plus de 1000 exoplanètes (Figure 1.2). En effet, moins contrainte géométriquement que celle des transits, elle reste sensible sur une large plage d'inclinaisons. De plus, bien que cela puisse nécessiter des mesures sur plusieurs années, ainsi qu'une grande stabilité, cette méthode permet d'accéder à des planètes à plus longue période orbitale, là où la probabilité de transit devient faible.

Toutefois, les planètes rocheuses de faible masse, en particulier en zone habitable, produisent des signaux très faibles, nécessitant une précision et une stabilité spectrale extrêmes (voir la Figure 1.3 pour une illustration des semi-amplitudes que générerait la Terre à différentes périodes autour de différents types d'étoiles). Une telle sensibilité n'est pas encore accessible aux spectromètres les plus avancés tels que le *High Accuracy Planet Searcher* (HARPS, Mayor et al. (2003)), l'*Echelle Spectrograph for Rocky Exoplanet and Stable Spectroscopic Observations* (ESPRESSO, Pepe et al. (2021)), l'*EXtreme PREcision Spectrograph* (EXPRES, Jurgenson et al. (2016)) ou encore NEID (Schwab et al., 2016), qui parviennent au mieux à détecter des variations de vitesse radiale de l'ordre de plusieurs dizaines de cm/s [20].

Pour contourner cette difficulté, une stratégie consiste à cibler des étoiles de plus faible masse. D'après l'équation 1.3, à masse planétaire et période donnée, l'amplitude du signal croît approximativement comme $M_\star^{-2/3}$. Ainsi, une naine M, dont la masse peut aller de 0.08 à 0.6 $M_\odot$, peut générer des signaux jusqu'à 5 fois plus forts que pour le Soleil. De plus, comme illustré dans la Figure 1.3, une planète dans la ZH d'une telle étoile aura une période plus courte qu'autour d'une étoile plus massive, augmentant encore l'amplitude du signal. Plus nombreuses dans le voisinage solaire, ces naines M constituent donc des cibles de choix.

Cependant, comme détaillé dans la prochaine section, ces étoiles sont souvent sujettes à une forte activité, qui représente aujourd'hui l'une des principales limitations de la méthode.

20. À titre de comparaison, la Terre engendre un déplacement du Soleil d'une vitesse de 8.9 cm/s, sur l'année.

1.3 L'activité stellaire : une limitation majeure de la détection d'exoplanètes par vitesses radiales

L'activité stellaire désigne l'ensemble des manifestations dynamiques du champ magnétique dans les couches externes d'une étoile. Dans le cas du Soleil, ces phénomènes sont relativement bien caractérisés : taches solaires, flares, réseaux chromosphériques, éjections de masse coronale ou variations cycliques comme le cycle solaire de 11 ans ont été étudiés depuis plus d'un siècle (e.g., Solanki et al., 2006 ; Hathaway, 2010). Aujourd'hui, l'activité est également détectée pour un large éventail de types spectraux, révélant une diversité de comportements magnétiques dépendant de la rotation, de la taille de la zone convective, et de l'âge stellaire [21].

La compréhension physique de ces phénomènes repose sur les développements en magnétohydrodynamique (MHD) et en physique du plasma au cours du XXe siècle, notamment après les travaux fondateurs de Larmor (1919), qui suggéra que les mouvements fluides dans un plasma conducteur pouvaient induire un champ magnétique, offrant ainsi une première piste pour expliquer l'origine de celui du Soleil. Cependant, le théorème de Cowling (1934) montra que des flux purement axisymétriques entraînent une dissipation ohmique du champ magnétique, ce qui remit en question les premières hypothèses. Il faudra attendre les travaux de Parker (1955, 1970), qui intégrèrent les effets de la rotation différentielle et de la convection (notamment via la force de Coriolis), pour établir un cadre théorique cohérent de la génération des champs magnétiques solaires [22]. Par extension, ces concepts s'étendent aux étoiles dont la structure interne est similaire à celle du Soleil (voir Figure 1.6). Toutefois, dans les étoiles totalement convectives ou très massives, d'autres mécanismes dynamos doivent être invoqués.

Par ailleurs, l'intérêt pour ces processus dépasse celui de la simple compréhension de la physique stellaire. Dans le cadre de la détection indirecte d'exoplanètes, notamment via les vitesses radiales ou les transits photométriques, l'objet mesuré est l'étoile hôte, et non la planète. Toute activité stellaire peut alors induire des signaux parasites, mimer la signature d'une planète, ou encore altérer la précision des mesures orbitales (voir Saar & Donahue (1997) ; Meunier (2024) entre autres, et la Section 3.1).

Cette problématique est très bien illustrée dans la Figure 1.5, issue de John et al. (2023), qui montre l'évolution temporelle de la semi-amplitude des signaux planétaires détectés. On observe qu'entre les débuts de la méthode, dans les années 1990, et le début des années 2010, les progrès instrumentaux ont permis de réduire régulièrement la limite de détection, atteignant des amplitudes de l'ordre du mètre par seconde. Mais au-delà de cette décennie, la courbe semble atteindre un plateau : malgré l'amélioration continue des spectrographes, les détections de planètes à plus faible signal deviennent rares ; on semble atteindre une "barrière du m/s". Cette stagnation suggère une limite non instrumentale, d'origine astrophysique. Il est alors indispensable de comprendre et modéliser les effets de l'activité stellaire, pour les corriger et ainsi améliorer nos capacités de détection, tout en garantissant la robustesse des détections et caractérisations planétaires.

21. Voir Reiners (2012) pour une revue sur le champ magnétique des étoiles froides.
22. Voir Charbonneau (2010) pour une revue approfondie des modèles de dynamos solaires.

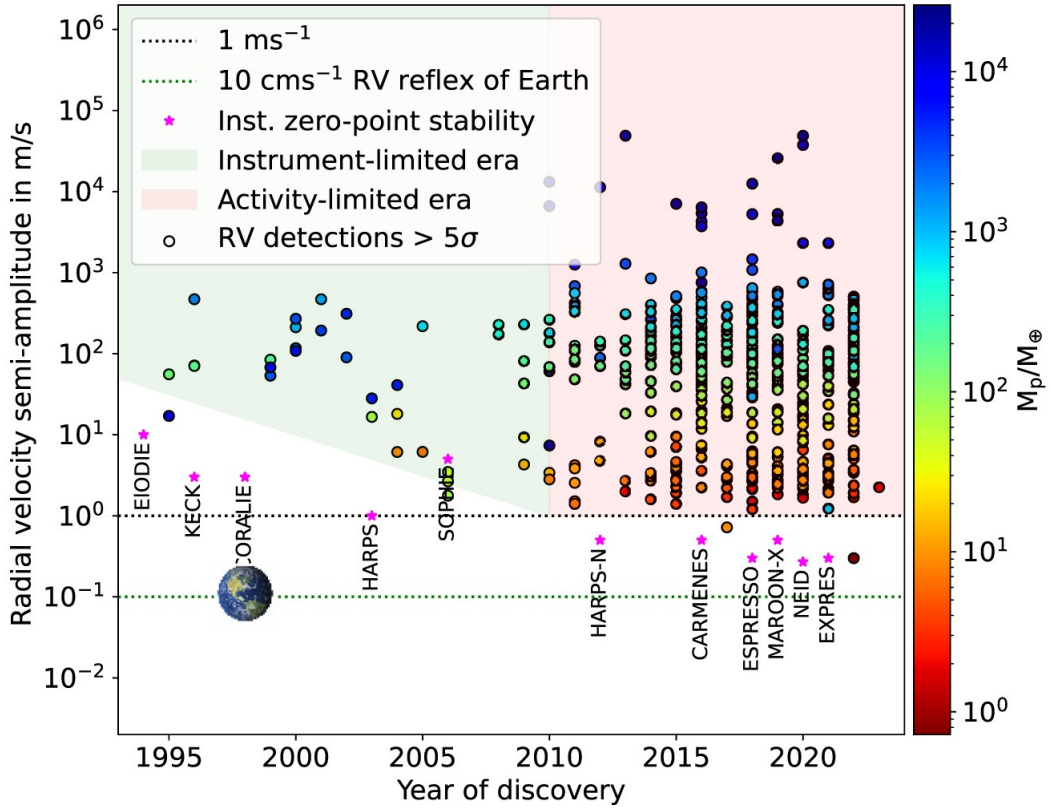

FIGURE 1.5 – Évolution des semi-amplitudes des planètes détectées par VR au cours du temps. La région ombrée en vert montre une époque "limitée par les instruments", où le seuil de détection s'est amélioré de façon presque exponentielle en réponse à l'amélioration des spectromètres. Cependant, cette tendance s'arrête et s'aplanit au début des années 2000, entrant dans "l'ère limitée par l'activité", ombrée en rouge. Figure issue de John et al. (2023)

1.3.1 Structure stellaire

On peut découper la structure interne d'une étoile en trois zones principales : le cœur, où se produisent les réactions de fusion nucléaire, puis deux régions qui se distinguent par leur mode de transfert de chaleur : la zone radiative, où l'énergie est transmise par rayonnement, et la zone convective, où elle est transportée par mouvement de matière.

Dans le cas d'une étoile de type G (voir Figure 1.6), comme le Soleil, la transition entre la zone radiative interne et la zone convective externe est appelée tachocline (Spiegel & Zahn, 1992). Cependant, cette couche n'existe pas dans toutes les étoiles. En effet, plus la masse de l'étoile est faible, plus la zone convective s'étend vers le centre, réduisant la taille de la zone radiative. Dans les étoiles de masse $< 0.35\ M_\odot$ (Chabrier & Baraffe, 1997), l'intérieur devient entièrement convectif, sans zone radiative, et donc sans tachocline. À l'inverse, dans les étoiles plus massives (types A à O), la structure interne est inversée : le cœur devient convectif, entouré d'une vaste zone radiative (voir par exemple le livre de Hansen et al. (2004) sur les intérieurs stellaires).

Au-delà des couches internes (cœur, zones radiative et convective), l'étoile possède une atmosphère structurée en plusieurs couches. La photosphère constitue la

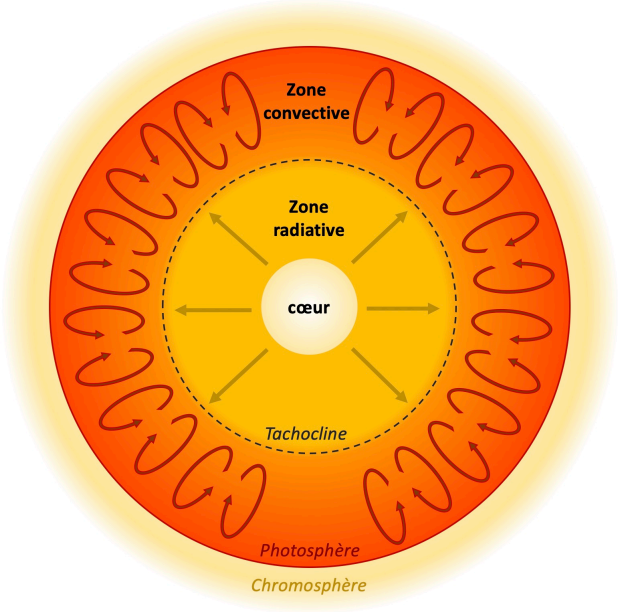

FIGURE 1.6 – Structure interne d'une étoile de type G, telle que notre Soleil.

couche visible de l'étoile, d'où provient l'essentiel du rayonnement continu observable dans le domaine optique. Sa température typique pour le Soleil est de l'ordre de $T_{\text{eff}} \approx 5800\,\text{K}$. Au-dessus de la photosphère se trouve la chromosphère, une couche plus ténue mais plus chaude, atteignant pour le Soleil une température moyenne de $10\,000\ K$. Enfin, la couronne est la couche la plus externe, très diluée mais extrêmement chaude (de l'ordre de quelques $10^6\ K$ pour le Soleil) [23].

1.3.2 Origine du champ magnétique

La génération du champ magnétique stellaire est étroitement liée à la structure interne, en particulier à la répartition des zones radiative et convective. Ces champs résultent du processus de dynamo magnétique, qui convertit l'énergie cinétique des mouvements du plasma dans l'étoile en champ magnétique (voir Charbonneau (2014) pour la dynamo solaire, Brun & Browning (2017) pour comparaison avec d'autres types stellaires, entre autres.). L'évolution temporelle du champ magnétique $\mathbf{B}$ dans une étoile est décrite par l'équation d'induction de la MHD :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} \tag{1.4}$$

où $\mathbf{v}$ est le champ de vitesse du plasma, et $\eta = \frac{1}{\mu_0 \sigma}$ la diffusivité magnétique, avec σ la conductivité électrique du milieu. Le premier terme du membre de droite correspond à la génération de champ par effet dynamo, tandis que le second représente la diffusion magnétique. On comprend qu'en l'absence de mouvement ($v = 0$), le champ finira par disparaître, en un temps caractéristique $\tau_\eta \propto \frac{L^2}{\eta}$ (L représentant la taille caractéristique du système).

Selon la structure interne de l'étoile, différents types de mécanismes de dynamo sont possibles. Dans les étoiles de type spectral F, G (comme le Soleil) et K, la

23. Ordres de grandeur issus du site de la mission SOHO : SOHO (2025)

tachocline est le siège d'un fort cisaillement de rotation différentielle (Spiegel & Zahn, 1992). Le champ magnétique est alors généré par la combinaison de deux effets :

— L'effet Ω, qui repose sur un cisaillement de rotation différentiel fort et localisé, comme celui observé dans la tachocline solaire, particulièrement efficace pour convertir un champ poloïdal en champ toroïdal.
— L'effet α, produit par la convection turbulente, qui permet la régénération du champ poloidal.

On parle alors de dynamo $\alpha\Omega$, qui génère des champs structurés et cycliques, comme le cycle solaire de 11 ans Parker (1955) (voir Figure 1.9).

Alors que les dynamos de type solaire reposent sur cette structure stratifiée (zone radiative + convective), les modèles d'évolution stellaire prédisent que les étoiles de masse inférieure à $M \lesssim 0{,}35\,M_\odot$ deviennent entièrement convectives (voir par exemple Chabrier & Baraffe (1997)). En l'absence de tachocline, le champ magnétique de ces étoiles serait généré par une dynamo de type α^2, reposant uniquement sur les effets de l'hélicité convective répartie dans tout l'intérieur stellaire (Küker & Rüdiger, 1999 ; Chabrier & Küker, 2006). Les champs ainsi produits tendent à être globalement plus intenses, parfois plus stables, bien que leur topologie ne diffère pas radicalement de celle observée dans les étoiles partiellement convectives (voir par exemple Morin et al., 2010). Pour autant, il n'est pas certain que l'absence de tachocline exclut la génération de champs de type solaire (Wright & Drake, 2016), et certaines observations suggèrent effectivement des variations à long terme sur des périodes de quelques années (Mignon et al., 2023a), bien qu'une démonstration rigoureuse nécessiterait l'observation de plusieurs cycles.

Quant aux étoiles plus massives (types A, B, O), environ 7% d'entre elles présentent un champ magnétique de grande échelle détectable en polarimétrie (d'après le survey MiMeS, Wade et al., 2012), alors qu'elles possèdent un cœur convectif entouré d'une vaste enveloppe radiative. Cette structure rend peu probable le fonctionnement d'une dynamo classique de type $\alpha\Omega$ (MacGregor & Cassinelli, 2003) [24]. Les champs détectés sont généralement stables dans le temps, sans variabilité cyclique observable, et présentent une topologie simple, souvent dipolaire oblique (Donati & Landstreet, 2009a). Ces caractéristiques suggèrent une origine fossile, héritée des phases précoces de formation ou d'un processus de relaxation magnétique en début de vie stellaire, leur stabilité étant assurée par la haute conductivité et l'absence de turbulence dans les couches radiatives (Braithwaite & Spruit, 2004).

En outre, la nature et l'efficacité de la dynamo magnétique varient considérablement au cours de la vie d'une étoile. Lors de sa formation, une étoile hérite d'un moment angulaire important, issu de la contraction de la nébuleuse protostellaire. Elle atteint ainsi la séquence principale avec une période de rotation courte, généralement de l'ordre de 1 à 10 jours (Bouvier et al., 2014). Cette rotation rapide alimente une dynamo très efficace, responsable de l'émergence d'un champ magnétique intense et d'une activité magnétique élevée.

Au fil du temps, l'étoile perd du moment angulaire en éjectant du vent stellaire magnétisé, ce qui conduit à une diminution progressive de sa vitesse de rotation (Weber & Davis, 1967). Toutefois, la vitesse de ce freinage dépend fortement du

24. Bien que leur cœur convectif puisse, en principe, soutenir une dynamo de type α^2, les champs générés y restent majoritairement confinés, et rencontreraient des difficultés à atteindre la surface à travers l'enveloppe radiative.

type spectral, et donc de la structure interne de l'étoile. En effet, pour que le vent stellaire emporte efficacement du moment angulaire, encore faut-il qu'il soit bien couplé au champ magnétique et que celui-ci soit largement ouvert. Or, dans les premiers âges, la rotation rapide place l'étoile dans un régime dit saturé, dans lequel la perte de moment angulaire J devient quasi-linéaire (Krishnamurthi et al., 1997), c'est-à-dire proportionnelle à la vitesse angulaire Ω :

$$\frac{dJ}{dt} \propto \Omega. \tag{1.5}$$

Ce régime saturé est caractérisé par un champ magnétique intense mais qui plafonne : au-delà d'une certaine vitesse de rotation, l'intensité du champ ne croît plus avec Ω (Reiners et al. (2022) et ses références, voir les mesures en bleu dans la Figure 1.7). De plus, la topologie du champ magnétique devient plus complexe et multipolaire (See et al., 2015). À partir de cette topologie de surface, Réville et al. (2015) extrapolent via des simulations une fermeture favorisée des lignes de champ sur elles-mêmes. Le vent stellaire se trouverait alors en grande partie confiné dans ces structures fermées, réduisant l'éjection de masse et la perte de moment angulaire. Il en résulterait un freinage magnétique peu efficace, ne ralentissant que très lentement la rotation de l'étoile.

Lorsque la rotation ralentit suffisamment, l'étoile sort de ce régime saturé. Ce seuil correspond à une période de rotation critique $P_{\rm sat}$, en dessous de laquelle l'étoile entre dans le régime non saturé, où la perte de moment angulaire devient beaucoup plus efficace, et où le couple magnétique dépend fortement de la rotation (Krishnamurthi et al., 1997) :

$$\frac{dJ}{dt} \propto \Omega^3. \tag{1.6}$$

La transition entre les deux régimes peut s'interpréter à travers le nombre de Rossby, qui relie rotation et convection interne :

$$\mathrm{Ro} = \frac{P_{\rm rot}}{\tau_c}, \tag{1.7}$$

où $P_{\rm rot}$ est la période de rotation et τ_c le temps de retournement convectif. Il est montré observationnellement que ce régime saturé correspond à des nombres de Rossby inférieurs à une valeur critique $\mathrm{Ro}_{\rm crit} \sim 0,13$ (voir par exemple la Figure 1.7, issue de Reiners et al. (2022)). La période de rotation à laquelle cette transition se produit est donc donnée par :

$$P_{\rm sat} = \mathrm{Ro}_{\rm crit} \times \tau_c. \tag{1.8}$$

Or, la structure interne de l'étoile, notamment l'extension de sa zone convective, détermine directement τ_c. Les étoiles de type solaire, avec une enveloppe convective relativement mince, présentent des temps de convection modérés (typiquement $\tau_c \sim$ 10 jours, Wright et al. (2011)), ce qui implique une période critique de saturation courte ($P_{\rm sat} \sim 1$ jour). À l'inverse, les naines M sont dominées par une convection profonde voire totale, avec des temps de convection bien plus longs ($\tau_c \sim 50$ à plus de 100 jours, Wright et al. (2011)). Elles entrent ainsi en saturation pour des périodes de rotation plus longues, typiquement $P_{\rm sat} \sim 5{-}10$ jours (e.g., Astudillo-Defru et al., 2017a).

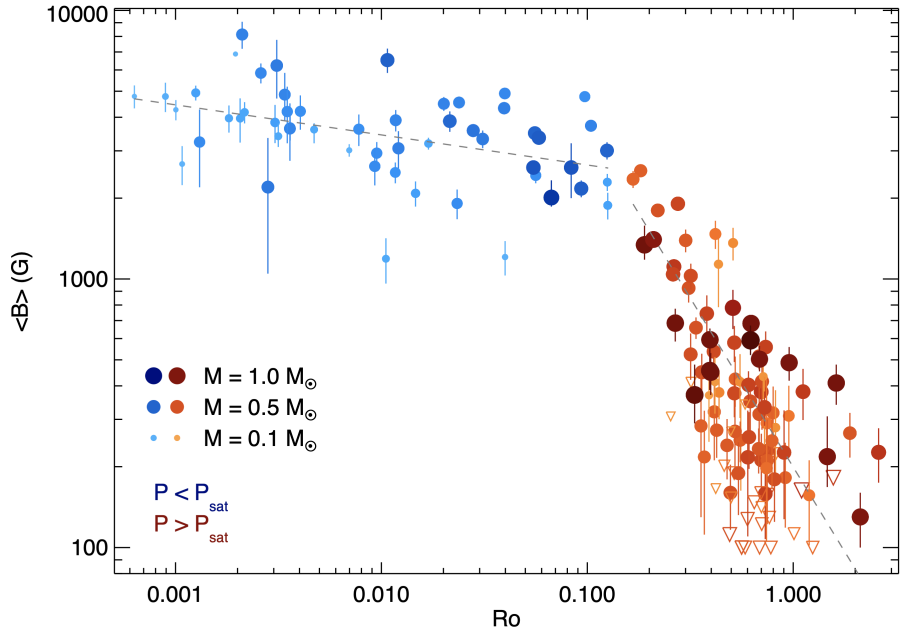

FIGURE 1.7 – Relation champ magnétique - rotation pour 298 naines M et 16 étoiles de type solaire, dont le Soleil (voir Reiners et al. (2022) pour le détail de l'échantillon). **Bleu.** Étoiles dans le régime saturé, tournant plus rapidement que $P_{\rm sat}$. **Rouge.** Étoiles dans le régime non saturé, tournant plus lentement que $P_{\rm sat}$. La transition entre les deux régimes est estimée à Ro $= 0,13$. Les symboles plus grands et plus foncés indiquent une masse stellaire plus élevée que les symboles plus petits et plus clairs. Les lignes pointillées grises montrent les ajustements linéaires pour chaque régime. Les triangles ouverts vers le bas indiquent les limites supérieures du champ magnétique $< B >$. Figure issue de Reiners et al. (2022)

En résumé, toutes les étoiles naissent en rotation rapide, ce qui les place dans un régime magnétique saturé où le freinage est peu efficace. Cependant, plus l'étoile est de faible masse, plus sa période critique de saturation est longue. Il en résulte des naines M qui restent piégées plus longtemps dans ce régime saturé (historiquement observé par Delfosse et al. 1998), et conservent alors une forte activité magnétique pendant des milliards d'années (West et al., 2008, entre autres.). À cela s'ajoute une petite population de M qui, même à grande période de rotation, restent très actives (West et al., 2015).

1.3.3 Manifestations de l'activité stellaire

L'ensemble des manifestations observables du champ magnétique dans les différentes couches externes de l'étoile, regroupées sous le terme d'activité stellaire, se produisent à des échelles spatiales et temporelles variées, chacune impactant les mesures en vitesse radiale à leur manière. Pour mieux comprendre ces effets, il convient de distinguer les principaux phénomènes à l'œuvre selon la couche concernée.

Dans la photosphère du Soleil, on observe des régions sombres là où le champ magnétique est intense : ces zones de fort champ magnétique inhibent localement la convection, réduisant ainsi l'apport d'énergie par transport convectif, ce qui abaisse la température locale et donne naissance à ce que l'on nomme les taches solaires

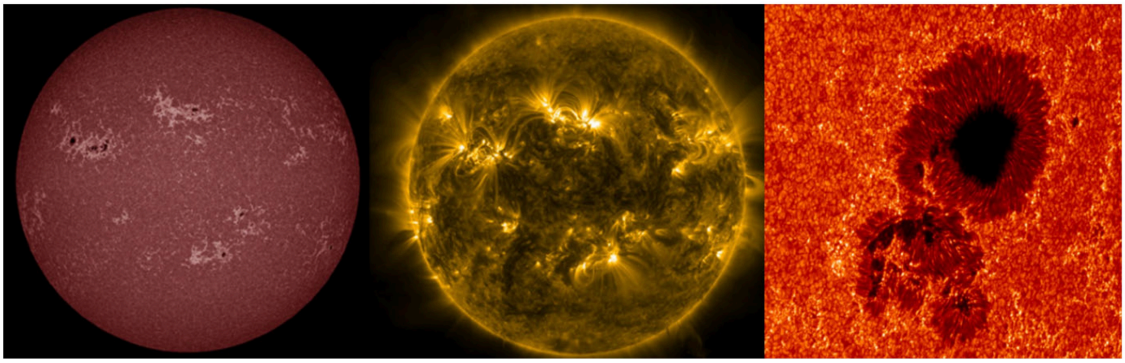

FIGURE 1.8 – Images du Soleil prises par les satellites SDO (Pesnell et al., 2012)) et Hinode (Kosugi et al., 2007). **À gauche**, continuum à 1700 Å de la chromosphère à 10 000 K. **Au milieu**, couronne à 1 000 000 K vu par la raie du Fer à 171 Å (instrument AIA, Lemen et al. (2012)). **À droite**, vue zoomée de la photosphère, où l'on voit la granulation et une tache solaire, avec l'instrument SOT (Tsuneta et al., 2008). Figure issue de Brun & Browning (2017)

(voir l'image de droite de la Figure 1.8). Celles-ci voient leur distribution évoluer au cours des cycles magnétiques (voir le "diagramme papillon", Figure 1.9 issue de Hathaway 2015).

L'ampleur, la distribution latitudinale, et la stabilité de ces taches varient également selon le type spectral, le taux de rotation et l'âge de l'étoile considérée. Alors que leur taux de couverture dépasse rarement 1% de la surface visible du Soleil, même au maximum de son cycle, il peut excéder 30 à 50% chez les étoiles de type M en rotation rapide (Fang et al., 2016).

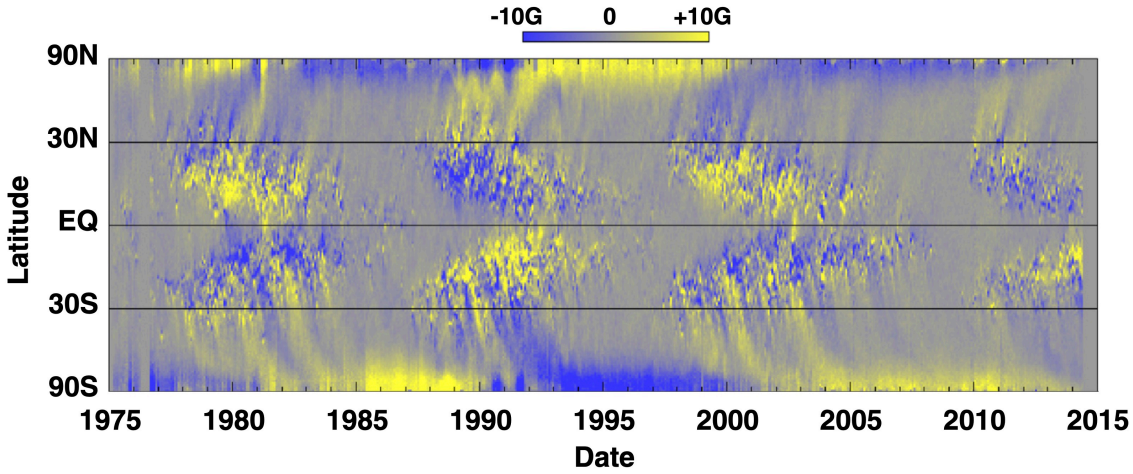

FIGURE 1.9 – "Diagramme papillon" du Soleil, montrant la moyenne longitudinale du champ magnétique dans la ligne de visée, obtenue à partir des instruments de Kitt Peak et de SOHO. On y observe la migration équatoriale progressive des régions actives au cours du cycle solaire, culminant lors du maximum d'activité, suivi par l'inversion de polarité du champ dipolaire solaire. Figure issue de Hathaway (2015).

Ces régions froides affectent les profils des raies spectrales par deux mécanismes principaux : d'une part, le blocage du flux, dû à l'absence de lumière provenant

des zones occultées par les taches, ce qui perturbe la symétrie du profil spectral [25] ; d'autre part, la suppression du blueshift convectif, causée par l'inhibition des mouvements ascendants de plasma chaud (dans une zone magnétique souvent plus large que les taches), normalement responsables d'un léger décalage vers le bleu des raies dans les régions calmes. De plus, la surface tachetée évolue lors des cycles magnétiques sous l'effet de la dynamique de la dynamo (Figure 1.9). Il en résulte une variabilité globale modulée à la fois par la rotation et par les cycles magnétiques, lorsque ceux-ci ne sont pas trop stochastiques, comme c'est souvent le cas pour les étoiles entièrement convectives.

En plus des taches sombres, les régions actives hébergent souvent des facules, zones photosphériques légèrement plus chaudes et brillantes que leur environnement immédiat. Leur origine est aussi liée à l'émergence du champ magnétique, mais elles occupent des zones où le champ est moins intense et plus diffus qu'au cœur des taches (voir par exemple Solanki et al. (2006) pour une revue des effets du champ magnétique solaire). Au-dessus de la photosphère, elles sont associées à des plages brillantes dans la chromosphère, visibles dans certaines raies d'émission, notamment les raies du Calcium Ca II H&K ou $H\alpha$. Ces plages chromosphériques résultent du chauffage local induit par le champ magnétique. Elles tracent les régions où l'énergie magnétique est dissipée en chaleur, ce qui augmente localement la température de la chromosphère et produit une émission caractéristique (Reiners, 2012). Ces plages peuvent également modifier les profils spectroscopiques via des effets d'asymétrie et de flux, contribuant aux variations de vitesse radiale (e.g., Meunier et al., 2010).

Enfin, l'interaction entre le champ magnétique stellaire et le plasma de surface peut engendrer des structures dynamiques à grande échelle, comme les filaments et protubérances, des structures de plasma dense suspendues dans la couronne par des lignes de champ courbées (voir l'image du milieu de la Figure 1.8).

En outre, le champ magnétique peut devenir instable et libérer brutalement de l'énergie par reconnexion magnétique, engendrant des *flares* (ou éruptions), observés comme des sursauts de luminosité (e.g., Shibata & Magara, 2011). Ces flares, principalement radiatifs, peuvent s'accompagner dans certains cas d'éjections de masse coronale (CME), lors desquelles une bulle de plasma est projetée à grande vitesse dans l'espace. Ces phénomènes sont particulièrement fréquents chez les étoiles jeunes et les naines M en rotation rapide, où la dynamo génère un champ magnétique intense (Davenport, 2016) [26].

Il faut noter que ce type de phénomène a des conséquences directes sur l'environnement circumstellaire, et en particulier sur la zone habitable. En effet, une étoile active produit un flux important de rayonnement X et UV ainsi qu'un vent stellaire dense, susceptibles d'affecter profondément les atmosphères planétaires. Pour les étoiles de type solaire, cette phase d'activité intense est relativement brève (quelques centaines de millions d'années), ce qui laisse aux planètes le temps de reconstruire ou stabiliser leur atmosphère une fois l'activité calmée (Tu et al., 2015). En revanche, pour les naines M, qui peuvent rester actives pendant plusieurs milliards d'années (West et al., 2008), la persistance de cette activité représente une contrainte majeure pour l'habitabilité : exposition prolongée au rayonnement ionisant, érosion

25. Voir la Section 3.2.1 à ce sujet, et son exploration en détail dans la Section 4.1

26. Cependant, comme décrit en Section 1.3.2, en raison de la topologie fermée du champ magnétique dans le régime saturé, de nombreuses CME peuvent être confinées, limitant ainsi leur contribution à la perte de masse et au freinage magnétique (e.g., Alvarado-Gómez et al., 2018).

atmosphérique par les vents, ou encore induction de pertes d'eau massives par photodissociation (voir par exemple la revue de Shields et al. (2016) sur l'habitabilité des exoplanètes autour des naines M).

Tous ces différents processus physiques, regroupés sous le terme d'activité stellaire, présentent une forte variabilité temporelle (voir la Table 3.1 sur les échelles de temps des différents processus). Certains, comme les flares, se produisent sur des échelles de temps de quelques minutes à quelques heures. D'autres, comme la modulation induite par les taches, suivent la période de rotation (quelques jours à quelques mois), tandis que l'activité globale peut fluctuer sur des cycles de plusieurs années, voire des décennies, analogues au cycle solaire de 11 ans (Figure 1.9).

L'impact de ces différents processus sur les VR sera détaillé au Chapitre 3, en particulier à la Section 3.1.

1.4 Objectifs et portée de la thèse dans le cadre des efforts internationaux de détection d'exoplanètes autour des naines M

L'identification de planètes rocheuses en zone habitable et la recherche de biosignatures dans leur atmosphère comptent parmi les objectifs les plus ambitieux de l'astronomie contemporaine. Les premières caractérisations atmosphériques d'exoplanètes telluriques avec l'ESO-ELT débuteront bientôt, notamment avec METIS à partir de 2028 (Bowens et al., 2021), suivies par ANDES (Palle et al., 2025) et PCS (Kasper et al., 2021), dont ce sera l'objectif principal. Toutefois, la caractérisation directe de telles exoplanètes restera limitée, dans la décennie à venir, à une poignée de cibles exceptionnellement favorables. Afin de constituer au mieux cet échantillon de cibles privilégiées, il faut être capable de dresser la liste la plus exhaustive possible des exoplanètes de notre voisinage solaire, région pour laquelle la méthode des vitesses radiales demeure l'approche la plus prometteuse.

Dans ce contexte, les étoiles de faible masse, en particulier les naines M, constituent des cibles idéales. Leur faible masse amplifie les effets dynamiques induits par une planète en orbite, rendant les signaux VR plus facilement détectables que dans le cas d'étoiles de type solaire. De plus, leur zone habitable est située à des distances orbitales réduites, correspondant à des périodes de quelques dizaines de jours, donc mieux échantillonnables par les campagnes d'observation. Concernant la caractérisation atmosphérique, la faible luminosité des naines M améliore également le contraste planète-étoile, faisant de ces planètes les seules qui seront accessibles par l'ELT dans le voisinage solaire.

Pourtant, comme discuté à la fin de la Section 1.2.2, on ne connaîtrait même pas le quart des exoplanètes de moins de 31 $M_\odot$ dans un rayon de 10 pc (d'après les données issues de Mignon et al. 2025 et Reylé et al. 2021). La majorité des planètes de notre voisinage proche reste donc à découvrir. Ce déficit concerne les planètes les moins massives, cibles les plus intéressantes dans le contexte de la vie et de la caractérisation atmosphérique. Identifier ces systèmes manquants dans les prochaines années constitue une priorité stratégique.

L'un des principaux obstacles à leur détection est l'activité stellaire, qui affecte particulièrement le spectre des naines M. Cet ensemble de phénomènes introduit

des signaux parasites dans les mesures de vitesses radiales, souvent d'amplitude comparable, voire supérieure, à celles des signatures planétaires recherchées. Par ailleurs, les observations en proche infrarouge, nécessaires pour les étoiles froides, sont compliquées par la présence de raies telluriques dans cette région spectrale.

Ainsi, cette thèse s'inscrit dans le cadre des efforts internationaux visant à détecter et caractériser les exoplanètes telluriques autour des naines M proches. Son objectif principal est d'approfondir la compréhension des perturbations induites par l'activité stellaire sur les signaux VR, afin d'en optimiser la correction. À travers une approche combinant observations de haute précision en optique et en infrarouge, elle vise à exploiter la dépendance en couleur — en particulier raie par raie — des phénomènes d'activité stellaire, afin d'isoler leurs signaux, pour mieux comprendre leur origine, et optimiser leur filtrage. Ce travail contribuera ainsi à lever le verrou astrophysique majeur qui limite aujourd'hui la détection de planètes rocheuses en zone habitable autour des étoiles les plus proches, cibles privilégiées des futures missions de caractérisation.

Chapitre 2

L'extrême précision en vitesse radiale

> Un savant dans son laboratoire n'est pas seulement un technicien : c'est aussi un enfant placé devant des phénomènes naturels qui l'impressionnent comme des contes de fées.
>
> — Marie Curie

2.1 Spectrographes à très haute résolution spectrale 26
2.1.1 Fondamentaux de spectroscopie 26
2.1.2 La haute résolution spectrale 28
2.1.3 Développement des spectrographes infra-rouge 31
2.2 Données utilisées dans la thèse 34
2.2.1 SOPHIE 34
2.2.2 HARPS 35
2.2.3 NIRPS 36
2.2.4 SPIRou 38
2.3 Réduction des données 39
2.3.1 APERO : pipeline de réduction pour SPIRou et NIRPS . 39
2.3.1.1 Production d'un spectre calibré 39
2.3.1.2 Correction des raies telluriques 40
2.3.1.3 Extraction des vitesses radiales 42
2.3.2 Développement d'un pipeline LBL pour SOPHIE 46

L'OBTENTION des vitesses radiales d'une étoile requiert un certain nombre d'étapes préliminaires. Ce chapitre a pour objectif de présenter ces étapes en partant de l'élément central fourni par le spectrographe : un spectre stellaire.

Dans un premier temps, nous rappellerons brièvement les mécanismes à l'origine de la formation d'un spectre stellaire. Nous aborderons ensuite la manière dont de tels spectres peuvent être obtenus avec une résolution spectrale élevée, en retraçant l'évolution des spectrographes et en décrivant leurs principes de fonctionnement. Enfin, nous détaillerons les méthodes qui permettent d'extraire, à partir de ces observations, les vitesses radiales des étoiles.

Une attention particulière sera portée aux données utilisées dans le cadre de cette thèse. Nous préciserons notamment les spécificités liées au spectrographe SOPHIE, ainsi que les adaptations que j'ai mises en œuvre pour l'extraction de ses VR.

2.1 Spectrographes à très haute résolution spectrale

2.1.1 Fondamentaux de spectroscopie

Avant de pouvoir émerger à la surface de l'étoile, les photons énergétiques issus des réactions de fusion nucléaire dans le cœur interagissent de manière répétée avec le plasma stellaire. Ils sont diffusés par les électrons (diffusion Thomson ou Compton), absorbés puis réémis, notamment via les processus d'excitation et de dés-excitation des ions, ou encore produits et détruits par émission et absorption de freinage (Bremsstrahlung et Bremsstrahlung inverse).

Dans un milieu dense comme l'intérieur des étoiles, la fréquence de ces interactions est telle que les photons et le plasma atteignent un état d'équilibre thermodynamique local. Dans ce régime, la distribution en énergie du rayonnement ne conserve plus la mémoire de son origine nucléaire : elle se thermalise et adopte celle d'un corps noir, décrite par la loi de Planck :

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \tag{2.1}$$

Où h est la constante de Planck, c la vitesse de la lumière, k_B la constante de Boltzmann, T la température en kelvins, et λ la longueur d'onde. Cette émission donne un spectre continu, qui dépend directement de la température.

À la surface de l'étoile, en revanche, la plus faible température permet au plasma de se recombiner partiellement. La présence d'atomes dans la photosphère, voire de molécules pour les étoiles froides, va impacter la distribution spectrale des photons. En effet, les atomes vont pouvoir absorber ou émettre des photons aux longueurs d'onde correspondant aux transitions exactes des niveaux d'énergie de leurs couches électroniques. Ces absorptions/émissions vont créer des raies dans le spectre continu du corps noir provenant de l'intérieur stellaire.

Toutefois, ces raies ne sont pas infiniment fines, principalement car elles sont émises par des atomes en mouvement [1], qui induisent un décalage Doppler des photons qu'ils émettent. Cet élargissement Doppler a plusieurs origines (ordres de gran-

1. Les raies peuvent également s'élargir par des phénomènes de pression et/ou de champ magnétique, via l'effet Zeeman.

deurs issus de Gray 2005) :

— La température : la raie est élargie selon un profil gaussien dont la largeur est liée à la vitesse des particules projetée sur la ligne de visée, elle-même reliée à la température par $\frac{1}{2}m\langle v_x^2\rangle = \frac{1}{2}k_BT$. Par exemple, pour un atome léger (hydrogène) à la température de la photosphère solaire, la vitesse projetée est en moyenne de l'ordre de 10 km/s.
— La (micro)turbulence, qui provoque des mouvements aléatoire de l'ordre du km/s, génère une distribution considérée gaussienne des vitesses.
— La convection à grande échelle dans les couches externes de l'étoile, qui produit les effets de granulation, va générer des flux ascendants chauds, plus brillants que les flux descendants plus froids. Il va donc y avoir un élargissement asymétrique de la raie, plus important vers les petites longueurs d'onde (blueshift convectif).
— La rotation stellaire, qui produit des raies blueshiftées pour la partie s'approchant de l'observateur, et redshiftées pour l'hémisphère qui s'éloigne. Ce décalage est directement lié à la géométrie de la projection d'une sphère en rotation, et induit un élargissement symétrique mais non gaussien (fonction de Gray). Pour le Soleil, avec un rayon $R_\odot \approx 6,96.10^8$ m et une période de rotation $P_{rot} \approx 27$ jours, on obtient une vitesse de rotation à l'équateur $v = R.\Omega = R\frac{2\pi}{P_{rot}} = 1.9$ km/s. Mais l'élargissement des raies par effet Doppler dépend ici de la vitesse projetée sur l'axe de visée, qui dépend de l'inclinaison i de l'étoile. On parle donc de $v.sin(i)$, et la raie s'élargit de $+v.sin(i)$ à $-v.sin(i)$.

Dans le cas du Soleil, l'ensemble de ces processus génère des effets Doppler de quelques km/s selon l'espèce chimique considérée, produisant des raies dont l'élargissement $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c} \approx 10^{-5}$. De nombreuses autres espèces chimiques présentes dans le Soleil vont créer des raies d'absorption, en fonction de leur densité, niveaux d'énergie disponibles, et probabilité d'absorption. Le fer notamment (et ses ions Fe II et III) va générer des dizaines de milliers de raies, tandis que certains éléments vont produire quelques transitions très marquées, comme le sodium Na I (à 589,592 nm et 588,995 nm) ou le calcium Ca II (doublet H & K, à 393,3 nm et 396,9 nm).

Pour distinguer les déficits de photons à certaines énergies, il est nécessaire de produire un spectre, c'est-à-dire d'étaler spatialement les différentes longueurs d'onde composant la lumière. Isaac Newton (1643-1727) réalisa cette opération pour la première fois en 1666 en décomposant la lumière solaire à travers un prisme (*Optiks* - Newton, 1702). Toutefois, la qualité limitée des prismes de l'époque ne permettait pas d'obtenir un spectre suffisamment net pour discerner des raies spectrales fines.

Ce n'est qu'en 1814 que Joseph Fraunhofer, en perfectionnant les instruments optiques, put observer et cataloguer pour la première fois des raies sombres dans le spectre solaire. Il utilisa un prisme de haute qualité, une fente étroite, une lentille collimatrice et une lunette d'observation. Ce montage permettait de former une image nette et étalée du spectre sur laquelle les raies sombres devenaient visibles. En pratique, on mesure la capacité d'un dispositif à séparer deux longueurs d'onde proches par la notion de résolution spectrale, que l'on définit par :

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \tag{2.2}$$

où $\Delta\lambda$ est la plus petite différence de longueur d'onde pouvant être distinguée à une longueur d'onde λ.

Avec son dispositif, malgré une résolution de probablement quelques milliers seulement, Fraunhofer put cataloguer 574 raies d'absorption dans le spectre du Soleil. Le nom des plus importantes d'entre elles, indexées par des lettres de l'alphabet en majuscules, est encore utilisé de nos jours, comme par exemple les raies H et K du calcium.

De plus, Fraunhofer identifia qu'une raie double sombre dans le Soleil correspondait à une raie double en émission obtenue en faisant brûler du sodium. Cette découverte fut généralisée par le chimiste William H.F. Talbot (1800-1877), qui montra que l'on peut identifier les substances chimiques par l'analyse de leur spectre. Quelques décennies plus tard, Gustav Kirchhoff (1824-1887) et Robert Bunsen (1811-1899) firent le lien avec les raies du Soleil, et établirent la liste des éléments chimiques correspondants, ouvrant ainsi la voie à l'étude de la composition chimique des étoiles (Kirchhoff, 1860).

C'est finalement avec les travaux de Lockyer, Zöllner puis Huggins que l'effet Doppler sur les raies fut étudié, avec notamment la mesure du léger décalage de la longueur d'onde entre les côtés opposés du soleil, vers le rouge d'un côté et le bleu de l'autre. Cette différence confirma la vitesse de rotation connue du soleil (voir Loewen & Popov, 1997, pour une revue historique complète).

2.1.2 La haute résolution spectrale

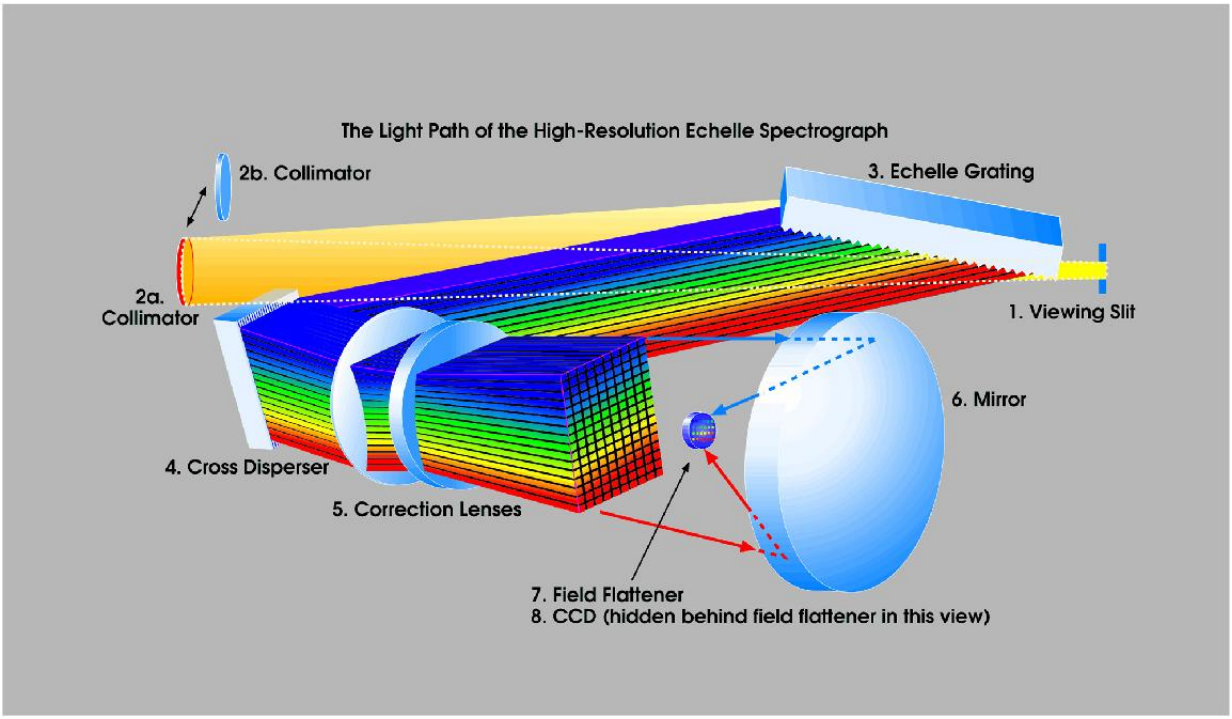

FIGURE 2.1 – Chemin optique du spectrographe à échelle HIRES (High Resolution Echelle Spectrograph), installé sur le télescope Keck à Hawaï. Figure issue du site web de HIRES.

La résolution spectrale $R = \lambda/\Delta\lambda$ d'un spectrographe caractérise sa capacité à distinguer deux longueurs d'onde proches dans un spectre. Cette grandeur résulte

de la combinaison de plusieurs phénomènes physiques et instrumentaux affectant la lumière tout au long de son parcours optique, tels que la diffraction, la dispersion, les aberrations, la largeur de la fente d'entrée ou la qualité de la collimation.

Dans le cas d'un prisme, la dispersion est obtenue par réfraction, suivant la variation de l'indice de réfraction $n(\lambda)$ du matériau. Cependant, la résolution spectrale reste limitée, et élargir le faisceau incident, bien qu'augmentant la luminosité, provoque un étalement spatial des images spectrales sans accroître leur séparation angulaire. À l'inverse, réduire la taille du faisceau améliore la netteté des images mais induit une limitation par diffraction, la largeur angulaire minimale étant donnée par

$$\Delta\theta_{\text{diff}} \approx \frac{\lambda}{D}, \tag{2.3}$$

où D est le diamètre du faisceau collimaté. Cette contrainte impose une résolution limitée des spectrographes à prisme, même avec des optiques de haute qualité.

Pour surmonter cette limitation, Fraunhofer introduisit au début du XIXe siècle les réseaux de diffraction (Fraunhofer, 1823). Ceux-ci consistent en un dispositif périodique, initialement un peigne de fils métalliques tendus, plus tard remplacé par des réseaux gravés, qui diffractent la lumière et génèrent des interférences constructives à des angles précis selon la loi :

$$m\lambda = d\left(\sin\theta_i + \sin\theta_m\right), \tag{2.4}$$

où m est l'ordre de diffraction, d la période du réseau, θ_i l'angle d'incidence, et θ_m l'angle de diffraction pour l'ordre m. Cette relation conditionne les directions où les ondes diffractées interfèrent constructivement, produisant des pics angulaires très étroits.

La résolution spectrale d'un réseau s'exprime alors par

$$R = mN \tag{2.5}$$

où N est le nombre total de traits du réseau illuminés par le faisceau, et m l'ordre de diffraction exploité. Les spectrographes modernes utilisent des réseaux de diffraction réfléchissants, gravés sur des substrats en verre ou en métal, appelés échelles de diffraction (ou simplement échelles). Ces réseaux sont taillés avec des facettes dont l'orientation est optimisée de manière à maximiser le flux qui va dans les ordres élevés. Pour atteindre une haute résolution spectrale, on exploite ces ordres de diffraction m élevés, ainsi qu'une large zone d'illumination (pour avoir plus de traits N).

Dans ce régime, les spectres issus de différents ordres peuvent se chevaucher : une même longueur d'onde peut apparaître dans plusieurs ordres. Pour séparer ces ordres, les spectrographes à haute résolution associent à l'échelle un second élément dispersif, tel qu'un prisme ou un autre réseau, orienté de manière à disperser la lumière perpendiculairement à l'échelle (dispersion croisée, voir Figure 2.1). Cette configuration permet de séparer spatialement les différents ordres sur le détecteur (Figure 2.2).

Il s'agit ensuite de mesurer le déplacement en longueur d'onde de ces spectres au cours du temps pour obtenir la mesure de VR. Or, au-delà d'une résolution spectrale élevée, la conception d'un vélocimètre de précision impose des contraintes supplémentaires.

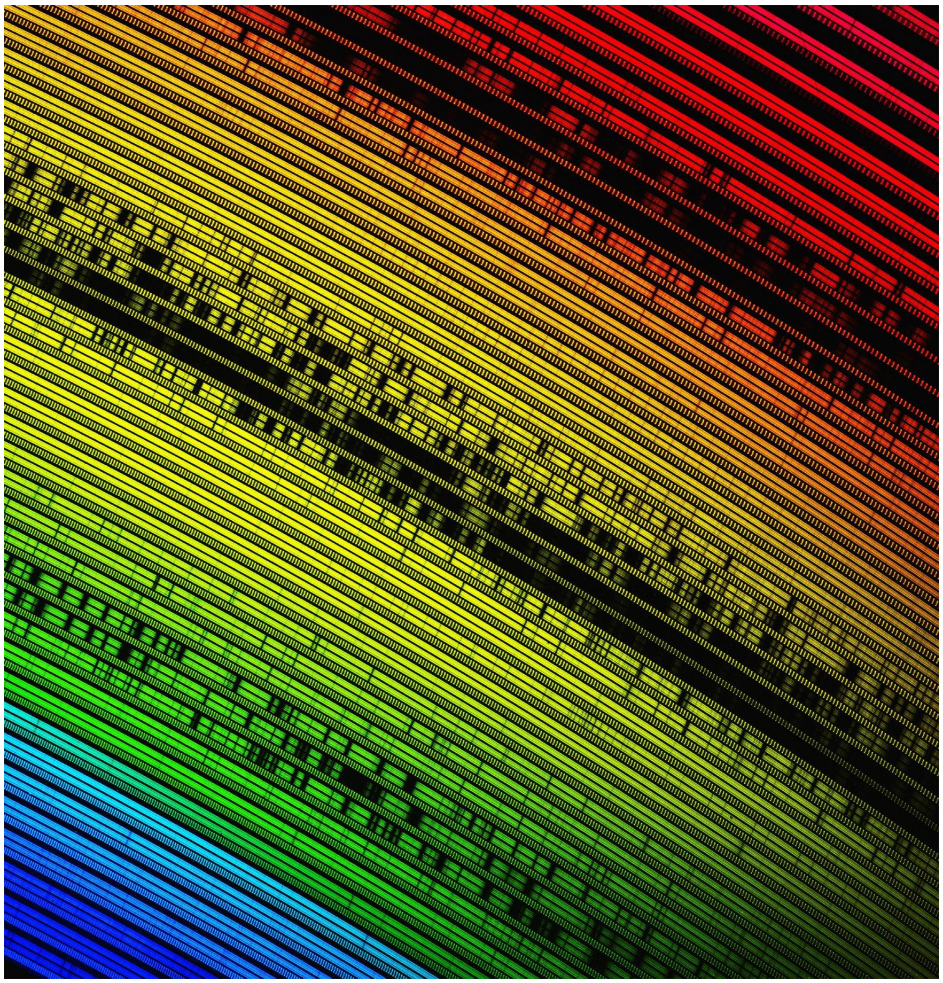

FIGURE 2.2 – Spectre solaire à dispersion croisée en infrarouge proche, obtenu à l'aide du spectrographe à échelles SPIRou, installé sur le télescope Canada-France-Hawaï (CFHT).

La première concerne la stabilité instrumentale : une variation de VR de 1 m/s correspond à un déplacement du spectre de l'ordre du millième de pixel sur le détecteur, soit quelques nanomètres seulement. Pour atteindre une telle sensibilité, il est indispensable que le faisceau optique reste mécaniquement stable à ce niveau. Cela implique un contrôle rigoureux de toute la chaîne, depuis l'injection de la lumière (souvent réalisée à l'aide de fibres optiques à géométrie particulière, comme les fibres octogonales ou monomodes, qui homogénéisent le faisceau) jusqu'au détecteur. Tout mouvement (mécanique ou thermique) ou changement de l'indice de réfraction (par variation de température ou de pression) peut introduire des dérives spectrales incompatibles avec une telle précision. Les vélocimètres sont donc généralement installés dans des environnements contrôlés.

La seconde contrainte majeure concerne la calibration : obtenir des VR précises et répétables requiert d'excellentes références spectrales, stables dans le temps, et idéalement observées en même temps que l'étoile. Pour cela, les instruments modernes utilisent des sources de calibration injectées en parallèle du faisceau stellaire, comme un laser dans une cavité Fabry-Pérot : une cavité résonnante (deux miroirs semi-réfléchissants) dans laquelle la lumière crée des interférences, générant un peigne de pics pour les longueurs d'onde respectant $\lambda = 2nL/m$ (n étant l'indice du

milieu, L la longueur de la cavité, et m l'ordre d'interférence). Étalonner ce peigne (avec une lampe Thorium-Argon par exemple) permet d'avoir un grillage régulier et dense qui sert de système de coordonnées très précis sur tout le spectre. Ce procédé génère deux spectres entrelacés, comme on peut le voir sur laFigure 2.2.

À partir de ces spectres ultra-stables et calibrés, les VR sont enfin calculées par différentes méthodes décrites en Section 2.3.

2.1.3 Développement des spectrographes infra-rouge

Comme illustré à la Figure 1.5, les spectrographes n'ont cessé de progresser depuis la première détection d'une exoplanète par ELODIE en 1995 (Mayor & Queloz, 1995 ; Baranne et al., 1996). Ces avancées ont permis la détection de signaux Doppler de plus en plus faibles, jusqu'au tournant des années 2010. À partir de cette période, bien que les performances instrumentales aient continué de s'améliorer, c'est principalement l'activité stellaire qui est devenue le facteur limitant des détections.

Des travaux théoriques ont néanmoins suggéré que les signatures de cette activité devraient être atténuées lorsqu'elles sont observées à des longueurs d'onde plus grandes (e.g., Desort et al., 2007 ; Reiners et al., 2010, et Section 3.2.5), comme cela a rapidement été observé par la suite (Figueira et al., 2010 ; Mahmud et al., 2011 ; Bailey et al., 2012 ; Zechmeister et al., 2018 ; Carmona et al., 2023). Une explication intuitive repose sur le contraste entre la photosphère et une tache plus froide : le rapport entre leurs spectres de Planck (cf. équation du corps noir 2.1) diminue avec la longueur d'onde au-delà d'un certain seuil. Ce phénomène sera examiné de manière approfondie dans les Sections 4.1 et 5.1.

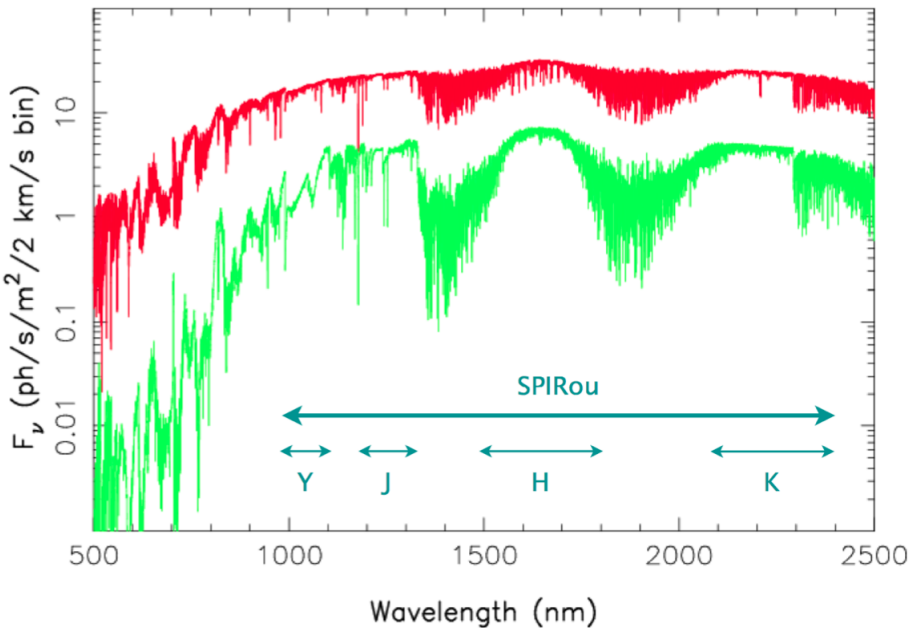

FIGURE 2.3 – Distribution des photons (par intervalle de vitesse de 2 km/s) pour une naine M6 (3 100 K, en rouge) et une naine M8 (2 300 K, en vert) à 10 pc (d'après les modèles NextGen Allard et al. 1997). Les naines M6 et M8 produisent respectivement environ 30 et 1000 fois plus de photons (par intervalle de vitesse) en bandes H et K qu'en bande V. Figure issue de Delfosse et al. (2013).

De plus, l'intérêt établi pour l'observation des naines M va également dans le sens d'une spectroscopie infra-rouge. En effet, la loi du déplacement de Wien (Wien, 1896) nous indique que la longueur d'onde à laquelle un corps noir émet le plus de flux lumineux est inversement proportionnelle à sa température[2]. Dans le cas d'une naine tardive de type M5V, d'une température effective d'environ 3000 K, son corps noir atteint son maximum d'émission vers 970 nm - dans l'infra-rouge proche - quand il se trouve vers 500 nm pour le Soleil.

Cependant, le spectre d'une naine M est très éloigné de celui d'un corps noir, et ce qui compte pour les détecteurs n'est pas le maximum de la distribution d'énergie, mais de collecter le maximum de photons. La Figure 2.3 montre une estimation de la distribution des photons pour deux naines M (une M8 et une M6), où l'on peut voir que le maximum se situe dans l'infrarouge. Pour ces raisons, la communauté a commencé à se tourner vers la spectroscopie infra-rouge autour des années 2010, tout particulièrement avec l'arrivée de CARMENES en 2016, dont la couverture en longueur d'onde s'étend de 550 à 1700 nm (Quirrenbach et al., 2014).

Pour autant, obtenir une bonne précision des VR ne nécessite pas seulement un bon rapport signal/bruit grâce à beaucoup de photons, il faut également que le spectre observé contienne une grande quantité d'information spectrale, autrement appelé contenu en VR. La précision σ_{VR} des VR peut ainsi s'exprimer d'après les équations de Bouchy et al. (2001) comme :

$$\sigma_{VR} = \frac{c}{Q\sqrt{N_e}} \tag{2.6}$$

où c est la vitesse de la lumière, N_e le nombre d'électrons collecté par élément de résolution (relatif au signal/bruit donc), et Q représente le contenu en VR : plus ce contenu est élevée plus les VR sont précises. Toujours d'après Bouchy et al. (2001), ce contenu vaut :

$$Q = \sqrt{\frac{\Sigma W(i)}{\Sigma A_0(i)}} \tag{2.7}$$

avec

$$W(i) = \frac{\lambda^2(i)\left(\frac{\partial A_0(i)}{\partial \lambda(i)}\right)^2}{A0(i)} \tag{2.8}$$

$A_0(i)$ et $\lambda(i)$ désignant respectivement le flux à un élément de résolution i donné et la longueur d'onde de cet élément de résolution. La dépendance de cette quantité d'information spectrale Q avec la dérivé $\frac{\partial A_0(i)}{\partial \lambda(i)}$ du spectre se comprend relativement intuitivement : ce sont les variations spectrales du flux qui permettent de déceler des déplacements, et donc des changements de vitesse (dans le cas extrême où le spectre serait plat, il serait impossible de savoir s'il subit un quelconque décalage Doppler).

Pour estimer la valeur de ce contenu en VR selon le domaine spectral considéré, il faut le moyenner sur plusieurs éléments de résolution. Dans la Figure 2.4, Artigau et al. (2018) ont sommé Q par domaine en longueur d'onde de $\Delta\lambda/\lambda = 5\%$ pour obtenir la précision en VR sur le spectre (d'où la notation $\sigma_{5\%}$). On y observe

2. La longueur d'onde λ_{max} à laquelle un corps noir émet son maximum de flux s'obtient en dérivant l'équation 2.1. On obtient l'équation de Wien : $\lambda_{max} = \frac{\sigma_w}{T}$ avec la constante de Wien $\sigma_w = 2,89777291 \times 10^{-3}$ m · K.

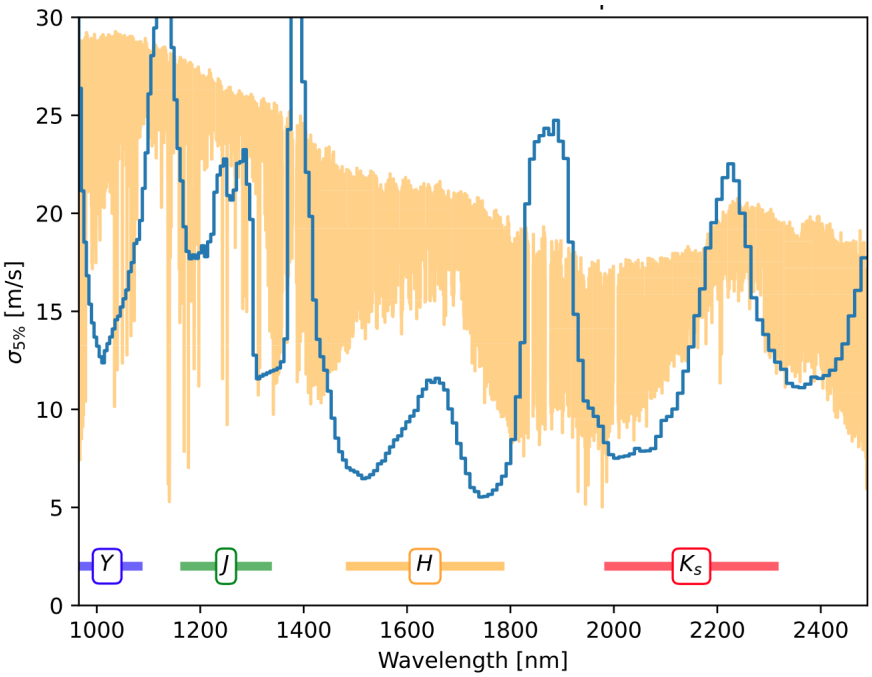

FIGURE 2.4 – Précision de la VR obtenue pour une fenêtre mobile $\Delta\lambda/\lambda = 5\%$ (ligne bleue) sur une observation SPIRou de l'étoile de Barnard (spectre en orange). La bande H contient le domaine présentant le plus de contenu en VR pour le domaine du proche infrarouge. Figure issue de Artigau et al. (2022).

que la majorité de l'information spectrale se situe en bande H (pour l'observation ici considérée, un élément de résolution centré à $1,75\,\mu m$ permettrait à lui seul d'obtenir une précision en VR de $\sim 5\,$m/s, quand elle vaut $2,53\,$m/s sur l'ensemble du spectre).

L'observation spectroscopique dans l'infrarouge présente cependant de nombreux défis spécifiques. Sur le plan instrumental en particulier, il est nécessaire de maîtriser l'émission thermique. En effet, selon la loi de Planck (Eq. 2.1), un instrument à température ambiante émet une lumière de corps noir, non négligeable dans l'infrarouge proche, contribuant au bruit de fond. Pour limiter cet effet, l'instrument doit être refroidi à basse température. C'est par exemple le cas de SPIRou, entièrement logé dans un cryostat stabilisé à $80\,$K.

À cette problématique d'émission thermique s'ajoute celle des raies telluriques, issues de l'absorption de certaines molécules dans l'atmosphère terrestre (voir Figure 2.5). En plus de contaminer le spectre stellaire, et ce de façon variable selon les conditions météorologiques, ces raies restent fixes en longueur d'onde, tandis que les spectres stellaires varient au cours de l'orbite de la Terre autour du Soleil[3]. Même avec les meilleures méthodes de soustraction actuelles, elles peuvent laisser des résidus dans le spectre de l'ordre du pourcent, qui peuvent être responsables d'erreurs de quelques m/s dans le calcul des vitesses radiales.

3. On dénomme BERV (*Barycentric Earth Radial Velocity*) la vitesse radiale perçue d'une étoile à cause du déplacement du référentiel terrestre sur son orbite.

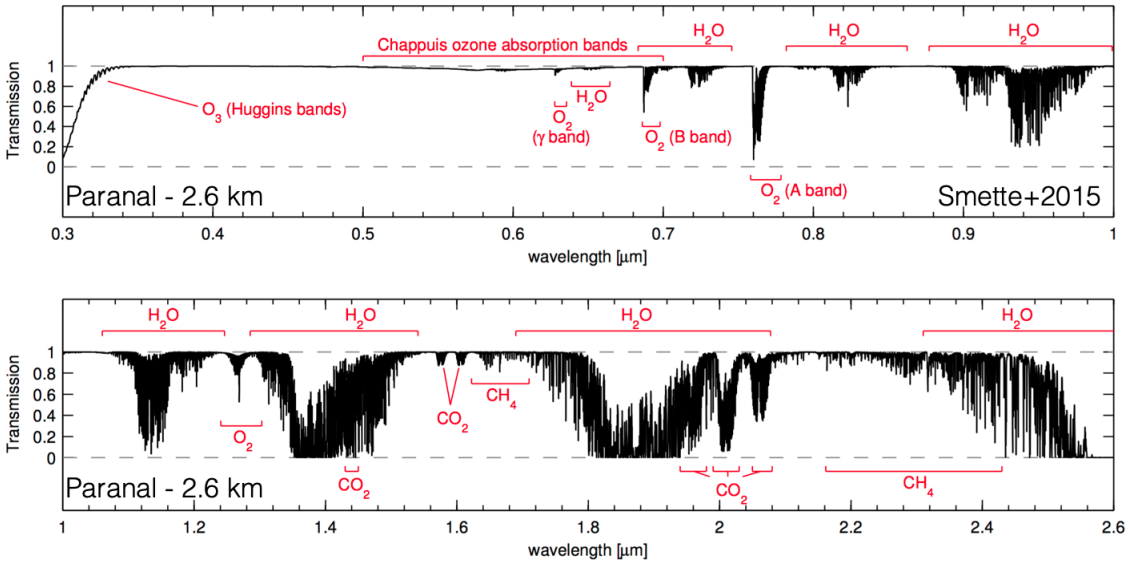

FIGURE 2.5 – Spectre d'absorption synthétique du ciel entre 0,3 et 2,6 m calculé avec LBLRTM (résolution R ≈ 10 000) en utilisant le profil moyen annuel du Cerro Paranal (Noll et al., 2012). Les huit molécules principales O2, O3, H2O, CO, CO2, CH4, OCS, et N2O qui contribuent majoritairement à l'absorption sont notées en rouges, les contributions mineures de ces molécules ne sont pas représentées. Figure issue de Smette et al. (2015).

2.2 Données utilisées dans la thèse

2.2.1 SOPHIE

SOPHIE est un spectrographe et vélocimètre à haute résolution, alimenté par fibre optique, installé sur le télescope de 1,93 m de l'Observatoire de Haute-Provence (OHP, France). Il a obtenu sa première lumière en 2006 (Bouchy & Sophie Team, 2006) et a été conçu comme le successeur du spectrographe ELODIE (Baranne et al., 1996).

Les éléments disperseurs de SOPHIE sont dans une cuve à pression et température contrôlées, remplie d'azote (dont l'indice optique varie moins avec la température que celui de l'air), afin d'assurer un indice de réfraction constant. En 2011, une amélioration majeure a été apportée avec l'implémentation d'une fibre à section octogonale dans le lien optique, permettant une meilleure homogénéisation du faisceau lumineux. Cette évolution a donné naissance à SOPHIE+, capable d'atteindre une stabilité de l'ordre du mètre par seconde (Bouchy et al., 2013).

Deux modes d'observation sont disponibles sur SOPHIE, configurés via deux fibres indépendantes. Le mode Haute Efficacité (HE) privilégie le flux au détriment de la résolution spectrale, avec une résolution typique de $R \approx 40\,000$. Il est principalement utilisé pour des cibles plus faibles ou lorsque la meilleure précision n'est pas nécessaire. En revanche, le mode Haute Résolution (HR), utilisé dans cette thèse, offre une résolution spectrale de $R \approx 75\,000$. Dans ce mode, une lampe Fabry-Perot est injectée simultanément dans la seconde fibre, permettant un suivi précis des dérives instrumentales pendant les observations. La résolution mentionnée est mesurée autour de 550 nm, tandis que le spectrographe couvre une gamme de longueurs

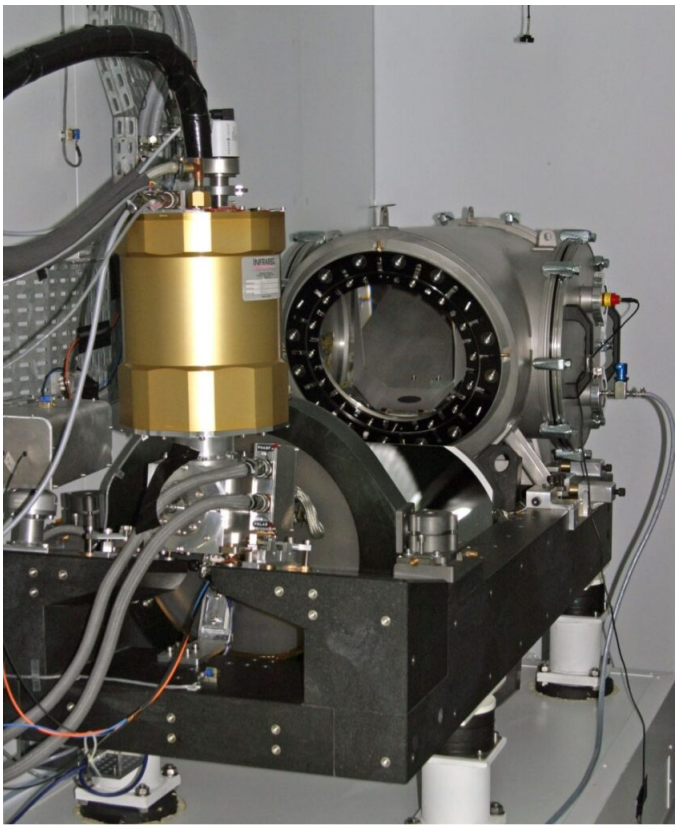

FIGURE 2.6 – Photo du spectrographe SOPHIE. On y observe je cryostat en jaune, et au fond l'enceinte thermalisée à pression constante dans laquelle est placée toute l'optique.

d'onde allant de 387,2 à 694,3 nm, répartie sur 38 ordres spectraux.

La réduction des données est assurée par le pipeline SOPHIE (Bouchy et al., 2009b), qui réalise l'ensemble des étapes nécessaires à l'exploitation scientifique des spectres : localisation des ordres spectraux, extraction optimale du signal, correction des rayons cosmiques, étalonnage en longueur d'onde à l'aide de lampes de calibration (ThAr et Fabry-Perot), puis extraction des vitesses radiales par la méthode de la fonction de corrélation croisée (*Cross-Correlation Function*, ou CCF, décrite en Section 2.3.1.3). Cette CCF est également utilisée pour estimer des indicateurs d'activité stellaire standards, en complément des indices chromosphériques (voir la Section 3.2.2 pour un descriptif des différents indicateurs d'activité).

Enfin, j'ai développé pendant cette thèse un pipeline décrit en Section 2.3.2, qui adapte l'algorithme LBL (*Line-By-Line*, Artigau et al. (2022), voir Sect.2.3.1.3) à SOPHIE, afin d'avoir accès aux caractéristiques des raies individuelles pour mieux étudier leur comportement en présence d'activité stellaire.

2.2.2 HARPS

HARPS (*High Accuracy Radial velocity Planet Searcher*) est un spectrographe à échelle à haute résolution (Mayor et al., 2003). Il est installé sur le télescope de 3,6 m de l'ESO (*European Southern Observatory*) à La Silla, au Chili, et constitue l'un des instruments de référence pour la mesure de vitesses radiales de haute précision.

HARPS est alimenté par fibres optiques depuis le foyer Cassegrain du télescope,

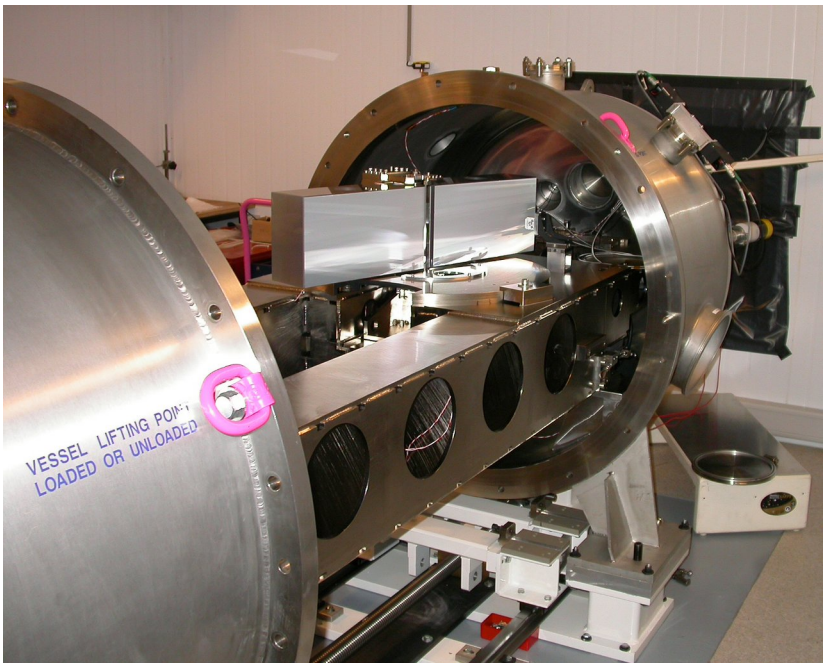

FIGURE 2.7 – Photo du spectrographe HARPS. L'enceinte thermalisée à pression constante est ouverte, pour laisser voir le réseau.

et offre un pouvoir de résolution de $R \approx 115\,000$, couvrant une gamme spectrale allant de 380 à 690 nm. L'instrument a été conçu pour atteindre une précision inférieure au mètre par seconde, sur des échelles de temps de plusieurs années. Pour garantir une telle stabilité, HARPS est logé dans une cuve à vide thermiquement régulée, avec un contrôle actif de la température et de la pression.

Le spectrographe est doté de son propre pipeline de réduction, développé par l'observatoire de Genève, qui fournit des spectres extraits et calibrés en longueur d'onde, ainsi que des produits dérivés tels que les CCF, les VR, et différents indicateurs d'activité. Pour les besoins de cette thèse, les spectres HARPS ont été réanalysés localement à l'aide de l'algorithme LBL (Artigau et al. (2022), Sect. 2.3.1.3).

2.2.3 NIRPS

NIRPS (*Near InfraRed Planet Searcher*) est un spectrographe à échelle à haute résolution, conçu pour la détection d'exoplanètes par la méthode des vitesses radiales dans le proche infrarouge (Bouchy et al., 2025). Il est installé sur le télescope de 3,6 m de l'ESO à l'Observatoire de La Silla, au Chili, aux côtés de HARPS, avec lequel il fonctionne de manière complémentaire et simultanée (Artigau et al., 2024a). La lumière collectée au foyer du télescope est divisée par un séparateur dichroïque VIS-NIR, qui transmet la partie visible du spectre (∼380–690 nm) vers HARPS, tandis que la partie proche infrarouge (0,98 à 1,80 µm, bandes YJH) est dirigée vers NIRPS. Ce couplage HARPS+NIRPS permet une couverture spectrale étendue en une seule observation.

NIRPS est alimenté par des fibres optiques à section octogonale. Deux modes d'observation sont disponibles, offrant un compromis entre résolution spectrale et efficacité lumineuse :

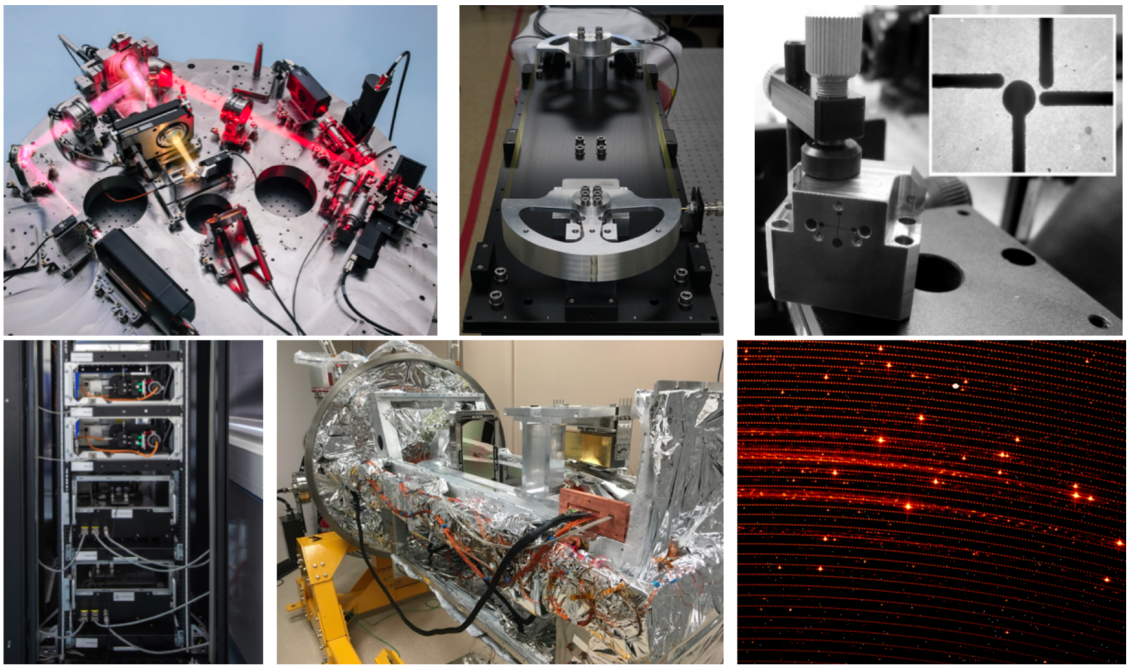

FIGURE 2.8 – **En haut à gauche :** photo du *front-end* NIRPS comprenant le miroir déformable et le capteur de front d'onde du système d'optique adaptative (AO), le correcteur de dispersion atmosphérique et la caméra de guidage nIR. **En haut au milieu :** photo du dispositif d'étirement qui permet de réduire le bruit modal[4] produit par les fibres. **En haut à droite :** zoom sur l'entrée du spectrographe des 4 fibres différentes. **En bas à gauche :** photo de l'unité d'étalonnage. **En bas au milieu :** photo du spectrographe ouvert. **En bas à droite :** image brute de la lampe uranium + Fabry-Pérot sur le détecteur H4RG.

— Le mode Haute Précision (HA) utilise une fibre de 0,4", permettant d'atteindre une résolution spectrale de $R \approx 90\,000$.
— Le mode Haute Efficacité (HE) utilise une fibre plus large, de 0,9", offrant une résolution de $R \approx 75\,000$, plus adaptée aux étoiles plus faibles ou aux conditions de seeing moins favorables.

En pratique, le mode HA souffre d'un bruit modal, certains modes de propagation dans la fibre devenant prédominants. Cela induit de légers décalages instrumentaux des raies sur le détecteur. Le mode HE est donc généralement préféré. En mode HE, la fibre est divisée en deux moitiés au niveau de la pupille, puis couplée à une fibre rectangulaire pour optimiser le mélange.

Le spectre est dispersé sur 90 ordres spectraux et enregistré sur un détecteur Hawaii-4RG, une matrice infrarouge de 4096×4096 pixels, permettant de couvrir l'ensemble du domaine spectral en une seule exposition.

Afin de garantir une excellente stabilité spectrale malgré l'émission thermique présente à ces longueurs d'onde, NIRPS est logé dans un caisson sous vide thermiquement régulé.

Les spectres NIRPS que j'utilise sont réduits avec le pipeline APERO-NIRPS, une version adaptée du pipeline initialement développé pour SPIRou. Ce pipeline assure la calibration spectrale, la correction tellurique, ainsi que la génération des spectres finaux utilisés pour les analyses RV. Les vitesses radiales peuvent ensuite être calculées à l'aide de l'algorithme LBL (Artigau et al. (2022), Sect. 2.3.1.3).

2.2.4 SPIRou

SPIRou (*Spectro-Polarimètre InfraRouge*) est un spectro-polarimètre à échelle monté sur le télescope Canada-France-Hawaï (CFHT), situé sur le Mauna Kea à Hawaï (Donati et al., 2020). L'instrument est alimenté en lumière via des fibres optiques placées au foyer Cassegrain du télescope, et a été conçu pour atteindre une précision sur les VR de l'ordre du mètre par seconde, et ce sur des échelles de temps de plusieurs années. SPIRou répond à un double objectif scientifique : la détection d'exoplanètes autour d'étoiles froides et jeunes, ainsi que l'étude des champs magnétiques stellaires.

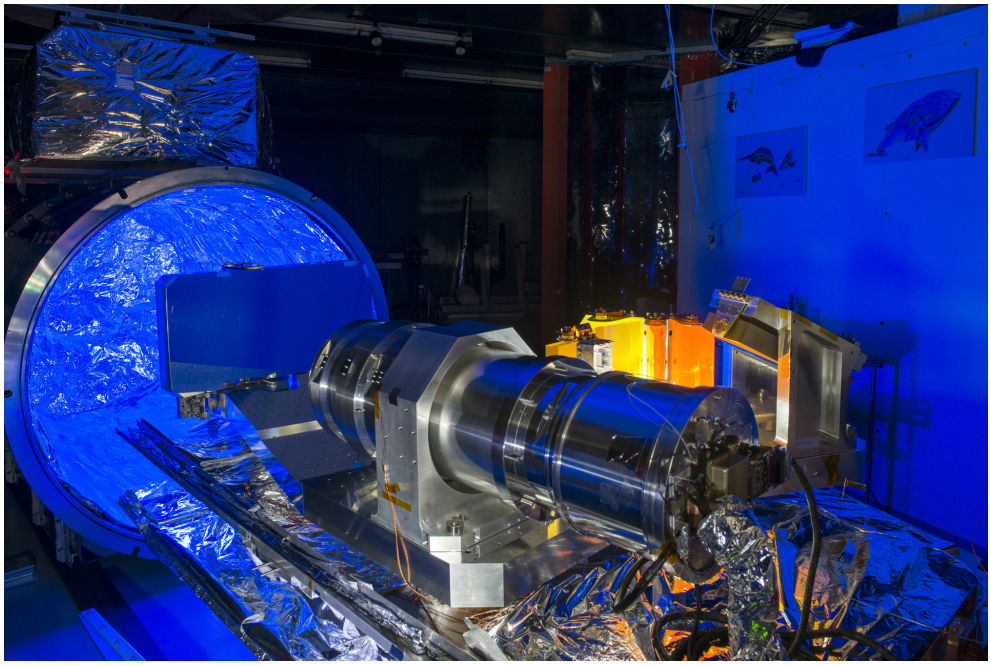

FIGURE 2.9 – Photo du spectrographe SPIRou. Le cryostat est ouvert pour laisser voir, en face, le grand miroir parabolique, à droite en jaune, les éléments disperseurs/prismes qui produisent la dispersion croisée et, devant, le tube dans lequel se trouve la caméra.

SPIRou opère dans le proche infrarouge, couvrant les bandes spectrales Y, J, H et K, soit un domaine allant de 950 à 2350 nm. Ce spectre est réparti sur 50 ordres spectraux, pour une résolution spectrale de $R \approx 70\,000$. L'instrument est équipé d'un module polarimétrique qui permet de mesurer la polarisation circulaire et linéaire de la lumière stellaire. Dans ce mode polarimétrique, chaque observation est composée d'une séquence de quatre sous-expositions, correspondant à des positions spécifiques des rhombes de Fresnel à quart d'onde jumeaux [5] du polarimètre, permettant d'extraire la polarisation de la lumière stellaire.

Afin d'assurer la stabilité spectrale, a fortiori dans l'infra-rouge proche où l'émission thermique est non négligeable, SPIRou est entièrement contenu dans une cuve cryogénique sous vide, où la température est stabilisée à 80 K avec des fluctuations inférieures au milliKelvin. Ce niveau de contrôle thermique réduit les dérives mé-

5. Deux prismes en quartz qui introduisent un retard de phase achromatique de $\lambda/4$ entre les composantes orthogonales de polarisation ; leur rotation mécanique permet d'isoler successivement les composantes linéaires (Stokes Q et U) et circulaire (Stokes V) de la lumière stellaire polarisée.

caniques et optiques induites par les variations environnementales, et garantit une stabilité spectrale sur le long terme.

Les spectres sont réduits à l'aide du pipeline APERO (Cook et al., 2022) décrit en Section 2.3.1, qui prend en charge l'ensemble du traitement depuis les images brutes jusqu'aux spectres calibrés en longueur d'onde et corrigés des effets telluriques. Les vitesses radiales sont ensuite calculées à l'aide de l'algorithme LBL (Artigau et al. (2022), Sect. 2.3.1.3).

2.3 Réduction des données

Dans cette section, la réduction des données désigne l'ensemble des étapes qui transforment les données brutes d'un spectrographe en mesures exploitables. Elle inclut à la fois la production d'un spectre calibré, et les calculs des vitesses radiales qui en découlent.

2.3.1 APERO : pipeline de réduction pour SPIRou et NIRPS

Le pipeline `APERO` (*A PipelinE to Reduce Observations*) est un outil de réduction automatisé initialement développé pour SPIRou, puis étendu à NIRPS (Cook et al., 2022). Il permet de transformer les données brutes issues du détecteur en spectres calibrés et en mesures de vitesses radiales. La chaîne de traitement suit une structure modulaire, dont les principales étapes sont décrites ci-dessous.

2.3.1.1 Production d'un spectre calibré

Chaque observation produit une image brute sur le détecteur, sur laquelle une première série de corrections est appliquée. En particulier, des bruits corrélés sur le détecteur sont filtrés, par une extrapolation linéaire entre certains pixels (*Top and Bottom Pixel Correction*) et un filtrage passe-haut (*1/f Noise Correction*). Un rejet des rayons cosmiques est également appliqué, en identifiant les pixels qui ont un flux anormalement élevé durant une seule des poses.

Ensuite, une série de calibrations, effectuées deux fois par jour, est utilisée pour corriger différents effets. Une carte des "mauvais pixels" est établie en combinant *flat*[6] et *dark*[7]. La position des ordres est mesurée, et leur forme arquée sur le détecteur est corrigée. Le *blaze*[8] est alors mesuré et corrigé pour chaque ordre, et l'émission thermique est déduite à l'aide d'un dark. Le spectre est calibré en longueur d'onde grâce au spectre du Fabry-Perot obtenu en simultané, mais les deux spectres (science et Fabry-Perot) étant côte à côte sur le détecteur, de la lumière de calibration fuite parfois sur la science. Ces "*leaks*" du Fabry-Perot sont également soustraits.

6. Un flat est une mesure sur le détecteur d'un fond homogène, pour identifier les réponses individuelles de chaque pixel à un même flux.

7. Un dark est une image prise "dans le noir", sans aucune source lumineuse. Elle permet d'identifier le bruit de fond, généré par l'électronique du détecteur ou l'émission thermique par exemple.

8. Par la diffraction du réseau, un ordre sur le détecteur ne présente pas un flux uniforme : le centre de l'ordre est plus lumineux, tandis que les bords s'estompent. La forme de cette enveloppe en flux est appelé blaze, et diffère pour chaque ordre.

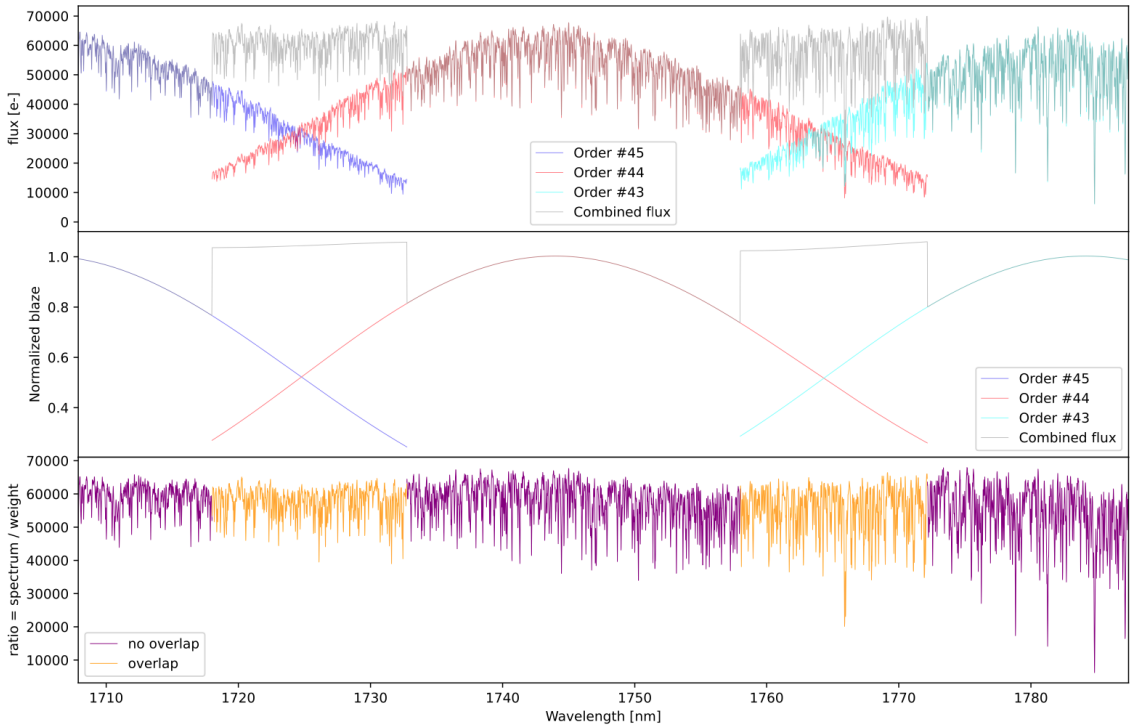

FIGURE 2.10 – Exemple de construction du spectre S1D pour l'étoile Gl 699. Pour construire le S1D à partir du S2D, on assemble consécutivement les ordres individuels. **Le panneau supérieur** montre un exemple de région dans la bande H avec 3 ordres consécutifs et la somme de tous les flux. **Le panneau central** montre la même opération effectuée pour le blaze. **Le panneau inférieur** montre le rapport entre la somme du flux scientifique et du blaze, permettant un assemblage parfait des ordres. Figure issue de Cook et al. (2022).

Une fois que ce flux sur le détecteur a subi toutes ces corrections, il est extrait en un premier spectre dit "S2D", contenant tous les ordres de manière indépendante. Ce spectre est alors corrigé du BERV, qui contient les mouvements de l'orbite et de la rotation de la Terre, incluant les effets relativistes. Ce référentiel immobile par rapport au centre de masse du système observé possède une précision meilleure que le cm/s. Enfin, le S2D est utilisé pour gérer le chevauchement entre les ordres et produire un seul spectre "S1D" qui couvre l'ensemble de la plage de longueurs d'onde du spectrographe (voir Fig.2.10).

2.3.1.2 Correction des raies telluriques

Dans le spectre S1D, l'une des principales sources d'incertitude — particulièrement dans le proche infrarouge — provient de l'absorption tellurique (Figure 2.5). Pour la corriger, `APERO` met en œuvre une approche en deux temps, combinant un modèle physique de l'atmosphère terrestre et une correction empirique dérivée d'observations réelles (Cook et al., 2022).

Dans un premier temps, des modèles `TAPAS` (*Transmissions of the AtmosPhere for AStromomical data* ; Bertaux et al. 2014) sont utilisés pour retirer la majeure partie de la contribution atmosphérique. Ces modèles reposent sur des calculs de transfert radiatif atmosphérique à partir de profils météorologiques (pression, température, humidité), et fournissent la transmission attendue de l'atmosphère terrestre en fonc-

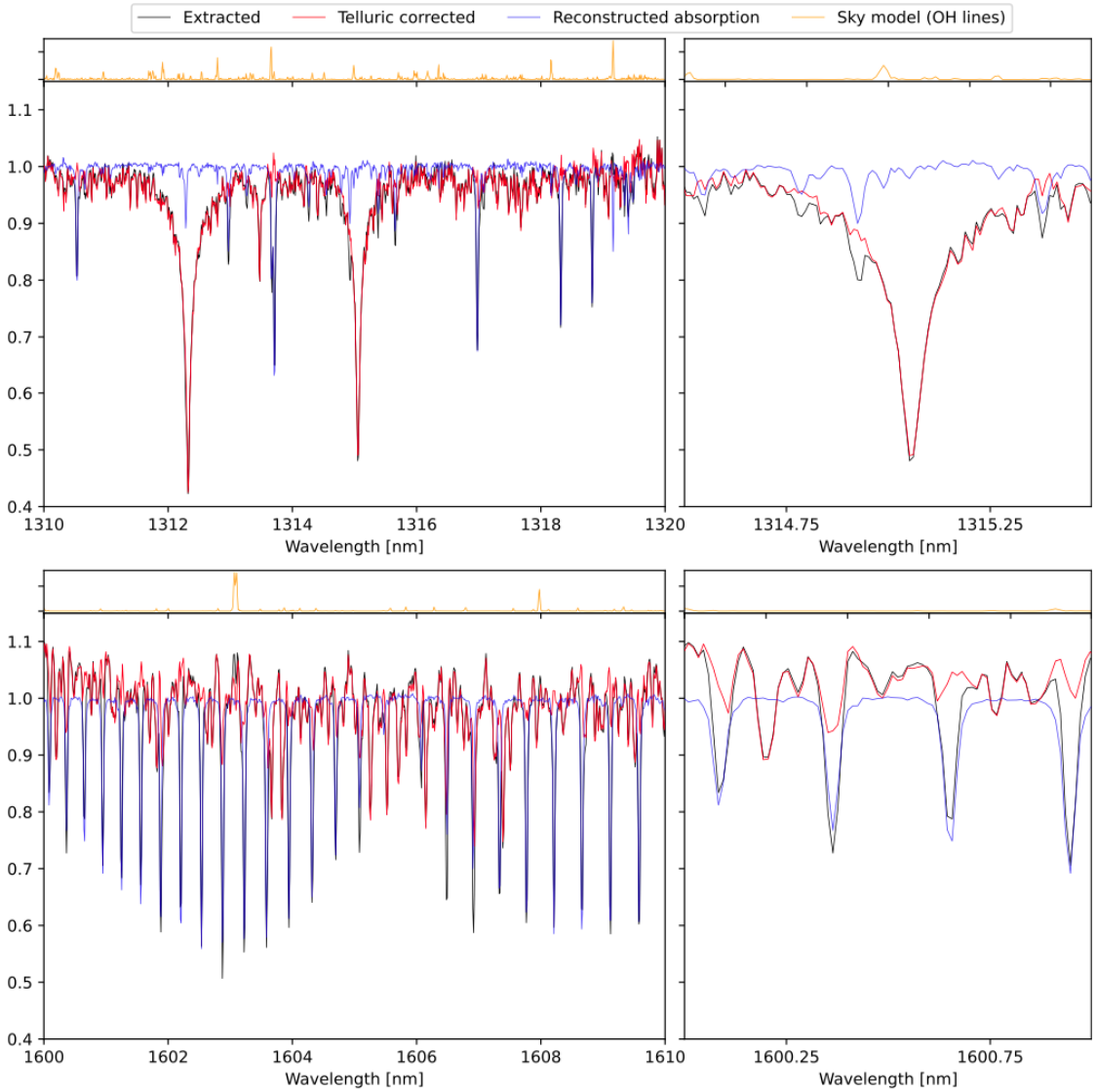

FIGURE 2.11 – Exemple de correction tellurique. **En noir,** les données d'entrée (S2D), **en bleu** l'absorption reconstruite calculée, et **en rouge** le spectre final corrigé telluriquement. Les panneaux de droites sont un zoom des panneaux de gauches. Chaque domaine de longueur d'onde présenté ici comporte un sous-graphique montrant l'émission modélisée du ciel à partir des raies OH (également corrigées) avec des unités arbitraires. Figure issue de Cook et al. (2022).

tion de la position de l'observatoire, de la date et de la ligne de visée. Ces modèles sont ajustés à chaque observation, générant des spectres corrigés au premier ordre des telluriques (voir la Figure 2.11).

Une fois cette correction appliquée, un spectre stellaire médian à haut rapport signal/bruit (aussi appelé *template*) est créé à partir des spectres corrigés d'une même étoile (par médiane dans le référentiel stellaire). Bien que chaque observation conserve de légères erreurs de modélisation dues à TAPAS, ces dernières sont fixes dans le référentiel du détecteur, tandis que les raies stellaires se déplacent selon la variation relative de VR entre la Terre et l'étoile observée. Leur combinaison médiane renforce donc le signal stellaire tout en atténuant les résidus telluriques, produisant un *template* presque exempt de contamination atmosphérique.

Dans un second temps, ce *template* est soustrait à chaque observation individuelle corrigée par TAPAS, pour isoler les résidus telluriques persistants, qui contiennent les désaccords locaux entre TAPAS et la transmission réelle. En parallèle, cette procédure est également réalisé sur des observations d'étoiles chaudes en rotation rapide ($v \sin i > 200$ km/s), dont le spectre intrinsèque est presque continu, pour construire une bibliothèque empirique des différences entre TAPAS et la transmission réelle. Une comparaison entre cette bibliothèque et les spectres résiduels de chaque observation scientifique permet de corriger les écarts non reproduits par TAPAS, et ainsi de parfaire la correction tellurique.

Il est alors possible de recréer un *template* stellaire de l'étoile observée, et de réitérer la dernière étape de cette procédure pour atteindre une correction optimale. Ces spectres corrigés et calibrés produits par `APERO` servent alors de point de départ à l'extraction des VR par la méthode LBL, décrite dans la section suivante.

2.3.1.3 Extraction des vitesses radiales

Pour extraire les vitesses radiales à partir des spectres calibrés, `APERO` utilise la méthode dite *Line-By-Line* (LBL), qui consiste à diviser le spectre en petits segments de longueur d'onde, censés correspondre aux raies spectrales, puis à estimer une VR pour chacun de ces segments avant d'en calculer la moyenne. Cette approche, détaillée a la fin de cette section, représente à ce jour la méthode la plus performante pour les observations de naines M dans le domaine infrarouge. Elle présente en outre l'avantage de fournir des mesures individuelles de VR pour chaque raie, permettant des études poussées de l'impact de l'activité stellaire sur le spectre, telles que celles réalisées dans cette thèse (voir Sect.3.3.1 et mes travaux du Chapitre 4, appliqués au Chapitre 5).

Néanmoins, la méthode LBL reste relativement récente (Artigau et al., 2022). Historiquement, les VR étaient déterminées à l'aide de la méthode de la fonction de corrélation croisée (CCF), puis par celle du *template matching*, deux approches encore utilisées, et qui sont brièvement décrites dans cette section.

La méthode de la fonction de corrélation croisée (CCF)

Pour extraire les vitesses radiales à partir d'un spectre, la méthode historique repose sur la fonction de corrélation croisée (*Cross-Correlation Function*, CCF), qui consiste à corréler le spectre observé avec un masque binaire adapté au type spectral de la cible. Ce masque est composé de fonctions porte positionnées sur les raies spectrales supposées de l'étoile. Le résultat de cette CCF est appelé le *profil de raie moyen*, ou simplement *raie moyenne* (voir la Figure 2.12).

Bien que robuste et simple à mettre en œuvre, cette méthode n'est pas optimale, notamment parce-que le masque utilisé ne constitue qu'une représentation approximative du spectre réel. La méthode accepte, certes, de légères inadéquations entre le masque et le spectre observé (plus qu'avec du *template matching* par exemple), mais elle reste surtout très précise pour des spectres simples (des successions de raies isolées), et perd en précision par rapport aux autres méthodes lorsque le spectre devient complexe (avec de l'information dans le pseudo-continuum, des raies qui se superposent,...).

Une mesure par CCF des vitesses radiales est implémentée dans `APERO`, mais elle sert uniquement de vérification de contrôle.

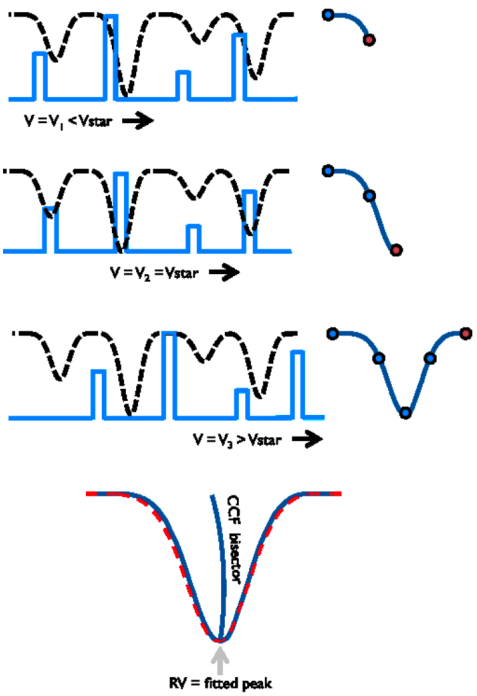

FIGURE 2.12 – Schéma de la corrélation croisée entre, **en noir pointillé** un spectre observé et, **en bleu** un masque constitué de fonctions porte. **À droite** est illustré la construction de la CCF, aussi appelé le profil de raie moyen, ou simplement "raie moyenne". **En bas :** La VR est obtenue en ajustant une fonction de Voigt à ce profil de raie moyen. Figure issue de Roy et al. (2016).

La méthode de *template matching*

Bien que la méthode de la CCF soit très efficace pour les étoiles de type FGK, caractérisées par des raies spectrales marquées et un continuum bien défini, elle se révèle moins adaptée aux naines M, dont les spectres présentent notamment de nombreuses bandes moléculaires se chevauchant. Pour ces étoiles, l'utilisation de masques binaires ne ciblant que les raies clairement définies conduit à un rapport signal/bruit sous-optimal.

Les méthodes de *template matching* ont alors été développées afin d'exploiter plus efficacement l'ensemble de l'information spectrale. Parmi celles-ci figurent les codes `HARPS-TERRA` (Anglada-Escudé & Butler, 2012), `SERVAL` (Zechmeister et al., 2018) ou `NAIRA` (Astudillo-Defru et al., 2015). Dans ce dernier, les spectres d'une étoile donnée sont d'abord alignés en utilisant la VR issue de la CCF comme première estimation, puis leur médiane est calculée pour les combiner en un gabarit stellaire (ou *template*) à rapport signal/bruit élevé. Les spectres de l'étoile étant pris à différentes vitesses barycentriques de la Terre, les raies telluriques sont globalement filtrées (voir Sect.2.3.1.2).

Dans `NAIRA`, le *template* de l'absorption tellurique est également construit en soustrayant le gabarit stellaire à chaque observation individuelle, puis en additionnant les résidus dans le référentiel du laboratoire. En effet, le spectre stellaire se déplace sur le détecteur en fonction de la variation relative de VR entre la Terre et l'étoile, tandis que les raies telluriques, d'origine atmosphérique, demeurent fixes. Cette approche permet ainsi de distinguer les composantes stellaires et telluriques.

À l'aide de ces deux modèles, la VR est finalement déterminée par ajustement de χ^2 entre chaque spectre observé et le *template* stellaire de l'étoile considérée. Ce formalisme est, par construction, optimal en termes de rapport signal/bruit, et fournit une limite qui ne peut être dépassée en termes de précision de la VR pour un spectre et un bruit donnés. Le *template* tellurique, quant à lui, est utilisé pour masquer les régions spectrales les plus affectées par l'atmosphère terrestre.

En utilisant ces méthodes sur des données HARPS, Astudillo-Defru et al. (2017b) ont montré une diminution des barres d'erreur sur les VR de 20 à 30% par rapport à la méthode de la CCF.

La méthode *Line-By-Line* (LBL)

La méthode dite *Line-by-Line* (LBL, Artigau et al. (2022)), initialement proposée par Dumusque (2018) et explorée avec HARPS par Cretignier et al. (2020), vise non seulement à exploiter toute l'information contenue dans le spectre de manière optimale, comme avec le *template matching*, mais également à améliorer la résilience des mesures VR aux valeurs aberrantes dans les observations infrarouges.

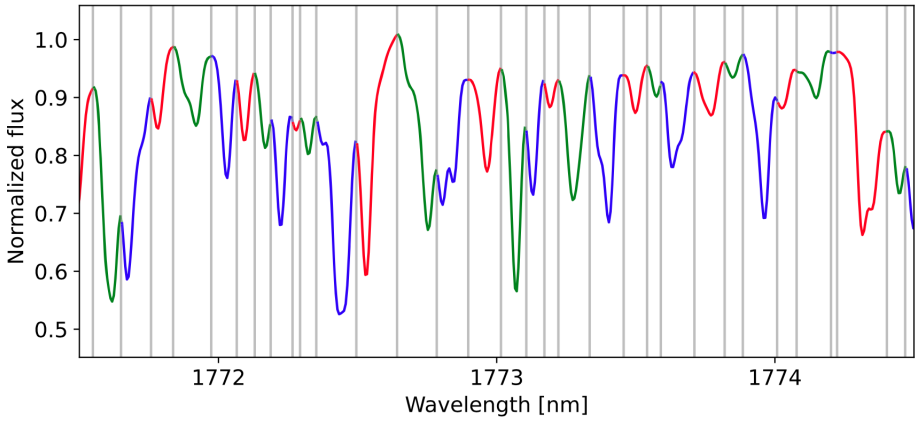

FIGURE 2.13 – Exemple de région du *template* de l'étoile de Barnard, avec les "raies" LBL délimitées par des lignes grises en pointillés. Le code couleur est arbitraire et met en évidence les raies individuelles. Figure issue de Artigau et al. (2022).

Pour cela, elle s'appuie sur les équations introduites par Connes et al. (1996) et Bouchy et al. (2001) qui relient le décalage Doppler δV à la variation d'intensité A par rapport à l'intensité d'un *template* de référence A_0, pour chaque pixel i :

$$\delta V = \frac{A(i) - A_0(i)}{\lambda(i)\frac{\partial A_0(i)}{\partial \lambda(i)}} \tag{2.9}$$

où, comme en Section 2.1.3, $A_0(i)$ et $\lambda(i)$ désignent respectivement le flux à un élément de résolution i donné et la longueur d'onde de cet élément de résolution.

Cette estimation peut être sommée sur plusieurs pixels, sur un intervalle de longueur d'onde de longueur arbitraire. Dans le cadre de LBL, le spectre est divisé en raies élémentaires, identifiées simplement comme les régions comprises entre deux maxima locaux successifs, comme illustré sur la Figure 2.13. Pour chaque raie ainsi définie, une vitesse radiale locale ainsi qu'une incertitude associée sont calculées. L'ensemble des vitesses locales est ensuite combiné en une vitesse radiale globale, pondérée par les incertitudes.

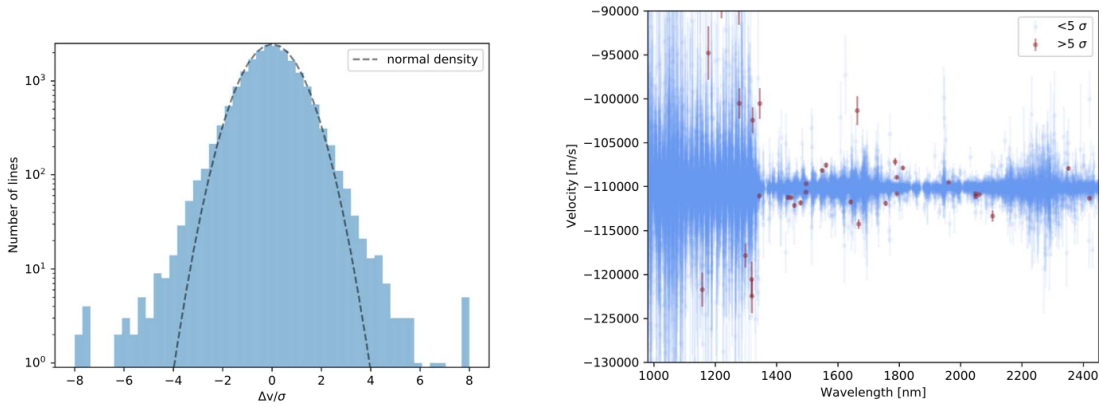

FIGURE 2.14 – Exemple de distribution des vitesses radiales des raies individuelles pour une observation aléatoire de l'étoile de Barnard. **À gauche :** histogramme de la différence de vitesse par raie par rapport à la vitesse moyenne, divisée par l'incertitude de raie correspondante suit. Cet histogramme suit de près une distribution normale (ligne pointillée) avec seulement quelques valeurs aberrantes $> 5\sigma$. **À droite :** distribution spectrale des vitesses par raie, avec les valeurs aberrantes $> 5\sigma$ en rouge. Figure issue de Artigau et al. (2022).

Afin de s'assurer que les raies les plus aberrantes ne biaisent pas la mesure finale, LBL utilise un modèle statistique basé sur un mélange gaussien (*finite mixture model*). Dans ce cadre, les vitesses mesurées sont supposées issues de deux populations : une population dominante, modélisée par une loi normale centrée sur la vitesse systémique de l'étoile, et une population minoritaire de raies aberrantes, modélisée par une distribution plus large (voir la Figure 2.14). Ce modèle permet de pondérer, voire d'exclure, les raies statistiquement incompatibles avec le comportement global.

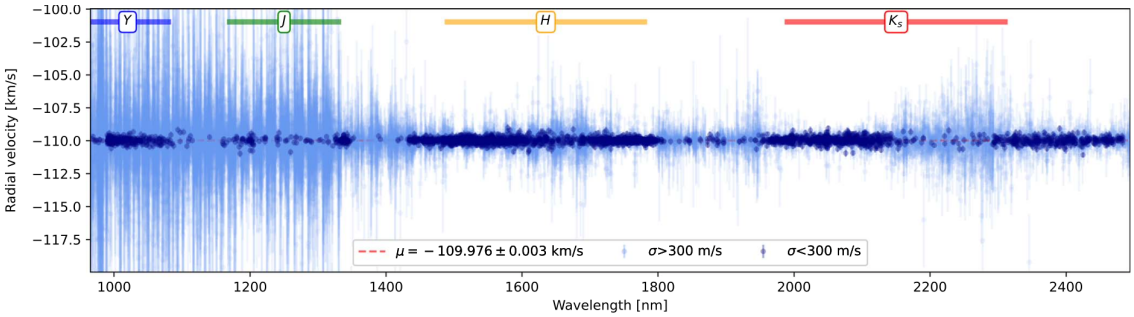

FIGURE 2.15 – Exemple de spectre de vitesses raie par raie pour l'étoile de Barnard. Les mesures individuelles se dispersent sur une large plage de vitesses (± 10 km/s de vitesse moyenne). Les raies dont l'incertitude est inférieure à 300 m/s sont représentées en bleu foncé pour améliorer la lisibilité. Figure issue de Artigau et al. (2022).

Sur la Figure 2.15, on peut observer que les raies de bonne qualité, présentant des incertitudes inférieures à 300 m/s, sont principalement concentrées dans la bande H, tandis qu'une grande partie des bandes Y et J sont dominées par des raies présentant des incertitudes de VR de l'ordre du kilomètre par seconde. Certaines parties du domaine, telles que la moitié la plus rouge de la bande K et la majeure partie de la bande J, comportent très peu, voire aucune raie de haute qualité. Ces régions correspondent à des domaines où les raies sont soit peu profondes (K), soit plus

larges (par exemple, J ; voir Artigau et al. 2018) que dans la bande H. Ces domaines contribuent très peu au budget VR global. Le grand nombre de raies de haute qualité au-delà de 2290 nm correspond aux têtes des bandes de CO.

Une telle approche permet de maximiser la quantité d'information spectrale utilisée, en rejetant le minimum de régions contaminées, sans supposer a priori la position ou la forme des raies. Les résultats décrits par Artigau et al. (2022) montrent que LBL surpasse la méthode CCF en utilisant pleinement le contenu VR des spectres (le RMS obtenu sur des données SPIRou de l'étoile de Barnard atteint 2,59 m/s avec LBL, contre 7,53 m/s avec une CCF). Aux longueurs d'onde infrarouges, cela ouvre la voie à la vélocimétrie au niveau du mètre par seconde, tandis qu'aux longueurs d'onde optiques, la méthode semble équivalente à celles de *template matching* en termes de précision, ce qui n'est pas très surprenant puisque les deux méthodes utilisent l'intégralité du contenu VR des spectres. Cependant, LBL semble présenter des niveaux de dérives systématiques plus faibles sur des échelles de temps de plusieurs mois, probablement grâce à la réjection efficace et ciblée des parties des spectres affectées par les résidus telluriques.

Dans le cadre de ma thèse, cette méthode me permet surtout d'avoir accès à des mesures de vitesses individuelles par raies, pour étudier spécifiquement l'impact localisé que peut avoir l'activité stellaire dans les spectres (voir Sect.3.3.1 et mes travaux du Chapitre 4, appliqués au Chapitre 5).

Par ailleurs, l'équation 2.9 correspond à une projection des résidus entre un spectre donné et le *template*, sur la dérivée première du *template* avec la longueur d'onde. Pour autant, en gardant ce formalisme, il est possible de projeter ces résidus sur n'importe quelle autre dérivée, afin d'obtenir des informations complémentaires (projeter sur la dérivée seconde, par exemple, renseigne sur les variations de largeur des raies, *c.f.* Artigau et al. 2022). Cela permet de produire un ensemble d'indicateurs d'activités propres à LBL, qui seront détaillés dans la Section 3.2.4.

2.3.2 Développement d'un pipeline LBL pour SOPHIE

Les VR SOPHIE sont généralement calculées avec le code de *template matching* `NAIRA` (Astudillo-Defru et al., 2015, 2017b). Comme vu dans la section précédente, la méthode LBL ne permet pas d'obtenir des VR beaucoup plus précises que `NAIRA` dans le visible, cependant, dans le cadre de mes travaux de thèse, elle présente l'avantage de fournir des mesures individuelles de VR pour chaque raie. Cela me permet de mener des études sur l'impact de l'activité au niveau spectral (voir Sect.3.3.1 et mes travaux du Chapitre 4, appliqués au Chapitre 5). C'est pour cette raison, ainsi que pour des raisons d'homogénéité des jeux de données utilisés, que j'ai adapté LBL pour recréer un pipeline de réduction des données SOPHIE.

Pour adapter le pipeline LBL aux données SOPHIE, je m'assure avant tout que les données d'entrée soient des observations homogènes et de qualité. Pour cela, je sélectionne uniquement les données SOPHIE+, à savoir celles postérieures au 15 octobre 2011. Ces spectres sont extraits des images du détecteur par le pipeline nominal de SOPHIE (Bouchy et al., 2009b). L'extraction des spectres comprend la localisation des 39 ordres spectraux sur les images 2D, le rejet des rayons cosmiques, l'étalonnage de la longueur d'onde et la correction du *flat*, ce qui permet d'obtenir un spectre à deux dimensions. Les ordres sont ensuite fusionnés et réincorporés après correction de la fonction de blaze, ce qui donne un spectre unidimensionnel (S1D).

Le pipeline que j'ai développé va directement récupérer ces spectres S1D et les filtrer, en ne conservant que les observations acquises en mode haute résolution (HR). J'utilise la VR et la FWHM [9] dérivés de la CCF, fournis par le pipeline officiel de SOPHIE (Bouchy et al., 2009b), pour effectuer un rejet des observations déviant à 4σ de la médiane. Enfin, je rejette également les mesures pour lesquelles la dérive du spectrographe s'éloigne à 4σ de la dérive médiane (cela permet de rejeter les nuits où SOPHIE a été particulièrement instable).

Une fois ces spectres filtrés collectés, je les corrige de l'effet d'inefficacité du transfert de charge (*Charge Transfer Inefficiency* - CTI), en suivant la méthode décrite par Bouchy et al. (2009a). Cet effet provient de la lecture des pixels par un CCD : chaque ligne de pixels va se "vider" vers le lecteur, qui compte séquentiellement le nombre d'électrons dans chaque pixel. Or, lors du passage d'un pixel à l'autre en direction du lecteur, une petite proportion des électrons ne parvient pas à passer au pixel suivant, et reste ainsi bloqué à sa position. Ainsi, plus un pixel est loin du lecteur, plus il aura perdu d'électrons sur le trajet. Cette perte dépend également de la quantité d'électrons présente dans le pixel : moins il y en a, plus la perte est importante en proportion. Il en résulte un spectre légèrement blueshifté, selon le SNR et le pixel concerné. Cet effet a pu être étalonné dans le cas de SOPHIE (Bouchy et al., 2009a), et je le corrige dans ce pipeline.

Sur ces spectres filtrés et corrigés de l'effet CTI, j'applique la routine LBL. Les données n'ayant pas été préalablement corrigées des raies telluriques par `APERO`, LBL applique sa propre correction de premier ordre, analogue à celle décrite en Section 2.3.1.2 : Pour chaque observation, le code construit d'une part un spectre "tellurique" en divisant le spectre observé par le *template* stellaire, et d'autre part charge des modèles de transmission TAPAS (Bertaux et al., 2014). Ces modèles sont ajustés de manière itérative afin de minimiser les résidus issus du spectre tellurique divisé par le modèle. À chaque itération, le décalage Doppler entre l'observation et son modèle TAPAS correspondant est réévalué par CCF, et le processus se répète pour un certain nombre d'itérations fixé dans le code.

LBL calcule alors les VR, ainsi que les indicateurs d'activité propres à LBL (see Artigau et al., 2022, 2024b, et Sect.3.2.4) pour chaque observation (et donc pour chaque raie spectrale d'une observation donnée). Une fois les VR obtenues, je les corrige de la dérive instrumentale fournie par la DRS SOPHIE, ainsi que de l'accélération séculaire [10].

Enfin, SOPHIE connaît également une variation du point zéro de la VR sur des échelles de temps typiques allant de quelques jours à plusieurs mois, avec une amplitude pouvant atteindre 10 m/s. Pour la corriger, des observations nocturnes d'une liste d'étoiles standards (c'est-à-dire des étoiles brillantes connues pour ne pas présenter de variations de VR) sont effectuées, afin d'établir une mesure (appelée *master*) de la variation de ce point zéro. Pour cela, on utilise les étoiles HD 185144, HD 9407, HD 89269A et Gl 514. Cette correction suit la procédure décrite par Courcol et al. (2015) et Heidari et al. (2022), dont une des subtilités réside dans la prise en charge de HD 185144. En effet, cette étoile présente une variabilité à très long terme,

9. *Full Width at Half Maximum*, mesure de la largeur à mi-hauteur de la raie moyenne issue de la CCF. Elle est très utilisée pour étudier les déformations non liées à un décalage Doppler (voir la Section 3.2.1 pour plus de détails).

10. À cause de son déplacement dans l'espace par rapport à la Terre, la vitesse radiale d'un corps peut varier de plusieurs m/s/an. On la corrige par un fit linéaire lorsque nécessaire.

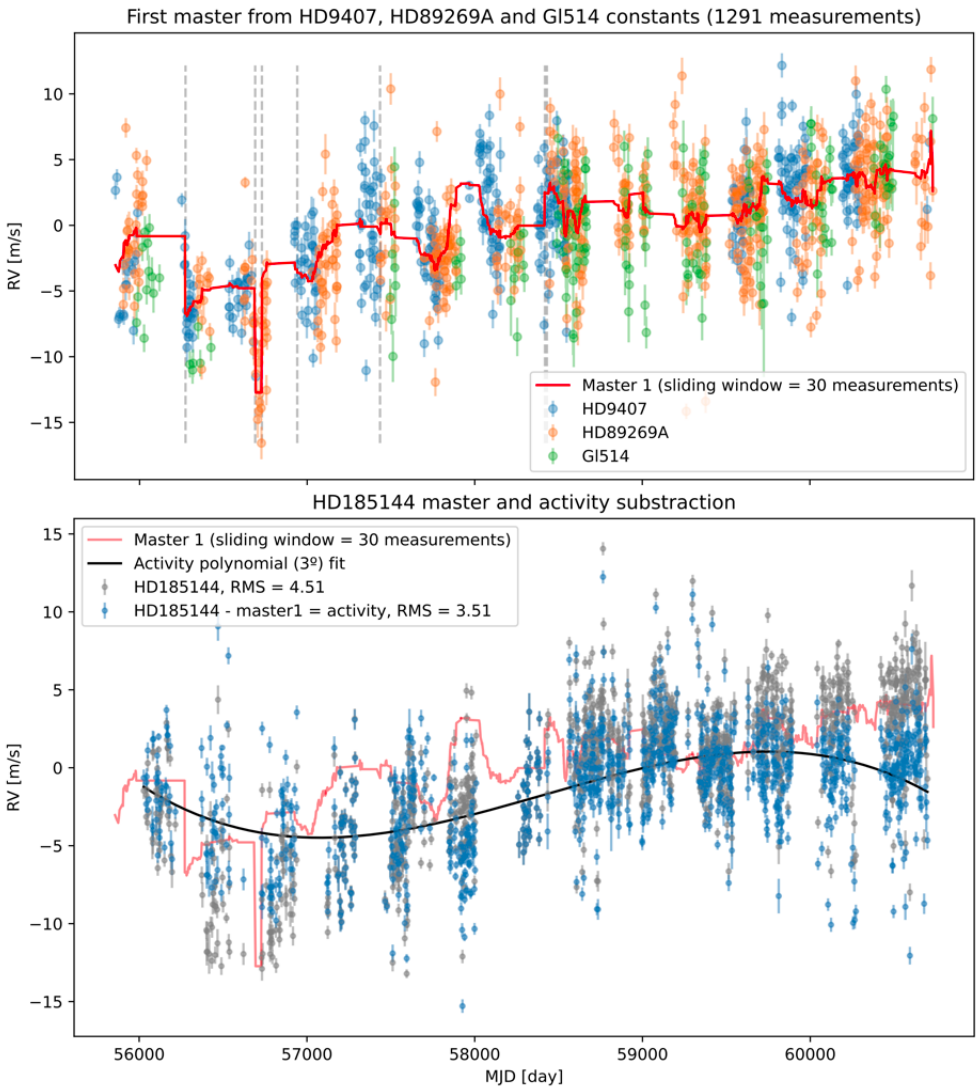

FIGURE 2.16 – Étapes de la création du Master LBL-SOPHIE. **En haut :** Calcul d'un premier Master, obtenu par une moyenne glissante sur les trois étoiles standard ne présentant pas d'activité stellaire à un seuil détectable, à savoir HD 9407 (en bleu), HD 89269A (en orange) et Gl 514 (en vert). **En bas :** VR de l'étoile standard HD 185144, auxquelles est soustrait le premier Master, afin d'ajuster l'activité stellaire par un polynome d'ordre 3.

potentiellement issue d'un cycle magnétique. Pour le soustraire, un premier master est calculé sur les standards ne présentant pas d'activité (HD 9407, HD 89269A et Gl 514, voir le graphique du haut de la Figure 2.16). Je soustrais ensuite ce premier master aux VR de HD 185144 ; Les résidus ainsi obtenus représentent l'activité à long terme. Je les ajuste à l'aide d'un polynôme d'ordre trois pour obtenir des VR grossièrement corrigées de cette tendance (voir le graphique du bas de la Figure 2.16). Les VR de HD 185144 ainsi corrigées sont alors réinjectées dans le premier master, et je moyenne l'ensemble des mesures de ces quatre standards avec une fenêtre glissante sur 30 mesures, autorisant des sauts aux dates où un changement instrumental a été effectué (voir Heidari, 2022, p75 pour une liste des dates), pour obtenir le master final (Figure 2.17).

La moyenne quadratique (RMS) sur les VR des étoiles standard corrigées de ce

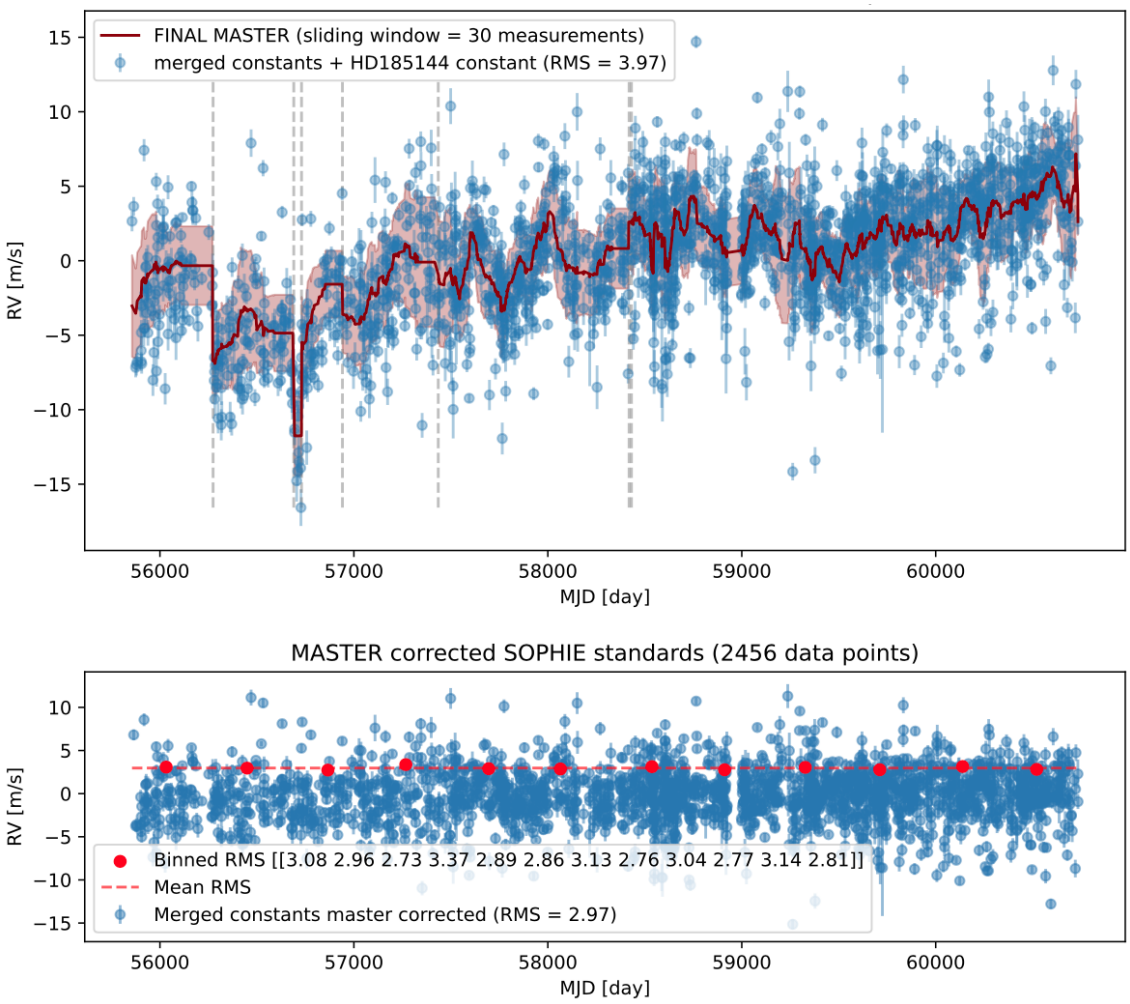

FIGURE 2.17 – MASTER SOPHIE calculé avec LBL sur des étoiles standards pour suivre la dérive du point zéro de l'instrument. **En haut :** série temporelle fusionné des quatre étoiles standard. **En bas :** Résidus des quatres étoiles standards, après les avoir corrigés du MASTER (moyenne glissante sur 30 mesures). Le RMS moyen est indiqué par la ligne en rouge pointillés, tandis que les points rouges indiquent les RMS calculés sur des tranches temporelles.

master est de 2,97 m/s. Cette précision instrumentale semble assez constante sur la période étudiée ici, qui s'étend de RJD = 55856 à 60733 (voir les résidus dans le graphique du bas de la Figure 2.17). De plus, le périodogramme de ces résidus (Fig.2.18) ne semble pas présenter de signaux parasites. Seul un léger pic autour de l'année subsiste, probablement signe d'une contamination tellurique résiduelle.

Pour tester le bon fonctionnement de ce nouveau pipeline, je l'ai utilisé sur l'étoile Gl 411, pour laquelle j'ai également récupéré des VR issues de `NAIRA`. Cette étoile possède une planète orbitant en ZH à une période de 13 jours, qui génère un faible signal en VR d'une semi-amplitude $K = 1,6$ m/s (Díaz et al., 2019). Ce faible signal en fait un candidat idéal pour tester la capacité de LBL-SOPHIE à détecter cette planète.

La comparaison entre LBL et `NAIRA` pour Gl 411 est montrée en Figure 2.19. On observe un bon accord entre les deux jeux de données, les VR LBL ayant un RMS légèrement supérieur à celui obtenu par `NAIRA`. En revanche, le pic à la période de

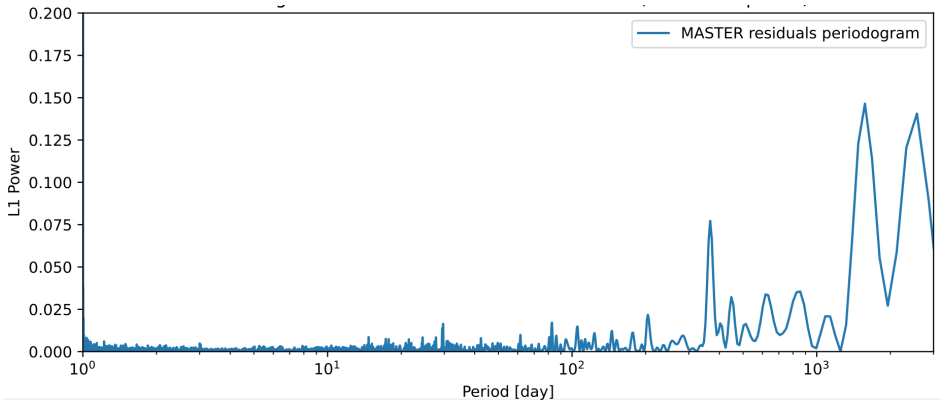

FIGURE 2.18 – Périodogramme des résidus des standards SOPHIE, corrigés du MASTER.

la planète Gl 411 b est bien détecté, confirmant le bon fonctionnement du pipeline.

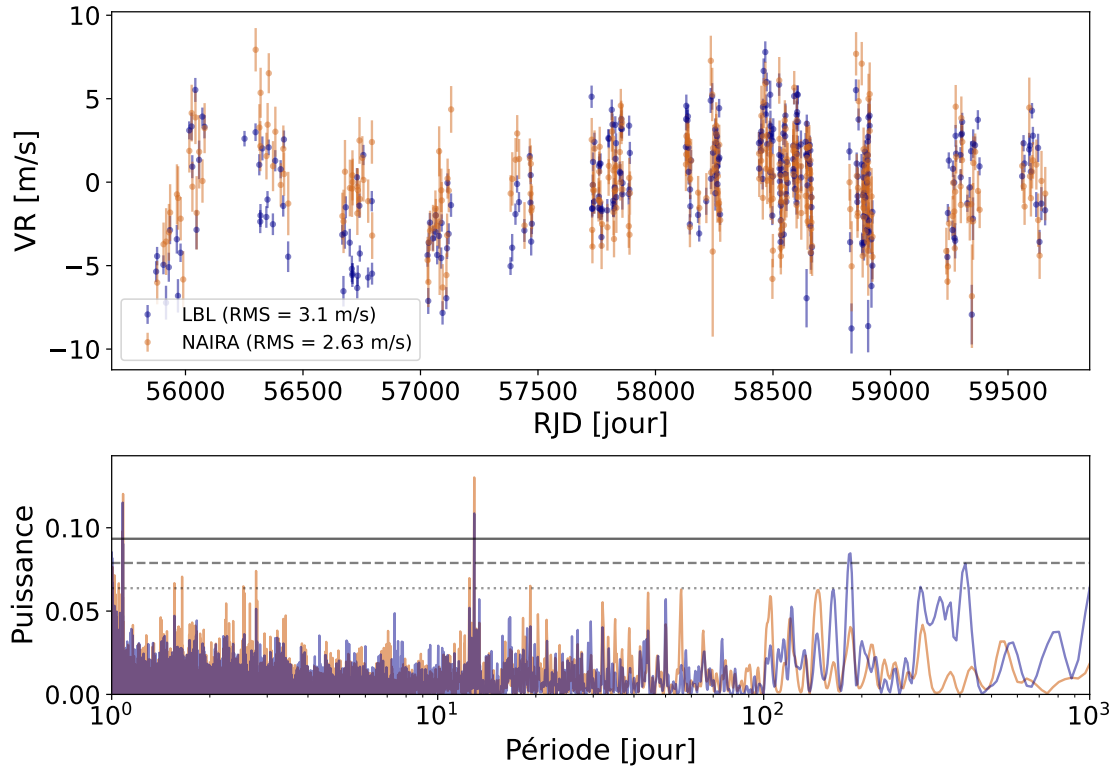

FIGURE 2.19 – Comparaison pour l'étoile Gl 411 entre, **en bleu**, les VR issues de mon pipeline LBL-SOPHIE et, **en marron**, celles issues de `NAIRA`. Les données LBL présentent un RMS légèrement supérieur, mais le pic de la planète à 13 jours est bien présent dans le périodogramme.

Pour finir, l'ensemble de ce pipeline est automatisé pour pouvoir être lancé par n'importe quel utilisateur SOPHIE sur les serveurs du Laboratoire d'Astrophysique de Marseille (LAM) de façon simple, en suivant les étapes décrites dans l'annexe C.

Chapitre 3

L'activité stellaire dans le cadre des vitesses radiales

> Je lève les yeux et le vent danse avec les étoiles, et je comprends que chaque trajectoire n'est qu'une approximation de l'infini.
>
> — Alain Damasio, La Horde du Contrevent

3.1 Impacts de l'activité sur les vitesses radiales 52
3.2 Caractériser l'activité stellaire 54
3.2.1 La déformation des raies 54
3.2.2 Les indicateurs chromosphériques 55
3.2.3 Mesurer le champ magnétique 57
3.2.4 Les proxy LBL 58
3.2.4.1 Dérivées du spectre 58
3.2.4.2 La dérivée en température dTemp 59
3.2.5 La chromaticité et l'indice chromatique (CRX) 60
3.3 Filtrer l'activité stellaire 62
3.3.1 Sélectionner des raies 62
3.3.1.1 Sélections ciblées 62
3.3.1.2 Sélections statistiques : L'analyse en composantes principales, un exemple avec WAPITI 64
3.3.2 Processus Gaussiens 66
3.3.2.1 Définition 66
3.3.2.2 GP multi-dimensionnels 68
3.3.2.3 S+LEAF et FENRIR 70

L'ACTIVITÉ stellaire étant l'une des principales causes de notre difficulté actuelle à détecter de faibles signaux exoplanétaires (voir la "barrière du m/s", Fig. 1.5), de nombreuses méthodes ont été développées pour en apprendre davantage sur son origine, ses manifestations, et les façons de la filtrer.

La première étape consiste à caractériser ses effets et à quantifier son impact sur la VR, tant pour approfondir notre compréhension de la physique stellaire que pour déterminer si un candidat planétaire peut avoir pour cause l'activité stellaire. Pour cela, on utilise différentes mesures regroupées sous le terme d'indicateurs d'activité.

La seconde étape utilise les liens entre les processus physiques d'activité et les variations de VR qu'ils engendrent, et tente d'en atténuer les effets à l'aide de différentes méthodes. Celles-ci peuvent s'appuyer sur des modèles physiques, sur des stratégies de filtrage ou sur des méthodes numériques qui gagnent en complexité, et peuvent s'appliquer aussi bien au niveau spectral que directement sur les séries de mesures VR.

Ce chapitre présente, dans un premier temps, l'impact des différents processus d'activité stellaire sur les VR. Dans un second temps, les méthodes de caractérisation de cette activité sont détaillées. Enfin, il sera question des approches développées pour atténuer leur influence sur les VR.

3.1 Impacts de l'activité sur les vitesses radiales

La méthode des vitesses radiales repose sur la mesure du décalage Doppler du spectre d'une étoile, causé par son mouvement autour du barycentre du système. Concrètement, ce décalage est estimé à partir du déplacement global des raies spectrales, par corrélation avec un masque de raies, ajustement d'un modèle synthétique, ou analyse raie par raie (voir la Section 2.3.1.3 pour une explication détaillée de ces techniques).

Cependant, l'étoile étant spatialement non résolue, le spectre observé est une moyenne intégrée sur tout son disque apparent. Ce processus suppose implicitement que les raies sont formées de manière homogène dans une atmosphère stable, symétrique et isotrope. En réalité, cette hypothèse est toujours violée : l'activité magnétique perturbe localement les conditions de formation des raies, en modifiant leur profil, leur position, et leur intensité.

En parallèle, la surface stellaire héberge des régions dynamiquement mobiles dont les vitesses radiales varient spatialement. Par exemple, la rotation induit un blueshift de l'hémisphère approchant, et un redshift du côté opposé ; la convection fait monter du plasma chaud (blueshifté) et descendre du plasma froid (redshifté) ; les flux méridionaux, qui redistribuent le moment angulaire entre équateur et pôles, génèrent eux aussi des composantes radiales inhomogènes.

L'ensemble de ces circulations, combiné aux distorsions de surface qu'elles transportent (taches, facules, ...), déséquilibre la moyenne spectrale à chaque instant. Cela introduit des signaux parasites complexes aux comportements temporels très variés : certains sont périodiques (comme ceux liés à la rotation), d'autres quasi-stochastiques (comme les variations convectives), ou encore séculaires (liés aux cycles magnétiques). L'ensemble de ces effets est souvent regroupé sous le terme de "jitter d'activité". Bien que souvent combinés entre eux, la Table 3.1 résume la contribution individuelle de chacun de ces effets sur les VR.

Phénomène physique	**Amplitude sur les VR**	**Variabilité temporelle**
Taches : L'occultation de régions en rotation provoque un déséquilibre dans le spectre intégré. L'effet est d'autant plus fort sur les étoiles à rotation rapide.	De l'ordre du m/s à la centaine de m/s (Saar & Donahue, 1997)	Rotation ($\sim$ jours à semaines), modulée sur le cycle magnétique (années)
Plages chromosphériques : Réchauffement local de la chromosphère qui modifie les conditions de formation des raies. L'effet Doppler est plus faible que pour les taches car les plages ne bloquent pas la lumière.	$\lesssim$ 1–2 m/s pour le Soleil (Meunier et al., 2010)	Rotation + cycle magnétique
Effet Zeeman : Affecte la forme des raies sensibles au champ magnétique, en élargissant ou déformant leur profil selon l'intensité locale.	0.1–100 m/s (Reiners et al., 2013)	Rotation + cycle magnétique
Granulation : Courants ascendants (blueshiftés) brillants, et descendants (redshiftés) plus sombres, dans des cellules convectives de surface. Effet moyenné sur le disque mais qui reste un bruit coloré.	$\lesssim$ 1 m/s (Meunier, 2021)	Environ 30 minutes pour le Soleil (temps de vie des cellules)
Super-granulation : Structure convective plus large, plus lente, moins bien moyennée spatialement.	$\lesssim$ 1 m/s (Meunier, 2021)	Heures à jours
Blueshift convectif : Les courants ascendants (blueshiftés) sont plus chauds et donc plus brillants que les courants descendants (redshiftés). De plus, les zones de flux ascendant occupent plus de surfaces que les zones de flux descendant. Il en résulte un décalage global des raies vers le bleu, qui varie au cours du cycle magnétique selon l'état de la convection.	$\sim$ 1 – 4 m/s (Meunier et al., 2010)	Cycle magnétique
Inhibition du blueshift convectif : Les régions actives inhibent les courants ascendants responsables du blueshift convectif, modifiant la moyenne spectrale. Effet non symétrique sur le disque.	$\sim$ 10 m/s (Meunier, 2021)	Rotation + cycle magnétique
Pulsations (oscillations p-mode) : Oscillations acoustiques internes.	$\sim$ 1 m/s (Meunier, 2021)	Quelques minutes
Flux méridionaux : Circulations lentes de matière entre équateur et pôles, dues à la redistribution du moment angulaire.	$\sim$ 0.1 – 4 m/s (Meunier, 2021)	Cycle magnétique

TABLE 3.1 – Résumé des processus stellaires affectant les vitesses radiales, et ordres de grandeur de leur impacts. Il est important de noter que les ordres de grandeurs des variations en VR estimés pour chacun de ces processus sont très dépendants de l'étoile observée, et peuvent grandement varier selon son champ magnétique et sa vitesse de rotation.

Au-delà de ces variations spatio-temporelles, ces effets ont également un impact qui varie avec la longueur d'onde. Notamment, l'effet des taches semble généralement réduit quand on regarde dans l'infra-rouge proche (voir par exemple Reiners et al. (2010) et ses références pour des simulations et arguments théoriques, ou encore Carmona et al. (2023) pour une observation), bien que ce ne soit pas systématique (e.g., Cortes-Zuleta et al., 2021). En réalité, chaque raie spectrale peut réagir différemment à ces processus physiques. Cette dépendance avec la longueur d'onde est ce qu'on appelle la chromaticité du signal d'activité, une propriété qui reste encore à être largement étudiée, et potentiellement utilisée pour mieux contraindre et filtrer l'activité. L'étude de cette chromaticité (abordée plus en détail dans la Section 3.2.5) est au coeur de mon travail de thèse, qui a contribué à améliorer notre connaissance des mécanismes physiques à son origine.

En résumé, même les étoiles les plus calmes présentent une activité qui induit des déformations locales des raies spectrales. Ces déformations se propagent dans la moyenne spectrale observée, introduisant des variations Doppler qui peuvent masquer ou imiter le signal d'une planète. À l'échelle du mètre par seconde — et a fortiori du centimètre par seconde — l'activité stellaire devient donc une barrière majeure à la détection planétaire par vitesses radiales.

3.2 Caractériser l'activité stellaire

De manière générale, on regroupe sous le terme d'indicateur d'activité toute mesure reliée aux processus d'activité stellaire, qui ne soit pas sensible aux planètes. Ces mesures peuvent être de types très variés, et renseignent plus ou moins directement sur un ou plusieurs processus physiques se produisant dans les couches externes de l'étoile. Une description des indicateurs les plus utilisés, y compris dans mes travaux du Chapitre 6, est donnée dans cette section.

3.2.1 La déformation des raies

Contrairement au simple décalage Doppler induit par les planètes, les processus de physique stellaire déforment le profil spectral des raies, car les manifestations de l'activité, localisées à la surface, ont des vitesses spécifiques non moyennées par la rotation de l'étoile.

Lors d'une mesure par la méthode de la CCF (voir Sect. 2.3.1.3), le profil de raie moyen contient la moyenne de toutes les déformations accumulées par les différentes raies du spectre. Ainsi, si une tache est présente sur l'hémisphère approchant (blueshifté), la raie moyenne sera déformée par un "manque" d'information de ce côté blueshifté (à l'emplacement de la tache) [1] (voir Fig.3.1).

Ce type de déformation entraîne un décalage du centroïde de la raie, interprété à tort comme un déplacement Doppler, et donc une variation δV_{spot} de VR due à la tache. Pour repérer ce genre de déformation non-képlérienne, deux mesures sont largement utilisées dans la communauté : la largeur à mi-hauteur de la raie moyenne (abrégée en FWHM pour *Full Width at Half Maximum*), et le bissecteur, défini comme la ligne qui bissecte l'ensemble des segments horizontaux qui connectent

1. Un des résultats majeur de cette thèse, détaillé en Section 4.1.3, sera de montrer que cette vision classique de la déformation des raies par une tache n'est pas toujours vraie.

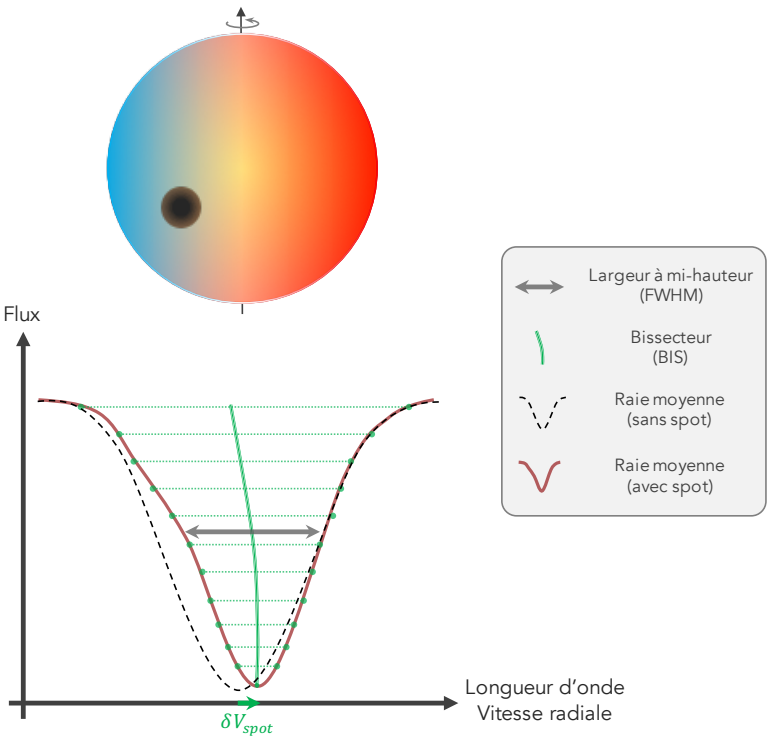

FIGURE 3.1 – Illustration de la déformation de la raie moyenne par une tache stellaire. L'étoile est dégradée du bleu au rouge pour illustrer la VR perçue des deux hémisphères en rotation. Le profil déformé (en rouge), induit une variation δV_{spot} de la VR par rapport à une raie moyenne non déformée (en noir). La largeur à mi-hauteur et le calcul du bissecteur sont également représentés.

les deux côtés de la raie moyenne (Fig.3.1). Ces deux observables tracent la façon dont une raie se déforme, et ne sont pas influencés par les orbites des planètes (non transitantes).

L'indicateur extrait du bissecteur correspond à la différence entre la vitesse associée à la partie haute du bissecteur et celle associée à la partie basse. Cet indicateur est appelé « bissector inverse span » (abrégé en BIS), ou simplement « bissector span ». Le terme BIS sera utilisé dans la suite de ce manuscrit. C'est un indicateur particulièrement intéressant puisque sa déformation en forme de "C" est notamment la signature des phénomènes de granulation et du blueshift convective (e.g., Gray, 1980 ; Dravins, 1987). La FWHM, quant à elle, peut par exemple tracer les oscillations solaires, qui ne produisent pas d'asymétrie de la raie moyenne (Gray, 2005).

3.2.2 Les indicateurs chromosphériques

Le champ magnétique stellaire, généré par la dynamo dans la zone convective, émerge à la surface sous forme de tubes de flux. Dans les plages actives, ces structures sont particulièrement concentrées et orientées verticalement. Les mouvements convectifs turbulents (dans ou juste sous la photosphère) engendrent des ondes MHD qui se propagent le long de ces tubes vers la chromosphère et la couronne. En atteignant la chromosphère, ces ondes se dissipent par divers processus encore étudiés, convertissant leur énergie en chaleur locale (voir Narain & Ulmschneider, 1996, pour

une revue des différents mécanismes de chauffage chromosphérique et coronal).

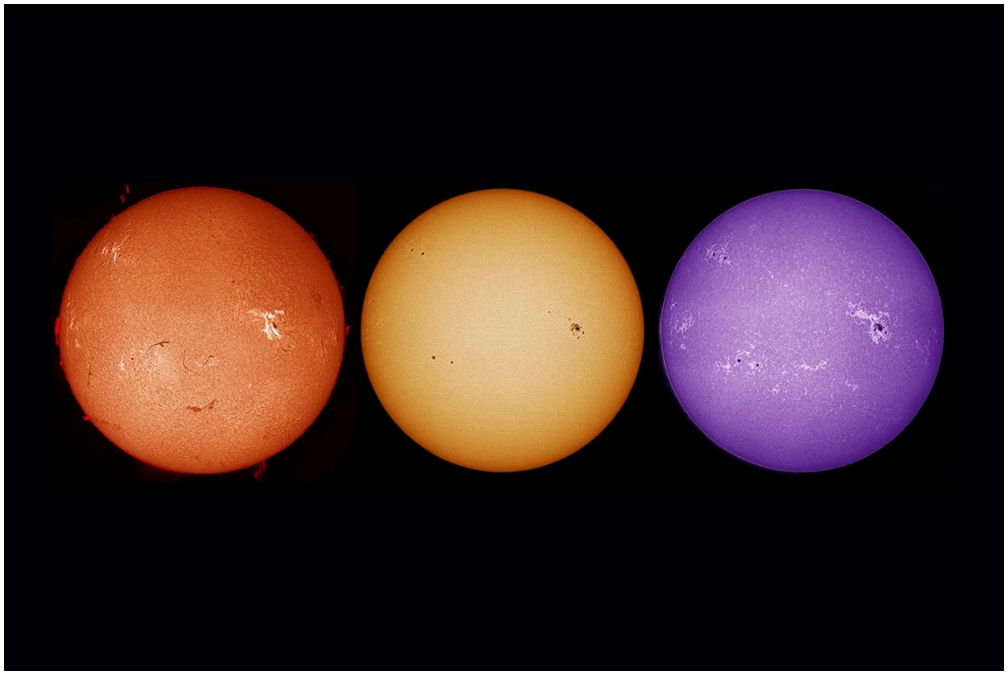

FIGURE 3.2 – Le Soleil photographié à travers 3 filtres photométriques : **Gauche.** Raie H_α **Milieu.** Lumière blanche **Droite.** Raie K du Calcium. Credit : Pete Lawrence.

Une approche courante pour caractériser cette activité consiste à s'intéresser à certaines raies dites chromosphériques, telles que le doublet du calcium II H et K, la raie H_α, ou encore le doublet du sodium Na I D1 et D2. Ces raies, comme leur nom l'indique, se forment dans la chromosphère, et leur intensité peut augmenter significativement dans les régions chauffées, menant à d'importantes signatures d'émission. Mesurer l'intensité de cette émission permet donc de détecter la présence de champs magnétiques intenses et localisés, comme on peut le voir sur l'image de droite de la Figure 3.2, où les plages solaires sont clairement visibles.

Avec le passage de ces plages, la variation d'intensité des raies H et K est modulée à la période de rotation stellaire. Mais, au cours d'un cycle magnétique, la surface occupée par ces régions actives va également varier (Fig.1.9), permettant aussi à ces raies de tracer de potentiels cycles magnétiques (Wilson, 1978).

Pour quantifier ces variations, on utilise l'indice S, défini par (Duncan et al., 1991) comme :

$$S = \alpha \cdot \frac{N_H + N_K}{N_R + N_V} \tag{3.1}$$

où :

- N_H et N_K désignent les flux mesurés dans des bandes de 1,09 Å centrées sur les raies Ca II H (3968,47 Å) et K (3933,66 Å),
- N_R et N_V sont les flux dans deux bandes de continuum plus larges (20 Å), situées autour de 3901 Å (V) et 4001 Å (R),
- α est un facteur d'étalonnage empirique propre à l'instrumentation du Mont Wilson, assurant la cohérence temporelle des mesures.

Pour pouvoir comparer cet indice entre différentes étoiles de types spectraux variés, on utilise une mesure plus physique dénotée $log(R'_{HK})$, définie par (Noyes et al., 1984) comme :

$$log(R'_{HK}) = R_{HK} - R_{photo} \tag{3.2}$$

où R_{HK} est le flux total F_{HK} des raies H et K, normalisé au flux bolométrique ($R_{HK} \propto F_{HK}/\sigma T_{eff}^4$ avec σ la constante de Stefan-Boltzmann), et R_{photo} la fraction des émissions totales dans les bandes H et K qui provient de la photosphère plutôt que de la chromosphère.

Néanmoins, ces deux raies du calcium sont situées dans le proche infrarouge, et souffrent donc d'un signal réduit quand il s'agit d'étoiles plus froides comme les naines M (cf. Eq.2.1). Le doublet du sodium (Na I D1 à 5895,9 Å et D2 à 5889,9 Å) et la raie H_α (6562,8 Å) sont donc des alternatives intéressantes, qui ont été étudiées plus récemment (e.g., Gomes da Silva et al., 2012a ; Robertson et al., 2013) [2].

Toutefois, ces émissions ne se forment pas à la même altitude : les raies Na se forment dans la chromosphère inférieure, les raies Ca II H et K dans la chromosphère moyenne jusqu'à la chromosphère supérieure, et la raie H_α dans la chromosphère supérieure (Meunier et al., 2024, et ses références), comme on peut le deviner dans l'image de gauche de la Figure 3.2 où l'on voit des structures filamenteuses de haute altitude en H_α.

Ces différentes régions de formation peuvent conduire à des comportements différenciés entre ces trois indicateurs. Par exemple, il a été suggéré que la présence de filaments lors de phases d'activité puisse absorber l'émission H_α, quand le calcium est au contraire à son maximum (Meunier & Delfosse, 2009). Cela pourrait expliquer les anti-corrélations parfois observées entre ces deux indicateurs, comme par exemple dans le cas de Gl 581 étudié au Chapitre 6.

3.2.3 Mesurer le champ magnétique

À l'aide d'observations spectropolarimétriques (*e.g.*, ESPaDOnS (Donati et al., 2006), NARVAL (Aurière, 2003), SPIRou), il est possible de mesurer le champ magnétique longitudinal des étoiles, c'est-à-dire la composante du champ magnétique projetée dans la ligne de visée, moyennée sur l'hémisphère visible de l'étoile. Cette grandeur est notée B_ℓ.

En présence d'un champ magnétique, l'effet Zeeman (Zeeman, 1897) provoque le dédoublement des raies spectrales : une composante centrale (π) et deux composantes latérales ($\sigma^\pm$) apparaissent, décalées symétriquement en fréquence. Ces composantes σ^+ et σ^- sont polarisées circulairement en sens opposé. Ainsi, l'observation d'une différence de signal entre les polarisations circulaires droite et gauche dans une raie spectrale, mesurée à l'aide du Stokes V [3], constitue une signature directe de la présence d'un champ magnétique longitudinal.

Cependant, le signal polarisé induit par effet Zeeman est généralement très faible dans chaque raie. Pour le rendre mesurable, on applique la technique du *Least*

2. D'autres raies plus loin dans l'infrarouge comme le triplet infrarouge du calcium ou la raie d'hélium I sont aussi parfois étudiées.

3. Le vecteur de Stokes est un quadruplet : I représente l'intensité totale, Q et U les composantes de polarisation linéaire (respectivement à 0/90° et à ±45°), et V la polarisation circulaire (droite et gauche).

Squares Deconvolution (LSD), qui consiste à combiner plusieurs centaines à milliers de raies spectrales. Celles-ci sont choisies pour leur sensibilité connue à l'effet Zeeman (à travers le facteur de Landé $g_{\rm eff}$), via des bases de données comme VALD (*Vienna Atomic Line Database*, (Piskunov et al., 1995 ; Kupka et al., 2000 ; Ryabchikova et al., 2015)).

Cette méthode LSD repose sur l'hypothèse que toutes les raies sélectionnées peuvent être représentées comme des versions mises à l'échelle d'un profil commun. Ce traitement permet d'obtenir un profil moyen de très bon SNR pour les vecteurs de Stokes I et V.

À partir de ces profils LSD, le champ longitudinal est alors estimé à l'aide de la formule proposée par Donati et al. (1997) :

$$B_\ell = -\frac{2.14 \times 10^{11}}{\lambda_0 \, g_{\rm eff} \, c} \cdot \frac{\int v \cdot V(v) \, dv}{\int I(v) \, dv} \tag{3.3}$$

où :
— B_ℓ est exprimé en gauss (G),
— λ_0 est la longueur d'onde moyenne des raies utilisées (en Å),
— $g_{\rm eff}$ est le facteur de Landé effectif moyen,
— c est la vitesse de la lumière,
— v est la vitesse radiale,
— $V(v)$ et $I(v)$ sont les profils LSD de Stokes V et I, respectivement.

Pour les étoiles dont le champ magnétique à grande échelle n'est pas symétrique par rapport à l'axe de rotation, la mesure du champ longitudinal B_ℓ au cours du temps permet notamment de contraindre la période de rotation (*e.g.*, Babcock, 1949 ; Donati & Landstreet, 2009b ; Donati et al., 2023a ; Fouqué et al., 2023).

3.2.4 Les proxy LBL

3.2.4.1 Dérivées du spectre

Comme vu en Section 2.3.1.3 avec l'équation 2.9, la méthode LBL repose sur une projection des résidus entre une observation donnée et le *template* supposé sans bruit de l'étoile, sur la dérivée première du *template* avec la longueur d'onde (*c.f.*, Eq.2.9). Avec ce même formalisme, il est possible de projeter ces résidus sur d'autres dérivées afin de produire, pour chaque raie, un ensemble d'indicateurs d'activité. Ces indicateurs peuvent ensuite être pondérés sur l'ensemble du spectre, de la même manière que les vitesses radiales sont calculées dans LBL à partir des vitesses individuelles de chaque raie et de leurs erreurs (Artigau et al., 2022).

Par exemple, si on projette sur la dérivée seconde du *template*, on obtient la quantité :

$$\mathrm{d2v} = \frac{A(i) - A_0(i)}{\lambda(i)^2 \frac{\partial^2 A_0(i)}{\partial \lambda(i)^2}} \tag{3.4}$$

où, comme en Section 2.3.1.3, $A_0(i)$ et $\lambda(i)$ désignent respectivement le flux à un élément de résolution i donné et la longueur d'onde de cet élément de résolution. Ici en revanche, la quantité $d2v$ peut être reliée à la variation de FWHM [4], notée dW,

4. Se référer à Artigau et al. (2022) pour la démonstration du lien entre $d2v$ et FWHM.

en utilisant la valeur de la FWHM issue du *template* calculée par CCF, de telle sorte que :

$$dW(i) = \frac{\mathrm{FWHM}_{CCF} \times \mathrm{d2v} \times c^2}{8\ln(2)} \tag{3.5}$$

La quantité dW ainsi définie varie proportionnellement à la variation de FWHM, et peut être moyennée sur toutes les raies de la même manière que la VR calculée par LBL, en rejetant les raies donnant des valeurs aberrantes. Une caractéristique notable de ce dW est qu'une variation de la LSF [5] aura un impact indépendant de la FWHM moyenne de l'étoile. Cela n'est pas le cas pour les mesures des variations de la FWHM mesurées par CCF, où plus la FWHM est grande, plus l'impact d'une variation du profil instrumental est faible. Cela signifie que des mesures à long terme de l'activité peuvent être corrigées pour tenir compte des changements de LSF en utilisant un dW mesuré sur un ensemble d'étoiles de calibration ou sur le spectre du Fabry-Pérot.

De la même façon, on peut faire la projection des résidus sur la dérivée troisième, afin d'être sensible aux asymétries des raies. Numériquement, une telle projection est liée au BIS, mais une correspondance analytique directe, telle que pour la FWHM, n'a pas encore été trouvée. De plus, cet indicateur semble corrélé à la VR ; il reste donc expérimental pour le moment, sa signification devant être mieux comprise.

3.2.4.2 La dérivée en température dTemp

Plutôt que de projeter sur les dérivées d'ordres supérieurs pour tenter d'obtenir des informations sur les changements dans les moments supérieurs des profils de raie, on peut imaginer projeter sur d'autres quantités physiques. Par exemple, en projetant sur la température, on obtient une variation de température par raie (Artigau et al., 2024b) :

$$\delta T = \frac{A(i) - A_0(i)}{\lambda(i)\frac{\partial A_0(i)}{\partial T(i)}} \tag{3.6}$$

Et la somme pondérée de ces variations sur l'ensemble du spectre donne la quantité *dTemp*, que l'on peut interpréter comme la variation de température effective moyenne du disque stellaire.

Tandis que la dérivée par rapport à la vitesse peut être déterminée à partir d'un simple *template* à haut SNR, la dérivée par rapport à la température nécessite toute une bibliothèque de *templates* d'objets couvrant une large gamme de températures effectives, à SNR relativement élevé. Concrètement, chaque pixel est placé dans un espace (flux, température), à partir du flux mesuré pour ce pixel [6] pour différentes températures effectives, estimées par les 141 *templates* rassemblés dans Artigau et al. (2024b). Ces points sont alors ajustés par un polynôme d'ordre 4 qui estime la dépendance en température de ce pixel (voir Figure 3.3). Au moment où cette thèse est écrite, *dTemp* est calculable pour les naines G, K et M de la séquence principale (6000 K et moins).

5. (*Line Spread Function*) représente l'étalement d'une raie infiniment fine par la diffraction des optiques du spectrographe.

6. Normalisé au pseudo-continuum par un filtre passe-bas.

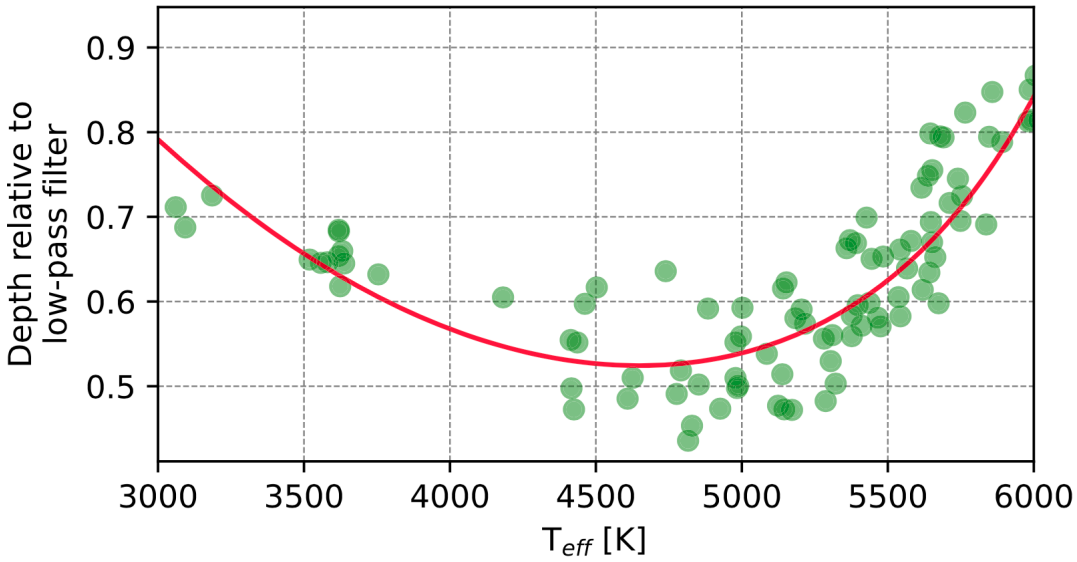

FIGURE 3.3 – Dépendance à la température d'un pixel à 632,934 nm, avec l'ajustement polynomial du quatrième ordre pour ce pixel. Chaque point est la mesure de la profondeur relative de ce pixel pour un *template* représentant une température effective donnée. Figure issue de Artigau et al. (2024b)

Par ailleurs, *dTemp* peut se calculer de plusieurs façons. En effet, puisqu'il s'agit de regarder les variations de profondeur des raies autour d'une température donnée, on comprend sur la Figure 3.3 que cette variation peut être estimée autour de n'importe quelle température. LBL retourne ainsi des *dTemp* estimés autour de différentes températures, à savoir *dTemp*3000, *dTemp*3500, *dTemp*4000, *dTemp*4500, *dTemp*5000, *dTemp*5500 et *dTemp*6000 K. Si on prend la raie illustrée dans la Figure 3.3 à titre d'exemple, *dTemp*3500 indiquera une augmentation de la température si la raie devient plus profonde, alors que *dTemp*5500 indiquera une diminution de la température.

Le sens physique suggère de prendre les mesures de *dTemp* qui sont calculées autour de la température la plus proche de celle de l'étoile observée. Toutefois, il s'avère que des *dTemp* éloignés en température retournent parfois des mesures plus précises ou plus aptes à reproduire la période de rotation stellaire. Bien qu'il devienne alors très difficile d'appréhender ce que ces mesures représentent physiquement, elles peuvent tout de même être utiles et seront utilisées au Chapitre 6.

3.2.5 La chromaticité et l'indice chromatique (CRX)

Une autre façon de détecter la présence d'activité stellaire est d'examiner la dépendance en longueur d'onde des variations de VR. En effet, la forme du spectre d'un corps noir (Eq. 2.1) implique que, au-delà du maximum de Wien, le contraste entre deux régions à températures différentes (comme la photosphère et une région active) diminue avec la longueur d'onde. Ainsi, une tache froide ou une plage chaude possédera un contraste lumineux avec la photosphère plus important en optique qu'en infrarouge, et affectera donc plus fortement la VR dans ce premier cas (*e.g.*, Desort et al., 2007 ; Reiners et al., 2010).

Par ailleurs, les différentes longueurs d'onde sondent des profondeurs atmosphé-

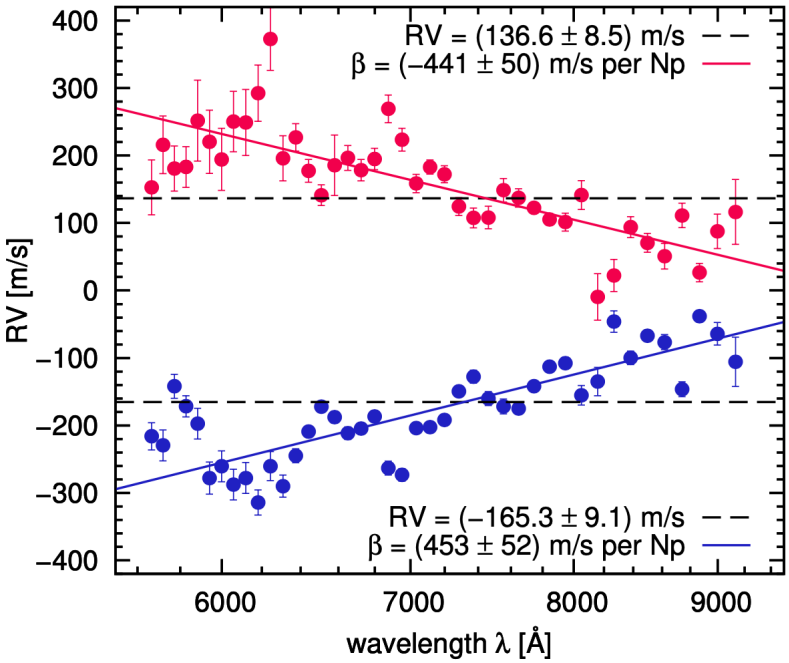

FIGURE 3.4 – VR mesurées dans 42 ordres de deux observations CARMENES VIS de YZ CMi, accompagnées de la moyenne pondérée simple (ligne noire en pointillés) et du CRX (lignes bleue et rouge continues). L'axe des longueurs d'onde est logarithmique. Figure issue de Zechmeister et al. (2018).

riques différentes, du fait de la variation de l'opacité avec λ. Il est donc raisonnable de s'attendre à ce que le passage de régions actives à la surface de l'étoile n'affecte pas la moyenne des raies spectrales de la même manière selon la longueur d'onde considérée.

Cette dépendance spectrale des signaux d'activité, appelée *chromaticité*, constitue un critère de diagnostic : les signaux induits par l'activité stellaire sont généralement chromatiques, tandis qu'un signal d'origine planétaire, induit par un simple décalage Doppler du spectre dans son ensemble, est achromatique. Une telle chromaticité à déjà été observée sur plusieurs étoiles, permettant parfois d'invalider de fausses détections d'exoplanètes (Figueira et al., 2010 ; Mahmud et al., 2011 ; Bailey et al., 2012 ; Zechmeister et al., 2018 ; Jeffers et al., 2022 ; Carmona et al., 2023, 2025 ; Larue et al., 2025).

Pour mesurer cette chromaticité, une méthode introduite par Zechmeister et al. (2018) consiste à calculer les VR sur les ordres individuels d'un spectromètre. Pour une observation donnée, on peut voir apparaître une pente du type $v(o) = \alpha + \beta\, ln(\lambda_o)$, avec $v(o)$ la VR calculée sur l'ordre o, et λ_o la longueur d'onde représentative de cet ordre o (voir Figure 3.4). La valeur β de cette pente est appelée le CRX pour *Chromatic Index*, exprimée en m/s/Np [7]. Ainsi, une mesure possédant un grand CRX (en valeur absolue) est une mesure fortement contaminée par de l'activité.

Toutefois, le CRX varie pour chaque observation d'une étoile, puisque la VR mesurée, différente pour chaque ordre, dépend de la phase de rotation observée (*i.e.*, la position des régions actives sur le disque apparent). La Figure 3.4 montre

7. Np est le symbole pour Neper, puisque le CRX est fonction du logarithme népérien de la longueur d'onde.

l'exemple de deux observations mesurées à des moments opposés de la phase de rotation, montrant un CRX positif (bleu) et un négatif (rouge). Le CRX seul ne donne donc pas directement l'information du niveau d'activité global de l'étoile (et plus précisément de la sensibilité des VR à ce niveau d'activité). Pour cela, il faut s'intéresser à la corrélation entre les CRX de chaque observation d'une étoile et leurs VR totales correspondantes. Pour une étoile active, on s'attend ainsi à ce que les grandes valeurs de VR correspondent à de grands CRX. Faire un ajustement linéaire dans cet espace (VR, CRX) donne le CRX-gradient, en Np^{-1}.

3.3 Filtrer l'activité stellaire

L'ensemble des indicateurs d'activité présentés ci-dessus fournit non seulement des informations précieuses sur la physique stellaire sous-jacente, mais permet souvent également de quantifier et caractériser l'impact de cette activité sur les mesures VR d'une étoile donnée. Ces informations peuvent alors être utilisées pour tenter de filtrer la composante stellaire des VR et ainsi accéder au véritable signal Doppler, d'origine planétaire.

Ce filtrage peut intervenir à différentes étapes du traitement des données, selon les approches adoptées. Certaines méthodes visent à corriger directement les spectres eux-mêmes, d'autres reposent sur une sélection judicieuse des raies spectrales les moins sensibles à l'activité. Enfin, la majorité des approches se concentrent sur le traitement a posteriori des séries temporelles de VR, en ajustant des modèles physiques ou statistiques qui cherchent à séparer les contributions stellaires et planétaires.

Les sections suivantes présentent les stratégies de correction les plus couramment utilisées, en distinguant celles agissant au niveau des raies sélectionnées pour le calcul des VR (telle qu'utilisée et développée dans mes travaux présentés aux Chapitres 4 et 5), de celles agissant sur les séries temporelles finales (que j'utilise au Chapitre 6).

3.3.1 Sélectionner des raies

Considérant que chaque raie spectrale, associée à un élément chimique donné, est la somme de contributions à différentes profondeurs, températures et vitesses, chaque processus d'activité stellaire peut alors affecter chaque raie de manière différenciée. Plusieurs approches se concentrent donc sur la sélection des raies spectrales afin de calculer les VR uniquement sur certaines d'entre elles. Cela peut permettre d'isoler et de filtrer certains signaux d'activité, voire des processus physiques ciblés. Ces méthodes peuvent aussi filtrer des effets instrumentaux achromatiques ou des pollutions de raies stellaires par des raies telluriques incomplètement corrigées.

3.3.1.1 Sélections ciblées

Sélectionner des raies spectrales de manière ciblée pour mettre en évidence des effets physiques particuliers n'est pas une approche nouvelle. Elle a d'abord été tentée par Dumusque (2018), qui a développé une méthode de calcul des VR raie-par-raie (qui a directement inspiré le code LBL de Artigau et al. (2022), désormais largement utilisé). (Dumusque, 2018) a ainsi montré que toutes les raies spectrales ne sont pas affectées de la même manière par l'activité stellaire (Figure 3.5). En mesurant les

VR sur deux sous-échantillons de raies spectrales sélectionnées en conséquence, il a pu multiplier par deux ou atténuer d'un facteur 1,6 le signal en VR induit par l'activité stellaire dans des mesures de α Cen B.

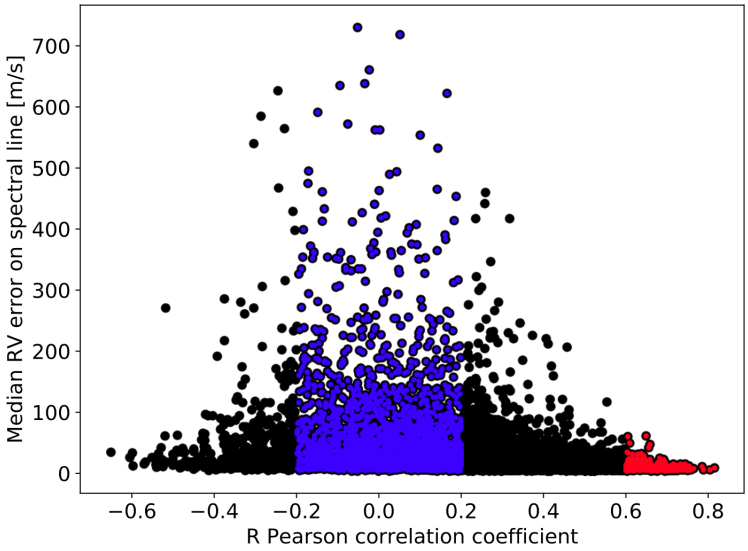

FIGURE 3.5 – Précision des VR de chaque raie spectrale en fonction du coefficient R de corrélation de Pearson entre les VR de chaque raie individuelle et les VR mesurées sur toutes les raies. **En bleu :** Raies pour lesquelles le coefficient de Pearson absolu est inférieur à 0,2, soit raies qui ne semblent pas être fortement affectées par l'activité stellaire. **En rouge :** Raies pour lesquelles la corrélation est supérieure à 0,6, soit des raies sensibles à l'activité. Les raies les plus affectées par l'activité semblent également être les plus précises. Figure issue de Dumusque (2018).

La Figure 3.5 issue de l'article de Dumusque (2018) a servi à démontrer que chaque raie est affectée différemment par l'activité stellaire. En outre, il est très intéressant de noter sur cette Figure qu'une grande proportion des raies semble anti-corrélée avec le signal d'activité (coefficient de Pearson négatif). Cette observation, non discutée par Dumusque (2018) à l'époque, trouve une explication inédite dans mes travaux, présentés au Chapitre 4 et démontrés observationnellement au Chapitre 5

Toutefois, l'approche de Dumusque (2018) n'était pas basée sur des critères physiques. Bellotti et al. (2022) ont quant à eux tenté une approche basée sur les propriétés des raies, telles que la profondeur, la longueur d'onde ou la sensibilité magnétique. En revanche, ils n'ont pas utilisé un calcul raie-par-raie, mais des masques LSD. Il s'agit d'une méthode analogue à la CCF, à ceci près que le masque n'est pas corrélé au spectre observé, mais sert à en extraire les raies correspondantes, qui sont ensuite ajustées par moindres carrés de façon à se superposer en un profil moyen.

À partir d'observations NARVAL (Aurière, 2003) et ESPaDOnS (Donati et al., 2006) de l'étoile très active EV Lac (que j'étudierai en détail au Chapitre 5), ils ont pu réduire de presque 10% le RMS des VR, et cela pour deux jeux de raies distincts : le premier utilisant uniquement les raies les plus profondes, et le second utilisant uniquement les raies les moins sensibles au champ magnétique (*i.e.*, avec un facteur de Landé $g_{\text{eff}} < 1,2$ [8], méthode que je testerai et critiquerai dans les Sections

8. Voir Section 4.2.3

4.2.3 et 5.1.5).

Cependant, dans ces travaux, la sélection repose sur des masques de raies définis *a priori*, limitant ainsi la richesse spectrale accessible. C'est pour cette raison que j'ai développé mon code `VALSE`, présenté au Chapitre 4, qui utilise la méthode LBL (Artigau et al., 2022) pour bénéficier du plus grand nombre de raies possibles.

3.3.1.2 Sélections statistiques : L'analyse en composantes principales, un exemple avec WAPITI

L'analyse en composantes principales (PCA, pour *Principal Component Analysis*) est une méthode statistique couramment utilisée pour réduire un ensemble de données complexe. L'idée est de projeter ce jeu de données dans un espace de dimension inférieure, afin d'en révéler les structures sous-jacentes et d'en extraire les informations pertinentes.

Concrètement, pour un jeu de données contenant q variables observées n fois, l'objectif de la PCA est de projeter ces données dans un nouvel espace de dimension inférieure à q, dans lequel les nouvelles variables p sont :

— des combinaisons linéaires des variables d'origine,
— orthogonales entre elles (non corrélées),
— ordonnées selon la variance qu'elles expliquent.

Détaillons chacun des points ci-dessus à partir d'un exemple simple à deux dimensions, avec deux observables q_1 et q_2, mesurées n fois. Si l'on trace les couples de mesures (q_1, q_2) dans le plan, on obtient un nuage de points tel qu'illustré en Figure 3.6.

Le premier aspect, concernant la linéarité, consiste à réduire le problème à un simple changement de base. On suppose que la direction principale du nuage de points (notée $\vec{p_1}$ sur la Figure) suit le signal d'intérêt, tandis que la direction orthogonale $\vec{p_2}$ correspond au bruit. On appelle "composantes principales" ces deux nouvelles directions. En résumé, les composantes associées aux plus grandes variances représentent la structure informative, tandis que celles à faible variance capturent le bruit — ce qui reste une hypothèse forte.

Le deuxième point concernant l'orthogonalité signifie simplement que $\vec{p_1}$ est orthogonal à $\vec{p_2}$. Dans un espace de plus grande dimension, les vecteurs $\vec{p_i}$, représentant les axes successifs de variance maximale, sont tous orthogonaux entre eux.

Enfin, les composantes principales sont classées de la plus informative (variance maximale) à la moins informative (variance minimale).

Un autre aspect important de la PCA est la réduction de dimensionnalité. Celle-ci s'appuie sur la redondance des variables, évaluée à l'aide de leur corrélation. Dans la Figure 3.6, si les points étaient parfaitement alignés sur l'axe $\vec{p_1}$, cela signifierait que les deux variables sont parfaitement corrélées : connaître q_1 suffit pour déterminer q_2, et inversement. Une seule variable serait donc suffisante. À l'inverse, un nuage très étalé traduirait une faible corrélation, indiquant que chaque variable apporte une information distincte.

Mathématiquement, l'optimisation revient à construire la matrice de covariance à partir des données centrées (chaque variable étant soustraite de sa moyenne) :

$$\mathbf{C} = \begin{bmatrix} Q_1 \cdot Q_1 & Q_1 \cdot Q_2 \\ Q_2 \cdot Q_1 & Q_2 \cdot Q_2 \end{bmatrix}$$

Où Q_i représente l'ensemble des n observations de la variable q_i. Les termes hors diagonale représentent les covariances entre les variables (corrélations croisées) que l'on cherche à annuler (une covariance nulle implique des dimensions indépendantes). La diagonale contient les variances de chaque variable, que l'on souhaite trier de la plus grande (en haut à gauche) à la plus petite (en bas à droite). Ce processus revient à diagonaliser la matrice $\mathbf{C}$, ce qui, dans notre exemple, donne la direction principale p_1 associée à la plus grande variance au sommet de la diagonale, et p_2 associée à la plus faible variance en bas.

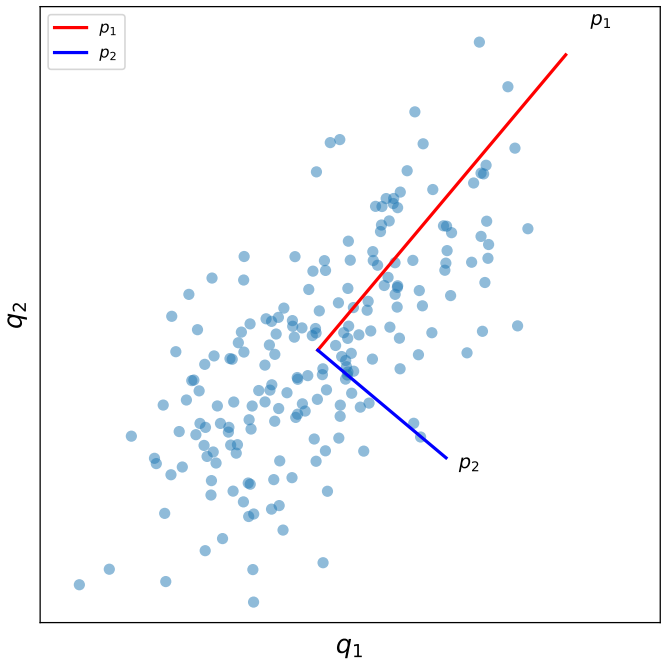

FIGURE 3.6 – Illustration du principe de méthode PCA, pour un jeu de données à deux dimensions, représenté par les observables q_1 et q_2. Les composantes principales $\vec{p_1}$ et $\vec{p_2}$ définissent une nouvelle base.

L'application d'une PCA pour atténuer les effets de l'activité stellaire, des raies telluriques ou des effets instrumentaux dans les données de VR est une technique relativement récente dans la communauté des exoplanètes (e.g., Collier Cameron et al., 2021 ; Ould-Elhkim et al., 2023, et leurs références). Le code `Wapiti` (*Weighted principAl comPonent reconsTructIon*), introduit par Ould-Elhkim et al. (2023), tente de corriger l'ensemble des erreurs systématiques à partir des fichiers produits par LBL (Artigau et al., 2022). Ces fichiers, générés pour chaque observation, contiennent les mesures de VR individuelles pour chaque raie spectrale.

Dans ce contexte, `Wapiti` applique une PCA pondérée à un ensemble de variables q_i correspondant aux raies spectrales, en construisant la matrice de données :

$$\mathbf{D} = [[\mathrm{dv}_1], [\mathrm{dv}_2], \cdots, [\mathrm{dv}_{N_{\mathrm{raies}}}]]$$

où chaque $[\mathrm{dv}_i]$ représente la série temporelle des VR pour la raie i, comme défini dans la Section 2.3.1.3.

Il s'agit d'une approche *pondérée* (wPCA, Delchambre 2015), qui prend en compte les incertitudes de mesure grâce à une matrice de poids diagonale :

$$\mathbf{W} = \begin{bmatrix} 1/\mathrm{sdv}_1^2 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 1/\mathrm{sdv}_2^2 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & 1/\mathrm{sdv}_{N_{\mathrm{raies}}}^2 \end{bmatrix}$$

où les sdv_i sont les incertitudes associées à chaque raie, extraites des sorties LBL. La matrice de covariance pondérée s'écrit alors :

$$\mathbf{C} = \frac{1}{N_{\mathrm{obs}} - 1} \mathbf{D}^\top \mathbf{W} \mathbf{D}$$

Une fois cette matrice diagonalisée, seules les x premières composantes principales significatives sont conservées pour reconstruire les VR. Le choix de x repose sur un test de permutation aléatoire (Delchambre, 2015), dans lequel on génère des versions aléatoires des données (en brisant les corrélations temporelles), puis on compare la variance expliquée par chaque composante réelle à celle attendue sous l'hypothèse nulle. Seules les composantes expliquant une part significative de variance sont retenues.

Cette méthode permet d'extraire les structures communes affectant plusieurs raies, qu'elles soient d'origine instrumentale, tellurique ou liées à l'activité stellaire. En particulier, `WAPITI` réduit fortement les signaux à 1 an et 6 mois produits par des corrections imparfaites des raies telluriques. Appliquée aux observations SPIRou de l'étoile Gl 251, par exemple, elle a permis de rehausser fortement le signal à 14 jours de la super-Terre Gl 251 b, confirmant ainsi son existence sans aucune équivoque (Ould-Elhkim et al., 2023).

Bien que puissante, cette approche statistique ne repose sur aucun modèle physique explicite. Les composantes extraites peuvent donc mélanger plusieurs phénomènes, et ne sont pas forcément interprétables. Pour isoler des processus stellaires spécifiques, il faut se tourner vers une sélection des raies sur la base de critères physiques, ce que je propose dans cette thèse, et qui sera présenté au Chapitre IV, Section 4.2.

3.3.2 Processus Gaussiens

3.3.2.1 Définition

Lorsqu'il s'agit de modéliser les variations de VR induites par l'activité stellaire, les *processus gaussiens* (abrégés en GP pour *Gaussian Processes*) sont devenus l'une des approches les plus couramment utilisées dans la communauté des exoplanètes (voir Aigrain & Foreman-Mackey, 2023, pour une revue sur les GP en astronomie). L'intérêt de cette méthode est qu'elle permet de capturer la complexité temporelle du signal d'activité sans nécessiter une modélisation physique explicite des processus en jeu.

Contrairement à un modèle paramétrique classique qui chercherait à ajuster une forme fonctionnelle donnée aux mesures, un GP définit une famille de fonctions possibles, dont la distribution est entièrement décrite par une fonction de covariance, ou *noyau* (*kernel*). Ce noyau ne modélise pas directement les variations de la série

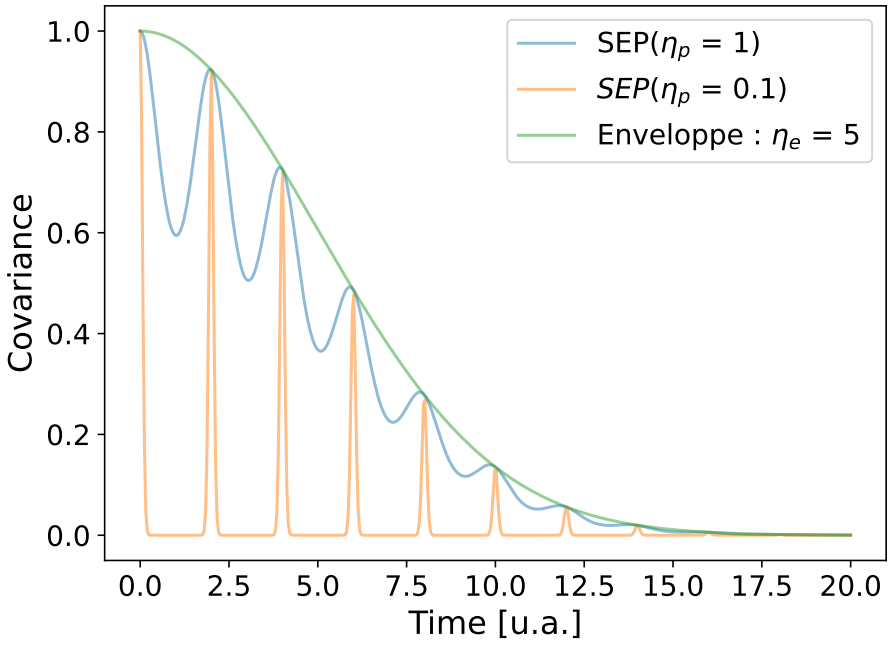

FIGURE 3.7 – Covariance issue du kernel SEP, pour une amplitude $\eta_A = 1$, une décroissance exponentielle $\eta_e = 5$, une période $P_{rot} = 2$ et deux valeurs différentes de η_p pour comparaison. Les unités de temps sont en unités arbitraires (u.a.).

temporelle, mais la façon dont deux points dans le temps sont corrélés entre eux. En d'autres termes, le GP définit la probabilité qu'une mesure de VR prenne une certaine valeur, en fonction des valeurs mesurées aux autres instants.

Cette approche est particulièrement adaptée au problème de l'activité stellaire, pour plusieurs raisons :

— le signal est quasi-périodique, car lié à la rotation stellaire et à l'évolution des régions actives ;
— le signal est non stationnaire, puisque les structures actives évoluent au cours du temps (apparition, disparition, migration), mais sur un temps typique que l'on espère significativement plus long que la période de rotation ;
— la structure fine du signal est imprévisible a priori, bien que ses propriétés statistiques (périodicité, échelle de temps) puissent être contraintes.

Un noyau couramment utilisé pour modéliser l'activité stellaire est celui défini par Aigrain et al. (2012) et Rajpaul et al. (2015), que nous appellerons le noyau SEP (*Squared-Exponential Periodic*) :

$$k(t,t') = \eta_A^2 \exp\left(-\frac{(t-t')^2}{2\eta_e^2} - \frac{\sin^2\left(\frac{\pi(t-t')}{P_{\rm rot}}\right)}{2\eta_p^2}\right) \tag{3.7}$$

où les hyperparamètres sont :

— η_A l'amplitude du processus (en unité de la série temporelle),
— η_e représente l'échelle de temps d'évolution des structures actives (durée de vie typique, en unité de temps),

— $P_{\rm rot}$ est la période de rotation stellaire (en unité de temps),
— η_p l'échelle de longueur de la composante périodique des variations, qui contrôle la complexité du signal intra-période (sans unité car relative à la période). Des valeurs faibles permettent des variations plus rapides d'un tour à l'autre, tandis que des valeurs élevées impliquent des modulations plus lisses et régulières.

Un exemple de matrice de covariance générée par ce noyau, pour deux valeurs différentes de η_p, est présenté dans la Figure 3.7. L'enveloppe verte illustre la décroissance temporelle dictée par le paramètre η_e, ici fixé à une durée caractéristique de 5 (unités arbitraires). On observe que deux points de mesure séparés de plus d'une quinzaine d'unités temporelles deviennent pratiquement décorrélés, illustrant le changement progressif des structures actives.

Le rôle de η_p, quant à lui, est de contrôler la "largeur de corrélation" autour de chaque multiple de la période $P_{\rm rot}$. Une valeur élevée de η_p (courbe bleue) implique que deux points situés à un déphasage proche dans des périodes successives restent fortement corrélés. Cela contraint le modèle à produire des fonctions lisses et régulières, proches d'une sinusoïde modulée dans le temps.

En revanche, une faible valeur de η_p (courbe orange) signifie que la corrélation ne subsiste qu'entre des points très précisément alignés dans le cycle de rotation. Cela autorise davantage de complexité inter et intra-période, le modèle pouvant s'ajuster de manière plus flexible à des variations rapides ou asymétriques, y compris au sein d'une seule période de rotation.

Cette flexibilité permet au modèle d'apprendre et de reproduire des structures complexes dans les VR induites par l'activité, tout en laissant la possibilité d'isoler les signaux plus simples et stables que pourraient produire des planètes.

Toutefois, le risque de surajustement subsiste, c'est pourquoi ce formalisme doit être étendu à plusieurs séries temporelles, afin d'ajuster conjointement les VR avec des indicateurs d'activité.

3.3.2.2 GP multi-dimensionnels

Les GP sont connus pour leur capacité à modéliser un large éventail de signaux. Malheureusement, cette flexibilité implique qu'en l'absence de contraintes sur leurs hyperparamètres, ils ont tendance à surajuster les données, absorbant ainsi non seulement le signal d'activité stellaire mais aussi d'éventuels signaux planétaires. Pour atténuer ce problème, Aigrain et al. (2012) ont montré que les variations en VR induites par l'activité stellaire pouvaient, au premier ordre, être reliées aux variations photométriques et à leurs dérivées. Leur approche, dite formalisme FF', exprime ainsi la contribution de l'activité aux VR sous la forme :

$$\Delta VR = V_r\, F(t)\, \dot{F}(t) + V_c\, F^2(t) \tag{3.8}$$

où $F(t)$ est la fraction de l'hémisphère visible couverte de taches, supposée proportionnelle à la diminution de flux photométrique. $\dot{F}(t)$ est sa dérivée temporelle, et V_r, V_c des coefficients liés respectivement à la modulation rotationnelle (via la VR de la rotation à l'emplacement des taches) et à l'inhibition du blueshift convectif autour des taches. Bien que ce formalisme soit une approximation de premier ordre, Aigrain et al. (2012) ont montré qu'il peut reproduire les variations de VR avec une précision comparable à celle de méthodes plus sophistiquées.

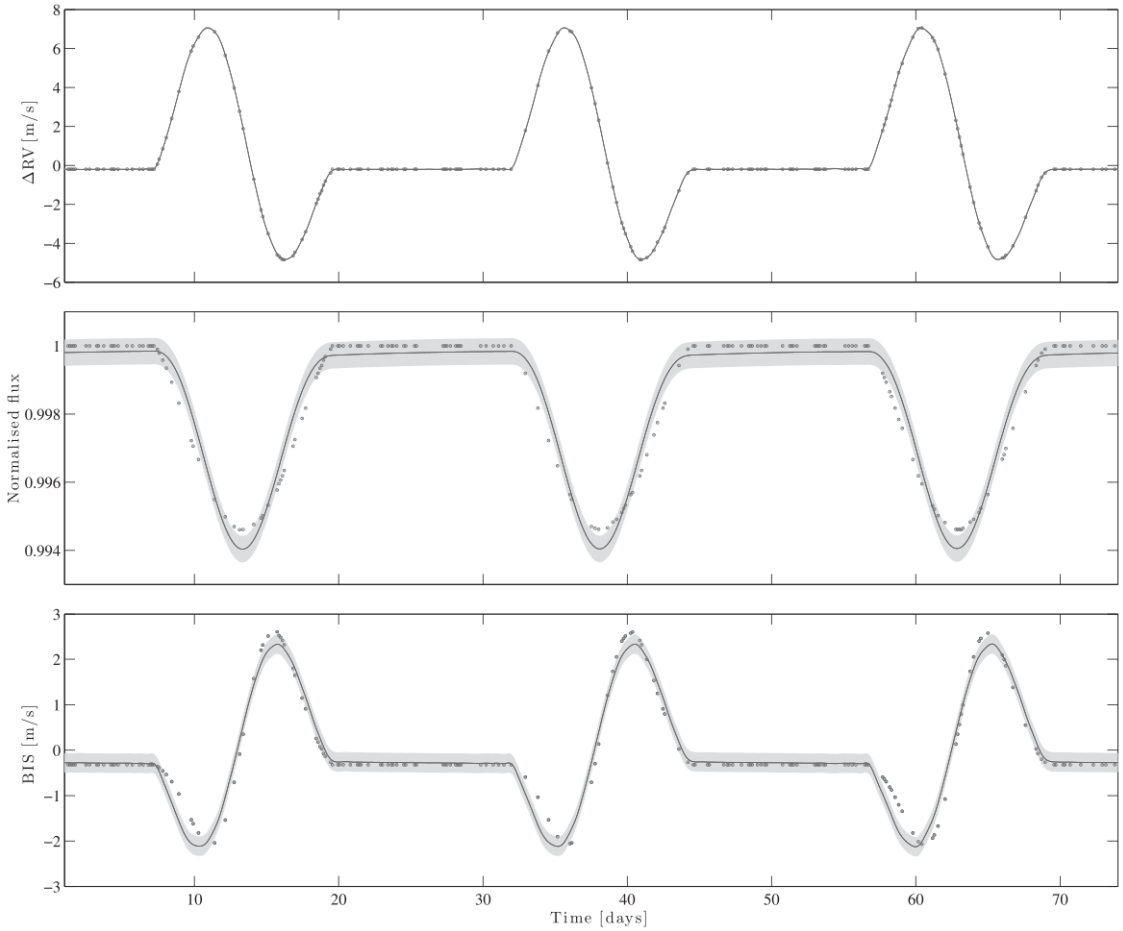

FIGURE 3.8 – GP multi-dimensionnel ajusté à des données simulées sans bruit (SOAP 2.0) d'une tache à la latitude $\Phi = 45$, faisant 10% du rayon stellaire. Les points indiquent les observations simulées, et les traits pleins sont les moyennes a posteriori du GP. Les zones ombrées indiquent l'incertitude à $\pm\sigma$ du modèle. Figure issue de Rajpaul et al. (2015).

Cependant, la photométrie seule ne suffit pas toujours à contraindre les variations de VR. En s'inspirant du formalisme FF', Rajpaul et al. (2015) ont proposé une approche plus générale, qui intègre également d'autres indicateurs d'activité comme les déformations du profil de raie (FWHM, BIS ; cf. Sect. 3.2.1) et les indices chromosphériques (cf. Sect. 3.2.2). Leur méthode repose sur l'hypothèse qu'un même phénomène sous-jacent, modélisé par un GP latent $G(t)$, est à l'origine des variations observées dans toutes ces séries temporelles. Chaque observable est alors modélisée comme une combinaison linéaire de $G(t)$ et de sa dérivée $\dot{G}(t)$ (la Figure 3.8 illustre les corrélations entre les variations de VR, de photométrie et de BIS pour une tache donnée).

Grâce à la propriété selon laquelle toute combinaison linéaire de GP et de leurs dérivées reste un GP, il devient possible de construire une matrice de covariance conjointe décrivant simultanément toutes les séries temporelles. En utilisant un noyau comme le SEP, on peut alors modéliser l'ensemble des observables comme des manifestations d'un seul processus gaussien latent.

3.3.2.3 S+LEAF et FENRIR

Bien que ce cadre multidimensionnel soit très puissant pour modéliser l'activité stellaire, il présente un défi en termes de coût de calcul. En effet, pour un ensemble donné d'hyperparamètres, le calcul de la vraisemblance (ou du χ^2) nécessite la résolution d'un système linéaire impliquant la matrice de covariance complète des mesures. Si l'on considère i séries temporelles de longueur n, cette matrice a une taille de $i.n \times i.n$, et le coût de la résolution est généralement proportionnel à $O((i.n)^3)$. Ce coût devient prohibitif pour les grands ensembles de données, en particulier dans un contexte bayésien (MCMC [9], nested sampling [10], etc.), où l'évaluation de la vraisemblance peut être requise des milliards de fois.

Pour répondre à ce défi, Delisle et al. (2022) ont proposé une classe de matrices de covariance dite S+LEAF, correspondant à la somme d'une matrice semi-séparable et d'une matrice LEAF, cette dernière ayant des éléments non nuls concentrés près de la diagonale (Delisle et al., 2020). Grâce à cette structure, le coût du calcul de la vraisemblance devient linéaire avec le nombre de points n, rendant l'approche applicable à de vastes ensembles de données.

En s'appuyant sur cette base computationnelle efficace, Hara & Delisle (2025) ont introduit un modèle de GP physiquement motivé pour l'activité stellaire, nommé FENRIR (*Finite Energy NonlineaR Impulse Response*). Contrairement aux processus gaussiens classiques, fondés sur un noyau de covariance analytique arbitraire (comme un noyau SEP), FENRIR déduit la covariance à partir d'un modèle physique de la surface stellaire, en considérant statistiquement l'apparition aléatoire de régions actives.

Concrètement, on suppose que des structures actives (ou «caractéristiques stellaires») apparaissent sporadiquement à la surface de l'étoile, selon un processus de Poisson. Ce dernier est défini par un taux d'apparition $\lambda(t)$, qui peut varier dans le temps pour refléter les cycles d'activité magnétique de l'étoile. Ce cycle constitue un hyperparamètre du modèle.

Lorsqu'une caractéristique apparaît à l'instant t_k, ses propriétés $\gamma(t_k)$ sont tirées d'une distribution $p(\gamma \mid \eta, t_k)$, où η représente les paramètres physiques globaux de l'étoile. Ces propriétés incluent :

- δ : latitude de la structure,
- ϕ_0 : longitude à laquelle la structure atteint sa taille maximale,
- ρ : durée de vie de la structure,
- σ_{phot} : amplitude du signal photométrique,
- $\sigma_{\text{rv-cb}}$: amplitude de la contribution en VR due au blueshift convectif,
- $\sigma_{\text{rv-phot}}$: amplitude de la contribution photométrique en VR,
- α_{180} : amplitude de la région magnétique opposée (symétrique),
- ω (ou P) : vitesse angulaire ou période de rotation,
- $\overline{i}$: inclinaison de l'axe de rotation,
- a : coefficients d'assombrissement centre-bord (limb-darkening) [11].

Parmi ces paramètres, ceux considérés comme invariants d'une région active à

9. *Markov Chain Monte Carlo*, méthode de marche aléatoire pour optimiser une fonction de vraisemblance dans un espace de paramètres.

10. Méthode d'exploration d'un espace de paramètres basée sur des contours d'équi-vraisemblance.

11. Phénomène dû à la plus faible intensité lumineuse perçue aux bords du disque stellaire, en raison d'une profondeur optique plus élevée.

l'autre (et donc propres à l'étoile) sont regroupés dans η : ρ, σ_{phot}, $\sigma_{\text{rv-cb}}$, $\sigma_{\text{rv-phot}}$, α_{180}, ω, $\bar{i}$ et a. Seuls δ (latitude) et ϕ_0 (longitude initiale) sont tirés aléatoirement, respectivement selon une loi gaussienne centrée sur l'équateur, et une loi uniforme sur $[0, 2\pi]$.

Une fois apparue, chaque structure génère un effet impulsionnel $g_i(t - t_k, \gamma(t_k))$ sur la série temporelle i, traduisant son influence éphémère sur l'observable. Cette impulsion prend en compte des effets physiques tels que la rotation (et son effet Doppler), l'assombrissement centre-bord, ou l'inhibition du blueshift convectif. Chaque série temporelle (photométrie, RV, etc.) est affectée différemment, via une impulsion spécifique g_i.

Le modèle s'exprime alors en trois équations fondamentales :

— Les instants d'apparition suivent : $t_k \sim \text{Poisson}(\lambda(t))$,

— Les paramètres d'une caractéristique sont : $\gamma(t_k) \sim p(\gamma \mid t_k, \eta)$,

— Les données observées sont : $y_i(t) = \sum_k g_i(t - t_k, \gamma(t_k))$.

Deux stratégies permettent d'estimer la vraisemblance du noyau issu de ce modèle : une approche basée sur la physique, et une approche basée sur les données. La première repose sur des hypothèses physiques explicites concernant les distributions $p(\gamma \mid t_k, \eta)$, les impulsions g_i et le taux $\lambda(t)$; elle nécessite une série photométrique et une série VR, mais permet de retourner un ajustement des paramètres η de l'étoile. La seconde approche, plus agnostique, cherche les impulsions g_i dans une large famille de fonctions, sans contrainte physique stricte. Cela offre une plus grande flexibilité, notamment pour intégrer plusieurs séries temporelles d'indicateurs d'activité, au prix d'une interprétabilité physique moindre.

En résumé, FENRIR propose un noyau de covariance physiquement fondé, interprétable et adaptable, capable de représenter de manière réaliste l'activité stellaire. Grâce à son efficacité computationnelle via S+LEAF, il rend possible une modélisation précise même dans le cadre de séries temporelles complexes et longues (voir notamment mon étude au Chapitre 5). Pour autant, il faut noter que le modèle physique utilisé, bien établi dans le cas du Soleil, introduit de nombreux paramètres très mal connus pour d'autres étoiles ; et l'utilisation de FENRIR dans de tels cas n'a pas encore été démontrée. De plus, l'approche basée sur les données introduit de nombreux paramètres libres difficiles à interpréter, et rend une exploration exhaustive de l'espace des paramètres très coûteuse sur le plan computationnel.

C'est toutefois cette dernière approche que je tente d'appliquer au Chapitre 6 sur la naine M Gl 581, réputée pour son activité complexe.

Chapitre 4

Apports méthodologiques pour appréhender l'activité stellaire raie par raie

> « La science n'est pas un savoir, mais une méthode.
>
> — Élisée Reclus

4.1 Le contraste tache/photosphère 74
4.1.1 Théorie et chromaticité 74
4.1.2 Température des taches 77
4.1.3 Développement d'une nouvelle métrique pour chaque raie : Trois familles de raies distinctes 79
4.2 VALSE : Une méthode de sélection des raies pour tracer et filtrer l'activité 82
4.2.1 Structure du code 82
4.2.2 Isoler le contraste usuel de l'anti-contraste 85
4.2.2.1 Calculer les contrastes à partir de spectres PHOENIX 85
4.2.2.2 Calculer les contrastes à l'aide de spectres stellaires médians 87
4.2.2.3 Calculer les contrastes à partir de *dTemp* 88
4.2.3 Isoler l'effet Zeeman 88
4.2.4 Annuler l'effet des taches sur les vitesses radiales 90

Lorsque l'on examine l'impact de l'activité stellaire sur les VR, l'un des effets dominants provient du contraste de flux entre les taches et la photosphère. Dans cette section, je passerai en revue la manière dont ce contraste a été défini et utilisé dans la littérature, avant d'introduire une nouvelle définition tenant compte des effets pour chaque raie spectrale individuelle. Cette approche révèle un comportement particulier de certaines raies, dont l'origine restait jusqu'ici inexpliquée. L'exploitation de ce comportement ouvre la voie à une atténuation innovante des effets de l'activité stellaire et à une meilleure compréhension des propriétés des taches stellaires. Pour cela, j'ai développé le code `VALSE`, présenté dans la deuxième partie de ce chapitre.

4.1 Le contraste tache/photosphère

Les taches ayant une température différente de celle de la photosphère, leur luminosité est différente. C'est à cette différence que l'on se réfère quand on parle de contraste, bien que ce dernier puisse prendre différentes définitions, qui sont détaillées dans cette section.

4.1.1 Théorie et chromaticité

Une première approximation consiste à considérer que les spectres produits par la photosphère et les taches peuvent être représentés par deux corps noirs à différentes températures (Eq. 2.1). Considérons par exemple une photosphère à 3300 K (typique d'une naine M3.5V) et une tache à 3000 K, toutes deux modélisées comme des corps noirs. Le résultat est présenté dans la Figure 4.1. Dans ce cas simple, le *contraste* est défini comme le rapport de flux photosphère/tache, illustré par la ligne pointillée.

On observe que ce contraste dépend fortement de la longueur d'onde : il est maximal dans le bleu, puis décroît vers le rouge. Pour vérifier si cette dépendance en longueur d'onde du contraste se traduit effectivement par une chromaticité du signal d'activité en VR, Desort et al. (2007) ont créé un modèle d'étoile composé d'un spectre synthétique de photosphère, et de ce même spectre normalisé par celui d'un corps noir plus froid représentant une tache. Ils ont ainsi montré que, pour des étoiles de type G observées dans l'optique, l'amplitude du signal provoqué par la tache en VR diminue effectivement avec la longueur d'onde.

Cependant, bien qu'une simple loi de Planck suffise déjà à prédire une chromaticité comme l'illustre la Figure 4.1, un spectre stellaire réel diffère fortement de celui d'un corps noir. Pour une modélisation plus réaliste, on utilise généralement des spectres synthétiques tels que les modèles PHOENIX (Husser et al., 2013), employés tout au long de cette thèse. Ces modèles reposent sur des calculs d'atmosphères stellaires 1D en équilibre hydrostatique, qui simulent le flux émis par une étoile en fonction de sa température effective, de sa gravité de surface et de sa métallicité. Ils prennent en compte de manière détaillée l'équilibre radiatif, la convection et les opacités issues de millions de raies atomiques et moléculaires. Ils permettent ainsi de reproduire non seulement le continuum, mais aussi les raies spectrales fines et les bandes moléculaires.

En reprenant l'exemple précédent (Figure 4.1) avec des modèles PHOENIX, on obtient la Figure 4.2. Afin d'estimer le rapport de flux entre ces spectres synthétiques, j'ai estimé leur pseudo-continuum à l'aide d'une moyenne glissante de 3 nm,

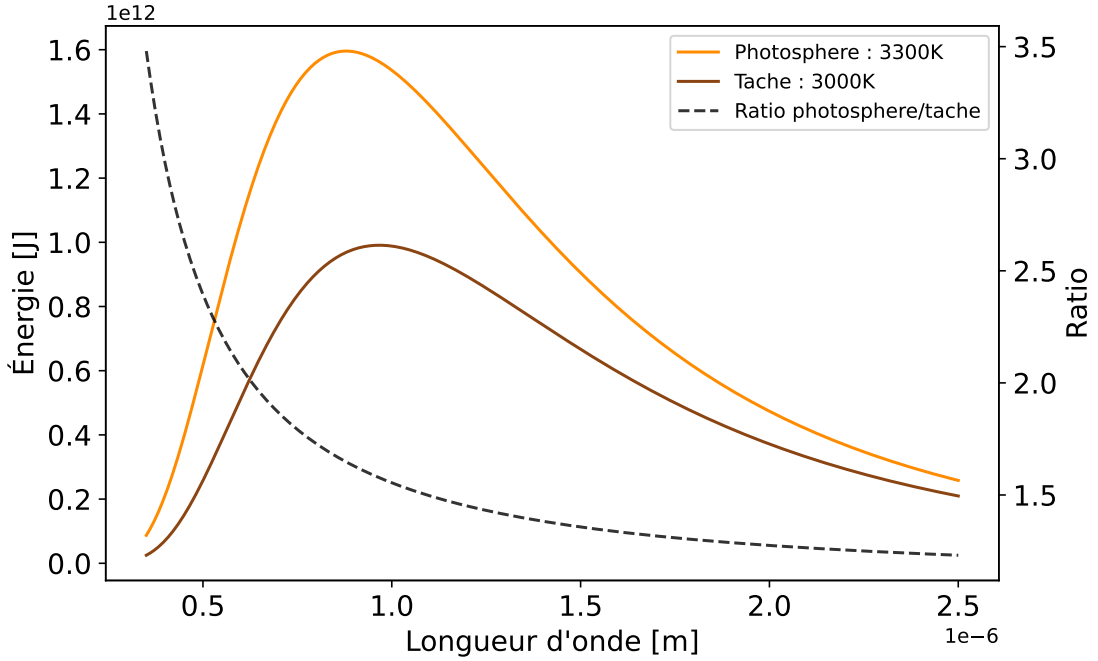

FIGURE 4.1 – Spectres de corps noirs à 3300 K (orange) et 3000 K (marron), représentant respectivement une photosphère et une tache. La ligne en pointillés noirs indique le rapport de flux photosphère/tache.

permettant de lisser les raies spectrales fines tout en préservant les bandes moléculaires. La ligne noire représente le rapport de flux de ces pseudo-continuums.

Ce contraste, que je nomme "contraste de continuum" dans le reste de cette thèse, est plus complexe que celui basé sur de simples corps noirs : il intègre en effet la dépendance des raies spectrales et des bandes moléculaires avec la température. Un tel contraste est déjà utilisé dans la communauté pour expliquer la chromaticité observée dans les signaux d'activité VR de certaines étoiles, par exemple dans le cas d'AD Leo (Carmona et al., 2023).

Pour quantifier l'impact de ce contraste sur la chromaticité du signal d'activité, Barnes et al. (2011) ont mené une étude en simulant une étoile avec des taches, du domaine optique à l'infrarouge proche, avec le code `DOTS` (*Doppler Tomography of Stars,* Collier Cameron, 1997). Ce code somme des profils de raie moyens sur le disque stellaire, construits à partir de masques LSD appliqués à des listes de raies (comme VALD, Piskunov et al. 1995 ; Kupka et al. 2000 ; Ryabchikova et al. 2015 ; Pakhomov et al. 2019) générées pour deux températures (tache ou photosphère). Pour un cas similaire à celui illustré en Figure 4.2, ils ont obtenu la chromaticité illustrée en Figure 4.3.

Par ailleurs, Reiners et al. (2010) ont étendu l'étude de Desort et al. (2007) jusqu'à l'infrarouge proche à l'aide de modèles PHOENIX. Ils ont montré que la chromaticité du signal d'activité dépend non seulement du contraste de pseudo-continuum dû à la différence de température tache/photosphère, mais aussi de l'évolution des caractéristiques spectrales (en particulier la profondeur des raies) avec la température. Leur travail a révélé que la chromaticité est d'autant plus marquée que la différence de température entre tache et photosphère est faible (une conclusion éga-

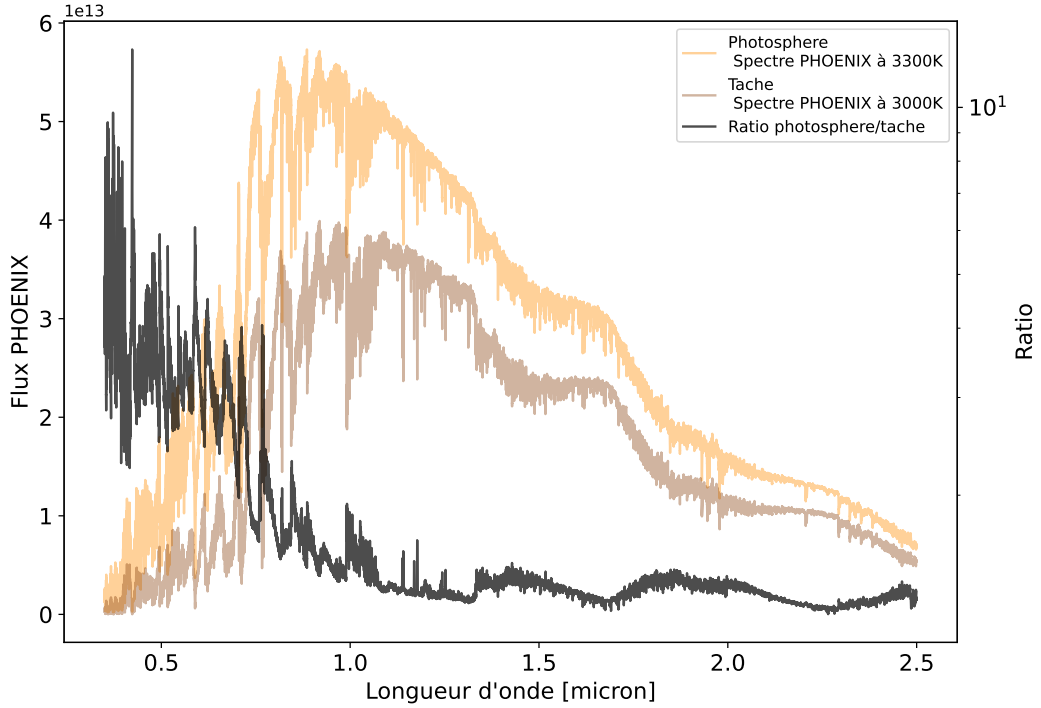

FIGURE 4.2 – Modèles PHOENIX à 3300 K (orange) et 3000 K (marron), représentant respectivement une photosphère et une tache. Les modèles sont calculés avec $log(g) = 5$ et une métallicité solaire. Le rapport de flux de leurs pseudo-continuums est tracé en noir.

lement observable dans la Figure 4.3). Cependant, les signaux d'activité les plus intenses étant associés à des écarts de température importants, ils ont conclu qu'il est peu probable que de forts signaux optiques disparaissent totalement dans l'infrarouge proche. Cette conclusion sera remise en question dans la présente thèse, d'abord sur le plan théorique (dans ce chapitre, Section 4.1.3), puis sur le plan observationnel (Chapitre 5).

Enfin, il est important de noter que l'utilisation de modèles à deux températures (une pour la photosphère et une plus froide pour les taches) dans les études ci-dessus, ou avec des modèles PHOENIX comme pour mes travaux dans cette thèse, représente une forte hypothèse simplificatrice. D'une part, parce-que les taches sont des structures magnétiques complexes, présentant dans le cas solaire deux régions distinctes : l'ombre centrale et la pénombre, dont les températures diffèrent significativement (*e.g.*, Tiwari et al., 2013, 2015, et leurs références). D'autre part, car il a été établi que les spectres issus des taches peuvent être significativement différents d'une simple "photosphère froide" (*e.g.*, Bruno et al., 2022 ; Smitha et al., 2025, et leurs références). Nous ne possédons malheureusement aujourd'hui que peu de contraintes sur l'allure réelle que présentent les spectres des taches, c'est pourquoi, en l'absence de modèles plus spécifiques, nous nous en tiendrons à cette hypothèse pour la suite du manuscrit.

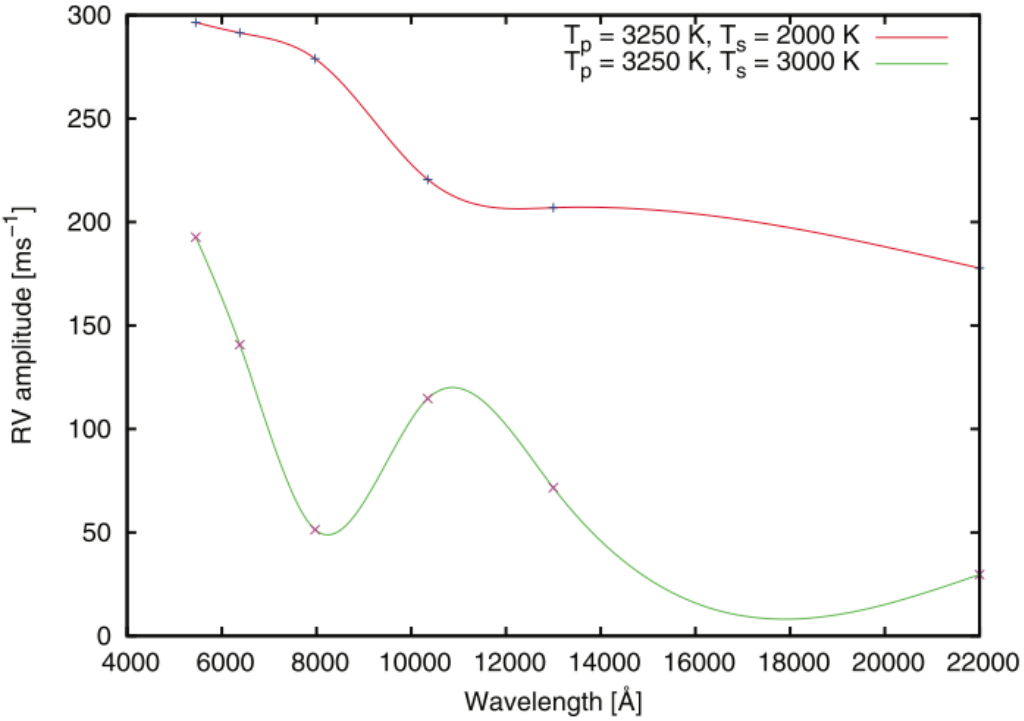

FIGURE 4.3 – Amplitude du signal VR d'un spot équatorial de rayon 10°, en fonction de la longueur d'onde. Les VR sont calculées à partir d'un profil de raie moyen produit par le code `DOTS` (Collier Cameron, 1997). Les courbes correspondent à une photosphère à 3250 K et deux scénarios de taches : contraste élevé (2000 K) et plus faible (3000 K). Figure adaptée de Barnes et al. (2011).

4.1.2 Température des taches

En pratique, pour estimer la différence entre le spectre émergeant d'une tache et celui de la photosphère pour une étoile donnée, il est nécessaire de connaître au minimum deux paramètres : la température de la photosphère et celle des taches.

La température de la photosphère est généralement caractérisée par la température effective, $T_{\rm eff}$. Par définition, il s'agit de la température d'un corps noir qui émettrait la même luminosité totale que l'étoile considérée. En pratique, $T_{\rm eff}$ est souvent estimée en ajustant un spectre synthétique (comme des spectres PHOENIX par exemple) au spectre médian de l'étoile.

Cette définition implique que $T_{\rm eff}$ ne correspond pas à la température de la photosphère "calme", mais à une moyenne sur le disque apparent de toutes les observations. La présence de régions actives, chaudes (faculae) ou froides (taches), peut donc donner une température effective significativement différente de celle de la photosphère seule. En présence de taches étendues et/ou particulièrement froides notamment, la température effective mesurée sera biaisée à la baisse par rapport à la température réelle de la photosphère « non tachetée » [1]. C'est par exemple le cas pour AU Mic, où Waalkes et al. (2024) ont estimé une température de 4000 K pour la photosphère, alors que la température effective de cette étoile est de 3665 K (Cristofari et al., 2023). Ce biais devient d'autant plus important que la couverture

1. À noter que l'inverse peut également exister, notamment pour les étoiles de type solaire en période active.

en taches est élevée et que le contraste thermique avec la photosphère est marqué.

De la même façon, la température des taches est complexe à estimer, et reste généralement mal contrainte. Plusieurs techniques existent pour contraindre cette mesure, comme décrit brièvement ci-dessous (voir Berdyugina (2005) pour une revue plus détaillée).

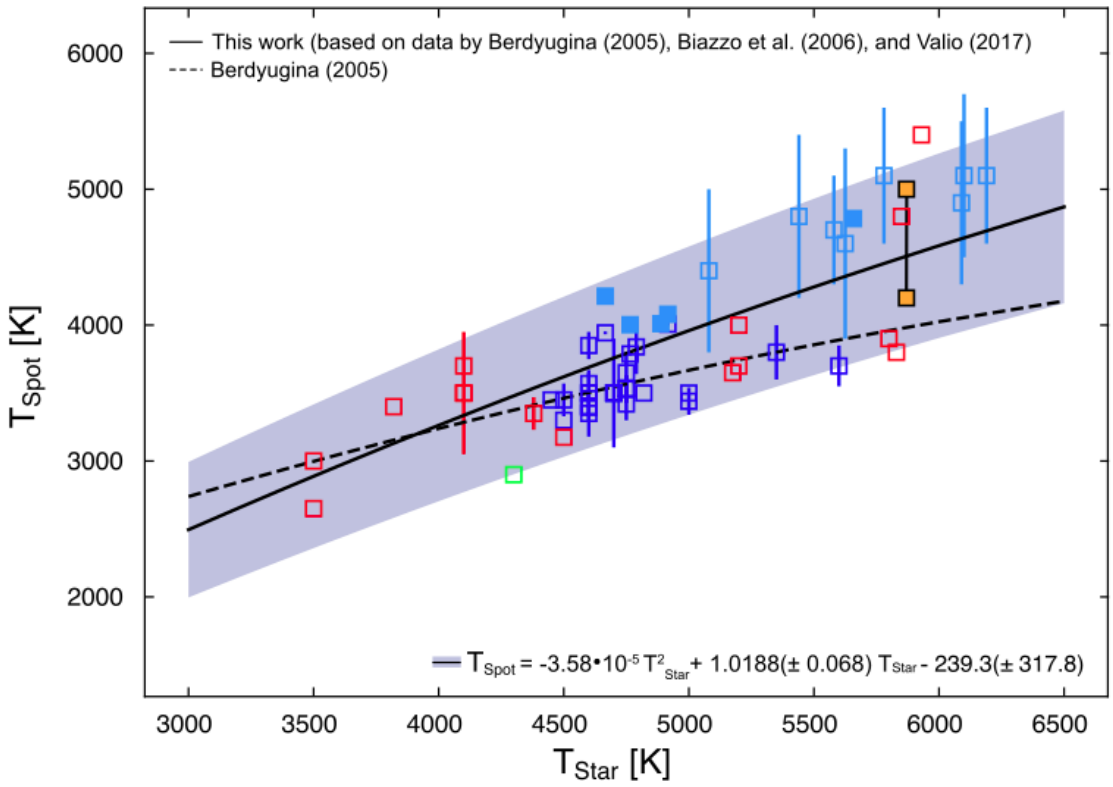

FIGURE 4.4 – Relation polynomiale empirique entre la température effective et celle des taches, pour l'ensemble des échantillons de Berdyugina (2005) (carrés transparents rouges pour les naines, bleus foncés pour les géantes et vert pour une étoile T-Tauri), Biazzo et al. (2006) (carrés bleus clairs pleins) et Valio (2017) (carrés bleus clairs transparents). Les deux carrés jaunes représentent les températures maximales et minimales des taches observées sur le Soleil. L'ensemble comprend 40 étoiles, dont 4 naines M. Figure issue de Herbst et al. (2021).

Dans le cas des étoiles de type K (et dans une moindre mesure G tardives ou M précoces), certaines bandes moléculaires, comme celles du TiO, constituent un diagnostic précieux : ces molécules ne peuvent se former qu'à des températures suffisamment basses, typiquement inférieures à 4000 K. Leur détection trace donc directement la présence de régions plus froides (*e.g.,* Huenemoerder et al., 1989). En revanche, pour des étoiles plus chaudes les molécules sont absentes même dans les taches, et pour des étoiles plus froides elles sont présentes à la fois dans la photosphère et dans les taches.

Une approche plus générale consiste à obtenir une courbe de lumière photométrique de l'étoile et à la modéliser en supposant que la luminosité observée à un instant t est la somme pondérée de deux contributions : celle de la photosphère chaude et celle des taches plus froides, chaque contribution étant multipliée par la fraction de surface correspondante (quantité appelée *filling factor*). Cette méthode

est relativement simple, mais elle souffre d'une dégénérescence intrinsèque entre la température des taches et la surface qu'elles couvrent (*e.g.,* Kiurkchieva, 1990 ; Strassmeier & Bopp, 1992, et leurs références).

Une autre approche, dite d'imagerie Doppler, consiste à analyser la déformation périodique des profils de raies moyens causée par la présence de taches (illustrée par exemple dans la Figure 3.1), et à la reproduire à l'aide de spectres synthétiques (*e.g.,* Vogt & Penrod, 1983). Cette technique permet de reconstruire une carte de température de surface, et le gain en résolution spatiale (lié à la vitesse de rotation de l'étoile et à la résolution spectrale) permet de lever partiellement la dégénérescence entre température locale et *filling factor* pour les structures suffisamment grandes.

Enfin, la technique des rapports de profondeur de raies (*Line Depth Ratio*, LDR) s'appuie sur des paires de raies ayant des sensibilités différentes à la température. En comparant leur variabilité relative, on peut estimer la température moyenne de surface (Catalano et al., 2002). Associer ces mesures à des contraintes photométriques simultanées permet de briser la dégénérescence entre température et *filling factor*.

Par ailleurs, Berdyugina (2005) a tenté d'extraire une relation empirique reliant directement la température effective des étoiles à la température de leurs taches. Pour cela, elle a ajusté une loi polynomiale sur un échantillon d'étoiles dont la température des taches avait été mesurée par les techniques décrites ci-dessus. Herbst et al. (2021) ont mis à jour cet échantillon et précisé la loi polynomiale empirique, visible dans la Figure 4.4. Toutefois, cette relation ne prend pas en compte de nombreux paramètres pour lesquels elle pourrait varier (métallicité, niveau d'activité, champ magnétique, ...), et certains types spectraux tels que les naines M sont sous-représentés (seulement quatre cibles). Bien que probablement physiques, cette relation reste donc entachée de larges incertitudes. Néanmoins, pour la plupart des objets étudiés dans cette thèse, en particulier au chapitre 5, cette relation empirique servira de point de départ.

4.1.3 Développement d'une nouvelle métrique pour chaque raie : Trois familles de raies distinctes

Pour pousser encore plus loin la définition du contraste, de façon cohérente avec un calcul LBL des VR, j'ai voulu définir un « contraste par raie ». Cela dans le but de pouvoir associer une sensibilité à l'effet de contraste pour chaque raie définie par LBL et de les sélectionner en conséquence grâce au code `VALSE` que j'ai développé, et qui sera décrit en Section 4.2. Le cadre mathématique utilisé pour créer cette nouvelle définition est développé ci-dessous.

La question à laquelle il faut répondre ici n'est pas seulement de savoir en quoi le spectre d'une tache diffère de celui de la photosphère, mais surtout comment cette différence influe sur le calcul de la VR. À cette fin, je définis le profil de raie observé $L_{\rm obs}$ comme la contribution intégrée sur le disque d'un profil de raie local $l(\lambda, \Delta\lambda, z)$ exprimé comme suit :

$$L^{obs} = \iint l(\lambda, \Delta\lambda, z)\, d\Delta\lambda\, dz \tag{4.1}$$

Pour une région active, les raies auront une certaine forme en raison de déformations dues au champ magnétique ou à la température par exemple, qui sera

différente des raies provenant d'une région calme. On distingue donc localement les raies calmes $l_Q(\lambda, \Delta\lambda, z)$ (Q pour "quiet"), des raies actives $l_A(\lambda, \Delta\lambda, z)$ (A pour "active").

Pour une étoile possédant une surface calme "Q" et une région active "A" (voir Figure 4.5), on peut décomposer la raie moyenne observée comme :

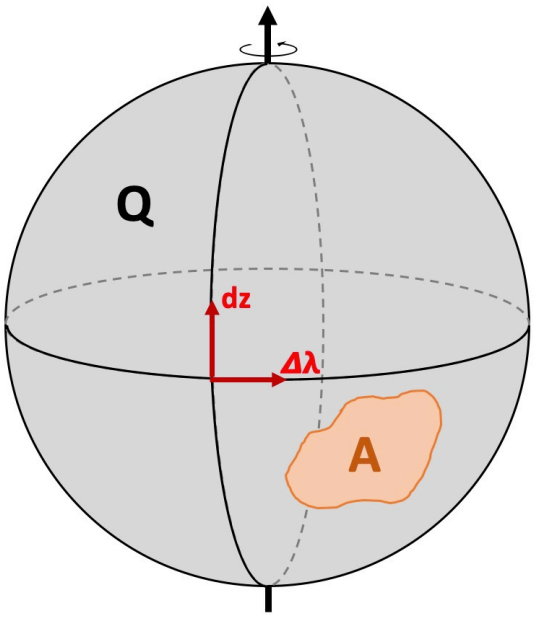

FIGURE 4.5 – Système de coordonnées utilisé pour décrire une étoile possédant une surface calme "Q" (pour "Quiet") en rotation avec une région active "A".

$$L^{obs} = \iint_Q l_Q(\lambda, \Delta\lambda, z)\, d\Delta\lambda\, dz + \iint_A l_A(\lambda, \Delta\lambda, z)\, d\Delta\lambda\, dz \tag{4.2}$$

$$= \iint_Q l_Q(\lambda, \Delta\lambda, z)\, d\Delta\lambda\, dz + \iint_A l_A(\lambda, \Delta\lambda, z)\, d\Delta\lambda\, dz$$

$$+ \left(\iint_A l_Q(\lambda, \Delta\lambda, z)\, d\Delta\lambda\, dz - \iint_A l_Q(\lambda, \Delta\lambda, z)\, d\Delta\lambda\, dz \right) \tag{4.3}$$

$$= \iint_{star} l_Q(\lambda, \Delta\lambda, z)\, d\Delta\lambda\, dz + \iint_A \left(l_A(\lambda, \Delta\lambda, z) - l_Q(\lambda, \Delta\lambda, z)\right)\, d\Delta\lambda\, dz \tag{4.4}$$

On peut ainsi remarquer que pour une raie donnée, si la quantité $\Delta l(\lambda, \Delta\lambda, z) \equiv l_A(\lambda, \Delta\lambda, z) - l_Q(\lambda, \Delta\lambda, z)$ est nulle, alors cette raie ne contribuera pas à déformer la raie moyenne observée ; sa vitesse radiale restera inchangée. Dans le cas d'une tache plus froide que la région calme, on peut supposer que la différence de température entre ces deux régions pour cette même raie exprimée par l_A et l_Q se traduira au premier ordre par une différence de profondeur D relative à un continuum C. Ainsi, chaque raie individuelle peut s'écrire comme :

$$l_i(\lambda, \Delta\lambda, z) = C_i\big(1 - D_i\, f(\lambda, \Delta\lambda, z)\big), \tag{4.5}$$

où $f(\lambda, \Delta\lambda, z)$ est une fonction continue commune à toutes les régions qui représente la forme de la raie indépendamment de sa profondeur et de son continuum

(C_i, D_i), qui eux sont des paramètres constants sur chaque région $i \in \{Q, A\}$. On obtient alors :

$$\Delta l(\lambda, \Delta\lambda, z) = C_A\big(1 - D_A\, f(\lambda, \Delta\lambda, z)\big) - C_Q\big(1 - D_Q\, f(\lambda, \Delta\lambda, z)\big) \tag{4.6}$$
$$= (C_A - C_Q) - (C_A D_A - C_Q D_Q)\, f(\lambda, \Delta\lambda, z). \tag{4.7}$$

Le premier terme est constant et son intégrale ne dépend que de l'aire du domaine A. Le second terme est proportionnel à la fonction $f(\lambda, \Delta\lambda, z)$ et constitue la seule contribution susceptible de modifier la forme de la raie moyenne L^{obs}. Donc, l'activité sur le domaine A ne modifie pas la forme (et donc la VR) de L^{obs} si et seulement si le coefficient du terme dépendant de f s'annule, c'est-à-dire pour des raies théoriquement "insensibles" à la région active qui satisfont la relation :

$$C_A D_A = C_Q D_Q. \tag{4.8}$$

Dans ce cas, seule l'intensité globale de la raie moyenne pourra être impactée, ce qui ne modifie pas l'estimation de la VR. On peut alors définir le contraste de raie C_l comme :

$$C_l = \frac{C_Q D_Q}{C_A D_A} \tag{4.9}$$

Ce "contraste de raie" C_l ainsi défini (l pour *line*) décrit efficacement l'impact d'une région froide sur la VR calculée pour une raie donnée. On identifie trois régimes, qui peuvent être comparés au comportement usuel d'une tâche lorsque seul l'effet de la variation du continuum entre photosphère et tache est considéré (*e.g.,* Desort et al., 2007 ; Boisse et al., 2011, *c.f.*, Sect.4.1.1) :

— $C_l > 1$: Cette raie produira une VR "usuelle" lors du passage d'une tache (*i.e.*, une VR d'abord *red-shifté*, puis *blue-shifté*). On appellera désormais ce régime le régime de "contraste usuel".
— $C_l = 1$: Cette raie ne produira aucune variation de VR lors du passage d'une tache. On appellera désormais ce régime le régime de "contraste neutre".
— $C_l < 1$: Cette raie produira une VR opposée à celle de l'effet usuel lors du passage d'une tache (*i.e.*, une VR d'abord *blue-shifté*, puis *red-shifté*). On appellera désormais ce régime le régime "d'anti-contraste".

Avec une telle définition du contraste, les conséquences sur la chromaticité peuvent être notables et ne se réduisent pas à une simple décroissance du signal d'activité en fonction de la longueur d'onde et du rapport des continuums taches/photosphère. En particulier, si certains domaines en longueur d'onde sont dominés par des raies présentant un contraste $C_l = 1$, alors les taches stellaires n'y produiraient aucun effet en VR.

Dans leur étude, Reiners et al. (2010) ont envisagé cette situation de contraste neutre, dans laquelle certaines raies deviennent insensibles à la présence de taches. Cependant, ils n'ont pas exploré l'hypothèse d'un anti-contraste, c'est-à-dire un cas où le signal généré irait jusqu'à être en opposition de phase avec celui attendu pour l'effet usuel.

De manière plus subtile, la coexistence de raies en anti-contraste et de raies en contraste « usuel » pourrait conduire à une auto-compensation du signal d'activité, aboutissant ainsi à une atténuation, voire à une annulation complète des VR d'activité. Cette propriété sera exploitée dans la suite du manuscrit comme stratégie innovante d'atténuation de l'activité stellaire, d'abord sur un plan théorique en Section 4.2.4, puis en application pratique au chapitre 5.

4.2 VALSE : Une méthode de sélection des raies pour tracer et filtrer l'activité

Grâce à la nouvelle métrique développée dans cette section, il devient clair que l'activité stellaire peut produire des impacts différenciés au niveau des raies spectrales individuelles. Pour utiliser au mieux cette propriété, nouvelle en ce qui concerne le contraste tache/photosphère, mais également pour tenter de mettre en évidence l'impact de différents processus physiques sur les VR, j'ai décidé de développer un code permettant de sélectionner et de calculer les VR sur des sous-ensembles de raies définies par LBL. Ces sous-ensembles seront choisis sur la base de critères physiques. Le fonctionnement de ce code est détaillé dans cette section, ainsi que ses différentes fonctionnalités.

4.2.1 Structure du code

En utilisant le formalisme LBL pour calculer les VR sur des sous-ensembles de raies, il est possible d'effectuer des sélections, non pas statistiques (comme dans les méthodes PCA vues en Section 3.3.1.2), mais basées sur des critères physiques. C'est dans cet objectif que j'ai développé le code `VALSE` (*Visualization of Activity by Line SElection*) au cours de cette thèse.

L'idée ici est de s'intéresser à différents processus physiques, et de tenter d'établir pour chaque "raie" LBL sa sensibilité à un processus particulier. Ensuite, différentes sélections peuvent être appliquées selon que l'on souhaite mettre en avant ce processus, le rejeter, ou en atténuer l'influence sur les VR totales. L'intérêt de cette approche est double : d'une part, elle permet de mieux comprendre comment les processus physiques influencent les VR ; d'autre part, elle offre un outil pour identifier les processus en jeu sur une cible donnée, et moduler leur impact en sélectionnant les raies les plus pertinentes.

Bien que les sorties de `VALSE` dépendent des effets physiques que l'on souhaite sonder et de notre compréhension de leur impact au niveau des raies individuelles, son architecture peut être généralisée dans l'organigramme présenté en Fig. 4.6. Il inclut l'étude de l'effet Zeeman, du contraste tache/photosphère (détaillé en Section 4.1.3), ainsi que la possibilité d'utiliser une liste de raies personnalisée pour isoler certaines espèces chimiques, et éventuellement tester d'autres effets dans le futur.

Le code est conçu de façon modulaire, chaque bloc de fonctions pouvant être activé indépendamment. Cette flexibilité a pour but de faciliter l'ajout futur de nouvelles fonctionnalités ou de nouveaux processus physiques. De plus, chaque bloc enregistre ses sorties dans des fichiers `.pickle` conservant l'architecture des objets et classes Python. Cela permet d'explorer les résultats ou de modifier des paramètres sans relancer entièrement le code.

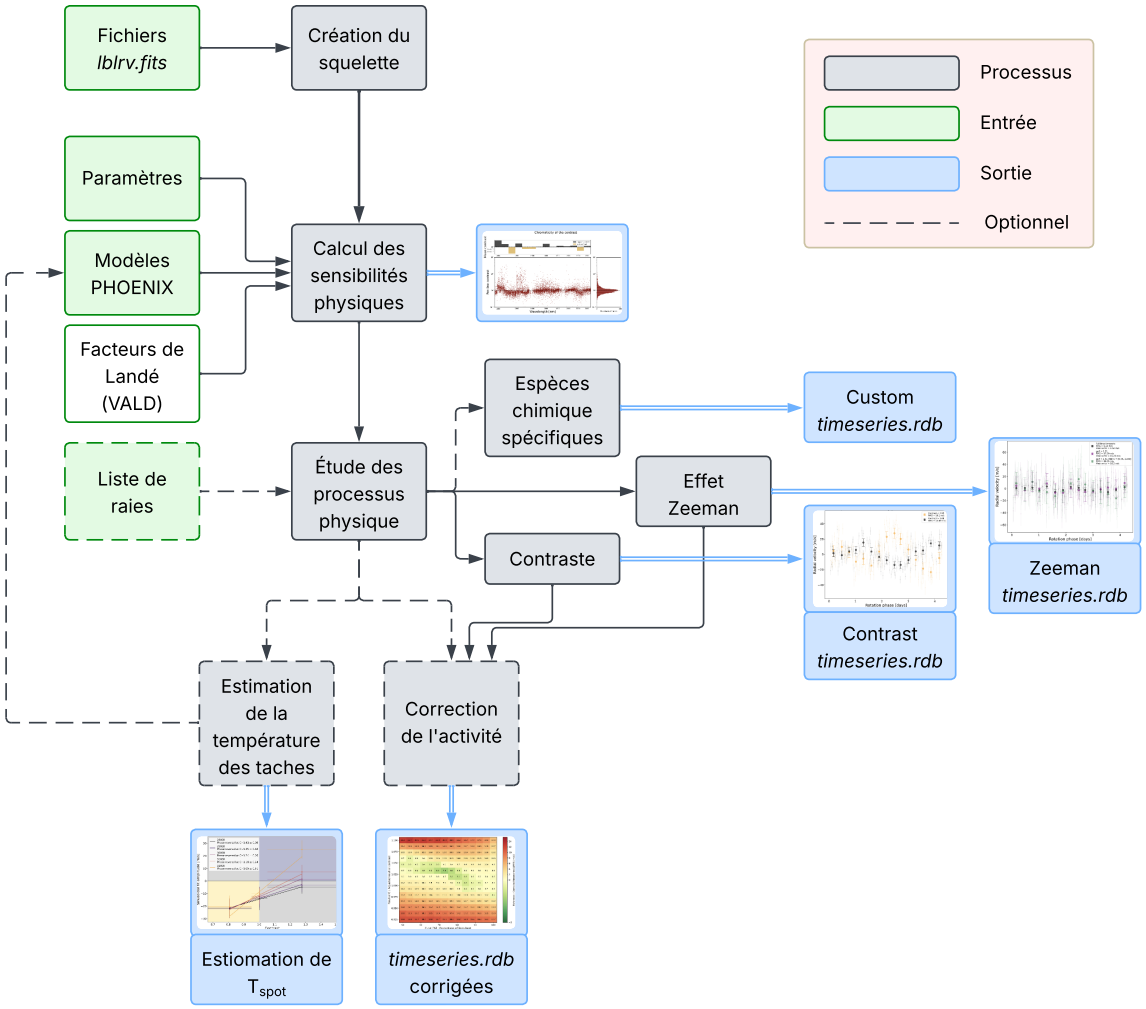

FIGURE 4.6 – Organigramme du code `VALSE`. Les entrées à fournir au code sont représentées en vert (les facteurs de Landé proviennent d'un fichier VALD incorporé directement dans `VALSE`), les blocs de calculs modulaires sont en gris, et les sorties en bleu. Ces dernières contiennent beaucoup de fichiers supplémentaires non représentés ici, notamment des ensembles de graphiques d'analyse compilés dans des fichiers *.pdf*, ou des fichiers *.pickle* permettant de ne recalculer que certains blocs du code si besoin.

`VALSE` procède généralement de la manière suivante (voir Fig. 4.6) : pour une étoile donnée, le code commence par charger l'ensemble des fichiers `lblrv.fits` issus du code LBL (Artigau et al., 2022). Ces fichiers, générés pour chaque observation, contiennent les mesures individuelles par raie, incluant les VR mais aussi les indicateurs d'activité propres à LBL (voir Sect. 3.2.4). Une structure de données `observations`, organisée par raie et par observation sous forme d'un `DataFrame Pandas` Python est alors construite. Par souci d'économie de mémoire et de temps de calcul, `VALSE` ne récupère actuellement que les jours Julien d'observation [2], les

2. Le jour Julien est le nombre de jours écoulés depuis le 1er janvier 4713 av. J.-C. à midi temps universel, avec la partie fractionnaire représentant l'heure, la minute et la seconde. Il est utilisé en astronomie car il fournit une échelle de temps continue et universelle.

bornes spectrales des raies, les VR et leurs erreurs (`dv` et `sdv`), ainsi que les valeurs de `d2v` (équivalent de la FWHM) et `d3v` (proxy du BIS) avec leurs erreurs respectives. En travaillant directement sur ces fichiers, on évite les rejets statistiques du code LBL complet (*c.f.*, Sect.2.3.1.3), afin de privilégier une sélection physique des raies.

À ce stade, il est possible de restreindre les données à une certaine plage temporelle, définie par un RJD minimum et maximum à donner dans les paramètres d'entrée. Il est également possible d'appliquer un *binning*[3] par nuit, moyennant les valeurs de chaque dimension de manière pondérée.

Ensuite, une liste d'objets `raie` est construite, appelée le `squelette`. Celui-ci est établi à partir des raies définies par LBL dans le premier fichier `lblrv.fits`[4]. Dans le bloc "calcul des sensibilités physiques", chaque objet du squelette est alors enrichi avec un ensemble d'informations spécifiques à chaque `raie` (qui pourra évoluer en fonction des processus physiques qui seront exploré dans le futur) :

- L'erreur moyenne sur la VR, calculée sur l'ensemble des observations ;
- Le RMS de cette erreur moyenne (*i.e.*, la stabilité de l'erreur d'une observation à l'autre) ;
- Le facteur de Landé effectif g_{eff} issu de VALD (une liste est intégrée au code). En l'absence de correspondance, on assigne $g_{\text{eff}} = 0$;
- La longueur d'onde de début, de fin et le centre de raie (moyenne des deux premières) ;
- Le segment du *template* LBL associé à la raie ([λ, flux]) ;
- Le segment du modèle PHOENIX photosphérique associé à la raie ([λ, flux]) ;
- Le segment du modèle PHOENIX de tache associé à la raie ([λ, flux]) ;
- La valeur du contraste définie en Sect. 4.1.3.

Une première étape de nettoyage est ensuite appliquée : Les raies dont l'erreur moyenne sur la VR présente un écart supérieur à 4σ par rapport à la moyenne de la distribution sont supprimées. Par ailleurs, toutes les raies dont le *template* contient moins de quatre points[5] sont également écartées.

Le bloc « Étude des processus physiques » génère ensuite plusieurs sous-squelettes, chacun correspondant à une sélection spécifique définie dans les paramètres d'entrée. Ces sélections peuvent, par exemple, regrouper uniquement les raies avec un facteur de Landé $g_{\text{eff}} > 1.2$, ou bien les raies dont le contraste se situe dans un intervalle donné. Chaque sous-squelette sert alors à filtrer l'objet `observations`, afin de construire une série temporelle de la sélection retenue. Il est également possible de fournir une liste personnalisée de raies, par exemple pour cibler une espèce chimique particulière.

L'ensemble des séries temporelles ainsi obtenues est sauvegardé au format `.rdb`, standardisé pour être directement lu par des outils classiques d'analyse de séries VR tels que DACE[6]. Des fichiers `.pdf` contenant des figures de synthèse sont également

3. Procédure consistant à regrouper les données par blocs, ici par nuit.

4. Les raies sont identiques pour toutes les observations car elles sont définies par LBL à partir du *template*.

5. Seuil fixé pour assurer une définition minimale du continuum et de la profondeur de raie, modifiable dans un fichier de paramètres.

6. *Data and Analysis Center for Exoplanets*, plateforme web de l'Université de Genève dédiée à l'analyse de données exoplanétaires.

générés pour faciliter l'analyse des résultats. Le `squelette` global est également exporté au format `.rdb`.

4.2.2 Isoler le contraste usuel de l'anti-contraste

4.2.2.1 Calculer les contrastes à partir de spectres PHOENIX

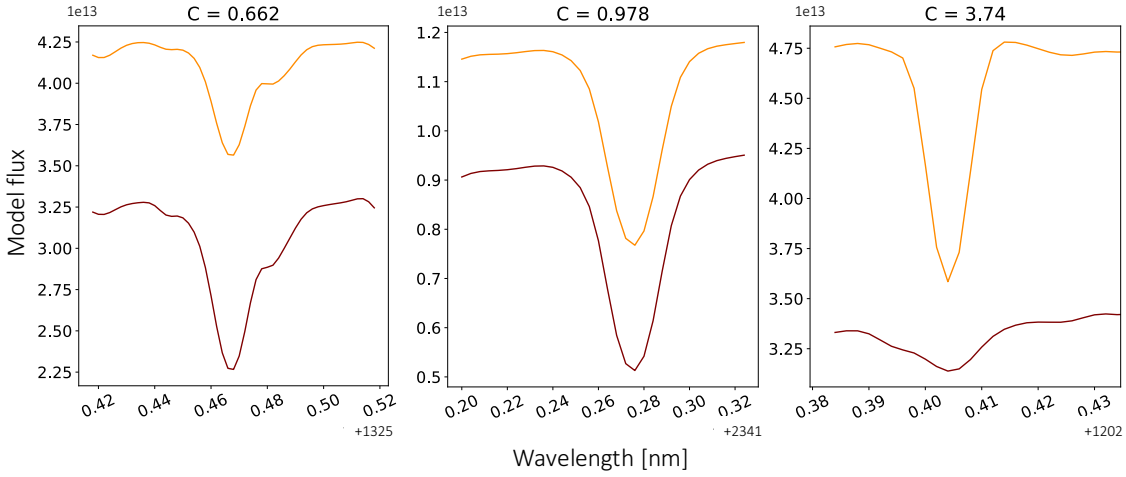

FIGURE 4.7 – Exemples de raies issues des modèles PHOENIX, pour les trois cas de contraste (de gauche à droite : $C < 1$, $C \approx 1$, $C > 1$). Les raies oranges représentent les raies de la photosphère, et les raies marrons celles des taches. Les spectres utilisés sont identiques à ceux de la Figure 4.2, à 3000 K et 3300 K.

En pratique, pour mesurer le contraste de raie défini dans la Section 4.1.3 et l'utiliser dans `VALSE`, il faut accéder aux valeurs de continuum et de profondeur pour chaque raie, pour deux températures (photosphère et tache).

La première approche, qui s'avère être la plus performante, est d'utiliser deux spectres PHOENIX aux températures estimées de la photosphère et des taches. En première approximation, j'utilise la température effective de l'étoile cible pour générer le spectre synthétique associé à la photosphère, et j'utilise la loi empirique de Herbst et al. (2021) pour déterminer la température qui permet de générer celui de la tache.

Je découpe alors ces deux spectres selon les raies définies dans le `squelette` de `VALSE`, et complète ce dernier par les segments des spectres synthétiques correspondants. La Figure 4.7 représente ces segments pour trois raies choisies afin d'illustrer les trois types de contraste définis en Section 4.1.3, dans le cas d'une photosphère à 3300 K et d'une tache à 3000 K (même configuration que pour la Figure 4.2).

Pour estimer le continuum de ces raies, je prends la moyenne en flux entre le premier et le dernier point de la raie[7]. Quant à la profondeur, je la définis comme la différence entre cette valeur de continuum et le flux minimum du segment.

7. Les raies de la Figure 4.7 sont bien définies, mais, comme rappelé en Section 4.2, certaines peuvent être très étroites (parfois limitées à cinq points du *template* LBL). Dans ce cas, moyenner le continuum au-delà du premier et du dernier point risquerait d'empiéter sur le cœur de la raie, sous-estimant alors sa valeur.

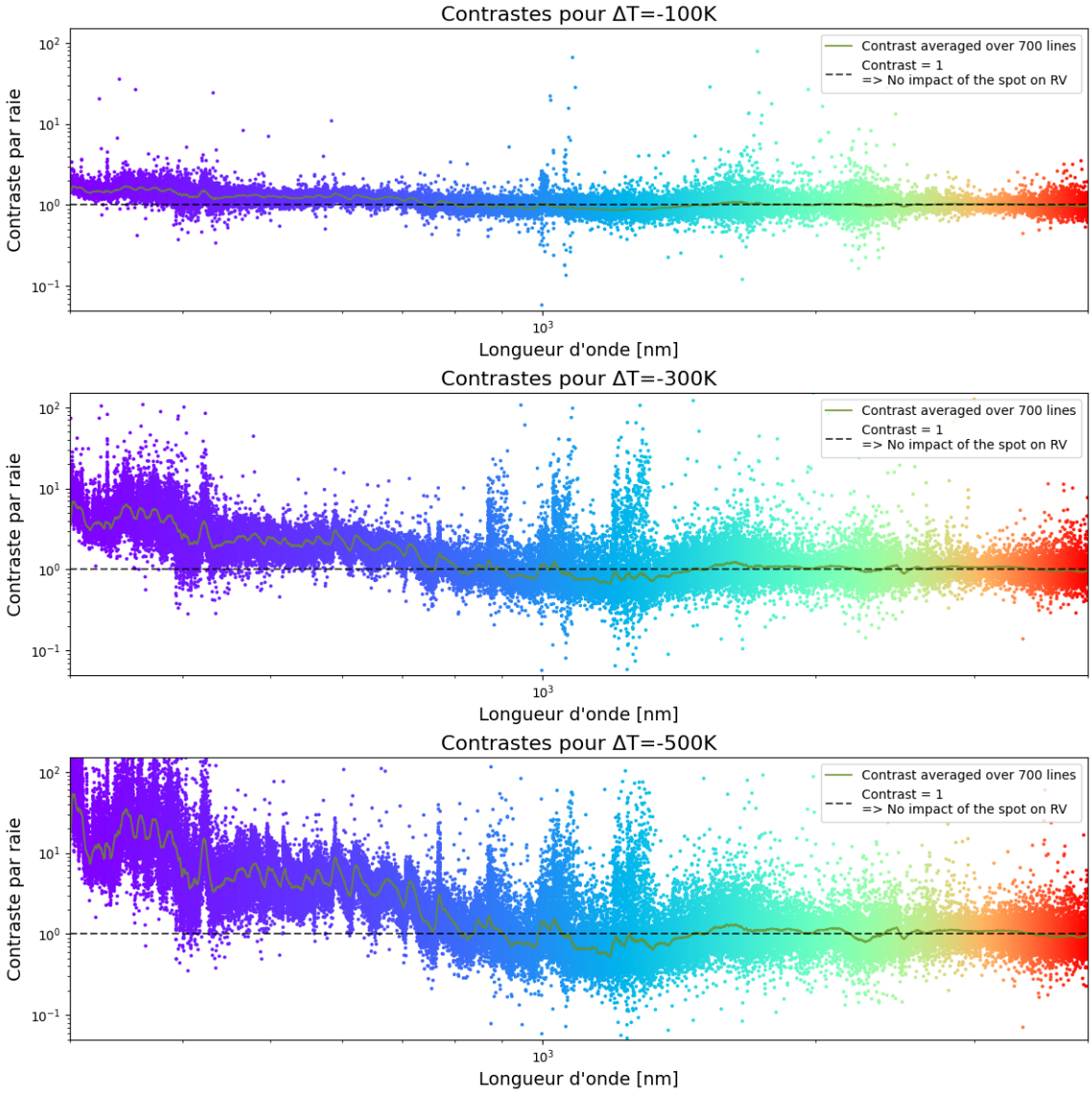

FIGURE 4.8 – Contrastes par raie, estimés pour une photosphère simulée par un spectre PHOENIX à 3300 K, et trois températures de taches, simulées par des spectres PHOENIX à 3200 K (haut), 3000 K (milieu) et 2800 K (bas). Chaque point représente une raie, définie comme l'espace entre deux maxima dans le spectre à 3300 K. La ligne en pointillés noirs donne le contraste neutre ($C_l = 1$), qui sépare le contraste usuel (au-dessus) de l'anti-contraste (en-dessous).

Pour visualiser les contrastes résultants dans notre exemple d'une photosphère à 3300 K, je définis des raies à partir du modèle PHOENIX de la photosphère simplement comme l'espace entre deux maxima locaux (de façon analogue à ce qui est fait dans LBL, *c.f.* Sect.2.3.1.3). Je calcule alors les contrastes pour chacune de ces "raies", et j'obtiens ainsi la Figure 4.8, calculée pour différentes températures de taches.

On peut observer trois choses sur cette Figure 4.8. Premièrement, le contraste moyen baisse effectivement avec la longueur d'onde, comme on s'y attendait avec le rapport des pseudo-continuums de la Figure 4.2. Deuxièmement, il semble exister une portion significative de raies dans le régime en anti-contraste nouvellement

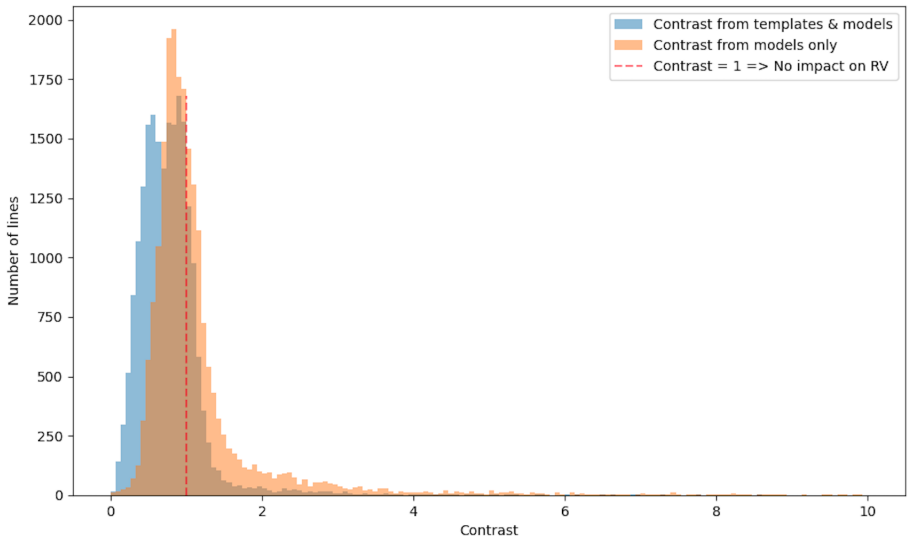

FIGURE 4.9 – Histogrammes des contrastes par raie, estimés pour une photosphère à 3300 K et des taches à 3000 K. Comparaison entre un calcul basé sur des modèles PHOENIX uniquement (orange), ou sur une association modèles / spectres médians (bleu).

défini (Sect.4.1.3), particulièrement dans le domaine de l'infrarouge proche. Troisièmement, plus les taches sont froides par rapport à la photosphère, plus elles semblent produire une dispersion importante des contrastes. Cependant, la topologie de cette dispersion paraît faiblement impactée (seule son amplitude varie fortement), suggérant que la définition des trois familles de contrastes est peu sensible à la température des taches, pour une température photosphérique donnée, en utilisant cette méthode sur ces modèles.

4.2.2.2 Calculer les contrastes à l'aide de spectres stellaires médians

Les modèles synthétiques ne reproduisent toutefois pas parfaitement les observations, en particulier pour les étoiles froides comme dans l'exemple étudié ici (voir notamment Artigau et al., 2018). Plusieurs raies visibles dans les spectres médians d'étoiles observées en haute résolution spectrale sont absentes ou décalées en longueur d'onde par rapport aux modèles, en particulier dans l'infrarouge. On pourrait alors être tenté de privilégier directement de tels spectres médians à très haute résolution.

Toutefois, il est nécessaire d'obtenir deux spectres médians provenant de deux étoiles différentes : l'un jouant le rôle de spectre photosphérique, et l'autre de spectre de tache. L'utilisation du spectre de l'étoile cible en tant que photosphère semble raisonnable, bien qu'il contienne les contributions moyennées dans le temps et l'espace de ses régions actives. En revanche, utiliser une autre étoile pour simuler les taches est risqué, car il est difficile d'en trouver une qui posséderait la même composition chimique, la même gravité de surface [8], et la température appropriée pour simuler une tache.

8. En réalité, le spectre d'une tache lui-même ne répond pas à ces exigences : la valeur de $log\ g$ peut varier en raison de l'augmentation de la pression magnétique dans les zones actives, qui réduit la pression gazeuse (Solanki, 2003 ; Bruno et al., 2022) et imite un modèle stellaire avec une gravité de surface plus faible.

Pour tenter de comparer ces deux approches, j'ai utilisé le spectre médian de EV Lac dont la température effective est de 3340 K (Cristofari et al., 2023) afin de représenter une photosphère (cette étoile sera étudiée en détail en Section 5.1), et celui de GJ 1286 à 3050 K pour représenter les taches. Ces deux spectres médians sont obtenus à partir d'observations SPIRou, et s'étendent donc de 950 nm à 2350 nm (Donati et al., 2020).

Pour définir la profondeur des raies, j'emploie la même méthode qu'avec les modèles, mais cette fois-ci directement à partir des segments du spectre médian. Pour les continuums en revanche, les spectres médians n'étant pas normalisés, je continue d'employer ceux définis à partir des modèles PHOENIX.

Le résultat de ces calculs, donné en Figure 4.9, montre une adéquation raisonnable entre les deux approches. Dans les deux cas, la famille de raies en anti-contraste est très présente, et même prédominante avec les spectres médians, ce qui semble en désaccord avec le comportement "usuel" des taches toujours observé jusqu'à présent.

4.2.2.3 Calculer les contrastes à partir de *dTemp*

Pour aller encore plus loin, et essayer d'associer la réalité physique des spectres médians à la liberté de l'espace des paramètres des modèles, j'ai pensé à utiliser le formalisme associé à l'indicateur *dTemp* de LBL (Artigau et al., 2024b). En effet, comme expliqué en Section 3.2.4, ce formalisme utilise une bibliothèque de *templates* d'objets couvrant une large gamme de températures effectives, à SNR relativement élevé. Cette bibliothèque étant utilisée pour ajuster la dépendance en température de chaque pixel, elle permet de reproduire de manière continue l'évolution d'un spectre avec la température, tel que représenté dans la Figure 4.10. Concernant les continuums, les modèles PHOENIX restent nécessaires pour les définir.

Maintenant, pour réellement déterminer la pertinence de chacune de ces méthodes, et prouver la réalité des raies à anti-contraste, il est nécessaire d'effectuer des cas pratiques sur des observations. Ceci sera fait en détail sur plusieurs cibles dans le chapitre suivant, et révélera qu'en l'état actuel la méthode basée sur les modèles PHOENIX est celle qui donne les meilleurs résultats.

4.2.3 Isoler l'effet Zeeman

Dans le cadre de l'étude de l'activité stellaire, il est essentiel de considérer l'effet Zeeman, qui peut influencer la chromaticité du signal en VR. Ce phénomène physique correspond à la séparation des niveaux d'énergie atomiques ou moléculaires en présence de forts champs magnétiques, entraînant l'élargissement, voire la division, des raies spectrales. Selon l'intensité du champ et la nature des transitions, cela peut aller d'un simple élargissement homogène jusqu'à des dédoublements complexes accompagnés d'une modification de l'intensité de la raie. Le déplacement de ces régions magnétiques avec la rotation stellaire peut alors induire des variations de VR, analogues à celles produites par le contraste de température discuté précédemment (e.g., Reiners et al., 2013 ; Hébrard et al., 2014).

Un aspect déterminant de l'effet Zeeman réside dans sa forte dépendance en longueur d'onde : son intensité croît proportionnellement au carré de celle-ci (Reiners et al., 2013 ; Hébrard et al., 2014). Ainsi, contrairement à l'effet de contraste tache/photosphère qui tend à décroître dans l'infrarouge, l'effet Zeeman devrait y être amplifié, produisant une chromaticité positive.

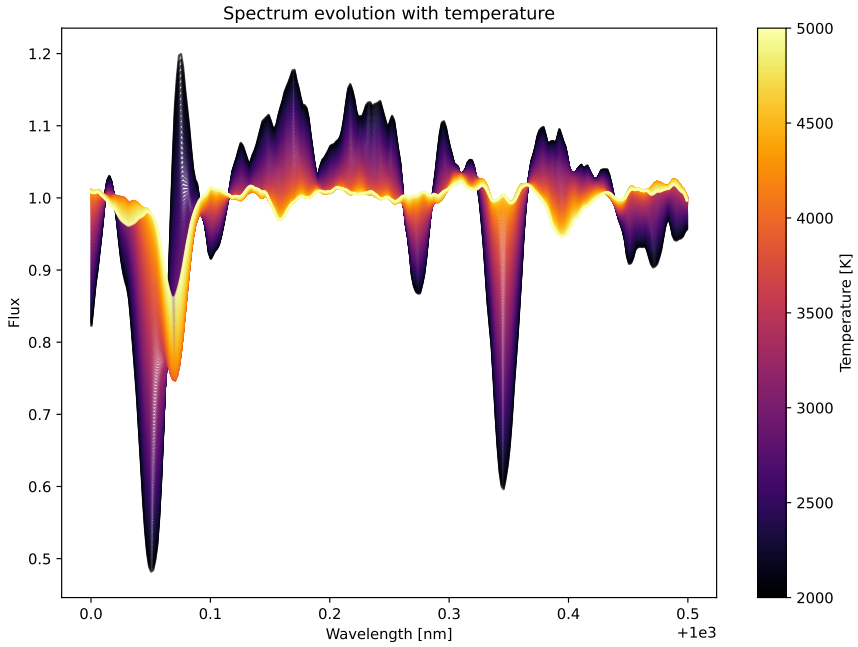

FIGURE 4.10 – Spectres synthétiques pour différentes températures (allant de 2000 K à 5000 K), estimés à partir des polynômes `dTemp` calculés sur la banque de *template* compilée dans Artigau et al. (2024b). Ces spectres sont normalisés par un filtre passe-haut.

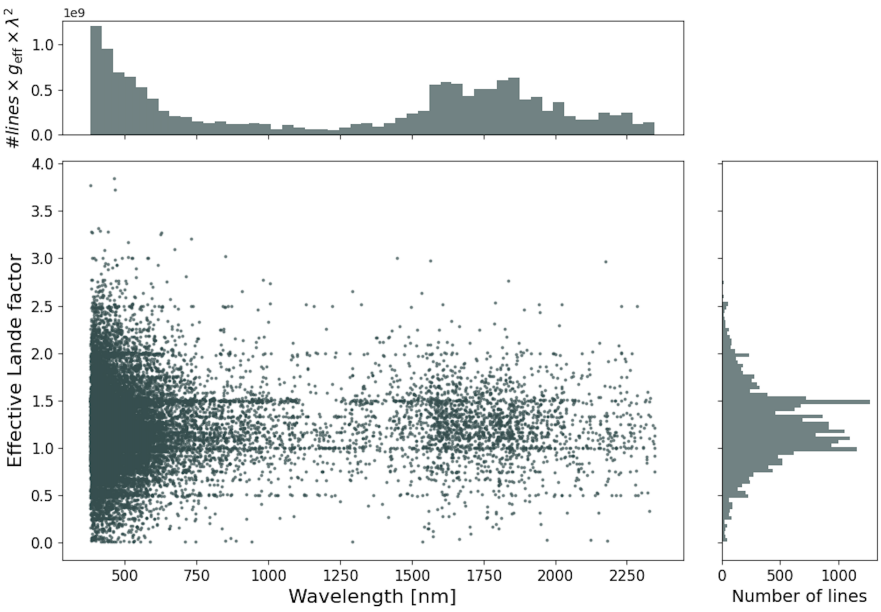

FIGURE 4.11 – Facteurs de Landé effectifs connus pour les raies allant de 380 nm à 2350 nm, issus de la base de données VALD. Histogramme du nombre de raies par bins de longueur d'onde, pondéré par le facteur de Landé effectif et le carré de la longueur d'onde (en haut). Histogramme des facteurs de Landé effectifs (à droite).

Pour étudier cet effet, je propose d'utiliser `VALSE` pour sélectionner les raies

en fonction de leur sensibilité à cet effet, caractérisée par leur facteur de Landé effectif, noté g_{eff}. Pour cela, j'utilise la base de données VALD (Vienna Atomic Line Database, Piskunov et al. (1995) ; Kupka et al. (2000) ; Ryabchikova et al. (2015)) pour créer une liste de raies synthétiques dont les facteurs de Landé sont connus, que je représente dans la Figure 4.11.

En utilisant la dépendance en lambda de l'effet Zeeman, l'histogramme du nombre de raies par bin de longueur d'onde, pondéré par le facteur de Landé effectif et le carré de la longueur d'onde (voir le panneau supérieur de la Figure 4.11), nous donne une idée de notre connaissance de la chromaticité de l'impact de l'effet Zeeman sur les VR. Cependant, cette représentation demeure biaisée, car si le facteur de Landé est bien établi pour la majorité des raies atomiques, il reste souvent indéterminé pour les transitions moléculaires. Cette lacune affecte particulièrement le proche infrarouge, domaine où l'effet Zeeman est censé être le plus marqué.

Une fois cette liste établie et incorporée dans le `squelette` de `VALSE`, il suffit de choisir une valeur seuil de g_{eff}, et sélectionner les raies en conséquence. Une telle approche permet de construire des séries temporelles de VR dominées par cet effet, et donc par les signatures magnétiques. Toutefois, cette sélection brute n'est pas suffisante : d'autres effets astrophysiques, comme l'effet de contraste décrit plus haut, peuvent masquer ou se superposer à l'effet Zeeman. Il est donc pertinent de croiser les critères de sélection en excluant au préalable les raies trop fortement affectées par le contraste, afin de privilégier celles dont la sensibilité magnétique est nette mais dont le comportement photométrique reste neutre. Ce procédé sera mis en pratique pour EV Lac, en Section 5.1.5.

Pour autant, cette stratégie reste confrontée à plusieurs limitations : dans le visible, le signal est souvent dominé par le contraste de température, rendant difficile l'isolement clair de l'effet Zeeman. Et dans l'infrarouge, la dépendance quadratique en longueur d'onde suggère au contraire une amplification du phénomène, mais notre méconnaissance des facteurs de Landé moléculaires induit un biais significatif.

4.2.4 Annuler l'effet des taches sur les vitesses radiales

Les sections précédentes ont montré que `VALSE` permet d'explorer deux processus physiques distincts relatifs aux taches, à travers l'étude des raies spectrales individuelles : l'effet Zeeman et l'effet de contraste, redéfini en trois familles de raies. Partant de ces résultats, j'ai développé dans `VALSE` un bloc dédié à la correction de l'activité stellaire, basé sur une sélection optimisée des raies (cf. Fig. 4.6).

Un premier écueil d'une telle approche basée sur une sélection des raies réside dans le risque de perdre trop d'information spectrale : une sélection trop restrictive conduirait à un signal dominé non plus par l'activité mais par le bruit photonique, faute d'un nombre suffisant de raies. Pour l'effet Zeeman, ce problème est limité : la stratégie la plus simple consiste à rejeter les raies trop sensibles à cet effet, c'est-à-dire celles dont le facteur de Landé effectif est élevé. Mais en pratique, comme montré lors de mon étude sur EV Lac (Section 5.1.5), un seuil typique à $g_{\text{eff}} > 1.2$, efficace pour isoler les raies vraiment sensibles, élimine relativement peu de raies (Ce seuil reste modifiable par l'utilisateur).

L'effet de contraste tache/photosphère, en revanche, nécessite une approche plus subtile. Les raies les moins sensibles correspondent à celles dont le contraste est proche de l'unité (contraste neutre). Cependant, comme l'illustrent les Figures 4.8

et 4.9, la distribution en contraste est généralement large, et même un faible écart par rapport à $C_l = 1$ se traduit par une signature marquée en VR. Une stratégie naïve, consistant à ne conserver que les raies neutres, s'avérerait trop restrictive : elle écarterait une part importante de l'information en cherchant à minimiser la signature de l'activité, compromettant ainsi le rapport signal/bruit.

Pour maximiser le nombre de raies tout en minimisant le signal d'activité, j'ai mis en place une approche innovante exploitant la propriété de symétrie entre contraste et anti-contraste : les signaux de familles opposées possédant la même valeur de contraste C_l^{usuel} et $1/C_l^{\text{anti}}$ sont anti-corrélés, et devraient donc se compenser. Par exemple, une raie à $C_l = 2$ devrait théoriquement équilibrer une raie à $C_l = 0.5$, rendant leur contribution combinée insensible au passage des taches. Cela est vrai pour des raies contenant la même quantité d'information spectrale ; une pondération par l'erreur de chaque raie est donc prise en compte.

Il en résulte le processus illustré en Figure 4.12, qui se déroule en trois étapes. Premièrement, je construis l'histogramme des contrastes pour chacune des deux familles, de part et d'autre du contraste neutre. Pour les raies en anti-contraste, l'histogramme est établi à partir de l'inverse du contraste ($1/C_l$), de façon à rendre les histogrammes directement comparables. Chaque bin est pondéré par l'inverse de l'erreur de la raie (car c'est cette même pondération qui est utilisée dans le calcul de la VR), estimée par LBL via la quantité `sdv`. J'estime alors un poids pour chaque histogramme comme la somme de tous ses bins pondérés (panel supérieur de la Figure 4.12).

Deuxièmement, je prends la précaution de tronquer ces deux histogrammes, en éliminant systématiquement un pourcentage C_{cut} des raies dont le contraste est trop extrême, par crainte que ces quelques raies n'aient un effet de levier non linéaire sur les VR. J'obtiens ainsi le panneau central de la Figure 4.12.

À ce stade, une des deux familles de contraste est généralement surreprésentée, son histogramme ayant un poids plus élevé. J'applique donc un processus itératif qui supprime progressivement les raies au contraste le plus élevé dans l'histogramme dominant, jusqu'à équilibrer les poids des deux familles (panneau inférieur).

De cette manière, j'obtiens une sélection où les contributions en contraste et en anti-contraste sont équivalentes, et devraient s'annuler globalement sur les VR totales, tout en conservant le plus grand nombre possible de raies.

Cette méthode repose néanmoins sur l'hypothèse que le contraste neutre est correctement estimé, et sépare effectivement le contraste usuel de l'anti-contraste. Or, comme discuté en Section 4.2.2, le contraste est issu de modèles qui peuvent s'écarter significativement de la réalité, en particulier dans l'infrarouge pour les étoiles froides. Ces modèles dépendent de paramètres parfois mal contraints (température effective de la photosphère, spectres des taches, etc.), ce qui peut fausser la répartition des contrastes illustrée en Figure 4.8, et introduire un biais systématique. Au premier ordre, ce biais peut être interprété comme un simple décalage de la valeur du contraste neutre : par exemple, si la température adoptée pour la tache est trop basse, le contraste neutre estimé sera artificiellement supérieur à la valeur réelle (à cause de la baisse excessive du continuum).

Pour tenir compte de cette incertitude, j'ai intégré une boucle rétroactive dans le bloc de correction de `VALSE`. Celle-ci reproduit l'ensemble du processus de sélection des raies (Fig.4.12) pour toutes les observations et pour différentes valeurs de contraste neutre (noté C_n) définies dans un intervalle fixé par l'utilisateur autour de

1. De même, le seuil de rejet des contrastes extrêmes (noté $C_{\rm cut}$) peut être exploré en tant que paramètre libre.

Chaque couple de paramètres (C_n, $C_{\rm cut}$) conduit à une série temporelle en VR, dont je mesure la qualité via son RMS et la probabilité de fausse alarme (FAP, *False Alarm Probability*) du pic associé à la période de rotation dans le périodogramme. Les paramètres retenus sont ceux qui permettent la plus forte réduction du RMS par rapport à la série VR originale, avant correction. Pour information, je retourne également la série présentant la plus faible FAP à $P_{\rm rot}$, mais elle n'est pas nécessairement la plus pertinente, car une manière triviale de réduire la FAP est de produire une série artificiellement bruitée.

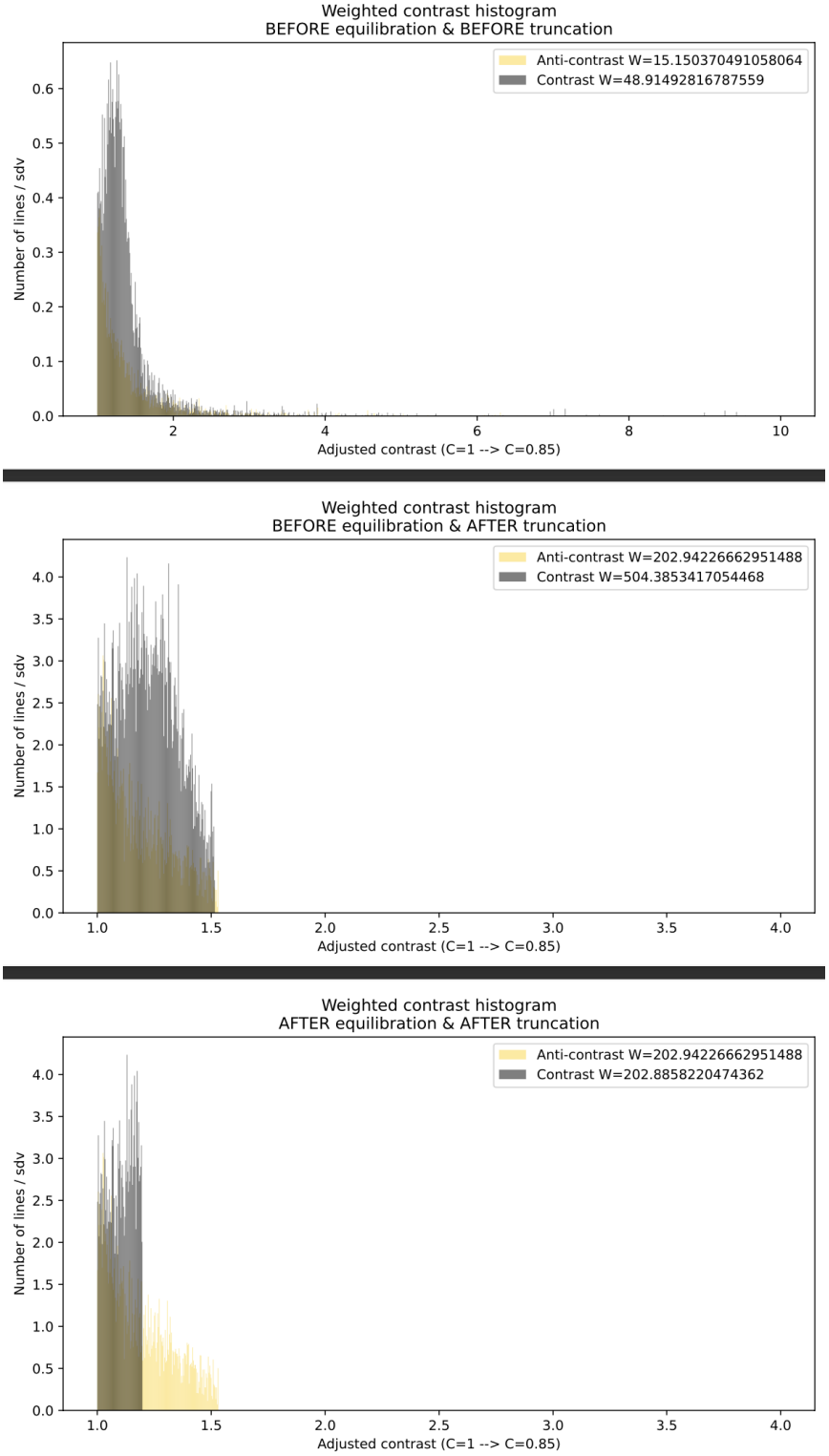

FIGURE 4.12 – Histogrammes, dans le cas de AU Mic, des raies à anti-contrastes (**jaune**) et à contraste usuel (**gris**), illustrant le processus d'équilibrage de l'information spectrale dans ces deux familles par `VALSE`. Pour les raies en anti-contraste ($C_l < 1$), la valeur du contraste est inversée ($1/C_l$), de façon à rendre les histogrammes directement comparables. **En haut** : Histogramme de toutes les raies du spectre SPIRou considéré. **Au milieu** : Histogramme de toutes les raies, moins 15% de celles dont le C_l est le plus loin de 1. **En bas** : Histogramme des raies en contraste usuel (gris) qui a été réduit jusqu'à atteindre un poids équivalent à celui des raies en anti-contraste (jaune).

Chapitre 5

Étude de cas : Les naines M très actives

> « Il faut encore porter du chaos en soi pour donner naissance à une étoile dansante.
>
> — Friedrich Nietzsche

5.1 Le cas d'EV Lac 96
5.1.1 Description générale 96
5.1.2 Observations 98
5.1.2.1 Observations SPIRou 98
5.1.2.2 Observations SOPHIE 99
5.1.3 Signal d'activité 100
5.1.4 Chromaticité des VR 101
5.1.4.1 Comparaison SOPHIE / SPIRou 101
5.1.4.2 VR par bandes photométriques 102
5.1.4.3 VR par petits intervalles de longueur d'ondes . . 104
5.1.5 Recherche de l'effet Zeeman 106
5.1.6 L'importance du contraste tache/photosphere 108
5.1.6.1 Des raies à anti-contraste 108
5.1.6.2 Déformations relatives des raies dans les deux familles de contraste 110
5.1.6.3 Estimation de la température des taches 111
5.1.6.4 Réduction de l'impact des taches sur les vitesses radiales 113
5.2 Réduire l'impact des taches : VALSE appliqué à d'autres étoiles 115
5.2.1 AU Mic 115
5.2.2 YZ CMI 119
5.2.3 Smethells 20 121
5.2.4 GJ 4274 123
5.2.5 Généralisation à tous les types d'étoiles 125
5.3 Bilan de l'application de VALSE aux naines M très actives 127

Dans les chapitres précédents, nous avons vu quels impacts l'activité stellaire pouvait avoir sur le calcul des VR. Le chapitre 4 a notamment montré, sur le plan théorique, comment une sélection des raies spectrales individuelles pouvait à la fois nous aider à identifier les processus physiques en jeu, et à diminuer leur impact sur les VR. Dans ce chapitre, nous mettrons en pratique ces méthodes, notamment à l'aide de `VALSE`, sur des observations spectrales de naines M actives.

L'étude d'étoiles très actives semble être une première approche prometteuse pour tester `VALSE`, car la présence de phénomènes d'activité marqués et relativement bien identifiés permettra d'isoler ces signaux plus facilement. Pour ce faire, la première partie de ce chapitre se concentrera en détail sur l'étoile EV Lac, non seulement parce qu'elle présente une activité intense, mais aussi parce qu'elle a déjà fait l'objet de multiples études et observations par différents instruments, ce qui permet de dresser un portrait relativement précis de son activité. Cette étude a fait l'objet d'un article publié (Larue et al., 2025), disponible en annexe de ce manuscrit, dont les éléments d'analyse sont repris dans ce chapitre. Dans un second temps, nous verrons comment l'utilisation de `VALSE`, calibré grâce à EV Lac, peut être étendue à d'autres étoiles très actives.

5.1 Le cas d'EV Lac

Dans le but d'isoler des raies fortement affectées par un processus physique en particulier, la naine M EV Lacertae (abrégée en EV Lac, ou GJ 873) est un candidat prometteur. En effet, située à une distance de $5,049 \pm 0,001$ pc (Gaia Collaboration et al., 2018b) dans la constellation de Lacerta, c'est une étoile très étudiée en raison de sa forte activité éruptive (e.g., Paudel et al., 2021). De plus, EV Lac a été observée quasi-simultanément pendant trois ans avec SPIRou (Donati et al., 2020) et SOPHIE (Bouchy & Sophie Team, 2006 ; Bouchy et al., 2013). L'utilisation de ces deux vélocimètres offre l'opportunité d'étudier les signaux d'activité stellaire sur une large gamme de longueurs d'onde, permettant une étude approfondie des effets chromatiques.

5.1.1 Description générale

Sur la base d'indices spectraux, Shkolnik et al. (2009) a estimé l'âge d'EV Lac entre 25 et 300 millions d'années, ce qui correspond à une classification en tant que membre du groupe mobile de la Grande Ourse (Klutsch et al., 2014 ; Cortés-Contreras et al., 2024), dont l'âge est estimé à environ 300-400 millions d'années (Soderblom & Mayor, 1993 ; Jones et al., 2015). Ses principales caractéristiques sont résumées dans la Table 5.1 ci-dessous.

EV Lac est l'une des naines M les plus actives, avec des valeurs de $log(R'_{HK})$ atteignant $-4,24 \pm 0,11$ (Melbourne et al., 2020), ce qui correspond à des valeurs de saturation pour l'émission du doublet Ca II H et K pour une période de rotation $P_{rot} < 10$ jours (*c.f.*, Fig.1.7, et Astudillo-Defru et al. (2017a)). Son activité se caractérise par de nombreuses éruptions (e.g., Favata et al., 2000 ; Honda et al., 2018 ; Paudel et al., 2021 ; Inoue et al., 2024 ; Chen et al., 2022), la présence de taches à sa surface (e.g., Ikuta et al., 2023), et l'un des flux magnétiques moyens les plus élevés parmi les naines M (e.g., Morin et al., 2008 ; Shulyak et al., 2019 ; Cristofari et al., 2023 ; Bellotti et al., 2024).

Paramètre	**Valeur**	**Unité**	**Ref.**
	Propriétés astrométriques		
Noms	GJ 873, EV Lac		
α (J2000)	22:46:49.73	deg	1
δ (J2000)	+44:20:02.4	deg	1
μ_α	-706.1±0.1	mas.yr^{-1}	1
μ_δ	-458.8±0.1	mas.yr^{-1}	1
parallaxe	198.01±0.04	mas	1
distance	5.049 ± 0.001	pc	1
	Propriétés physiques		
Type spectral	M3.5 V		2
Masse	0.32 ± 0.02	$M_\odot$	3
Rayon	0.31 ± 0.02	$R_\odot$	3
log g	4.87±0.05	log(cm.s^{-2})	3
Age	25 - 300	Myr	4
$P_{\rm rot}$	4.359 ± 0.002	d	5
v sin(i)	4.1	km.s^{-1}	6
i	66 ± 28	degré	7
$T_{\rm eff}$	3340 ± 31	K	3
$T_{\rm spot}$ (théorique)	2733 ± 542	K	8
$T_{\rm spot}$ (photométrie)	3268	K	9
Champ local $< B >$	4.53 ± 0.07	kG	3
Champ grande échelle B_l	$300 - 500$	G	10, 11
Fe/H	-0.01 ± 0.15	dex	12
Largeur équivalente Hα	-4.54±0.04	Å	13
Largeur équivalente Ca II K	14.86	Å	14
log $L_{H\alpha}/L_{bol}$	-3.76		13
log L_X/L_{bol}	-3.33		10
log R'_{HK}	-4.24±0.11		15

TABLE 5.1 – Résumé des propriétés stellaires d'EV Lac

Références : (1) Gaia Collaboration et al. (2018b), (2) Reid et al. (1995a), (3) Cristofari et al. (2023), (4) Shkolnik et al. (2009), (5) Paudel et al. (2021), (6) Reiners et al. (2022), (7) Reiners et al. (2018), (8) Herbst et al. (2021), (9) Ikuta et al. (2023), (10) Morin et al. (2008), (11) Bellotti et al. (2024), (12) Rojas-Ayala et al. (2012), (13) Newton et al. (2017), (14) Youngblood et al. (2017), (15) Melbourne et al. (2020)

L'examen de la géométrie de son champ magnétique est particulièrement pertinent, car les régions fortement magnétisées contribuent directement à la formation de taches, qui sont essentielles à l'étude présentée ici. Le champ magnétique à grande échelle d'EV Lac, dérivé des profils Stokes V, est non axisymétrique, principalement poloïdal, avec une intensité moyenne de 300 G entre 2020 et 2021 (Bellotti et al.,

2024). Bien qu'il ait évolué au fil du temps, les reconstructions du champ magnétique par imagerie Doppler Zeeman (ZDI) ont révélé un dipôle qui est probablement responsable de la formation de deux taches à des longitudes opposées (Morin et al., 2008 ; Shulyak et al., 2019 ; Bellotti et al., 2024).

On s'attend à ce que l'étoile soit en rotation solide (Morin et al., 2008) avec une inclinaison de 66 ± 28 degrés et un $v \sin(i)$ de 4,1 km/s (Reiners et al., 2022). Différentes études donnent les valeurs suivantes pour la période de rotation : $P_{rot} = 4,3615 \pm 0,0001$ jours (Morin et al., 2008), $P_{rot} = 4,38 \pm 0,03$ jours (Reiners et al., 2018), $P_{rot} = 4,379$ jours (Díez Alonso et al., 2019), $P_{rot} = 4,3592$ jours (Paudel et al., 2021), et $P_{rot} = 4,36 \pm 0,05$ jours dans Bellotti et al. (2022). Nous avons ici retenu la valeur la plus précise de 4,3615 jours, qui correspond très bien au signal d'activité observé dans nos mesures SOPHIE VR (voir Fig. 5.1).

Comme soulevé en Section 4.1.2, l'estimation de la température des taches est particulièrement délicate. En utilisant la loi empirique de Herbst et al. (2021) pour EV Lac on obtient une température très approximative pour les taches de 2764 ± 517 K, soit une différence de température entre la tache et la photosphère de $\sim 575 \pm 520$ K. Une autre étude de Ikuta et al. (2023) a utilisé des mesures photométriques de TESS pour estimer le facteur de remplissage des taches et a déduit une température estimée de la tache de 3268 K, soit une différence de température entre la tache et la photosphère de seulement ~ 72 K. Cependant, ces mesures doivent être interprétées avec prudence, car le problème est dégénéré entre la température de la tache et sa superficie. Ces différences indiquent que la température de la tache est mal contrainte. Comme point de départ, nous adoptons une valeur intermédiaire de 3000 K, avant de fournir notre propre estimation grâce à `VALSE`, en Section 5.1.6.3.

5.1.2 Observations

J'ai utilisé des observations spectroscopiques d'EV Lac réalisées sur trois ans, avec un total de 317 nuits d'observations obtenues à l'aide de SOPHIE dans le domaine optique (Bouchy & Sophie Team, 2006 ; Perruchot et al., 2008 ; Bouchy et al., 2013) et SPIRou dans le domaine infrarouge (Donati et al., 2020). L'ensemble des données VR est présenté dans la Figure 5.1, qui montre que les mesures SOPHIE et SPIRou ne sont quasi simultanées qu'en 2020 et 2021. Pour étudier proprement la dépendance de l'effet de l'activité stellaire sur la VR en fonction de la longueur d'onde, et compte tenu du fait que les processus d'activité varient dans le temps, il est essentiel de s'assurer que les deux instruments mesurent cet effet de manière contemporaine. C'est pourquoi le reste de cette section présente une analyse ne portant que sur les données obtenues par SOPHIE et SPIRou au cours des mêmes périodes, à savoir les années 2020 et 2021.

5.1.2.1 Observations SPIRou

Les mesures SPIRou ont été effectuées entre septembre 2019 et juin 2022, pour un total de 169 nuits d'observation, atteignant un rapport signal/bruit moyen par pixel de 131 dans le $44^{\text{ème}}$ ordre de diffraction du réseau (bande H, à 1 746 nm). Ces observations ont été réalisées dans le cadre du programme SPIRou Legacy Survey Planet Search (SLS-PS, Moutou et al. 2023).

Les spectres ont été réduits à l'aide de la version 0.7.286 du pipeline APERO nominal (Cook et al., 2022), et les VR ont été calculées dans les spectres corrigés

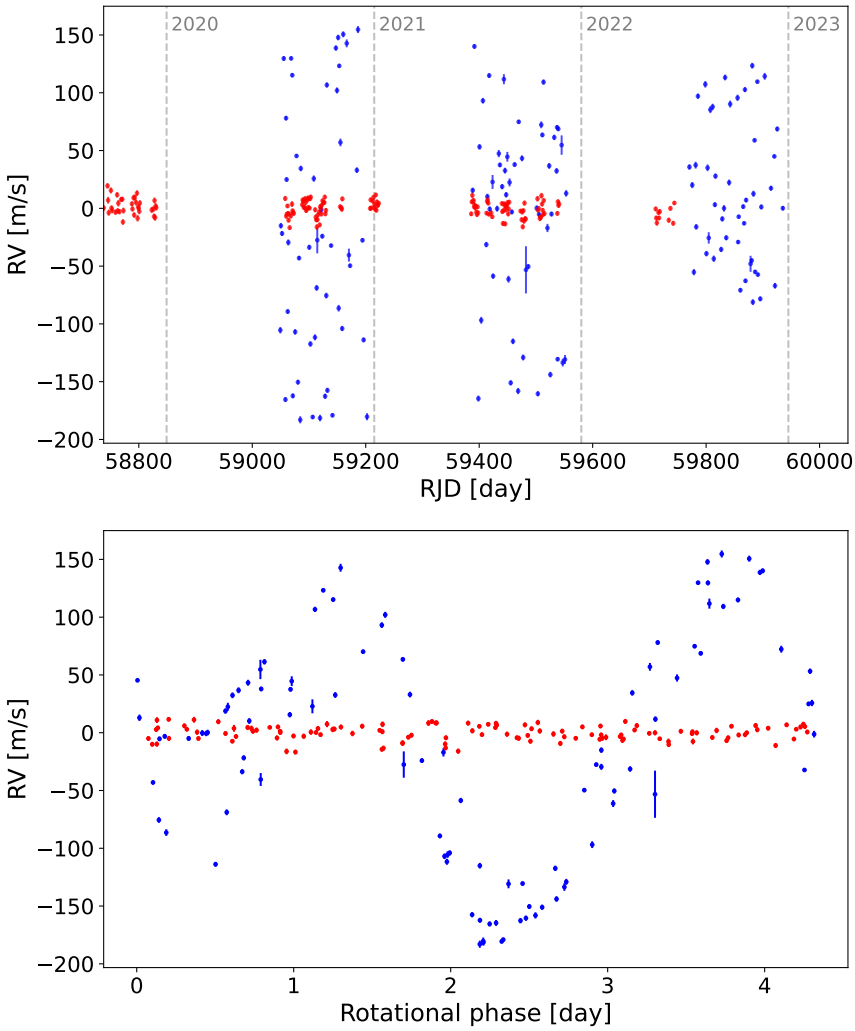

FIGURE 5.1 – Mesures VR SOPHIE de EV Lac, réduites par LBL, représentées en bleu. Mesures VR SPIRou, réduites par LBL, représentées en rouge. **Panneau supérieur :** Ensemble complet des données VR SOPHIE et SPIRou. **Panneau inférieur :** VR repliées en phase sur la période de rotation, pour SOPHIE (RMS = 95,7 m/s, erreur moyenne = 2,8 m/s) et SPIRou (RMS = 6,3 m/s, erreur moyenne = 2,1 m/s) saisons concomitantes uniquement (2020 et 2021). Remarque : ces données ont été réduites à l'aide de l'ensemble du pipeline LBL de Artigau et al. (2022).

des telluriques à l'aide de l'algorithme LBL version 0.63.002 (Artigau et al., 2022).

5.1.2.2 Observations SOPHIE

Les mesures SOPHIE d'EV Lac ont été effectuées entre août 2020 et décembre 2022, pour un total de 148 nuits d'observation, et atteignent un rapport signal/bruit moyen par pixel de 87 au 35ème ordre. Les observations ont été réalisées dans le cadre

du sous-programme trois (SP3) d'une grande étude VR, lancée en 2006 (Bouchy et al., 2009b), qui cible les naines M dans le voisinage solaire afin de détecter de nouvelles planètes (e.g., Hobson et al., 2018, 2019 ; Díaz et al., 2019 ; Cortés-Zuleta et al., 2025) ou de caractériser leur activité (e.g., Carmona et al., 2023 ; Cortes-Zuleta et al., 2021 ; Carmona et al., 2025).

Les spectres ont été réduits à l'aide du pipeline SOPHIE nominal (Bouchy et al., 2009b), qui effectue la localisation des ordres spectraux, l'extraction optimale des ordres, le rejet des rayons cosmiques et l'étalonnage des longueurs d'onde. Il dérive également les VR par CCF, dans ce cas en corrélant un masque M4 empirique aux spectres observés. À partir de là, la CCF est ensuite utilisée pour calculer des indicateurs d'activité standard tels que le BIS ou la FWHM. Afin d'être cohérents avec les VR obtenues avec SPIRou, je les ai recalculées avec mon pipeline LBL SOPHIE décrit en Section 2.3.2.

5.1.3 Signal d'activité

Comme observé dans la Figure 5.1, le signal d'activité semble, à première vue, exclusivement présent dans les données SOPHIE. D'après la forme en double sinus repérée sur les VR repliées en phase pour cet instrument, l'origine du signal vient de deux régions actives situées de part et d'autre de l'étoile, expliquant le pic prédominant à $P_{rot}/2$ dans le périodogramme (Fig.5.3).

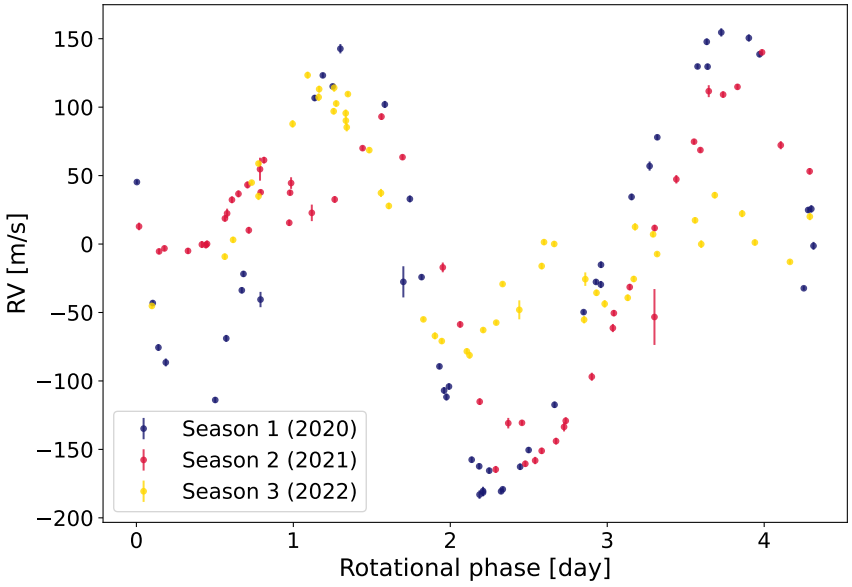

FIGURE 5.2 – VR SOPHIE repliées en phase sur les trois saisons. Les mesures prises en 2020 (RMS = 107,7 m/s) sont indiquées en bleu. Les mesures prises en 2021 (RMS = 81,6 m/s) sont indiquées en rouge. Les mesures prises en 2022 (RMS = 59,8 m/s) sont indiquées en jaune.

De plus, ce signal évolue dans le temps sur une échelle typique d'environ un an, comme le montre la Figure 5.2. Les régions magnétiques de polarités opposées ont été décrites par Morin et al. (2008), et la présence de deux taches à la surface de l'étoile a ensuite été discutée dans Jeffers et al. (2022).

Plus récemment, en partant de l'hypothèse de deux taches, Ikuta et al. (2023) a exploré leurs propriétés à l'aide d'une modélisation des taches stellaires à partir des courbes de lumière TESS. Ils ont utilisé des observations réalisées entre juillet 2018 et octobre 2019 et ont trouvé une latitude de $25,70^{+0,31}_{-0,39}$ degrés pour la première tache et de $46,14^{+0,65}_{-0,60}$ degrés pour la seconde.

Comme montré dans la Figure 5.2, nos données VR SOPHIE sont cohérentes avec une évolution indépendante des deux taches. L'amplitude induite par les VR y atteint son maximum au cours de la première saison pour les deux taches. Ensuite, on constate que l'effet d'une tache diminue au cours de la deuxième saison avant de retrouver son amplitude au cours de la dernière saison. En revanche, l'effet de la deuxième tache diminue considérablement au cours de la troisième saison.

5.1.4 Chromaticité des VR

5.1.4.1 Comparaison SOPHIE / SPIRou

Une analyse simple de la chromaticité consiste, dans un premier temps, à comparer les VR obtenues avec SOPHIE et SPIRou, pour l'optique et l'infrarouge respectivement. En examinant les deux saisons au cours desquelles l'étoile a été observée à la fois par les deux instruments (2020 et 2021), on observe une forte chromaticité, visible dans le panneau supérieur de la Figure 5.1. Dans l'optique, il y a un signal avec un RMS de 95,7 m/s, tandis que dans l'infrarouge, le RMS de 6,3 m/s est légèrement supérieur à l'incertitude de la mesure moyenne de 2,1 m/s. Cela donne une réduction du RMS d'un impressionnant facteur 15 entre l'optique et l'infrarouge.

Cette grande différence de signaux se voit aussi dans les périodogrammes. Celui de SOPHIE (voir Fig. 5.3) ne montre que des signaux à la période de rotation et ses harmoniques, la moitié de la période de rotation étant la plus forte, tandis que le périodogramme SPIRou (voir Fig. 5.4) ne montre pas de pic à la période de rotation, ni à ses harmoniques. Lorsque les deux ensembles de données de ces deux saisons sont repliés en phase à la période de rotation (voir le panneau inférieur de la Figure 5.1), un signal clair apparaît dans les VR SOPHIE, tandis que celles SPIRou montrent un signal plus stochastique, sans modulation.

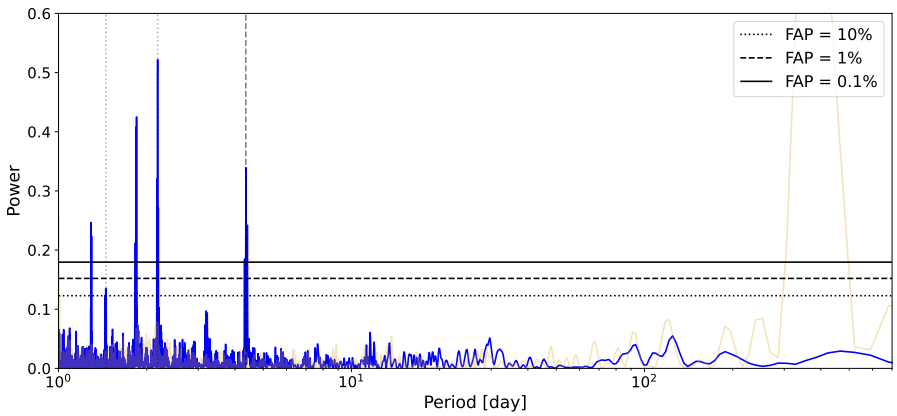

FIGURE 5.3 – Périodogramme des mesures SOPHIE. P_{rot} est mis en évidence par la ligne pointillée grise, tandis que $P_{rot}/2$ et $P_{rot}/3$ sont représentés par les lignes pointillées gris clair.

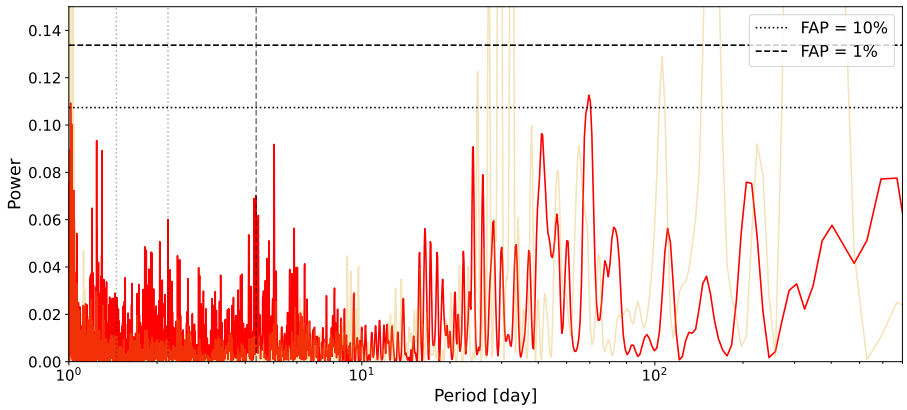

FIGURE 5.4 – Périodogramme des mesures SPIRou. P_{rot} est mis en évidence par la ligne pointillée grise, tandis que $P_{rot}/2$ et $P_{rot}/3$ sont représentés par les lignes pointillées gris clair.

Cette forte chromaticité du signal VR confirme son origine d'activité stellaire (comme dans des études précédentes sur des cibles similaires ; voir, par exemple, Carmona et al. 2023). Cependant, d'un point de vue théorique, il est difficile de prédire un tel facteur 15 de réduction du RMS entre l'optique et l'infrarouge, ainsi qu'un tel effondrement du signal, si la chromaticité est uniquement due à la différence de luminosité entre la photosphère et les taches.

Par exemple, dans l'étude de Reiners et al. (2010) simulant l'impact de taches à différentes températures sur la chromaticité des VR, en appliquant leurs résultats aux paramètres les plus proches de ceux d'EV Lac, on pourrait s'attendre à un facteur de réduction maximal de 5 dans l'amplitude des VR entre l'optique et l'infrarouge. Bien que ce facteur devrait augmenter pour des facteurs de remplissage des taches plus importants ou des différences de température plus faibles, ils ont souligné qu'il serait essentiel de prendre en compte avec précision les différences entre les caractéristiques spectrales de la photosphère et celles des taches pour obtenir des estimations plus précises.

C'est ce que j'ai fait au chapitre précédent (Sect.4.1.3) en prenant en considération la variation de la profondeur des raies en fonction de la température. Cela a mené à la découverte des raies à anti-contrastes, à partir desquelles je tenterai en Section 5.1.6.1 de recalculer les VR d'EV Lac, pour voir si ces raies peuvent être responsables de cette chromaticité jusqu'alors inexpliquée. Mais avant, nous allons essayer de la caractériser plus en détail, de l'optique à l'infrarouge, en réduisant progressivement les intervalles de longueur d'onde considérés.

5.1.4.2 VR par bandes photométriques

Pour obtenir une vision plus précise de la chromaticité des VR d'EV Lac, une solution consiste à les analyser pour chaque bande photométrique. Pour cela, nous utilisons les VR par bande précalculées par LBL, correspondant aux différentes bandes de chaque instrument, à savoir U [387, 431 nm], B [400, 490 nm], G [450, 500 nm], V [500, 600 nm], R [550, 694 nm] pour SOPHIE ; et Y [970, 1070 nm], J [1170, 1330 nm], H [1490, 1780 nm] et K [2030, 2370 nm] pour SPIRou.

Comme le montre la Figure 5.5, la chromaticité entre les différentes bandes de

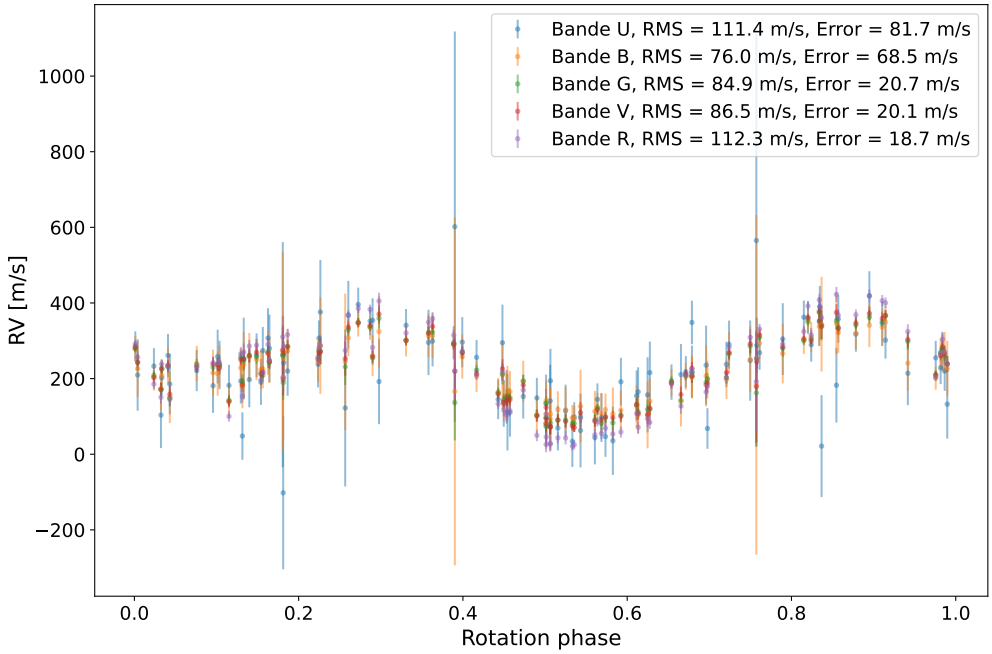

FIGURE 5.5 – VR repliées en phase sur la période de rotation d'EV Lac (4,36 jours), pour les différentes bandes optiques de SOPHIE.

SOPHIE n'est pas apparente, compte tenu des incertitudes. En revanche, dans la gamme de longueurs d'onde de SPIRou, un comportement chromatique clair est détecté, comme l'illustre la Figure 5.6 : la bande Y y apparaît particulièrement sensible à l'activité stellaire, présentant une amplitude de signal comparable à celle observée dans les VR en bande complète de SOPHIE. Les bandes J, H et K, quant à elles, montrent une diminution progressive du signal d'activité avec l'augmentation de la longueur d'onde. Il est à noter que les bandes H et K ne présentent pas le signal d'activité induit par les deux taches, compte tenu de nos limites de précision de 3,12 m/s et 4,02 m/s, respectivement.

Ces résultats peuvent être comparés à ceux d'études précédentes. En particulier, la chromaticité du signal de rotation d'EV Lac a été étudiée par Tal-Or et al. (2018) et Jeffers et al. (2022) à l'aide du bras optique de CARMENES, qui est limité aux longueurs d'onde inférieures à 960 nm (Bauer et al., 2020). Leurs observations ont révélé une forte chromaticité négative dans l'indice chromatique (CRX) [1] indiquant que l'amplitude des VR par ordre spectral diminuait avec la longueur d'onde entre 570 nm et 960 nm. L'absence de ce comportement dans nos données SOPHIE (Fig. 5.5) est probablement due au fait que notre couverture en longueur d'onde s'arrête à 694 nm. Malgré cela, Jeffers et al. (2022) ont suggéré qu'au-delà de 950 nm, la dispersion des VR resterait constante, contrairement à ce que montre simplement la Figure 5.6.

Afin de comparer avec précision mes résultats avec les leurs, et d'expliquer la diminution significative du RMS d'un facteur 15 entre l'optique et l'infrarouge (Fig.

1. Mesure quantifiant la dépendance des VR à la longueur d'onde (Zechmeister et al., 2018), décrite en Sect.3.2.5

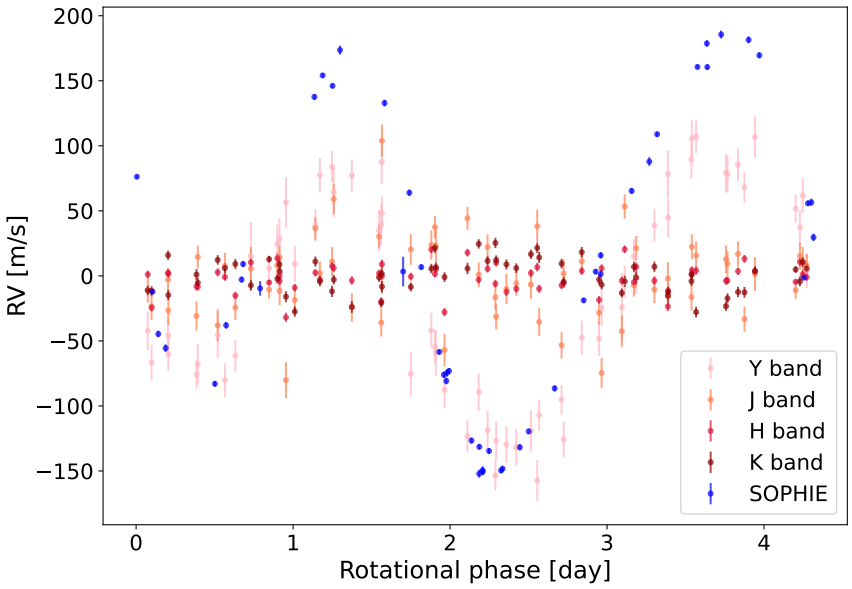

FIGURE 5.6 – VR repliées en phase sur $P_{rot} = 4,36\,j$, provenant des différentes bandes de SPIRou, superposées aux VR en bande complète de SOPHIE. **Bleu :** Bande complète SOPHIE, RMS = 109,1 m/s, erreur moyenne = 3,6 m/s. **Rose :** Bande Y, RMS = 75,6 m/s, erreur moyenne = 14,3 m/s.**Orange :** Bande J, RMS = 30,9 m/s, erreur moyenne = 10,5 m/s.**Rouge :** Bande H, RMS = 10,5 m/s, erreur moyenne = 3,0 m/s.**Rouge foncé :** Bande K, RMS = 12,7 m/s, erreur moyenne = 3,8 m/s. Pour plus de clarté, seule la première saison concomitante est présentée ici. Remarque : ces données SPIRou par bande ne suivent pas les mêmes rejets statistiques que l'ensemble de données de la Figure 5.1, ce qui se traduit par des valeurs de RMS plus élevées.

5.1), j'analyse dans la section suivante la chromaticité à une résolution de longueur d'onde plus élevée, en calculant les VR dans des gammes spectrales plus étroites.

5.1.4.3 VR par petits intervalles de longueur d'ondes

Pour étudier la chromaticité du signal d'activité sur plusieurs intervalles de longueur d'onde, il faut trouver le bon équilibre entre un bon échantillonnage en longueur d'onde et la conservation d'une quantité d'information spectrale suffisante, ce qui implique de définir une gamme de longueurs d'onde suffisamment large pour chaque intervalle. Ce travail est déjà effectué par le pipeline LBL, qui renvoie 15 bins pour SOPHIE et 24 bins pour SPIRou, répartis uniformément en $log(\lambda)$. Chaque intervalle fournit une série temporelle de VR, que j'utilise pour estimer l'amplitude du signal d'activité en ajustant une fonction sinusoïdale aux données repliées en phase, avec une période fixée à la moitié de la période de rotation pour tenir compte de la présence des 2 tâches opposées sur la surface stellaire (l'ajustement sinusoïdal pour chaque point se trouve dans l'annexe de l'article de Larue et al. (2025), disponible en Annexe B). Un ajustement sinusoïdal est utilisé plutôt qu'une estimation du RMS, car le signal est cohérent et périodique, ce qui rend l'ajustement physiquement plus significatif qu'une mesure basée sur la dispersion. La robustesse de ces estimations

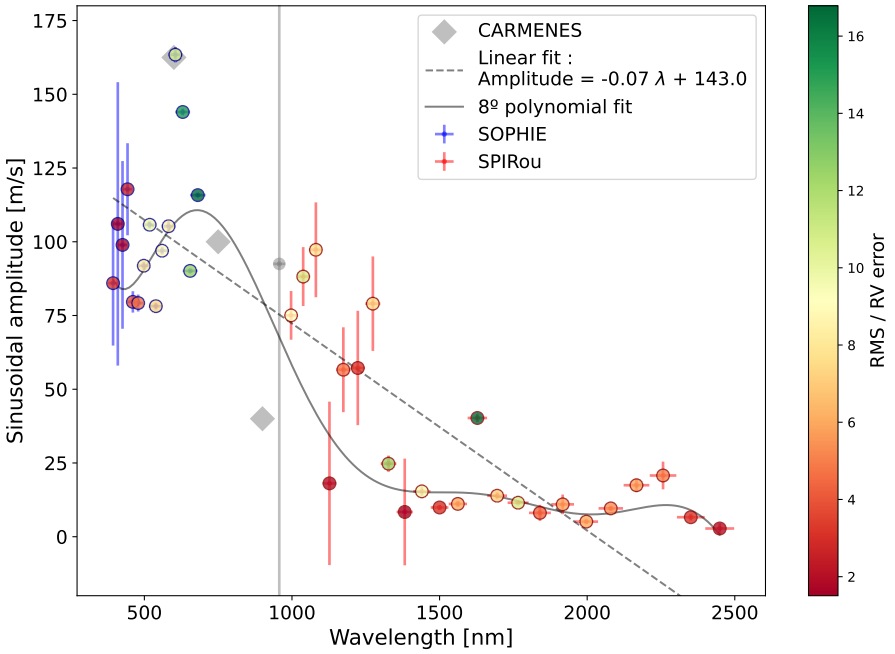

FIGURE 5.7 – Graphique de chromaticité d'EV Lac, montrant l'amplitude du signal d'activité par intervalles de longueur d'onde, de la gamme SOPHIE à la gamme SPIRou. La ligne pointillée est un ajustement linéaire, lié au CRX (Zechmeister et al., 2018), tandis que l'ajustement polynomial du 8ème degré est utilisé comme aide visuelle pour illustrer la tendance, qui peut être comparée aux prédictions de Barnes et al. (2011) (Fig.4.3). La barre de couleur indique la valeur du RMS sur l'erreur VR moyenne (moyenne des `sdv` LBL). Le premier point de la série de données SPIRou est représenté en gris et a été supprimé de l'ajustement en raison de son incertitude d'amplitude très élevée et de son erreur RMS/$\bar{\texttt{sdv}}$ très faible. Les détails de l'ajustement sinusoïdal pour chaque point sont disponibles dans les annexes du papier Larue et al. (2025), disponible en Annexe B. Les trois points gris en forme de losange extraits de l'ajustement linéaire de la Figure 3 de Jeffers et al. (2022) sont inclus ici à des fins de comparaison uniquement, car ils n'ont pas été observés aux mêmes époques.

d'amplitude pour chaque série est indiquée sur la Figure 5.7 par une barre de couleur représentant le rapport entre la valeur du RMS et l'erreur VR moyenne ($\overline{\texttt{sdv}}$). Ce rapport permet d'évaluer si le signal sinusoïdal est susceptible d'être dominé par le bruit photonique en raison d'un nombre limité de raies, ou s'il reflète réellement un signal d'activité significatif au-dessus du bruit. Les résultats sont présentés dans la Figure 5.7.

Les conclusions de la section précédente sont confirmées ici, avec une pente chromatique claire et une bande Y presque aussi sensible à l'activité que le domaine visible. Il est particulièrement intéressant de comparer ces résultats avec les prédictions de Barnes et al. (2011) (figure 2 de leur article, reprise en Fig.4.3), qui ont obtenu une tendance théorique similaire en tenant compte des profondeurs relatives des raies entre tache et photosphère.

Dans la Section 5.1.6.1, je vais tenter de recalculer les VR d'EV Lac en sélectionnant les raies en fonction de leur contraste (que j'ai défini en Section 4.1.3), afin de voir si l'anti-contraste, par son effet de contrebalancement du contraste usuel, peut

être à l'origine de cette très forte chromaticité. Mais avant cela, il faut s'assurer qu'il n'y ait pas d'autres processus physiques en jeu qui puissent biaiser les résultats en impactant les VR, tels que l'effet Zeeman, étudié dans la section suivante.

5.1.5 Recherche de l'effet Zeeman

EV Lac possédant un fort champ magnétique (voir Tableau 5.1), nous devons tenir compte de l'effet Zeeman pour comprendre s'il joue un rôle dans la chromaticité du signal en VR. L'intensité de cet effet étant proportionnelle au carré de la longueur d'onde (Reiners et al., 2013 ; Hébrard et al., 2014), il devrait y avoir une chromaticité positive importante (c'est-à-dire un signal VR plus important dans l'infrarouge), contrairement à l'effet de contraste.

Tel que décrit dans la Section 4.2.3, la sensibilité intrinsèque d'une raie à cet effet Zeeman est donnée par le facteur de Landé effectif g_{eff}, principalement déterminé pour les raies atomiques, mais souvent inconnu pour les transitions moléculaires. En ce qui concerne les régions influencées par cet effet, les raies les plus sensibles à l'effet Zeeman tracent des zones de champs magnétiques forts qui, dans le cas d'EV Lac, sont essentiellement associées aux deux taches. Nous nous attendons donc à ce que le signal VR produit par l'effet Zeeman, replié en phase, ait une forme similaire à celle générée par le contraste de température discuté ci-dessus (Fig.5.2), avec un déphasage possible.

À partir des facteurs de Landé effectifs incorporés dans `VALSE` depuis la base de données VALD (Vienna Atomic Line Database, Piskunov et al. (1995) ; Kupka et al. (2000) ; Ryabchikova et al. (2015) ; Pakhomov et al. (2019)), on peut recréer la liste de raies synthétiques de la Figure 4.11 dans le cas d'EV Lac, observé par SOPHIE et SPIRou.

Pour mettre en évidence l'effet Zeeman, j'utilise `VALSE` pour calculer les VR en utilisant uniquement des raies avec un facteur de Landé très élevé, par exemple $g_{eff} > 1,5$. Cependant, la sélection des raies uniquement sur la base de leur facteur de Landé effectif présente un inconvénient : elle ne garantit pas que nous isolions l'effet Zeeman d'autres effets physiques potentiellement à l'œuvre. Comme nous l'avons vu dans la section précédente, l'effet dominant sur EV Lac semble être le contraste de température entre les taches et la photosphère. Pour bien distinguer l'effet Zeeman de l'effet de contraste, nous devons également exclure les raies présentant un contraste (usuel ou anti-) excessivement fort. J'ai choisi de conserver l'intervalle arbitraire $C_l \in [0,75\ ;\ 1,333]$ [2], afin de conserver suffisamment de raies. Ensuite, dans la Figure 5.8, je calcule trois séries temporelles en utilisant respectivement toutes les raies, celles avec $g_{eff} > 1,5$ et enfin en sélectionnant les raies qui ont à la fois $g_{\text{eff}} > 1,5$ et $C_l \in [0,75\ ;\ 1,333]$, pour SOPHIE et SPIRou.

Dans le cas de SOPHIE, on observe dans la Figure 5.8 une légère diminution du RMS lors de la sélection des raies sensibles à l'effet Zeeman, mais celle-ci reste dans les limites des incertitudes, ne permettant pas de tirer de conclusions. Et en appliquant les critères de contraste, comme la plupart des raies SOPHIE sont très contrastées (voir Fig. 5.9), il ne reste que trop peu de raies (35), ce qui rend l'incertitude en VR trop importante.

Dans le cas de SPIRou, le RMS augmente d'un facteur 1,9 lorsque l'on sélectionne uniquement les raies sensibles à l'effet Zeeman. Cependant, l'erreur moyenne

2. Un intervalle uniforme dans l'espace de contraste est donné par [1/x, x]

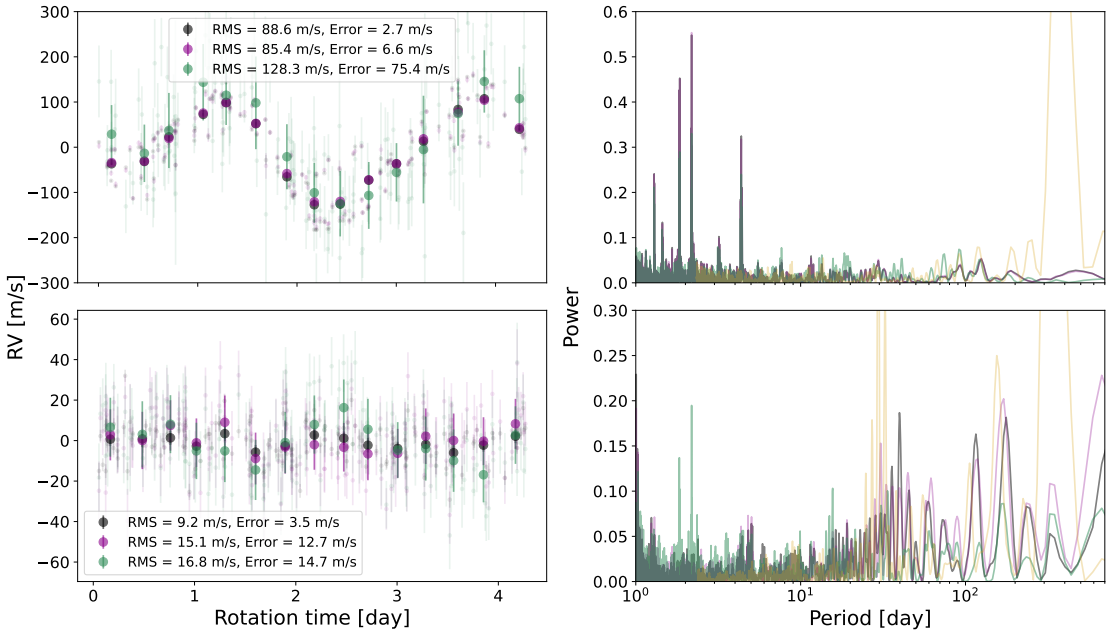

FIGURE 5.8 – Séries temporelles de raies sélectionnées pour leur sensibilité à l'effet Zeeman. **En haut :** SOPHIE. **En bas :** SPIRou. **Noir :** Séries calculées avec toutes les raies (13 723 pour SOPHIE, 19 844 pour SPIRou). **Violet :** Séries calculées avec les raies dont le facteur de Landé effectif est supérieur à 1,5 (1 637 pour SOPHIE, 579 pour SPIRou). **Vert :** Même série que la série violette, mais en excluant les raies dont le contraste est en dehors de l'intervalle [0,75, 1,333] (35 raies restantes pour SOPHIE, 402 pour SPIRou).

augmente également pour atteindre un niveau comparable à la dispersion. L'erreur et la dispersion continuent d'augmenter en appliquant la sélection par contraste, restant du même ordre de grandeur en raison du nombre réduit de raies. Malgré le bruit élevé, la forme du signal d'activité commence à apparaître dans cette sélection finale de raies, ainsi que le pic à la moitié de la période de rotation dans le périodogramme. Cela indique que l'impact de l'effet Zeeman sur les VR SPIRou pour EV Lac pourrait être détecté. Cependant, compte tenu des incertitudes actuelles, nous ne pouvons pas encore le confirmer de manière concluante.

En conclusion, dans le spectre visible, l'impact de l'effet Zeeman ne peut être clairement identifié, car l'influence de l'activité stellaire sur les VR dans cette gamme de longueurs d'onde est dominée par le contraste de température entre la tache et la photosphère (voir la Section suivante). Dans le proche infrarouge, l'étude de cet effet reste possible, mais l'absence de raies moléculaires dont le facteur de Landé est bien connu introduit de fortes incertitudes sur les VR lorsque celles-ci sont calculées uniquement à partir des raies à fort facteur de Landé, rendant toute conclusion définitive difficile. Malgré cela, au vu de ces résultats préliminaires, je pense qu'il est préférable d'exclure systématiquement les raies possédant un facteur de Landé important lors de la détermination de VR d'étoiles actives à des fins de détection d'exoplanètes.

5.1.6 L'importance du contraste tache/photosphere

5.1.6.1 Des raies à anti-contraste

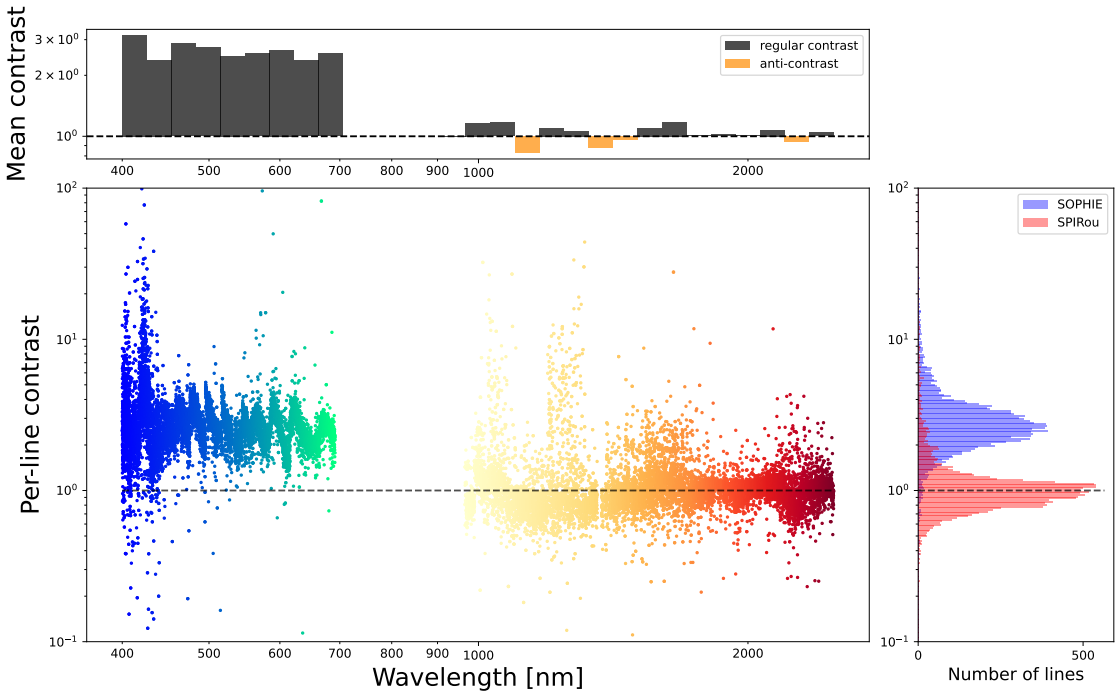

FIGURE 5.9 – Contraste calculé pour chaque raie dans le cas d'EV Lac. Le contraste neutre $C_n = 1$ est mis en évidence par la ligne pointillée. **Au milieu :** Estimation du contraste sur les gammes de longueurs d'onde de SOPHIE et SPIRou. **À droite :** Histogramme des valeurs de contraste pour SOPHIE et SPIRou. **En haut :** Contraste moyen dans les intervalles de longueur d'onde pour SOPHIE et SPIRou, calculé à l'aide d'une moyenne géométrique afin de refléter la nature proportionnelle du contraste par raie (par exemple, la moyenne géométrique $\bar{C}_{\text{geo}} = \left(\prod_{i=1}^{N} C_i\right)^{1/N}$ est égale à 1 pour des contrastes opposés, tels que $C = 0,5$ et $C = 2$). La hauteur des barres est proportionnelle à l'amplitude VR attendue, tandis que leur couleur code la phase du signal.

Pour calculer le contraste par raie dans le cas d'EV Lac, j'utilise `VALSE` (Sect.4.2) avec des modèles PHOENIX (tel que décrit dans la Section 4.2.2.1) [3] à 3300 K pour la photosphère et 3000 K pour les taches, comme discuté en Section 5.1.1. La Figure 5.9 présente la distribution spectrale de ce contraste dans les domaines SOPHIE et SPIRou, chaque point correspondant à une raie. Le contraste neutre ($C_l = 1$), pour lequel la présence d'une tache n'a pas d'effet attendu sur les VR, est matérialisé par une ligne pointillée qui sépare le régime usuel ($C_l > 1$) du régime d'anti-contraste

3. Calculer les contrastes à partir de *templates* (Sect.4.2.2.2) ou de *dTemp* (Sect.4.2.2.3) à également été testé. Cependant, les résultats n'ont pas été concluants ; cela constitue un point d'investigation à poursuivre au-delà de cette thèse.

($C_l < 1$). Cette Figure rassemble un ensemble d'informations essentielles pour l'interprétation des signaux d'activité.

Tout d'abord, on retrouve une pente chromatique conforme aux attentes formulées dans le chapitre précédent. De plus, certaines raies de la bande Y apparaissent particulièrement contrastées, ce qui explique le signal VR élevé observé dans cette bande (Fig. 5.6). De même, l'amplitude renforcée autour de 1600 nm (Fig. 5.7) coïncide avec une concentration de raies fortement contrastées.

La distribution des raies anti-contrastées est encore plus remarquable : alors qu'elles sont quasi inexistantes dans le domaine SOPHIE, elles représentent environ la moitié des raies dans le domaine SPIRou. Cela signifie qu'en proche infrarouge, une fraction significative des raies contribue aux VR dans un sens opposé à l'autre moitié. Ce résultat se manifeste clairement dans l'histogramme du panneau de droite de la Fig. 5.9, où les contrastes SPIRou s'organisent symétriquement autour de $C_l = 1$. Par ailleurs, dans le graphique supérieur, les barres plus basses pour SPIRou que pour SOPHIE traduisent une amplitude globale des VR plus faible, tandis que la présence de barres en anti-contraste (en jaune) suggère qu'à certaines longueurs d'onde le signal d'activité est inversé par rapport au visible. Dans l'ensemble, ces résultats indiquent que les bandes H et K sont particulièrement peu sensibles aux taches d'EV Lac, en accord avec la Figure 5.6.

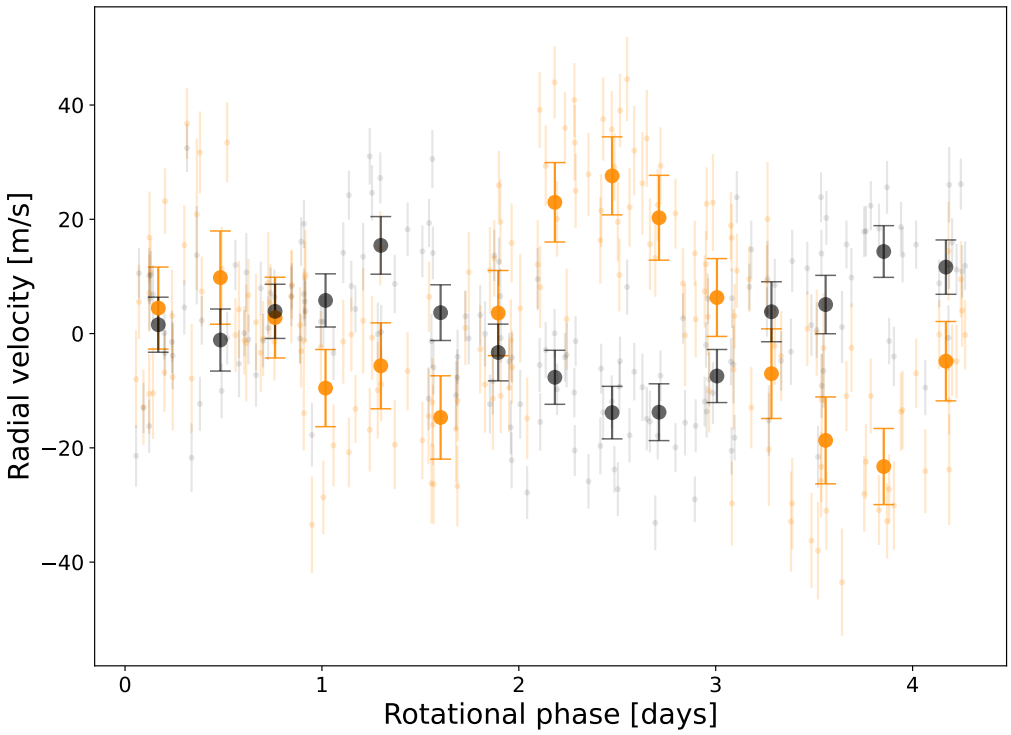

FIGURE 5.10 – Série temporelle des VR SPIRou repliée en phase sur la période de rotation (4,36 jours), comparant les raies contrastées et anti-contrastées. **Noir :** Série utilisant 7180 raies avec $C_l > 1,05$, qui se comporte de manière similaire à une « tache usuelle » qui cache une partie de la photosphère (RMS = 13,7 m/s). **Jaune :** Série utilisant 9464 raies avec $C_l < 0,95$, qui se comporte de manière similaire à une « tache anti-contrastée », ajoutant plus d'informations spectrales que la photosphère (RMS = 19,1 m/s).

Afin de tester cette interprétation et de vérifier si les raies en anti-contraste gé-

nèrent effectivement des VR en opposition de phase, j'ai séparé les raies SPIRou en deux familles de contraste et analysé leurs signaux respectifs. Les raies proches de $C_l = 1$, supposées peu sensibles aux taches, ont été exclues afin de mieux isoler les deux comportements opposés. Un seuil arbitraire de $\pm 0,05$, motivé par l'histogramme de la Fig. 5.9, a été retenu. À l'aide de `VALSE`, j'ai ensuite calculé deux séries temporelles : l'une à partir de 9 464 raies en anti-contraste ($C < 0,95$), l'autre à partir de 7 180 raies en contraste usuel ($C > 1,05$). Les résultats sont présentés en Fig. 5.10 et mettent en évidence une anti-corrélation claire entre les deux séries. Cela constitue une preuve observationnelle que l'anti-contraste peut jouer un rôle aussi déterminant, voire plus, que le contraste usuel. Dans ce cas précis, les RMS atteignent environ 14 m/s pour les raies en contraste usuel et 19 m/s pour celles en anti-contraste, soit des réductions d'amplitude respectives par des facteurs de 5 et 7 entre SOPHIE et SPIRou. Ce résultat indique que l'absence de signal d'activité dans les VR SPIRou obtenus à partir de toutes les raies (Fig. 5.1) s'explique par la superposition de deux contributions d'amplitude comparable mais de signe opposé, qui s'annulent mutuellement.

En conclusion, cette nouvelle définition du contraste de raie permet d'identifier deux familles de raies dont la forte anti-corrélation éclaire la chromaticité marquée observée entre SOPHIE et SPIRou. Il est intéressant de noter que des signaux VR anti-corrélés similaires avaient déjà été rapportés sur α Cen b par Cretignier et al. (2020) et Al Moulla et al. (2022), interprétés comme liés à une sensibilité à la température, bien qu'attribués alors à une inhibition de la convection.

Enfin, concernant les raies couvertes par SOPHIE, leur nombre en anti-contraste est trop faible pour permettre de construire une série temporelle distincte. Ainsi, une approche de correction de l'activité par équilibrage entre les deux familles de contraste, telle que proposée avec `VALSE` en Section 4.2, n'apparaît pas pertinente dans le domaine optique.

5.1.6.2 Déformations relatives des raies dans les deux familles de contraste

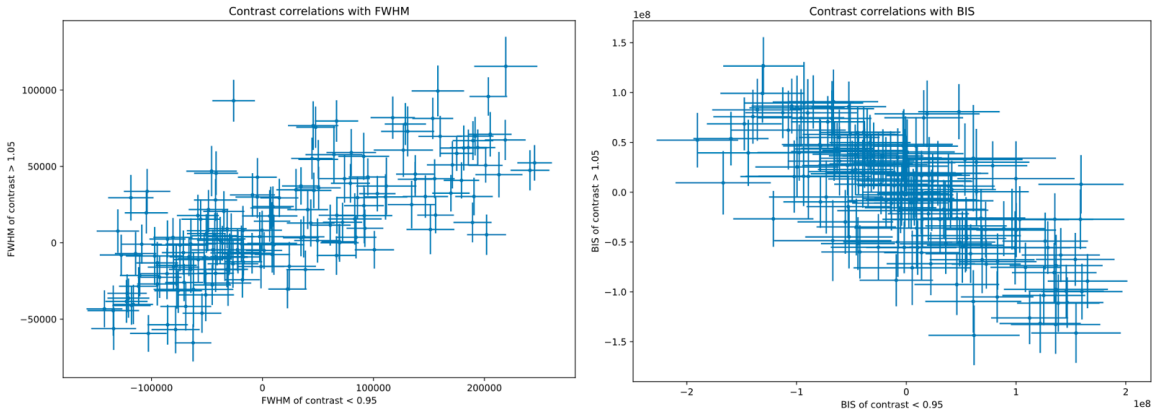

FIGURE 5.11 – Corrélations entre les valeurs de `d2v` (à gauche) et `d3v` (à droite) des raies à contraste usuel ($C_l > 1,05$) par rapport à celles à anti-contraste ($C_l < 0,95$).

Pour tenter de comprendre plus en détail comment les taches peuvent produire ce type de comportement, on peut regarder la manière dont se déforment les raies, et comment cette déformation s'exprime entre les régimes en contraste usuel et en

anti-contraste. C'est ce que j'ai fait en affichant dans la Figure 5.11 la corrélation entre les variations de FWHM (`d2v`) et les variations d'asymétrie (`d3v`), calculées dans chacun des deux régimes de contraste sur les saisons 1 et 2 des mesures SPIRou.

On voit sur cette figure que les variations de FWHM calculées sur les raies avec un $C_l > 1,05$ sont corrélées avec celles calculées pour les raies avec un $C_l < 0,95$. Cela nous indique que la tache vient déformer la largeur des raies indifféremment du régime de contraste considéré.

En revanche, les variations de `d3v` (proxy du BIS, proportionnel à l'asymétrie des raies) calculées sur les raies en contraste usuel montrent une nette anti-corrélation avec celles calculées pour le régime en anti-contraste. On a donc affaire à des raies qui s'inclinent en opposition dans les deux régimes lors du passage d'une tache.

Ces mesures sont en adéquation avec notre compréhension du phénomène reposant sur les variations de profondeurs des raies entre les taches et la photosphère. En effet, une raie en anti-contraste va venir rajouter de l'information dans la raie moyenne, tandis qu'une raie en contraste usuel va en enlever. Cela va générer une asymétrie de la raie, qui est bien opposée entre les deux régimes. En revanche, l'évolution corrélée de la largeur entre les deux régimes de contraste reste difficile à interpréter de manière directe. On observe par ailleurs que les raies en anti-contraste produisent des variations de largeur deux fois plus importantes que celles en régime usuel.

5.1.6.3 Estimation de la température des taches

La sélection des raies avec $C_l \approx 1$ devrait permettre d'isoler celles qui sont « neutres » vis-à-vis du contraste de température, c'est-à-dire insensibles aux déformations induites par le passage de taches. Toutefois, cette approche repose sur un étalonnage précis de C_l, qui dépend à la fois de la détermination correcte des températures de la photosphère et des taches, et de la capacité des modèles PHOENIX à reproduire fidèlement le flux émis. Bien que ces modèles présentent certaines limitations, ils permettent malgré tout de classer statistiquement les raies en deux familles : contraste usuel et anti-contraste (Fig.5.10). Une grande source d'incertitude réside néanmoins dans la température adoptée pour les taches, comme discuté dans les Sections 4.1.2 et 5.1.1. Globalement, un mauvais choix des températures tout comme une mauvaise fidélité des modèles peuvent modifier la distribution des C_l, se manifestant au premier ordre comme un léger décalage de la valeur effective du contraste neutre.

Ce problème peut cependant être exploité. En effet, si les raies supposées neutres ($C_l \approx 1$) présentent un signal d'activité, cela suggère au premier ordre que la température adoptée pour la tache est incorrecte[4]. Dans ce cas, un ajustement itératif visant à minimiser ce signal pourrait constituer une nouvelle méthode de détermination de la température des taches. Pour explorer cette idée, j'ai calculé les contrastes des raies pour des températures comprises entre 2800 K (Herbst et al., 2021) et 3200 K (Ikuta et al., 2023), par pas de 100 K. Pour chaque température, j'ai ensuite déterminé les VR pour les trois régimes de contraste : usuel, neutre et anti-contraste. J'ai arbitrairement défini les intervalles suivants : $C_u \in [1,05,\ 4]$ pour le

4. Mais aussi, et nous considérerons ici qu'il s'agit d'un effet de second ordre à étudier plus en détail, que le spectre d'une tache n'est pas équivalent à celui d'une photosphère froide, comme le montrent Smitha et al. (2025).

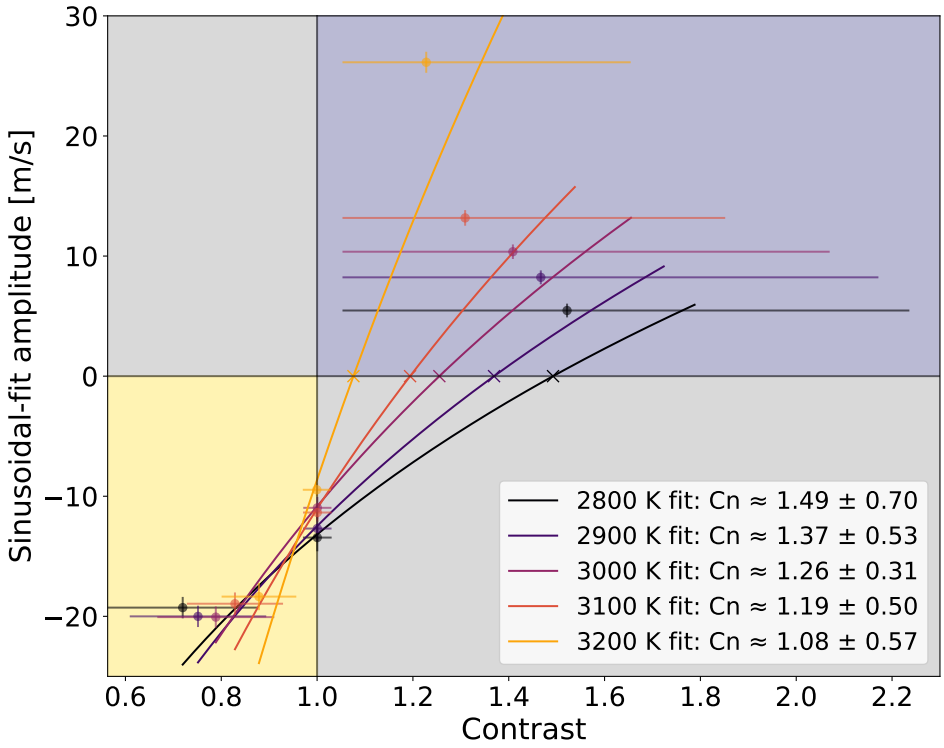

FIGURE 5.12 – Évolution de l'amplitude de l'ajustement sinusoïdal pour les séries temporelles de VR calculées à l'aide de raies spectrales dans différents régimes de contraste ($C_u \in [1,05,\ 4]$ pour le contraste usuel, $C_n \in [1/1,05,\ 1,05]$ pour le contraste neutre, et $C_a \in [1/4,\ 1/1,05]$ pour l'anti-contraste), déterminés en utilisant un modèle PHOENIX à 3300 K pour la photosphère et 5 modèles différents allant de 2800 à 3200 K pour la tache. Le signe de l'amplitude donne la phase du signal (positif ⇒ phase de contraste usuel, négatif ⇒ phase d'un anti-contraste). Les valeurs de contraste sont calculées comme la moyenne des C_l dans chaque régime, avec des écarts types comme incertitudes. Pour chaque température, un ajustement linéaire dans l'espace ($\log(C_l)$, amplitude) est utilisé pour déterminer le contraste neutre effectif C_n, c'est-à-dire le contraste auquel l'amplitude du signal devrait disparaître. **Jaune :** Région correspondant à la série présentant une phase en anti-contraste. **Bleu :** Région correspondant à la série avec une phase de contraste usuel. **Gris :** Zones indiquant les régions où la série temporelle ne devrait pas apparaître si les spectres de la tache et de la photosphère étaient parfaitement modélisés

contraste usuel, $C_n \in [1/1,05,\ 1,05]$ pour le contraste neutre, et $C_a \in [1/4,\ 1/1,05]$ pour l'anti-contraste. De plus, j'ai veillé à minimiser l'effet Zeeman en excluant les raies avec $g_{\text{eff}} > 1,2$.

Afin de quantifier l'amplitude du signal d'activité, j'ai ajusté à chacune de ces séries temporelles une sinusoïde de période $P_{\text{rot}}/2$. L'attente est claire : la température de tache la plus réaliste doit produire un signal de VR nul pour $C_l \approx 1$, et deux signaux de VR en opposition de phase pour les régimes de contraste usuel et d'anti-contraste.

Les résultats sont présentés dans la Figure 5.12. Le signe de l'amplitude indique la phase de l'ajustement sinusoïdal, une valeur négative correspondant à un régime de raies en anti-contraste (soit en opposition de phase par rapport à ce que produisent

les raies à contraste usuel). Chaque contraste affiché correspond à la moyenne de la distribution des C_l des raies dans le régime considéré, l'incertitude reflétant son écart-type. Pour chaque température de tache, j'ai ajusté une droite à la relation entre l'amplitude des VR et le contraste (dans l'espace $\log(C_l)$, amplitude), afin d'estimer la valeur de C_l où le signal tend vers zéro. Idéalement, ce point devrait coïncider avec $C_l = 1$ si la modélisation des spectres photosphériques et celle des taches était parfaite. En pratique, les raies proches de $C_l = 1$ produisent ici toujours un signal en anti-contraste, mais cet effet diminue pour des températures de tache plus élevées, c'est-à-dire lorsque la différence ΔT avec la photosphère est plus faible. Cela suggère que la modélisation actuelle reste imparfaite, mais que le modèle avec la température de tache la plus élevée fournit la meilleure approximation.

Ces résultats indiquent ainsi qu'un faible contraste de température est préféré dans le cas de EV Lac, avec une température de tache légèrement supérieure à 3200 K. Cette conclusion rejoint celle de Ikuta et al. (2023), présentée en Section 5.1.1. Néanmoins, compte tenu des limites connues des modèles spectraux (en particulier pour les étoiles froides dans l'infrarouge), et de l'approximation forte que constitue un modèle de photosphère froide pour modéliser une tache (Smitha et al., 2025), ces résultats doivent être interprétés avec prudence. Par ailleurs, la température élevée de tache nécessaire pour ajuster le contraste neutre pourrait également traduire une sous-estimation de la température photosphérique, ici choisie à partir de la température effective plutôt que d'un modèle à deux composantes (*c.f.*, Sect.4.1.2, illustré par exemple dans le cas d'AU Mic par Waalkes et al. (2024)).

5.1.6.4 Réduction de l'impact des taches sur les vitesses radiales

Grâce à l'estimation de la température des taches à 3200 K obtenue dans la section précédente, j'ai ensuite appliqué la fonction d'équilibrage des contrastes de `VALSE` (*c.f.*, Sect.4.2.4) afin de tenter de réduire le signal d'activité.

J'ai donc relancé `VALSE` sur les données SPIRou en recalculant les contrastes de toutes les raies avec un spectre PHOENIX à 3200 K pour les taches. Comme indiqué dans la Section 5.1.6.1, aucune correction n'a été appliquée aux données SOPHIE, puisque la quasi-totalité des raies se trouve en régime usuel. En revanche, dans le cas de SPIRou, un nombre suffisant de raies se répartit dans les deux régimes de contraste, rendant possible une telle correction. L'étude présentée ci-après porte donc uniquement sur les données SPIRou (saisons 1 et 2).

La distribution des contrastes dans le domaine SPIRou apparaît, par coïncidence, relativement équilibrée entre contraste usuel et anti-contraste (voir Fig. 5.9), ce qui conduit déjà à une annulation partielle des deux effets. De légers déséquilibres pourraient néanmoins subsister entre les deux familles de raies, que l'on va chercher à équilibrer au mieux pour atténuer encore plus le signal d'activité lié au contraste, en suivant la méthodologie décrite dans la Section 4.2.4.

La séparation entre raies en régime usuel et celles en anti-contraste devrait théoriquement s'effectuer à $C_l = 1$. Toutefois, comme discuté dans les Sections 4.2.4 et 5.1.6.3, cette valeur ne correspond au contraste neutre que si les températures de photosphère et de tache adoptées sont exactes, et les modèles réalistes. Or, même avec $T_{\rm spot} = 3200$ K, la Figure 5.12 montre que le contraste neutre reste légèrement supérieur à 1. De plus, les modèles PHOENIX étant définis par pas de 100 K, de petits décalages peuvent subsister. Pour tenir compte de ces incertitudes, je définis donc ce seuil de contraste neutre comme un paramètre libre, noté $C_{\rm n}$.

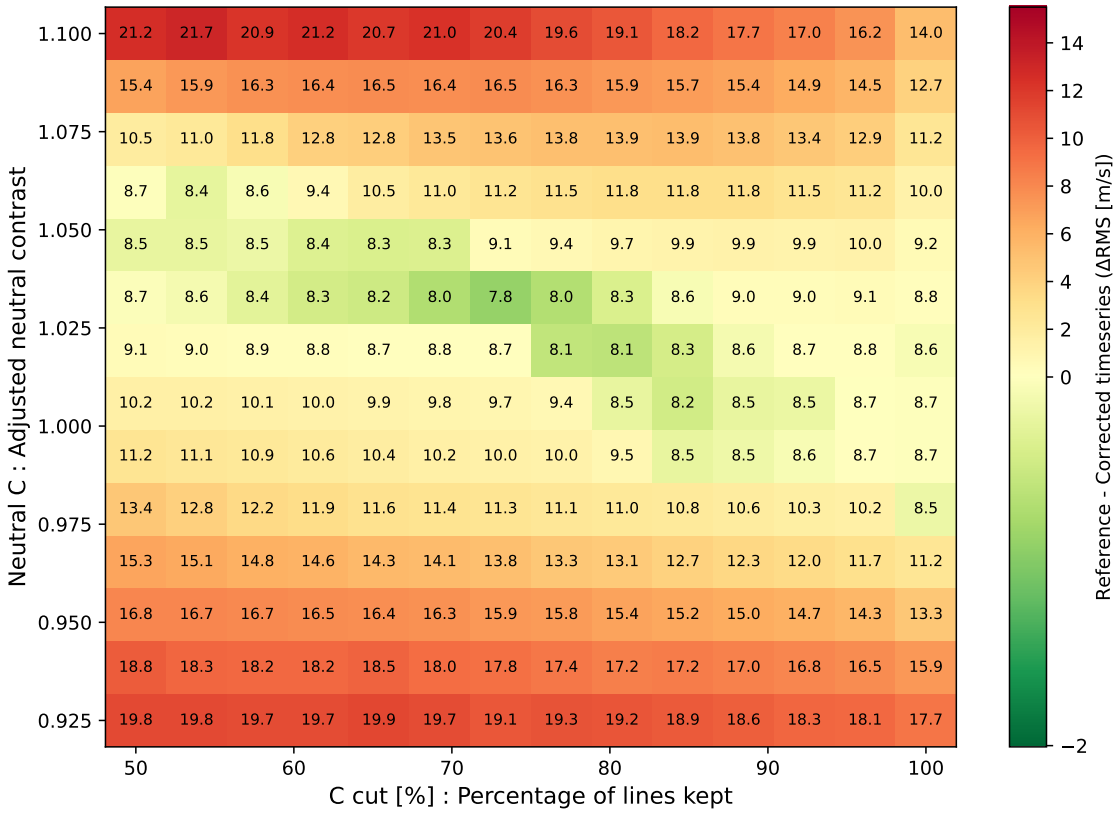

FIGURE 5.13 – Comparaison entre la série temporelle de référence (calculée à partir de toutes les raies présentes dans le spectre SPIRou à l'exception de celles avec un facteur de Landé important) et la série corrigée, pour une photosphère à 3300 K et un spot à 3200 K. La valeur du RMS de la série corrigée est sur-imprimée (en m/s), tandis que la barre de couleur indique la différence de valeur de RMS entre la série de référence (RMS = 8,70 m/s) et la série corrigée. **Vert :** Le processus à réussi à réduire le RMS. **Rouge :** Le processus a entrainé une augmentation du RMS.

Par ailleurs, les raies présentant des contrastes extrêmes risquent d'influencer de manière disproportionnée les VR globales. Elles sont donc exclues à l'aide d'un second paramètre, $C_{\rm cut}$ [%], qui correspond à la fraction des raies les plus extrêmes retirées de l'analyse (*c.f.*, Sect.4.2.4).

Pour évaluer l'efficacité de cette correction, je compare le RMS de chaque série temporelle corrigée à celui d'une série de référence incluant toutes les raies LBL. Comme cette série de référence peut contenir d'autres effets physiques, je m'assure de supprimer au préalable les raies sensibles à l'effet Zeeman en excluant celles dont le facteur de Landé effectif dépasse 1,2 (voir Section 5.1.5). La série de référence ainsi obtenue présente un RMS de 8,70 m/s, pour une erreur moyenne de 3,50 m/s. La comparaison avec cette valeur de référence permettra de quantifier l'efficacité de la correction du contraste. L'opération est répétée pour différentes paires de paramètres ($C_{\rm n}$, $C_{\rm cut}$) afin de cartographier l'espace paramétrique.

Les résultats de ce processus sont présentés dans la Figure 5.13. La majorité de l'espace des paramètres montre que la sélection de raies dégrade le RMS final par rapport à la série de référence, mais une zone restreinte permet, au contraire, de réduire efficacement les variations induites par l'activité. Concernant $C_{\rm cut}$, le rejet d'une fraction trop importante de raies tend à accroître le RMS en raison de

l'augmentation des incertitudes (bruit de photon), bien que cette tendance reste modérée. De même, conserver l'ensemble des raies n'apporte jamais de réduction significative du RMS, quelle que soit la valeur de C_{n}.

C_{n} quant à lui se comporte comme attendu : le RMS croît de part et d'autre d'une valeur optimale située autour de $C_{\mathrm{n}} = 1,03$, en accord avec la Figure 5.12. Au final, le meilleur compromis est obtenu en supprimant environ 25 % des raies et en fixant $C_{\mathrm{n}} = 1,03$. Dans cette configuration, le RMS passe de 8,7 m/s à 7,8 m/s dans une zone paramétrique très étroite.

En comparaison, la suppression des raies sensibles à l'effet Zeeman avait permis de réduire le RMS de 0,22 m/s. Le processus global d'atténuation de l'activité par sélection de raies apparaît donc prometteur. D'autant plus qu'il convient de rappeler qu'EV Lac constitue probablement un cas peu favorable pour ce processus d'atténuation, les deux régimes de contraste y étant déjà naturellement bien équilibrés. Cette méthode pourrait ainsi s'avérer encore plus efficace si appliquée à des naines M actives pour lesquelles les deux familles ne sont pas aussi bien équilibrées naturellement, comme nous le verrons dans la Section 5.2.

5.2 Réduire l'impact des taches : VALSE appliqué à d'autres étoiles

À la suite des résultats prometteurs obtenus avec `VALSE` sur EV Lac, j'ai étendu l'application de mon code à d'autres étoiles connues pour leur forte activité. EV Lac s'est révélé être un cas particulier, où les effets de contraste et d'anti-contraste se compensent naturellement presque parfaitement dans le proche infrarouge. Cette compensation produit une chromaticité marquée, et rend la correction de l'activité par `VALSE` à peine plus efficace que la compensation naturelle déjà en place.

En me tournant vers d'autres étoiles actives, observées dans l'infrarouge pour exploiter la forte présence de l'effet d'anti-contraste, cette section vise deux objectifs. Premièrement, elle cherchera à valider la présence d'une famille importante de raies présentant ce phénomène d'anti-contraste entre tache et photosphère pour différentes étoiles. Deuxièmement, l'objectif sera d'identifier des cibles pour lesquelles la compensation des effets de contraste permettrait une correction de l'activité vraiment efficace.

5.2.1 AU Mic

AU Mic (ou Gl 803) est une étoile jeune (23 millions d'années, Mamajek & Bell 2014) de type M1, très active, située dans le voisinage solaire ($d = 9,714 \pm 0,002$ pc, Gaia Collaboration et al. 2018a). Elle présente un champ magnétique de surface moyen de $2,71 \pm 0,13$ kG (Cristofari et al., 2023). Les inhomogénéités de sa luminosité de surface et ses fréquentes éruptions provoquent d'énormes variations photométriques et en VR (Plavchan et al., 2020), majoritairement modulées à sa courte période de rotation $P_{rot} = 4,86$ jours.

De nombreuses observations SPIRou ont déjà été obtenues, et les VR dérivées, parmi les plus précises pour cette étoile, ont permis de déterminer les masses des planètes transitantes et de révéler d'autres candidats planétaires. De plus, des analyses spectro-polarimétriques ont servi à caractériser l'évolution de son champ magnétique

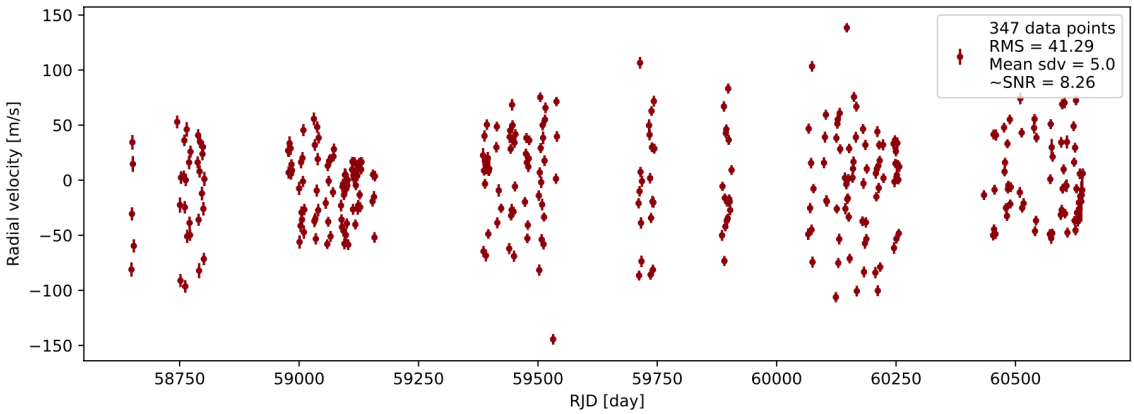

FIGURE 5.14 – Mesures VR SPIRou de AU Mic, réduites par LBL, et calculées en séléctionnant toutes les raies avec `VALSE` (RMS = 41,29 m/s, erreur moyenne = 5,0 m/s). Sur la saison étudiée ici ($RJD \in [60\,000, 60\,300]$), le RMS = 48,3 m/s pour une erreur moyenne = 4,7 m/s

(Klein et al., 2020 ; Donati et al., 2023b, 2025). Toutefois, en raison du caractère éphémère des régions actives, j'ai décidé de me restreindre à une seule saison d'observation pour isoler au mieux l'anti-corrélation entre les deux familles de contrastes. J'ai ainsi choisi les observations obtenues entre les jours Julien réduits 60 000 et 60 300, correspondant à la saison présentant la plus grande dispersion et un grand nombre de points de mesure (voir Fig.5.14). Pour cette saison, les VR calculées par `VALSE` en conservant toutes les raies ont un RMS de 48,3 m/s pour une erreur moyenne de 4,7 m/s.

Pour générer le `squelette VALSE`, présenté en Figure 5.15, je me suis basé sur les résultats de Waalkes et al. (2024) qui utilisent un modèle à deux températures pour estimer une température pour la photosphère de 4000 K, et pour les taches de 3000 K.

La Figure 5.15 montre les contrastes ainsi obtenus pour chaque raie dans le domaine couvert par SPIRou. Par rapport à la Figure 5.9, la distribution des C_l est ici plus étalée (0,1–10) que pour EV Lac (0,4–4), et montre une prédominance d'anti-contraste : l'histogramme des C_l sur le panneau de droite semble plus décalé vers l'anti-contraste que précédemment, effet qui se confirme avec le panneau du haut qui montre une majorité d'intervalles en longueur où ce sont les raies présentant un anti-contraste qui dominent.

En cohérence avec cette prédiction, les VR calculées sur toutes les raies présentent un fort signal d'activité, contrairement à EV Lac, avec un RMS de 48,3 m/s (Fig.5.14) et un fort pic à la période de rotation dans le périodogramme (Fig.5.16). Il est important de noter que ce signal d'activité est encore plus fort en optique (Klein et al., 2022), ce qui montre que l'équilibre des C_l permet effectivement de diminuer le signal, même si ce n'est pas aussi marqué que dans le cas d'EV Lac.

En suivant la même approche que précédemment, j'ai utilisé `VALSE` pour déterminer si ce squelette théorique reflétait bien une réalité observationnelle qui présenterait des VR effectivement anti-corrélées, et dans quelles proportions. J'ai donc recalculé deux séries temporelles de VR, une pour chaque famille de contraste située de part et d'autre de $C_l = 1 \pm 0,05$, et ainsi obtenu les VR présentées dans la Figure 5.17.

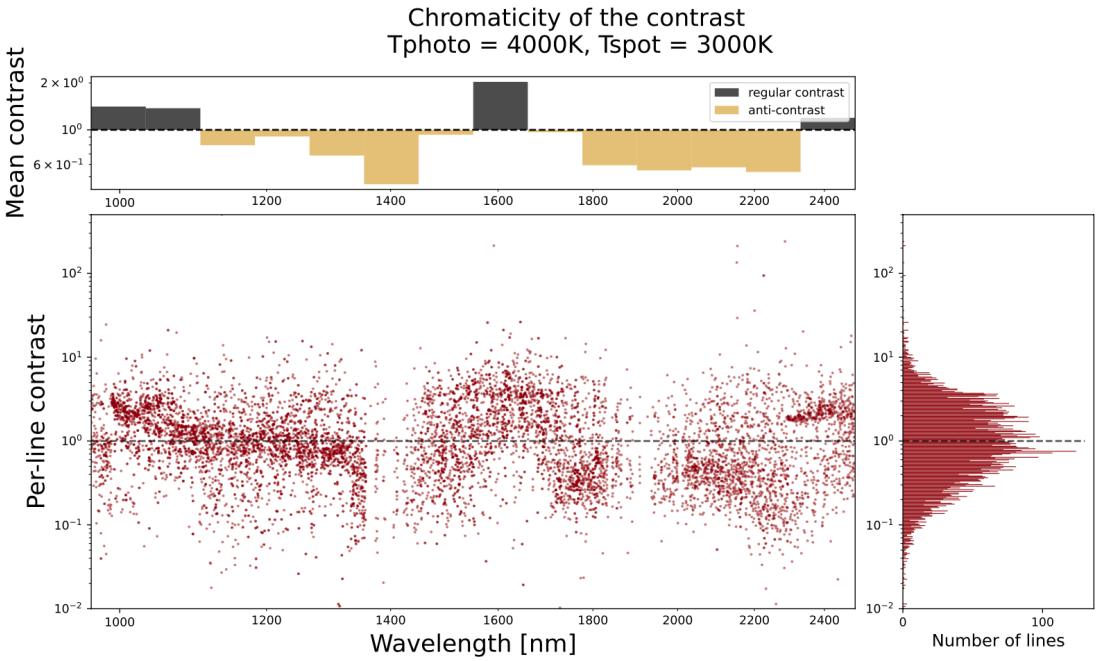

FIGURE 5.15 – **Au milieu :** Distribution des C_l pour une photosphère à 4000 K et des taches à 3000 K, calculé par `VALSE` sur le domaine en longueur d'onde de SPIRou. **À droite :** Histogramme des valeurs de contraste. **En haut :** Contraste moyen par intervalles de longueur d'onde, calculé à l'aide d'une moyenne géométrique afin de refléter la nature proportionnelle de C_l. La hauteur des barres est proportionnelle à l'amplitude VR attendue, tandis que leur couleur code la phase du signal (Noir pour le contraste usuel, jaune pour l'anti-contraste).

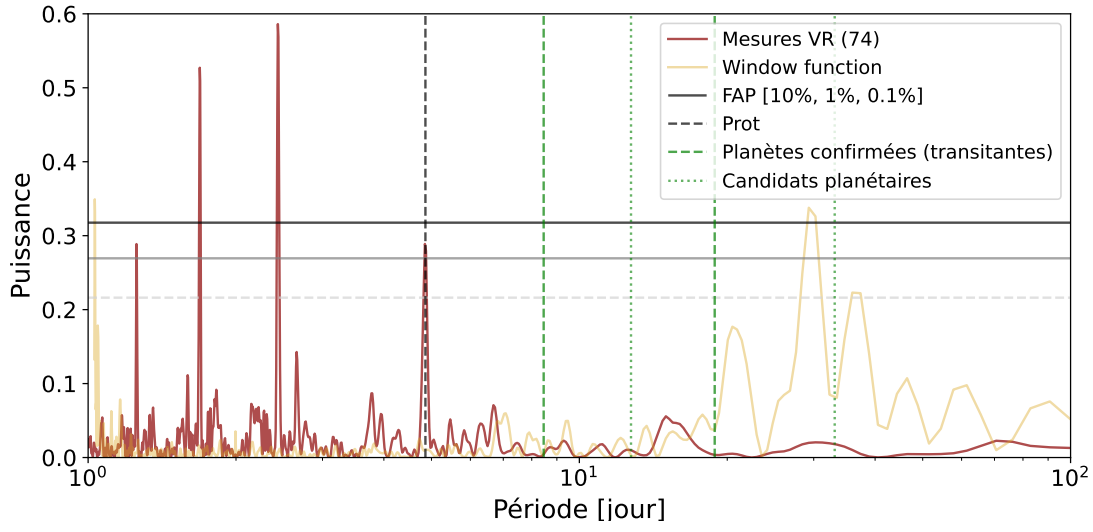

FIGURE 5.16 – Périodogramme des VR de AU Mic, calculé par `VALSE` en conservant toutes les raies. Les planètes transitantes AU Mic b et c sont indiquées en **tirets verts** ; Les candidats planétaires AU Mic d et e sont indiqués en **pointillés verts**. Le pic à la période de rotation de 4,86 jours (**tirets noirs**) dépasse le seuil de FAP à 1%.

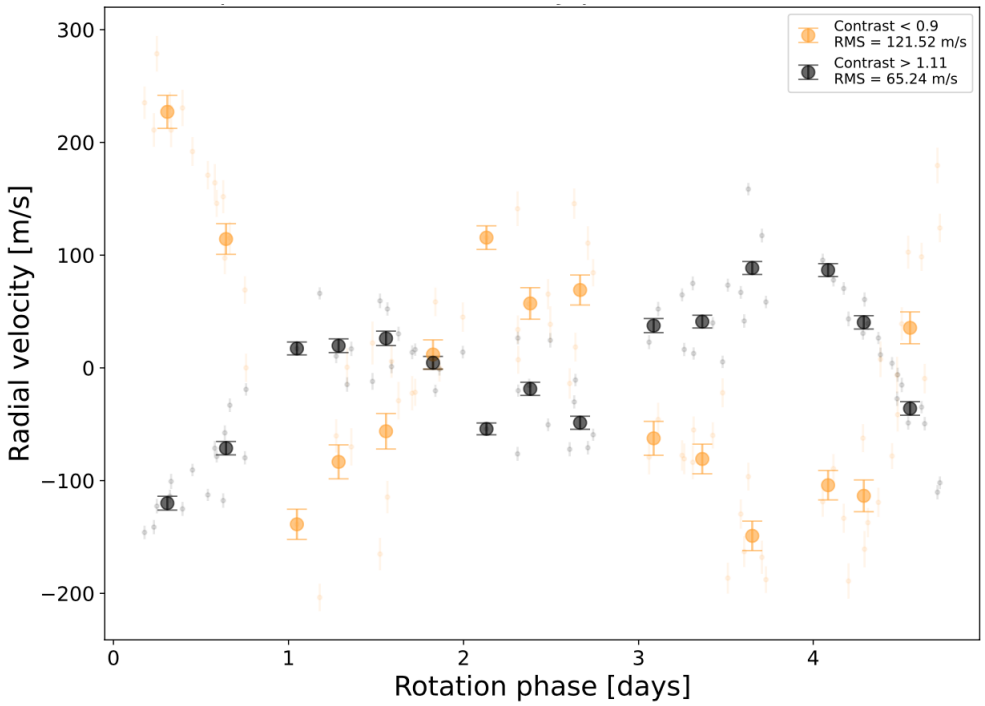

FIGURE 5.17 – Série temporelle des VR de AU Mic repliée en phase sur la période de rotation (4,86 jours), comparant les raies contrastées et anti-contrastées. **Noir :** Série utilisant 4390 raies avec $C_l > 1,05$ (RMS = 65,24 m/s). **Jaune :** Série utilisant 5304 raies avec $C_l < 0,95$ (RMS = 121,52 m/s).

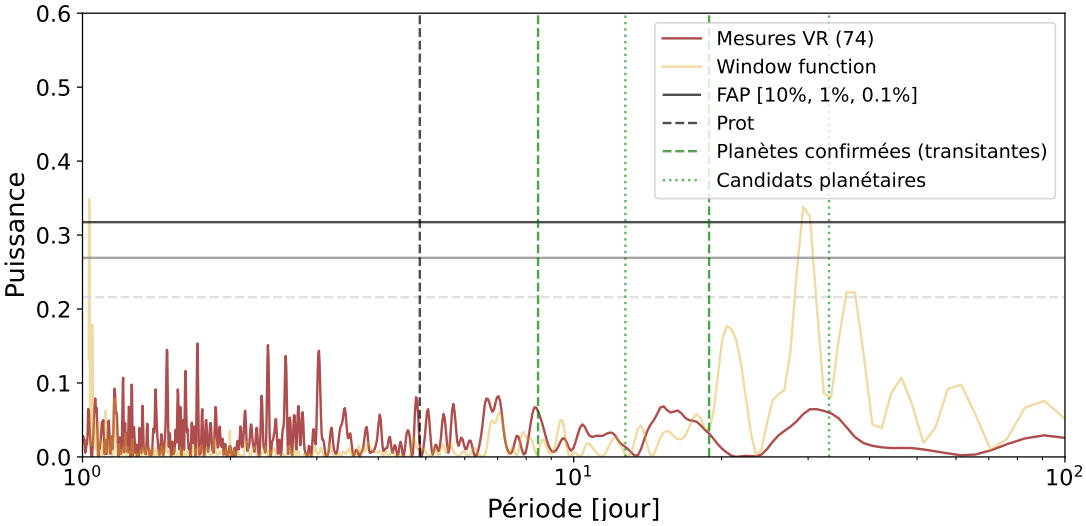

FIGURE 5.18 – Périodogramme des VR de AU Mic, après correction par `VALSE` en équilibrant les deux familles de contraste. Les planètes transitantes AU Mic b et c sont indiqués en **tirets verts** ; Les candidats planétaires AU Mic d et e sont indiquées en **pointillés verts**. Le pic à la période de rotation de 4,86 jours (**tirets noirs**) n'est plus détectable.

Dans cette Figure 5.17, les deux familles de contraste produisent bien deux séries de VR presque parfaitement anti-corrélées, comme observé pour EV Lac. Ce-

pendant, chacune présente de grandes amplitudes : 65 m/s pour le contraste usuel et 122 m/s pour l'anti-contraste, contre seulement 48, 3 m/s lorsque toutes les raies sont combinées. Cela confirme qu'un équilibrage naturel entre les deux familles réduit partiellement le signal d'activité, sans toutefois l'annuler complètement ici.

On remarque aussi que l'amplitude en anti-contraste est environ deux fois plus élevée que celle en contraste usuel, alors même que le signal global détecté correspond au contraste usuel. Cette asymétrie s'explique probablement par une meilleure précision des VR dans la famille de contraste usuel, comme le suggèrent les barres d'erreur.

J'ai ensuite appliqué `VALSE` pour tenter d'équilibrer ces deux familles, et le résultat s'est révélé beaucoup plus concluant que pour EV Lac. La série corrigée atteint un RMS de 18,7 m/s, soit une réduction de près de 30 m/s du signal d'activité (-61%), pour une augmentation de l'erreur moyenne de 5 m/s à 7,5 m/s (+50%). De plus, le pic à la période de rotation, bien visible dans le périodogramme des VR non corrigées (Fig. 5.16), disparaît presque entièrement après correction (Fig. 5.18). Ces résultats démontrent le fort potentiel de `VALSE` pour atténuer l'activité stellaire, en utilisant la réponse différentielle des raies spectrales à la présence de taches.

5.2.2 YZ CMI

YZ CMi (ou GJ 285) est une naine rouge de type spectral M4.5V, située à 5,9 pc. Connue pour sa grande activité magnétique, elle appartient à la classe des étoiles "flare stars", capables de produire des éruptions de grande intensité tant dans l'optique que dans les rayons X. Contrairement à des étoiles jeunes comme AU Mic, YZ CMi ressemble davantage à EV Lac, avec toutefois une période de rotation encore plus rapide, de 2,8 jours.

Elle a été observée avec NIRPS (Bouchy et al., 2025) et HARPS (Mayor et al., 2003), et ses VR, présentées dans la Figure 5.19, montrent une chromaticité presque aussi importante que pour EV Lac, avec un RMS de 67,4 m/s dans l'optique contre 12,5 m/s dans l'infrarouge.

Une fois encore, pour tenter d'expliquer cette forte chromaticité, j'ai voulu séparer les familles de contraste usuel et d'anti-contraste pour voir si cet effet est également présent sur cette étoile, et s'il pourrait expliquer cette réduction du RMS. En utilisant `VALSE` de la même manière que pour EV Lac ou AU Mic, avec cette fois des spectres PHOENIX à 3300 K pour la photosphère et 2900 K pour les taches (prise dans la marge haute de la relation de Herbst et al. (2021), qui semble être un bon point de départ), j'obtiens les deux séries temporelles de VR données en Figure 5.20.

Ici aussi, l'anti-corrélation entre les séquences de VR calculées avec les deux familles de raies apparaît, mais cette fois un peu moins clairement que pour AU Mic et EV Lac. En effet, il semble que la première partie de la rotation ne présente pas de région active qui soit liée à un contraste de température puisque les deux séries s'accordent. En revanche, lors de la deuxième moitié de la période de rotation, les VR apparaissent anti-corrélées, laissant supposer la présence d'une grande tache.

De façon analogue aux deux étoiles précédentes, j'ai utilisé `VALSE` pour essayer d'atténuer le signal d'activité dû à ces effets de contraste, en équilibrant les raies à contraste usuel à celles en anti-contraste. La série temporelle des VR calculée avec `VALSE` en conservant toutes les raies montre un RMS de 14,3 m/s pour une erreur de 3,8 m/s. Après la correction par `VALSE`, j'ai pu réduire le RMS de 4 m/s (-28%)

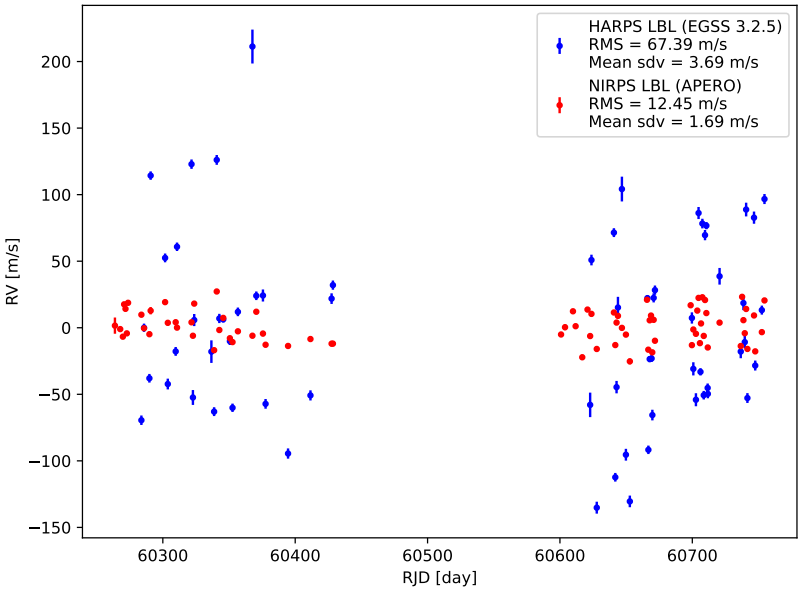

FIGURE 5.19 – Série temporelle des VR obtenues pour YZ CMI. **Bleu :** Données obtenues par HARPS, et réduite par LBL à partir de la DRS 3.2.5. **Rouge :** Données obtenues par NIRPS, réduite par LBL.

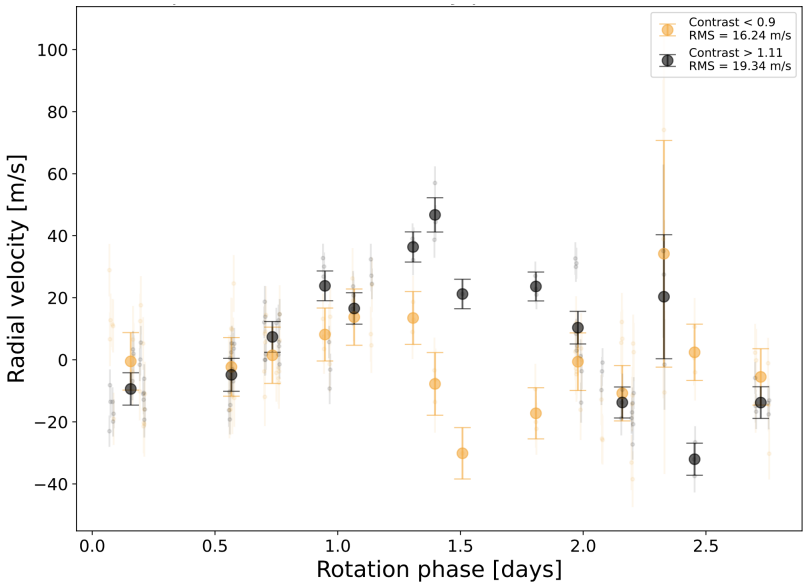

FIGURE 5.20 – Série temporelle des VR de YZ CMI repliée en phase sur la période de rotation (2,78 jours), comparant les raies contrastées et anti-contrastées. **Noir :** Série utilisant 3063 raies avec $C_l > 1,05$ (RMS = 19,34 m/s). **Jaune :** Série utilisant 5184 raies avec $C_l < 0,95$ (RMS = 16,24 m/s). Seule la première saison est affichée ici, pour mieux mettre en évidence les deux signaux d'activité anti-corrélés.

pour une augmentation de l'erreur moyenne de 2,4 m/s (+64%). De plus, comme le montre la Figure 5.21, cela a réduit drastiquement le pic à la période de rotation dans le périodogramme.

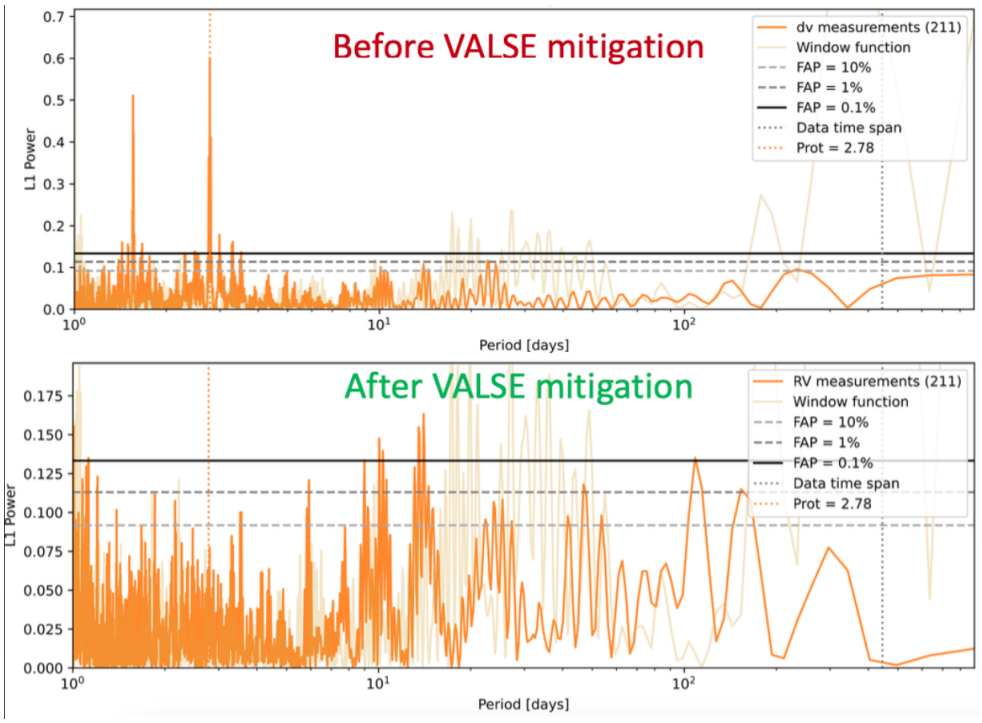

FIGURE 5.21 – Évolution du périodogramme des VR de YZ CMI réduites par LBL et calculées par `VALSE`. **En haut :** VR calculées avec toutes les raies. **En bas :** VR obtenues après équilibrage des familles de contraste, pour minimiser le signal d'activité dû aux taches.

Cette atténuation du signal d'activité a permis de faire émerger un pic autour de 10 et 15 jours de période. Ceux-ci étaient déjà discernables avant ma correction, mais avec un seuil de FAP de l'ordre de 10%, alors que ce seuil passe maintenant à moins de 0,1%. Ces signaux sont en cours d'analyse au sein du consortium NIRPS pour comprendre s'ils peuvent provenir d'un signal planétaire caché par l'activité stellaire.

5.2.3 Smethells 20

Similaire à AU Mic, Smethells 20 est une jeune naine rouge de type M1V, mais sans disque de débris détecté. Elle se situe à 50,7 pc, dans l'association Beta Pictoris, avec un âge estimé à environ 23 millions d'années. C'est une étoile très active, avec une période de rotation de 5,4 jours. Elle a été observée avec HARPS et NIRPS, et ses VR présentent une très forte chromaticité, comme l'illustre la Figure 5.22, où les données VR de HARPS montrent un RMS de 357 m/s, tandis que les VR de NIRPS affichent un RMS de 27,9 m/s.

Comme pour les étoiles précédentes, j'ai lancé avec `VALSE` une minimisation du signal d'activité par équilibrage des contrastes de raie, en utilisant un spectre PHOENIX à 3700 K pour la photosphère et un à 3200 K pour les taches. En partant d'une série temporelle des VR calculée par `VALSE` en conservant toutes les raies, qui donnait un RMS de 43,1 m/s pour une erreur de 12,5 m/s, j'ai pu grâce à la correction `VALSE` réduire le RMS de 2,8 m/s (-6%) pour une augmentation de l'erreur de 10,4 m/s (+83%). Ces chiffres ne sont pas aussi concluants que pour les étoiles précédentes, potentiellement à cause des grandes barres d'erreur sur les VR.

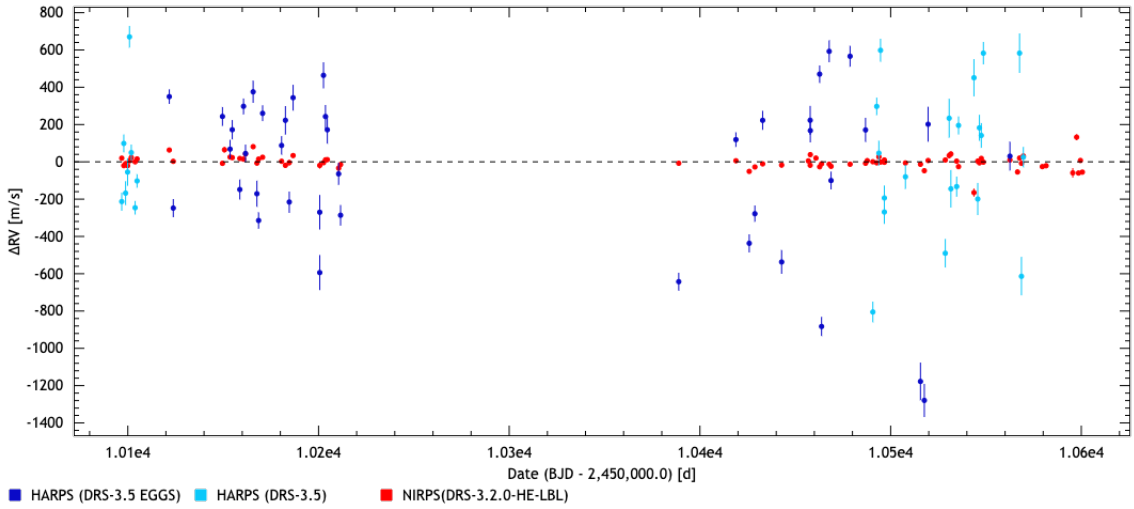

FIGURE 5.22 – Série temporelle des VR obtenues pour Smethells 20, récupérées depuis la plateforme DACE. **Bleu :** Données obtenues par HARPS, et réduite par la DRS 3.5 (RMS = 357 m/s). Les couleurs différencient deux modes d'observation distincts. **Rouge :** Données obtenues par NIRPS, réduite par LBL (RMS = 27,9 m/s).

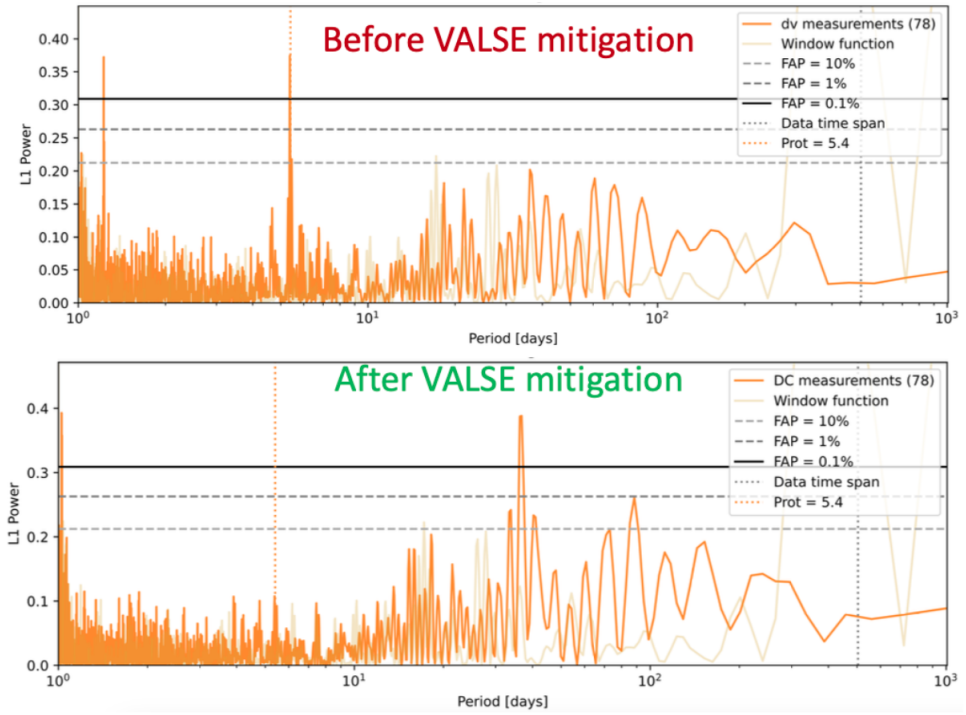

FIGURE 5.23 – Évolution du périodogramme des VR de Smethells 20 réduites par LBL et calculées par `VALSE`. **En haut :** VR calculées avec toutes les raies. **En bas :** VR obtenues après l'équilibrage des familles de contraste, permettant de faire disparaître le signal d'activité et de renforcer d'autres signaux planétaires en cours d'analyse.

Néanmoins, le processus d'atténuation de l'activité a éliminé le pic à la période de rotation dans le périodogramme des VR (Fig.5.23). De plus, on y observe un pic autour de 40 jours, bien que celui-ci n'ait pas été retrouvé lors d'analyses complé-

mentaires basées sur des ajustements de GP, menées au sein du consortium NIRPS. Dans l'état actuel, il n'est donc pas possible d'inférer avec certitude la présence d'une planète, mais ces analyses sont en cours au sein du consortium.

5.2.4 GJ 4274

Jusqu'à présent, nous avons montré à l'aide de quatre exemples différents que `VALSE`, grâce à la prise en compte d'un contraste qui utilise la profondeur de chaque raie, est capable de mettre en évidence d'importants effets, responsables de fortes chromaticités sur des naines M hautement actives, en rotation rapide. En utilisant cet effet, j'ai pu réduire systématiquement l'impact de l'activité stellaire dans les quatre étoiles étudiées ci-dessus. Pour autant, on peut imaginer utiliser `VALSE` pour produire l'effet opposé, et faire ressortir un signal d'activité sur une cible où il semble absent.

C'est le cas de GJ 4274, une étoile de type M4,5 située dans le voisinage de notre système solaire ($d = 7,2344 \pm 0,0025$ pc, Gaia Collaboration (2020)). Des études antérieures, basées sur des mesures photométriques (Newton et al., 2018) et spectroscopiques (indices chromosphériques, Shan et al. 2024), ont toutes deux mesuré une période de rotation relativement courte et constante, respectivement de $4,591 \pm 0,459$ j et $4,57 \pm 0,04$ j.

GJ 4274 a été observée par SPIRou, et présente un RMS de 7 m/s. Charpentier et al. (soumis) ont annoncé la détection de deux candidats planétaires, GJ 4274 b ($P = 1,6339 \pm 0,0001$ jours, $K = 5,10^{+0,70}_{-0,67}$ m/s) et c ($P = 69,57^{+0,32}_{-0,67}$ jours, $K = 4,06 \pm 0,64$ m/s).

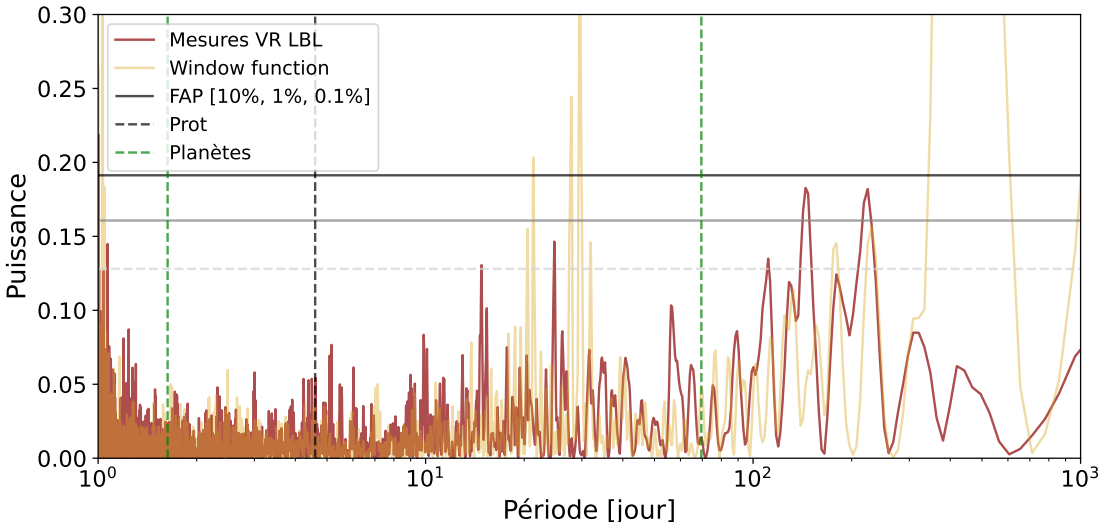

FIGURE 5.24 – Périodogramme des VR de GJ 4274, réduites par LBL et calculées par `VALSE` en conservant toutes les raies. Les candidats planétaires GJ 4274 b et c (indiqués par les **tirets verts**) ont été soustraits des VR pour mettre en avant le signal d'activité. Le pic à la période de rotation de 4,59 jours est indiqué en **tirets noirs**.

Des indicateurs d'activité comme *dTemp* ou B_l retournent un fort signal à la période de rotation. Cependant, aucun pic correspondant n'est détectable dans les

VR, même après avoir retiré les deux candidats planétaires GJ 4274 b et c (*c.f.*, Fig.5.24). Cette absence de signal est signe que l'activité, pourtant bien présente dans les indicateurs, ne semble pas avoir d'effet structuré sur les VR.

Ne possédant pas de données en optique, il est difficile de savoir si l'absence de signal en VR infrarouge est due à une absence d'impact de l'activité sur ces VR, ou bien si elles s'auto-compensent de façon importante à cause d'un effet d'anti-contraste, exactement comme dans le cas d'EV Lac.

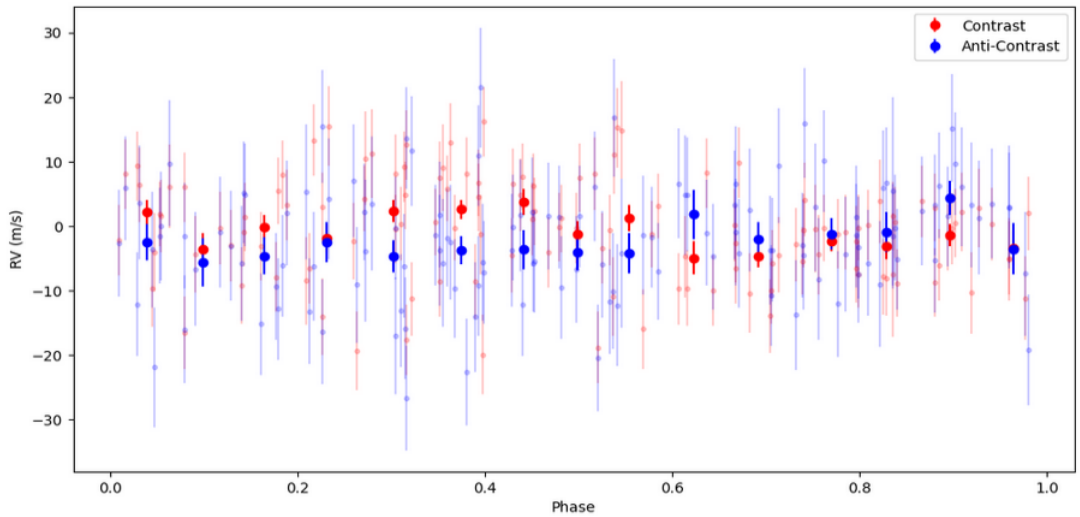

FIGURE 5.25 – Séries temporelles des VR de GJ 4274 repliées en phase sur la période de rotation (4,6 jours), comparant les raies contrastées et anti-contrastées. **Rouge :** Série utilisant 6412 raies avec $C_l > 1,05$, après avoir soustrait les deux planètes. **Bleu :** Série utilisant 8188 raies avec $C_l < 0,95$, après avoir soustrait les deux planètes.

Pour répondre à cette question, on peut essayer de procéder comme pour les étoiles précédentes, et tracer les séries temporelles VR provenant des deux familles de contrastes, en espérant voir apparaître une anti-corrélation trahissant la présence d'activité. En faisant cela, on obtient la Figure 5.25 sur laquelle on peut deviner une anti-corrélation, mais qui reste difficilement discernable. On ne serait donc pas tout à fait dans le même cas de figure qu'EV Lac, avec ici un type d'activité dont l'impact sur les VR est moins clair et structuré.

Pour autant, on peut envisager une méthode permettant de faire vraiment ressortir dans les VR l'activité liée aux différences de température : au lieu de faire en sorte que les deux familles de contraste anti-corrélées se compensent, on les combine. Concrètement, je soustrais la série VR en anti-contraste de celle en contraste usuel, ce qui met en évidence la contribution de l'activité. Un avantage de cette méthode est qu'elle ne nécessite aucune connaissance sur les potentielles planètes présentes dans le système : Les signaux képlériens vont s'annuler automatiquement lors de la soustraction des deux séries, leurs signaux n'étant pas anti-corrélés. Je me contente donc d'utiliser les séries issues des deux familles de contraste telles quelles, sans en soustraire GJ 4274 b et c.

Je nomme ce nouvel indicateur d'activité ΔC_l, et calcule son périodogramme dans la Figure 5.26. Celle-ci prouve son efficacité, en produisant un signal clair à la période de rotation, qui dépasse le seuil de 0,1 % de FAP (le pic à 1,27 j étant un

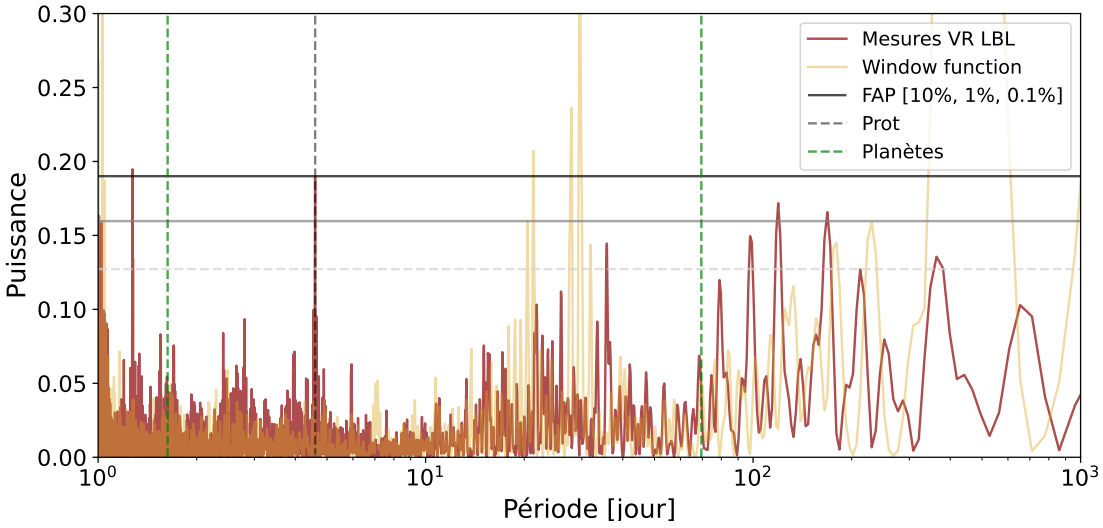

FIGURE 5.26 – Périodogramme du ΔC_l, calculé par `VALSE` en soustrayant les VR en anti-contraste de celles en contraste usuel. Les candidats planétaires GJ 4274 b et c sont indiqués en **tirets verts**. Le pic à la période de rotation de 4,59 jours est indiqué en **tirets noirs**.

alias de cette période de rotation). Quant aux pics associés aux planètes GJ 4274 b et c, ils sont absents de ce périodogramme, comme prévu.

Ce nouvel indicateur est donc prometteur car, en plus d'être insensible aux signaux planétaires, il a ici permis de retrouver un signal d'activité effectivement présent dans les VR des raies individuelles, mais qui s'auto-compensait lorsque toutes les raies était utilisées.

5.2.5 Généralisation à tous les types d'étoiles

Les exemples précédents ont montré que la répartition des raies en deux familles, répondant de manière opposée à la présence de taches, pouvait jouer un rôle majeur dans la chromaticité du signal en VR et dans l'impact des régions actives sur les VR. De plus, nous avons vu qu'il était à chaque fois possible d'utiliser cet effet pour améliorer nos capacités de détection en réduisant l'impact de l'activité. Face à ces exemples, on peut vouloir généraliser la question pour savoir quels types d'étoiles sont susceptibles d'être sujets à cet effet, dans quelles proportions, et à quelles longueurs d'onde.

Pour répondre à cette question, l'idéal serait de mener à bien une étude systématique et exhaustive de l'application de `VALSE` à un échantillon représentatif d'étoiles de types spectraux et de niveaux d'activité variés ; un travail conséquent, hors de portée de cette thèse. En revanche, il est possible d'avoir recours à des modèles pour explorer complètement et efficacement l'espace des paramètres. De plus, les résultats prometteurs de ce chapitre nous permettent d'avoir confiance en la capacité des distributions de C_l, estimées par des modèles PHOENIX, à représenter au moins statistiquement une certaine vérité.

J'ai donc constitué une banque de modèles PHOENIX, couvrant des températures de 3000 K à 5800 K, et des longueurs d'onde s'étalant de la bande U (300 nm)

à la bande L (2700 nm). Je me suis toutefois borné à une métallicité solaire et un $log(g) = 5$. En revanche, j'ai également voulu prendre en compte l'impact des différentes températures de tache possibles pour une photosphère donnée. Pour cela, pour chaque température photosphérique j'ai considéré trois cas de figure : des taches à la température prédite par la loi empirique de Herbst et al. (2021), et des taches aux températures limites (supérieures et inférieures) de cette loi (voir Fig.4.4).

Une fois cette banque de spectres synthétiques rassemblée, j'ai utilisé `VALSE` pour calculer le contraste de raie dans chacun de ces cas de figure. J'ai ensuite estimé, pour chaque point dans ces espaces tri-dimensionnels ($T_{photo}, T_{spot}, \lambda$), la quantité d'information spectrale impactée par l'anti-contraste. Cela revient à estimer le poids des histogrammes de chacune des deux familles de contrastes, tel que décrit en Section 4.2.4, et de faire le ratio de ces deux poids. J'obtiens ainsi la Figure 5.27, qui retourne la proportion d'information spectrale se trouvant dans un régime d'anti-contraste, en pourcentage.

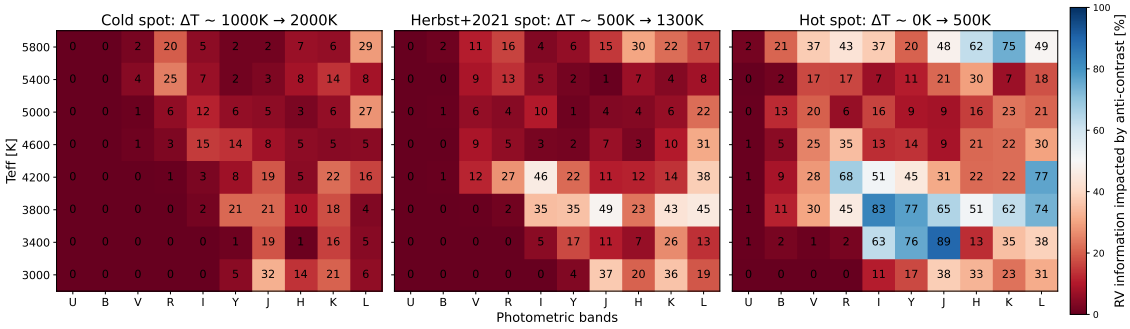

FIGURE 5.27 – Proportion des raies en anti-contraste en fonction de la température effective (type spectral) et de la bande photométrique considérée. Les calculs sont effectués pour des températures de taches correspondantes à la loi empirique de Herbst et al. (2021) (panneau du milieu), sa limite inférieure (panneau de gauche) et supérieure (panneau de droite). Les valeurs sur-imprimées donnent le pourcentage d'information spectrale en anti-contraste. **Rouge :** Seul le contraste usuel est présent. **Bleu :** Seul l'anti-contraste est présent. **Blanc :** Le contraste et l'anti-contraste s'équilibrent parfaitement.

Pour comprendre cette Figure 5.27, précisons qu'une valeur proche de 0% (en rouge foncé) indique qu'aucune raie ne présente un comportement d'anti-contraste dans ce domaine de l'espace des paramètres. La présence majoritaire de cette couleur est cohérente avec le fait que cet effet n'ait presque jamais été observé auparavant.

À l'inverse, les valeurs proches de 100% (en bleu foncé) indiqueraient que cet endroit de l'espace des paramètres est constitué uniquement de raies en anti-contraste. Ce cas de figure ne semble pas exister, mais on voit tout de même certaines régions où ce chiffre grimpe jusqu'à 89%.

Enfin, les cases blanches représentent le cas de figure où les deux familles de raies se compensent parfaitement, comme dans le cas d'EV Lac. Pour vérifier la justesse de notre prédiction, on peut justement regarder la région correspondant à EV Lac, à savoir les 4 cases des bandes Y, J, H et K, autour de 3400 K, dans le panneau de droite correspondant à un faible contraste de température entre tache et photosphère. En faisant la moyenne de ces 4 cases, on trouve la valeur de 53%, tout à fait en adéquation avec un équilibrage des contrastes tel qu'observé dans la

première partie de ce chapitre.

Au final, trois tendances générales se dégagent de cette Figure 5.27 quant à la proportion d'information spectrale touchée par l'anti-contraste. Premièrement, elle semble croître avec la longueur d'onde. Deuxièmement, elle croît lorsque la différence de température entre la tache et la photosphère diminue. Troisièmement, elle ne semble pas clairement proportionnelle au type spectral, bien que les étoiles à 3400 K et 3800 K (M précoces à mi-M) semblent les plus impactées.

En conclusion, l'anti-contraste est un effet qui peut avoir un fort impact sur les caractéristiques des signaux d'activités en VR. Or, il apparaît que cet effet est très présent dès lors que l'on observe dans l'infrarouge, et ce quel que soit le type spectral étudié. Sa prise en compte systématique dans les études d'étoiles actives à ces longueurs d'onde devrait donc devenir nécessaire pour améliorer nos capacités de détection d'exoplanètes.

5.3 Bilan de l'application de VALSE aux naines M très actives

Ce chapitre a permis de mettre en pratique mes travaux sur le contraste de raie développés au Chapitre 4, à travers l'utilisation de `VALSE` appliqué à cinq naines M très actives en rotation rapide. La conclusion principale de cette application est la mise en évidence d'une famille de raies, que je nomme anti-contraste, qui présentent en VR un signal d'activité en opposition de phase avec le signal jusqu'alors attendu en présence d'une tache. La présence de ces deux séries temporelles anti-corrélées a été systématiquement révélée par mon code, sur les cinq naines M très actives testées dans ce chapitre.

Une anti-corrélation entre différentes raies avait déjà été observée à quelques reprises par le passé (Dumusque, 2018 ; Al Moulla et al., 2022), sans jamais avoir trouvé d'explication sur son origine. Testé en détail sur l'étoile EV Lac, `VALSE` a permis d'obtenir la première preuve observationnelle de l'origine de ce comportement (Larue et al., 2025).

De plus, la compréhension de cette anti-corrélation entre deux familles de raies, qui trouve son explication dans la présence de raies dont la profondeur augmente dans les taches, a servi à développer de nouveaux outils. Parmi ceux-ci, une estimation de la température des taches, analogue à la méthode des rapports de profondeur de raies (*LDR*, *c.f.*, Sect.4.1.2), mais qui exploite ici toutes les raies du spectre. Néanmoins, cette technique n'a été testée que sur EV Lac et, bien que prometteuse, elle nécessiterait d'être validée sur plusieurs autres étoiles. D'autant plus qu'elle repose sur des hypothèses simplificatrices, telles qu'un modèle à deux températures quand on sait pour le Soleil que c'est plus compliqué, ou encore l'utilisation d'une "photosphère froide" en guise de tache, alors qu'il a été montré que la réalité est plus complexe (Smitha et al., 2025). Cette approche peut donc être améliorée, bien que ces hypothèses de premier ordre lui permettent déjà de fonctionner.

Les séries de VR issues des deux familles de raies en contrastes opposés ont également été combinées afin de sommer leurs amplitudes respectives. Cette approche permet de tracer directement la composante de la variation de VR attribuable aux effets de contraste. Ce nouvel indicateur d'activité, par construction insensible aux signaux képlériens, s'est révélé particulièrement prometteur dans le cas de GJ 4274,

où il met clairement en évidence un signal d'activité absent des VR calculées sur l'ensemble des raies. Cependant, des tests préliminaires d'application à d'autres étoiles ont donné des résultats parfois plus nuancés. Cet indicateur mériterait donc d'être évalué plus systématiquement, et peut-être d'être affiné, sur un échantillon plus large, avant d'en confirmer la robustesse. En outre, son insensibilité supposée aux signaux képlériens présente sans doute des limites : un équilibrage sur les contrastes peut conduire à un déséquilibre en termes de quantité d'information spectrale en VR entre les deux familles, en conséquence de quoi les signaux képlériens ne s'auto-compenseraient pas complètement.

Enfin, la compréhension de ce phénomène d'anti-contraste a surtout servi à développer une méthode innovante d'atténuation du signal d'activité en VR, basée sur un équilibrage des deux familles de raies de telle sorte qu'elles se compensent mutuellement. Cette stratégie, plus ou moins efficace selon l'étoile considérée, a systématiquement fonctionné sur les quatre cibles étudiées. La Table 5.2 dresse un bilan de cette correction pour chacune des cibles.

Étoile	T_{eff} [K]	P_{rot} [jours]	RMS vis. [m/s]	RMS nIR [m/s]	Ratio RMS vis./nIR	Err. VR(nIR) [m/s]	RMS C.U. [m/s]	RMC A.-C. [m/s]	Diminution RMS [%]	Augmentation Err. VR [%]
EV Lac	3340	4.36	95.7	6.3	15.19	3.5	13.7	19.1	-10.3	25
AU Mic	3670	4.86	133	42	3.17	5.0	65	122	-61	50
YZ CMi	3100	2.80	67.4	12.5	5.39	3.8	19.3	16.2	-28	64
Smethells 20	3700	5.40	357	27.9	12.80	12.5	61	37.9	-23.1	83
GJ 4274	3230	4.60	N/A	7.9	—	3.5	8.4	9.4	-1.0	46

TABLE 5.2 – Comparaison de l'application de `VALSE` aux naines M très actives étudiées dans ce chapitre.

Abréviations : *vis.* : Domaine spectral visible, *nIR.* : Domaine spectral infrarouge proche, *Err.* : Moyenne des barres d'erreur des VR, *C.U.* : Série VR des raies en Contraste Usuel, *A.C.* : Série VR des raies en Anti-Contraste, *Diminution RMS* des VR grâce à la correction de l'activité par `VALSE`, *Augmentation Err.* suite à la correction de l'activité par `VALSE`.

L'échantillon étant restreint, il est difficile d'en tirer des tendances. On peut néanmoins noter qu'EV Lac est l'étoile étudiée présentant la plus forte chromaticité, et il s'agit précisément de celle pour laquelle la correction de l'activité est la moins performante (sans considérer GJ 4264 puisque nous n'avons pas d'information sur sa chromaticité). Cette observation est cohérente avec notre analyse du phénomène : EV Lac présente naturellement un excellent équilibrage des deux familles de contrastes, causant de pair sa très forte chromaticité et sa faible possibilité de correction ; ce qui va avec une faible augmentation de l'erreur moyenne de ses VR après correction, puisque l'équilibrage n'aura pas nécessité d'enlever beaucoup de raies. À l'inverse, et dans la même logique, AU Mic est l'étoile présentant la plus faible chromaticité, et c'est celle pour laquelle la correction a le mieux fonctionné. Étonnamment, elle n'est pas pour autant celle qui a souffert de la plus grande dégradation de la précision de ses mesures (+50% d'erreur, Table 5.2) ; un résultat encourageant quant aux capacités de `VALSE` à réduire efficacement le signal d'activité sans souffrir d'une sélection trop restrictive des raies. En outre, on notera que Smethells 20 et YZ CMI sont les cibles qui ont subi la plus grande augmentation de leur erreur moyenne, et que leur série VR en contraste usuel présente un RMS supérieur à celle en anti-contraste, contrairement à EV Lac et AU Mic. Cela pourrait pointer, peut-être, vers une mauvaise estimation des températures utilisées pour

générer les spectres PHOENIX de la photosphère et/ou des taches, et expliquerait pourquoi la correction y a été peu efficace.

Pour aller au-delà d'une analyse comparative basée sur cinq étoiles seulement, j'ai calculé la proportion de raies se comportant en anti-contraste à partir de spectres PHOENIX, sur un large espace de paramètres explorant différents types spectraux, différentes températures de taches et différentes bandes photométriques allant du visible à l'infrarouge. À partir de ces résultats théoriques, on peut prédire la proportion d'information spectrale (nombre de raies pondérées par l'inverse de leur erreur) impactée par l'anti-contraste pour EV Lac et AU Mic (les deux seules étoiles pour lesquelles nous avons une mesure individuelle et indépendante de la mienne pour la température de leurs taches, Ikuta et al. 2023, Waalkes et al. 2024). Une estimation à partir de la Figure 5.27 nous indique une valeur de 53% pour EV Lac et 38% pour AU Mic, ce qui semble tout à fait en accord avec les résultats des corrections `VALSE`, résumés dans la Table 5.2.

En conclusion, les méthodes développées au Chapitre 4, appliquées ici à des naines M très actives, ont permis d'obtenir de nombreux résultats, approfondissant notre compréhension de l'origine de la chromaticité des signaux d'activité en VR pour ce type de cible. Le chapitre suivant s'intéressera à l'applicabilité de ces techniques à une naine M modérément active, à rotation plus lente, ainsi qu'aux informations que l'on peut en tirer sur la chromaticité dans ce contexte.

Chapitre 6

Étude de cas : Les naines M modérément actives

> La nature est remplie d'une infinité de raisons dont l'expérience n'a jamais vu la trace.
>
> — Léonard de Vinci

6.1 Le cas de Gl 581 132
6.1.1 Historique d'un système emblématique 132
6.1.1.1 Système planétaire 132
6.1.1.2 Description de son activité 133
6.1.1.3 Enjeux pour le GTO NIRPS 135
6.1.2 Données utilisées 135
6.1.2.1 NIRPS 135
6.1.2.2 HARPS 15 136
6.1.2.3 HARPS 03 - données public 137
6.1.3 Étude de l'activité 138
6.1.3.1 Indices d'activité 138
6.1.3.2 Corrélations des raies de Calcium, Sodium et Halpha 146
6.1.4 Mise à jour des paramètres orbitaux 148
6.1.5 Comparaison visible / infrarouge 150
6.1.5.1 Chromaticité du signal d'activité en VR 150
6.1.5.2 Performances et limites de détection 152
6.1.6 Étude de l'anti-contraste avec VALSE 153
6.2 Bilan sur la chromaticité du signal d'activité chez les naines M modérément actives 155

Le chapitre précédent s'est focalisé sur des naines M très actives, présentant de courtes périodes de rotation. Ces cibles ont été idéales pour étudier l'impact de l'activité sur les VR, en particulier grâce à l'étude d'EV Lac avec laquelle j'ai notamment pu détailler, et expliquer, les effets de chromaticité induits par deux grandes taches, du visible à l'infra-rouge. De manière plus générale, le chapitre précédent a confirmé que, pour ce type d'étoiles, le signal en VR était dominé par l'effet de contraste dû à la présence de taches.

Par ailleurs, l'étude de ces cibles actives a permis de démontrer la pertinence et l'efficacité de la sélection de raies spectrales selon leur contraste avec `VALSE`. Nous avons vu que cette nouvelle technique permettait de révéler dans les VR infrarouges des signaux d'activité dus aux taches, qui n'étaient pas ou peu visibles en calculant les VR sur l'ensemble des raies disponibles. De plus, l'utilisation de `VALSE` pour contrebalancer les effets de contraste et d'anti-contraste a permis de mitiger significativement l'impact de l'activité dans les séries VR étudiées.

Toutefois, ces analyses ont été menées sur des cas très favorables (car avec un signal d'activité fort et bien organisé), tant pour la mise en évidence de la chromaticité que des effets d'anti-contraste. Dans le présent chapitre, nous allons tenter de déterminer si ces méthodes peuvent s'étendre à des cas moins favorables, à savoir des étoiles modérément actives, présentant des signaux d'activité plus stochastiques ou plus faibles.

Pour étudier de telles étoiles, j'utilise des observations NIRPS et HARPS, deux des meilleurs spectrographes actuels en infra-rouge et en visible, qui ont la particularité de fonctionner en simultané. Grâce à cette synergie, je vais analyser en détail les données de l'étoile Gl 581, connue pour ses controverses concernant des planètes détectées puis invalidées, en raison d'une activité ayant un impact sur les VR mais qui reste trop peu marquée pour être facilement isolée. Or, c'est justement ce type d'activité modérée que la communauté va devoir mieux comprendre et filtrer pour être capable de détecter les planètes de masse terrestre en zone habitable.

6.1 Le cas de Gl 581

6.1.1 Historique d'un système emblématique

6.1.1.1 Système planétaire

Le système planétaire en orbite autour de Gl 581 a fait l'objet d'études approfondies depuis la détection de sa première exoplanète, Gl 581 b (Bonfils et al., 2005). Cette planète de type Neptune à courte période a ouvert la voie à une série de campagnes intensives, principalement avec HARPS, qui ont successivement révélé d'autres signaux compatibles avec des compagnons planétaires. Parmi eux, trois sont aujourd'hui largement acceptés — Gl 581 b, c et e — et considérés comme confirmés.

Cependant, dès la fin des années 2000, le système a pris une dimension emblématique à cause de plusieurs annonces prometteuses, suggérant la présence de planètes situées dans la zone habitable : Gl 581 d, d'abord annoncée comme étant au-delà de la zone habitable par Udry et al. (2007), fut rapidement réévaluée comme étant au sein de la ZH par une étude théorique climatique (Selsis et al., 2007), puis confirmée dans cette ZH après une ré-évaluation de la période à la suite de la correction des alias (Mayor et al., 2009). Mais surtout, Gl 581 g fut rapidement annoncée comme

une super-Terre au cœur de la zone habitable (Vogt et al., 2010), ce qui en aurait fait la première planète de masse terrestre en ZH autour d'une étoile voisine.

Néanmoins, ces détections se sont révélées controversées. Des réanalyses indépendantes, utilisant des jeux de données pris sur une période plus longue, combinées à des analyses tenant compte plus rigoureusement des alias fréquentiels (Forveille et al., 2011) et des indicateurs d'activité chromosphérique (Robertson et al., 2014), ont montré que les signaux attribués à Gl 581 d, f et g correspondaient en réalité à des modulations induites par l'activité, complexe à identifier, de l'étoile hôte. Cette conclusion a marqué un tournant : Gl 581 est devenue l'un des exemples de naine M illustrant la difficulté de distinguer des signaux planétaires faibles devant les variations induites par l'activité.

Aujourd'hui, seule une architecture comprenant les planètes b, c et e est retenue de manière robuste. Mais au-delà de l'inventaire planétaire, le système Gl 581 a joué un rôle majeur dans la communauté : il a sensibilisé aux limites des VR en présence d'activité stellaire, et appelé à l'émergence de nouvelles méthodes de correction de cette dernière.

Plus récemment, sur la base d'un jeu de données exhaustif, von Stauffenberg et al. (2024) ont fourni une mise à jour des paramètres orbitaux des planètes confirmées (voir tableau 6.3). Dans ce chapitre, j'ai prolongé cette démarche en exploitant les nouvelles données acquises dans le cadre du GTO de NIRPS, combinées à une analyse par processus gaussiens avec des kernels FENRIR. Les paramètres révisés obtenus sont comparés à ceux de von Stauffenberg et al. (2024) dans le tableau 6.3.

6.1.1.2 Description de son activité

Gl 581 est une naine de type M3V, située à 6.3 pc. Ses paramètres stellaires récents donnent une masse d'environ 0.295 $M_\odot$, un rayon de 0.30 $R_\odot$ et une température effective de 3500 K (se référer à la Table 6.1 pour les différents paramètres stellaires de cette étoile et les références associées). Sa rotation assez lente est estimée par des analyses spectroscopiques des indicateurs chromosphériques à environ 133 jours (Suárez Mascareño et al., 2015). Cette grande période de rotation semble *a priori* contradictoire avec le niveau d'activité significatif de cette étoile, faisant d'elle un cas particulier.

Un disque de débris spatialement résolu a été détecté par Lestrade et al. (2012) avec Herschel (Pilbratt et al., 2010), devenant alors le deuxième disque découvert autour d'une étoile de type M, après celui de AU Mic. Cependant, contrairement à cette dernière, Gl 581 est beaucoup plus ancienne (plus de 2 milliards d'années, Bonfils et al. 2005 ; Engle & Guinan 2011). Un tel disque froid rappelle la ceinture de Kuiper, où la poussière ne peut être expulsée du système par le rayonnement ou les pressions du vent en raison de la faible luminosité notamment des rayons X de Gl 581. Lestrade et al. (2012) ont alors suggéré que les planètes connues, de faible masse et orbitant à moins de 0,3 ua de l'étoile, ne pouvaient pas perturber dynamiquement le disque pendant toute la durée de vie de l'étoile, suggérant qu'une planète supplémentaire existerait à une plus grande distance et exciterait le disque pour le réapprovisionner en poussière.

Gomes da Silva et al. (2012b) ont mené une étude approfondie de l'activité chromosphérique de 93 naines M, dont Gl 581. Leur analyse a montré que l'indicateur chromosphérique basé sur la raie du sodium Na I semblait être le plus approprié pour surveiller l'activité à long terme des naines M. Dans le cas de Gl 581, ils ont révélé

Paramètre	Valeur	Référence
Noms	BD–07 4003	Sch86
	Gl 581	Gli69
	Karmn J15194–077	Cab16
Astrométrie et cinématique		
α (J2000)	15:19:26.83	*Gaia* DR3
δ (J2000)	–07:43:20.2	*Gaia* DR3
$\mu_\alpha \cos\delta$ [mas an^{-1}]	–1221.278 ± 0.037	*Gaia* DR3
μ_δ [mas an^{-1}]	–97.229 ± 0.027	*Gaia* DR3
ϖ [mas]	158.718 ± 0.030	*Gaia* DR3
d [pc]	6.3005 ± 0.0012	*Gaia* DR3
γ [km s^{-1}]	+9.75 ± 0.16	*Gaia* DR3
U [km s^{-1}]	–25.0660 ± 0.0084	Von22
V [km s^{-1}]	–25.6517 ± 0.0048	Von22
W [km s^{-1}]	+11.8904 ± 0.0074	Von22
Propriétés physiques		
$G^{(a)}$ [mag]	9.4218 ± 0.0028	*Gaia* DR3
Type spectral	M3.0 V	Rei95
$L_\star$ [$L_\odot$]	0.012365 ± 0.000068	Cif23
$T_{\rm eff}$ [K]	3500 ± 26	Mar21
$\log g$ [cm s^{-2}]	4.97 ± 0.11	Mar21
Fe/H	-0.08 ± 0.07	Mar21
$R_\star$ [$R_\odot$]	0.302 ± 0.005	Von22
$M_\star$ [$M_\odot$]	0.295 ± 0.010	Von22
Activité et magnétisme		
$P_{\rm rot}$ [j]	132.5 ± 6.3	Suá15
$F_{\rm X}$ [10^{-14} erg s^{-1} cm^{-2}]	1.8 ± 0.2	Loy16
$v \sin i$ [km s^{-1}]	< 2.0	Rei18
pEW(Hα) [Å]	+0.188 ± 0.018	Fuh20
$\log R^{(b)'}_{\rm HK}$	$-5.48^{+0.17}_{-0.12}$	Von22
B [G]	160 ± 50	Rei22
Population galactique	Disque jeune	Von22

TABLE 6.1 – Paramètres stellaires de GJ 581.

Références : Sch86 : Schönfeld 1886 ; Gli69 : Gliese 1969 ; Rei95 : Reid et al. 1995b ; Suá15 : Suárez Mascareño et al. 2015 ; Loy16 : Loyd et al. 2016 ; Rei18 : Reiners et al. 2018 ; Fuh20 : Fuhrmeister et al. 2018 ; *Gaia* DR3 : Gaia Collaboration et al. 2021 ; Mar21 : Marfil et al. 2021 ; Rei22 : Reiners et al. 2022 ; Von22 : von Stauffenberg et al. 2024 ; Cif23 : Cifuentes 2023. **Notes :** $^{(a)}$ Photométrie dans d'autres bandes que G (de B_T de Tycho-2 à $W4$ de WISE) compilée par Cifuentes et al. (2020). $^{(b)}$ Moyenne de $\log R'_{\rm HK}$ à partir de 563 mesures FEROS, HARPS, HIRES et TIGRE compilées par Perdelwitz et al. (2021).

une variabilité à long terme de l'activité formant un cycle d'une période estimée à 1400 jours. Cette estimation est confirmée par Mignon et al. (2023b) qui trouve une période de 1419 ± 49 jours à partir de la raie du calcium. Toutefois, Robertson et al. (2013) trouvaient quant à eux une période de 1633 ± 93 jours en utilisant la raie H_α, et Suárez Mascareño et al. (2016) une période de 2265 ± 329 jours à partir de mesures photométriques. Ces différentes valeurs seront comparées à celles que j'obtiens en Section 6.1.4.

Par ailleurs, Robertson et al. (2013) ont rapporté une anti-corrélation entre les émissions en H_α et celles du doublet du sodium. Cette observation a été confirmée par Meunier et al. (2024) lors d'une large étude sur un grand échantillon de naines M, qui a montré que ce phénomène n'était présent que dans quelques pourcentages des cibles. Pour expliquer ce phénomène, la présence de filaments présentant une certaine absorption en H_α a été proposée par Meunier & Delfosse (2009) et explorée par Meunier et al. (2022) pour les étoiles FGK.

Enfin, les travaux récents de Gomes da Silva et al. (2025) ont montré que différentes raies spectrales pouvaient être plus ou moins sensibles à l'activité chromosphérique. Pour Gl 581, la fraction de raies infrarouges sensibles est plus faible que pour Proxima, cette dernière étant plus active, mais elle reste non nulle ; la fraction des raies sensibles augmentant avec la profondeur des raies pour les deux étoiles.

6.1.1.3 Enjeux pour le GTO NIRPS

Gl 581 a été observée dans le cadre du programme *Activity* du *Work Package One* (WP1), pendant le *Guaranted Time of Observation* (GTO) du consortium NIRPS. L'un des objectifs majeurs de ce programme est de tester la synergie HARPS+NIRPS et sa capacité à repousser les limites de détection en améliorant notre compréhension de l'activité stellaire et de ses répercussions sur les VR. Cette étoile a été choisie en particulier en raison de son activité stellaire modérée mais particulièrement problématique, à l'origine des controverses historiques sur la nature de son système planétaire (voir Sect. 6.1.1.1).

Une campagne d'observations ambitieuse, menée sur deux saisons avec une cadence parfois quasi quotidienne, vise à déterminer dans quelle mesure la vélocimétrie dans le proche infrarouge apporte un gain par rapport à l'optique pour caractériser un système planétaire dont l'étoile hôte présente un signal d'activité susceptible de générer de fausses détections, notamment dans la zone habitable. Cette stratégie doit fournir une référence sur les seuils de détection ambitieux que NIRPS cherche à atteindre, même dans des situations défavorables.

Enfin, la complémentarité entre les données optiques et infrarouges, combinée à la cadence élevée des observations, peut apporter des contraintes inédites sur les processus physiques responsables d'une activité stellaire atypique pour une étoile en rotation lente, notamment à travers l'analyse de la chromaticité des signaux de VR.

6.1.2 Données utilisées

6.1.2.1 NIRPS

Nous avons obtenu 194 spectres NIRPS (Bouchy et al., 2017 ; Artigau et al., 2024a ; Bouchy et al., 2025), pris sur 91 nuits couvrant deux saisons d'observation (de Mars 2023 à Octobre 2024), dans le cadre du GTO NIRPS (*IDs 111.251P.001,*

112.25NZ.001/002/003 ; PI : F. Bouchy). Nous avons utilisé le mode HE, et une stratégie d'observation type de 2 à 6 expositions de 200 secondes chacune (en fonction des contraintes opérationnelles) par visite.

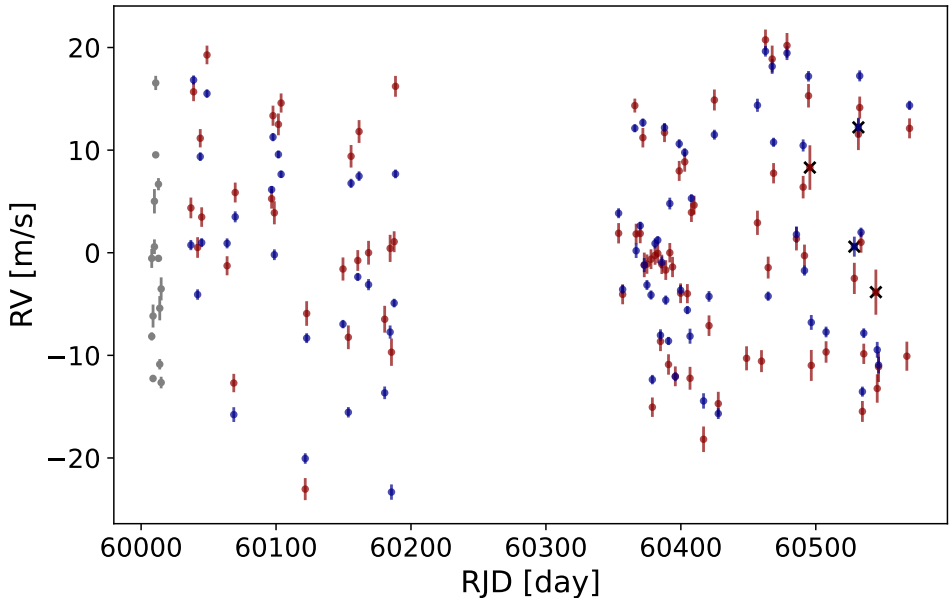

FIGURE 6.1 – Séries temporelles des VR obtenu pendant le GTO NIRPS. **Gris.** Données HARPS et NIRPS recueillies pendant le commissioning 9. **Rouge.** 82 mesures NIRPS réduites par LBL, RMS = 10,0 m/s, erreur moyenne = 1,1 m/s. **Bleu.** 75 mesures HARPS (dites HARPS15) réduites par LBL, RMS = 10,1 m/s, erreur moyenne = 1,1 m/s. Les **croix noires** correspondent aux mesures supprimées car le rapport signal/bruit dans l'ordre 60 est inférieur à 130 pour NIRPS, et celui dans l'ordre 65 inférieur à 30 pour HARPS.

Grâce au GTO, Gl 581 a bénéficié d'une cadence d'observation inégalée, en particulier pendant la deuxième saison d'observation où elle était programmée quotidiennement, comme on peut le voir dans la Figure 6.1.

Les données ont ensuite été réduites à l'aide du pipeline APERO (Cook et al., 2022), initialement développé pour le spectrographe SPIRou (Donati et al., 2020). Enfin, j'ai manuellement rejeté les mesures pour lesquelles le rapport signal/bruit dans l'ordre 60 était inférieur à 130, afin de garantir la meilleure qualité possible. Le signal/bruit moyen dans l'ordre 60 vaut ainsi 216, pour une erreur moyenne de 1,1 m/s.

6.1.2.2 HARPS 15

Parallèlement aux observations NIRPS, nous avons acquis 142 spectres HARPS sur 108 nuits. Ce jeu de données concomitant à celui de NIRPS sera nommé HARPS15 dans la suite de ce manuscrit, en cohérence avec sa dénomination sur la plateforme DACE[1] où je l'ai récupéré. Avec un rapport signal/bruit moyen de 52 dans l'ordre

1. Ce nom provient de l'année 2015, date à laquelle un train de fibre octogonale a été ajouté. Suite à ce changement, HARPS03 (avant) et HARPS15 (après) peuvent être considérés comme deux instruments différents, un léger offset entre les deux jeux de données pouvant alors apparaître.

65, pour une erreur moyenne de 1,1 m/s, j'ai rejeté manuellement les mesures pour lesquelles le rapport signal/bruit dans cet ordre était inférieur à 30, afin de garantir la meilleure qualité possible.

HARPS est équipé de son propre pipeline qui fournit des spectres extraits et calibrés en longueur d'onde, ainsi que des mesures VR et des produits de données supplémentaires tels que les CCF. C'est à partir de cette DRS, en version 3.2.5, que j'ai récupéré les spectres utilisés dans ce chapitre, ainsi que les indicateurs d'activités issus de ces CCF (FWHM, BIS), mais aussi les indicateurs d'activité chromosphériques calculés à partir des raies H_α, du calcium Ca II, et du sodium Na I.

Pour obtenir les VR, j'ai en revanche réduit les spectres avec LBL (version v0.65.003), pour des raisons de précision, par souci de cohérence avec NIRPS, pour pouvoir utiliser les indicateurs d'activité dérivés tels que *dTemp*, ainsi que pour appliquer `VALSE`. Les données VR obtenues sont présentées dans la Figure 6.1, où j'ai supprimé en gris les observations prises pendant la mise en service (COMM9), qui s'est terminée le 11 mars 2023 (RJD = 60014,5).

Il est toutefois important de noter que la stratégie d'observation et les temps d'exposition ont été choisis pour les observations NIRPS, ce qui a donné lieu à des données HARPS avec un rapport signal/bruit plus faible et, par conséquent, une précision de la VR réduite par rapport aux campagnes précédentes (à savoir les données publiques HARPS03, présentées dans la section suivante).

6.1.2.3 HARPS 03 - données public

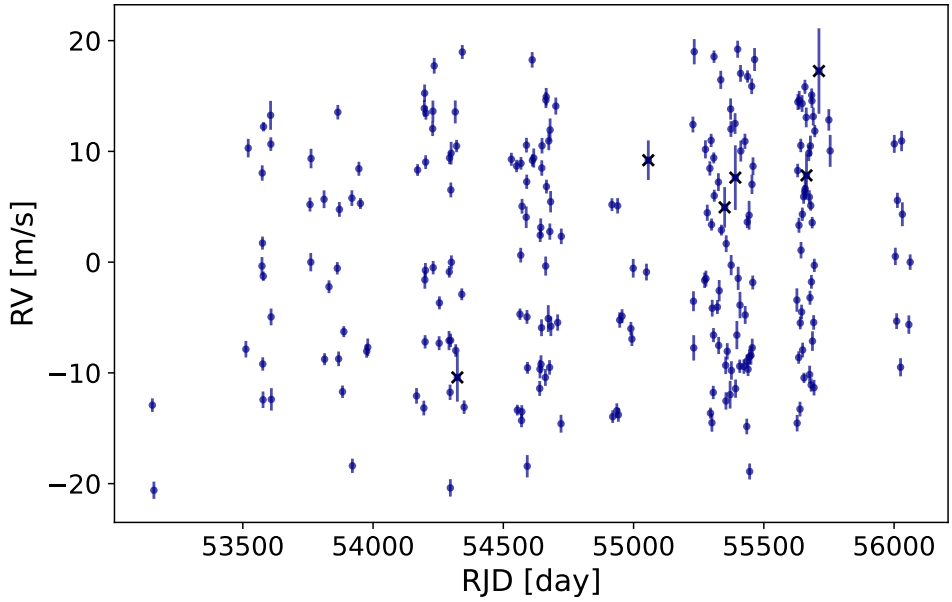

FIGURE 6.2 – Série temporelle des VR publiques HARPS (dit HARPS03), réduit par LBL. 227 mesures, pour un RMS = 9,9 m/s et une erreur moyenne = 0,7 m/s. Les **croix noires** correspondent aux mesures supprimées car le rapport signal/bruit de l'ordre 65 est inférieur à 40.

Pour profiter d'un maximum de données dans cette étude, j'ai également utilisé

les données publiques HARPS de Gl 581 recueillies entre mai 2004 et 2012. Ce jeu de données sera nommé HARPS03 (correspondant à des données prises avant le changement du train de fibre de HARPS en 2015) dans la suite de ce manuscrit, en cohérence avec sa dénomination sur la plateforme DACE où je l'ai récupéré. Sur 227 mesures, avec un rapport signal/bruit moyen de 73 dans l'ordre 65, pour une erreur moyenne de 0,7 m/s, j'ai rejeté manuellement 6 mesures pour lesquelles le rapport signal/bruit dans cet ordre était inférieur à 40. Cette meilleure qualité que celle des données HARPS15 s'explique par des temps d'exposition supérieurs.

De la même façon que pour le jeu de données HARPS15, j'ai utilisé la DRS 3.2.5 pour récupérer les indicateurs d'activité issus des CCF (FWHM, BIS), et les indicateurs d'activité chromosphériques calculés à partir des raies H_α, du calcium Ca II, et du sodium Na I. J'ai également récupéré les spectres de cette DRS, que j'ai réduits avec LBL (version v0.65.003) en cohérence avec les deux jeux de données présentés ci-dessus, et pour les mêmes raisons. La série temporelle résultante pour les VR est présentée dans la Figure 6.2.

6.1.3 Étude de l'activité

Dans cette section, je mobilise un ensemble de méthodes d'analyse de l'activité stellaire afin d'évaluer jusqu'où il est possible d'approfondir la compréhension de l'activité stellaire d'une naine M modérément active comme Gl 581. Pour ce faire, je confronte les différents indicateurs d'activité entre eux, et apporte une attention particulière aux indicateurs classiques que sont les indices chromosphériques (Sect.6.1.3.2). Parallèlement, je réalise une analyse par processus gaussien (GP) à l'aide de FENRIR, un kernel à la pointe de l'état de l'art (introduit en Sect.3.3.2.3, puis appliqué ici en Sect. 6.1.4). Enfin, je confronte les méthodes que j'ai développées dans ce manuscrit à travers `VALSE` à ce type particulier d'étoile (Sect.6.1.6).

6.1.3.1 Indices d'activité

Avant de tenter d'utiliser un quelconque indicateur d'activité, une étude systématique de leur périodogramme permet d'identifier simplement ceux qui sont modulés par la période de rotation. De plus, cela permet de vérifier que des signaux aux périodes des planètes sont bien absents de ces séries temporelles, et de voir si d'autres signaux d'activité, potentiellement éloignés de la période de rotation, pourraient provoquer des fausses détections de planètes, comme cela fut le cas par le passé avec Gl 581 d, f et g.

J'analyse donc tous les indicateurs à disposition, tels que décrits en Section 3.2, pour NIRPS comme pour HARPS. Concernant ce dernier instrument, il contient deux jeux de données (nommé donc HARPS03 pour le plus ancien, et HARPS15 pour le plus récent) séparés de plus de dix ans ; le changement du train de fibre entre ces deux jeux impliquant un changement de LSF et donc des paramètres de forme et de largeur des raies, je les considère comme deux instruments différents, autorisant ainsi l'existence d'un offset entre leurs séries temporelles respectives.

De plus, tous les indicateurs d'activités ne sont pas extraits par les mêmes méthodes de réduction des données (*c.f.*, Sect.3.2) : dans les données HARPS calculées par la DRS 3.2.5, je récupère les informations sur la forme de la raie moyenne (FWHM, BIS et profondeur, nommée "contrast" par cette DRS), ainsi que les indicateurs chromosphériques basés sur les raies du Calcium, du Sodium et H_α. Pour ces

mêmes données que j'ai réduites avec LBL, j'ai aussi accès aux déformations des raies (`d2v` et `d3v`) ainsi qu'aux différents `dTemp` tels qu'expliqués en Section 3.2.4. Concernant NIRPS, il existe encore peu d'indices chromosphériques clairement établis à ce jour pour ces longueurs d'onde, je n'utilise donc que les indicateurs d'activités issus de LBL.

En plus de la présence d'un signal lié à la période de rotation, un bon indicateur doit être lié au signal d'activité en VR, tout en étant insensible à la présence de planètes. Pour vérifier cela, il peut être intéressant de regarder la corrélation entre un indicateur et les VR, auxquelles on aurait préalablement soustrait les planètes. Il convient de noter cependant que deux signaux simplement décalés en phase de 90° suffiraient à casser cette corrélation, sans pour autant signifier que l'indicateur considéré soit mauvais.

On peut également envisager qu'un indicateur soit effectivement sensible à un processus physique donné, mais que ce processus n'ait aucun impact sur les VR. Dans ce cas, cet indicateur ne nous aide pas directement à interpréter les VR, mais il contient malgré tout des informations sur la physique stellaire en jeu. Ces informations peuvent être exploitées par un GP multidimensionnel pour contraindre ses hyperparamètres et, ainsi, améliorer indirectement la modélisation des VR.

Pour cette raison, j'ai observé la variabilité du signal (panneau de gauche) et la présence d'un pic dans le périodogramme à la période de rotation (panneau de droite) pour l'ensemble des indicateurs présentés dans les Figures 6.3, 6.4, 6.5, 6.6 et 6.7. De plus, j'ai regardé dans la Figure 6.8 leur corrélation avec les VR, auxquelles j'ai enlevé au préalable les signaux planétaires Gl 581 b, c et e. Pour cela, j'ai soustrait à chacune des trois séries (VR HARPS03, HARPS15 et NIRPS) un modèle à trois képlériennes correspondant aux paramètres établis par von Stauffenberg et al. (2024) (*c.f.*, Table 6.3).

D'après toutes les figures présentées dans cette section, on peut établir une liste d'indicateurs qui présentent soit un pic important lié à la période de rotation dans leur périodogramme, soit une corrélation non nulle avec les VR, à savoir : 'd2v NIRPS', 'dTemp3500 NIRPS', 'dTemp5500 NIRPS', 'd2v HARPS03', 'dTemp3500 HARPS03', 'dTemp5500 HARPS03', 'd2v HARPS15', 'dTemp3000 HARPS15', 'dTemp5500 HARPS15', 'Halpha HARPS03', 'Na HARPS03', 'Ca HARPS03', 'Halpha HARPS15', 'Na HARPS15' et 'Ca HARPS15'. Ces différents indicateurs seront utilisés dans la Section 6.1.4 pour mettre à jour les paramètres orbitaux du système, en construisant un GP multidimensionnel avec FENRIR.

Par ailleurs, les indicateurs chromosphériques, notamment du sodium et de H_α, montrent une très forte corrélation avec les VR. Ils seront étudiés plus en détail dans la Section 6.1.3.2 pour tenter de sonder la physique à l'œuvre, en particulier pendant les deux dernières saisons qui bénéficient d'une cadence d'observation sans précédent.

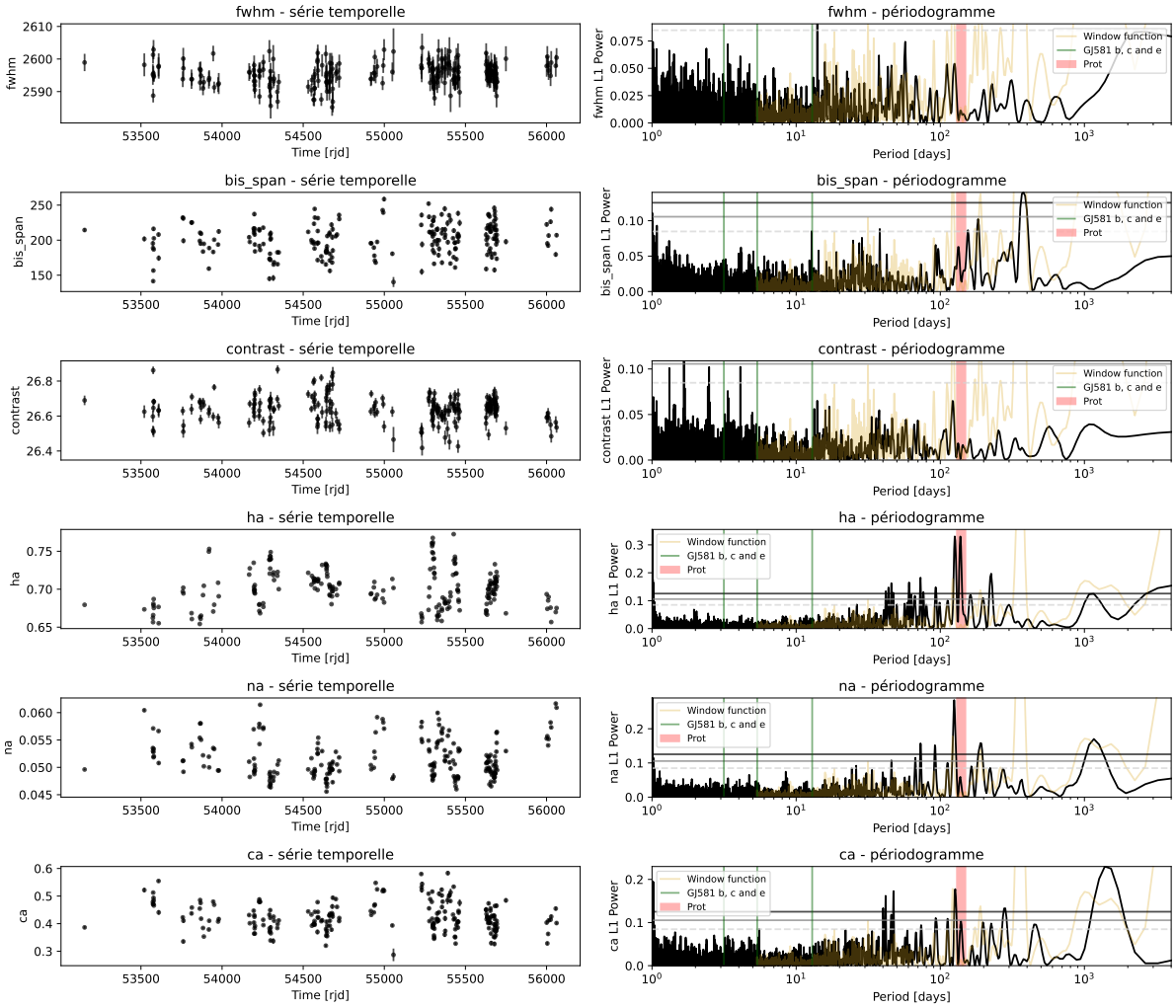

FIGURE 6.3 – Séries temporelles des indicateurs d'activités issus de la CCF des données HARPS03, à gauche, et leurs périodogrammes respectifs, à droite. Les lignes vertes verticales indiquent les périodes des 3 planètes connues, tandis que la région rouge indique la période de rotation. Les traits horizontaux représentent de bas en haut les FAP à 10%, 1% et 0,1%.

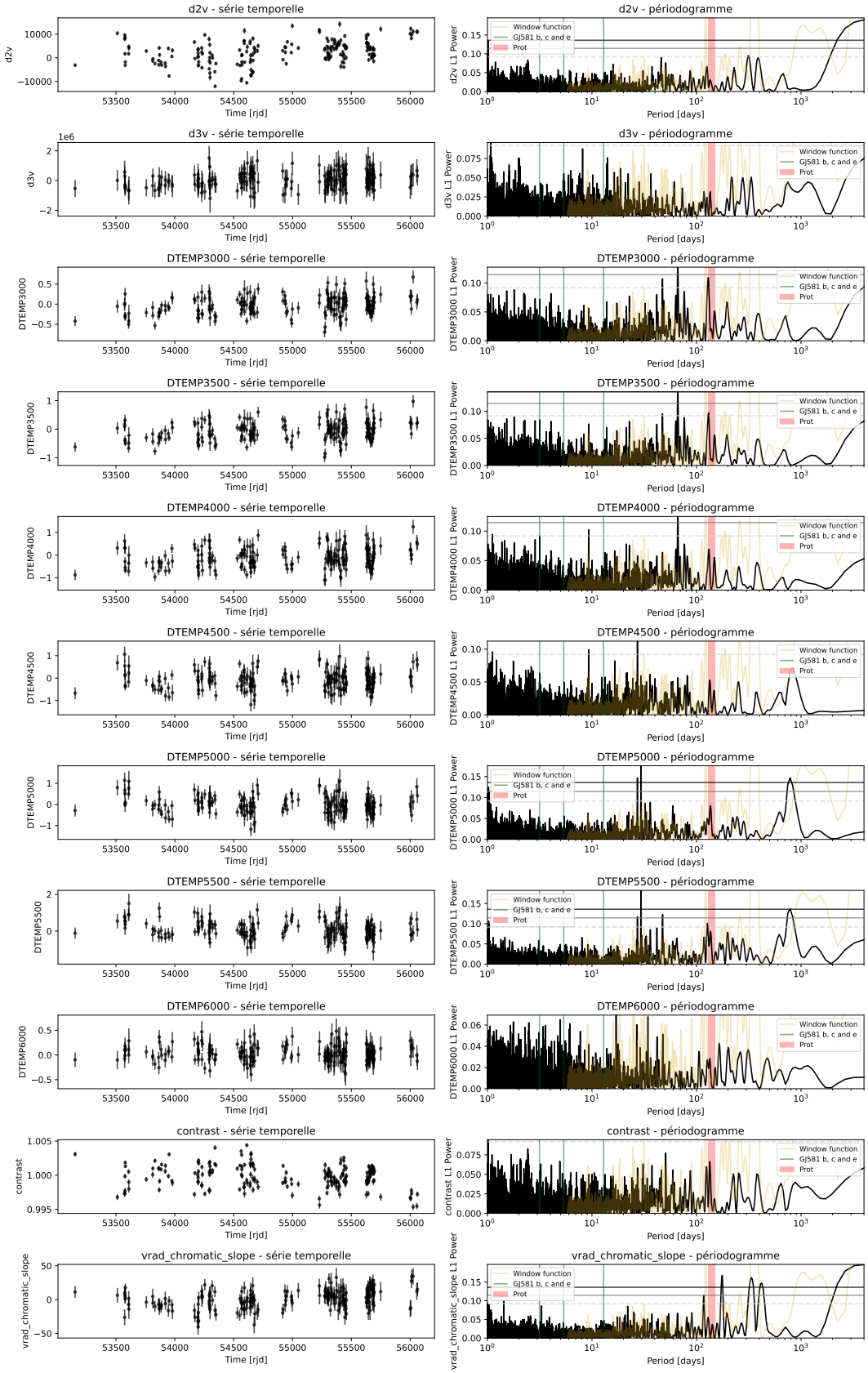

FIGURE 6.4 – Séries temporelles des indicateurs d'activités issus de LBL pour les données HARPS03, à gauche, et leurs périodogrammes respectifs, à droite. Les lignes vertes verticales indiquent les périodes des 3 planètes connues, tandis que la région rouge indique la période de rotation. Les traits horizontaux représentent de bas en haut les FAP à 10%, 1% et 0,1%.

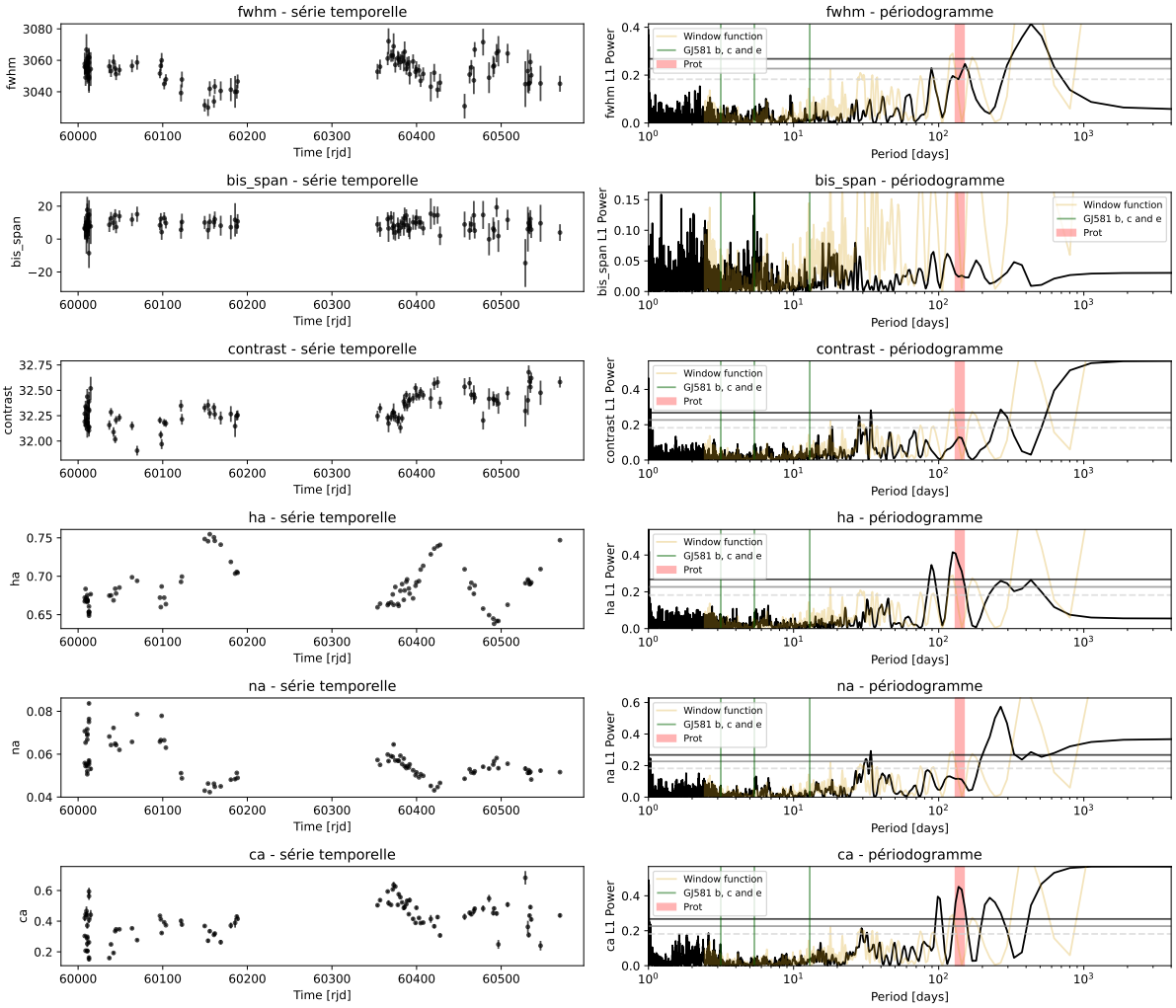

FIGURE 6.5 – Séries temporelles des indicateurs d'activités issus de la CCF des données HARPS15, à gauche, et leurs périodogrammes respectifs, à droite. Les lignes vertes verticales indiquent les périodes des 3 planètes connues, tandis que la région rouge indique la période de rotation. Les traits horizontaux représentent de bas en haut les FAP à 10%, 1% et 0,1%.

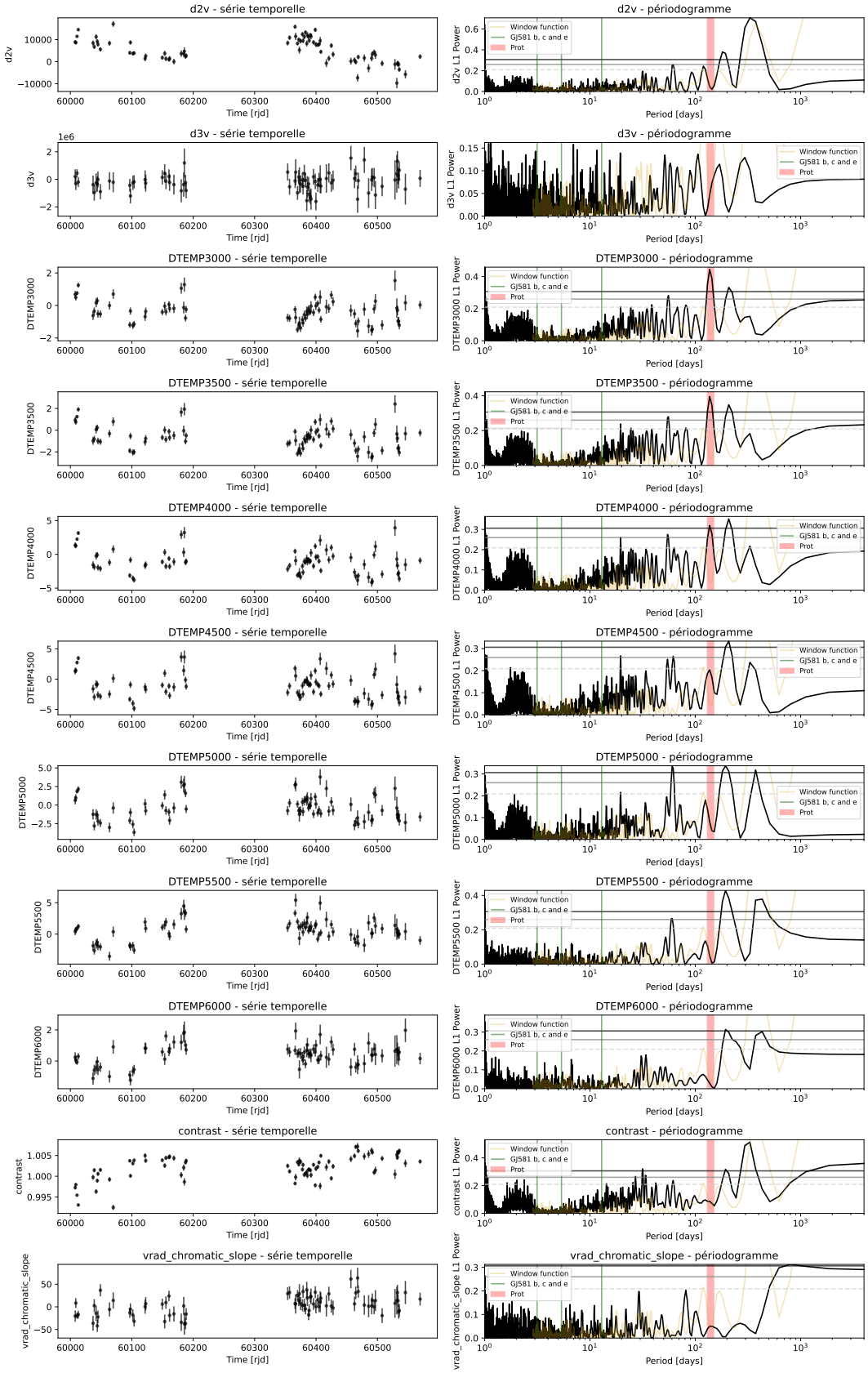

FIGURE 6.6 – Séries temporelles des indicateurs d'activités issus de LBL pour les données HARPS15, à gauche, et leurs périodogrammes respectifs, à droite. Les lignes vertes verticales indiquent les périodes des 3 planètes connues, tandis que la région rouge indique la période de rotation. Les traits horizontaux représentent de bas en haut les FAP à 10%, 1% et 0,1%.

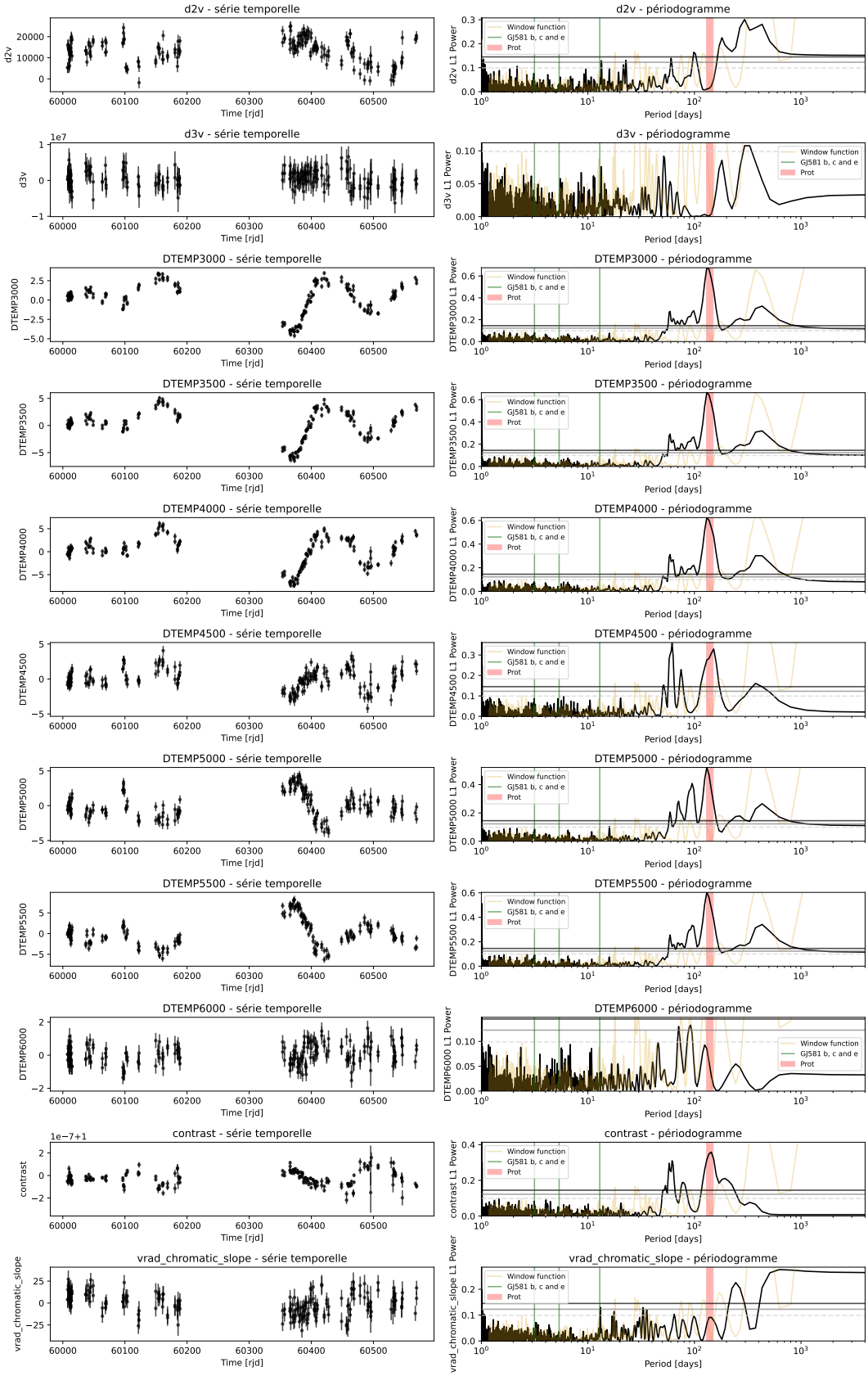

FIGURE 6.7 – Séries temporelles des indicateurs d'activités issus de LBL pour les données NIRPS, à gauche, et leurs périodogrammes respectifs, à droite. Les lignes vertes verticales indiquent les périodes des 3 planètes connues, tandis que la région rouge indique la période de rotation. Les traits horizontaux représentent de bas en haut les FAP à 10%, 1% et 0,1%.

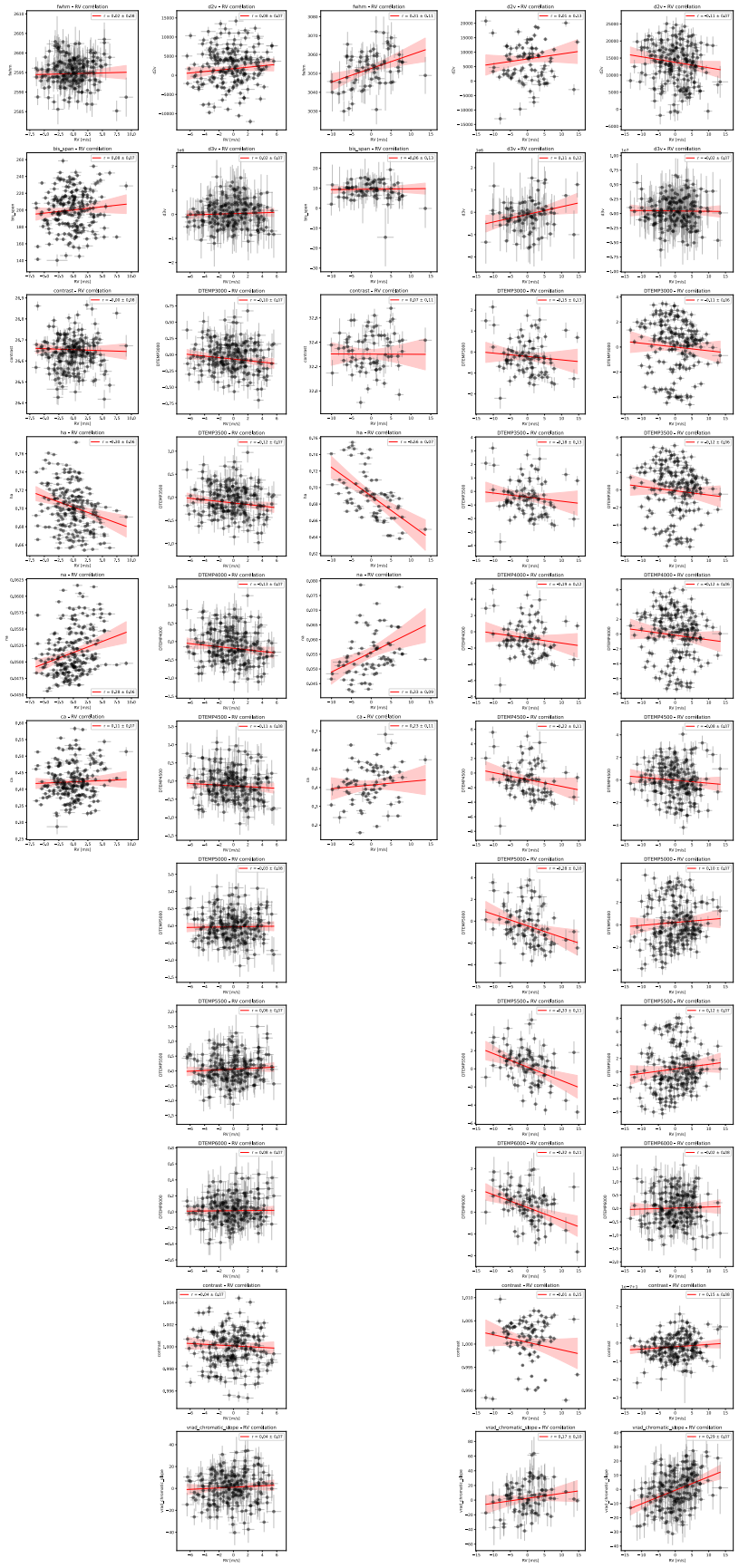

FIGURE 6.8 – Corrélations entre les VR de Gl 581 - auxquelles ont été soustraites les 3 planètes telles que décrites par von Stauffenberg et al. (2024) - et les différents indicateurs d'activités. Colonnes de gauche à droite : HARPS03-CCF, HARPS03-LBL, HARPS15-CCF, HARPS15-LBL, NIRPS-LBL.

6.1.3.2 Corrélations des raies de Calcium, Sodium et Halpha

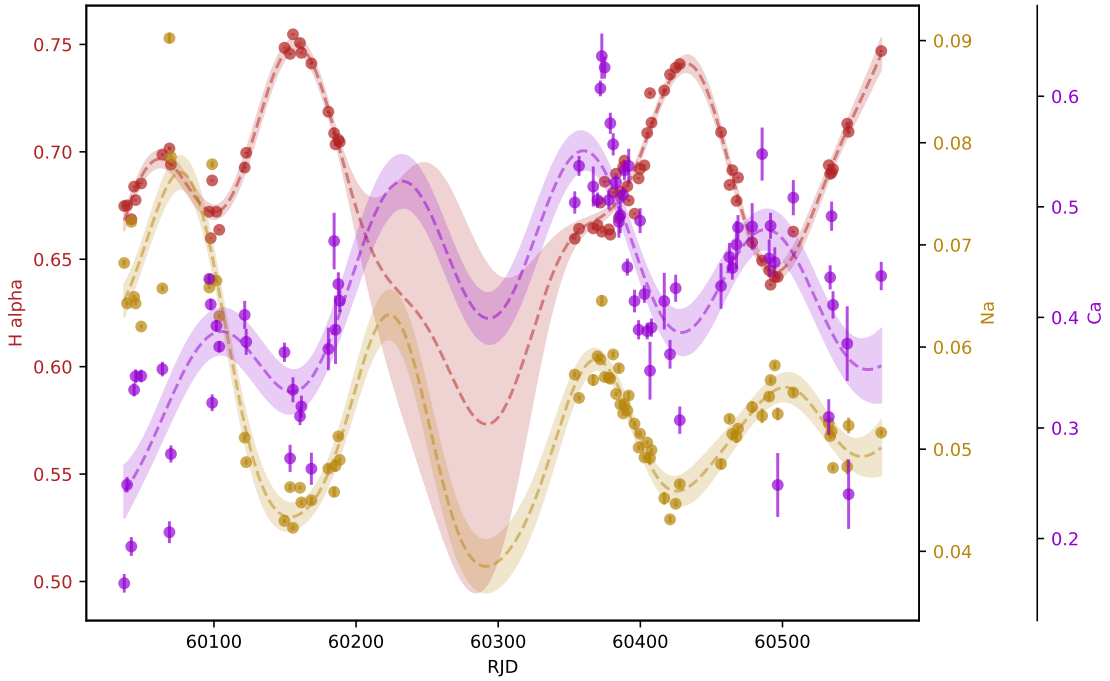

FIGURE 6.9 – Corrélations entre **Rouge :** $H\alpha$, **Jaune :** Sodium et **Violet :** Calcium. Les lignes pointillées correspondent aux ajustements GP correspondants, dont les hyperparamètres sont résumés dans le tableau 6.2.

Une observation particulièrement intéressante concerne les séries temporelles des raies $H\alpha$, Ca II et Na I, représentées dans la Figure 6.9. Leur évolution est modélisée par un GP avec un kernel SEP (*c.f.*, Sect.3.3.2), dont les hyperparamètres ajustés indépendamment pour les trois séries sont donnés dans la Table 6.2. On y retrouve des périodes de rotation consistantes les unes avec les autres, qui correspondent bien à la période de $132,5 \pm 6,3$ jours attendue par la littérature (Suárez Mascareño et al., 2015). De plus, le temps de décohérence η_e vaut presque trois fois la période de rotation pour le calcium et le sodium, indiquant un signal d'activité assez stable.

	η_A	P_{rot}	η_e	η_p
$H\alpha$	0.54	126.3±9	-151±30	10.5
Calcium	0.4	133.1±6	377±80	5.9
Sodium	0.082	138.2±9	369±90	6.6

TABLE 6.2 – Hyperparamètres d'un GP quasi-périodic (noyau *SEP*, *c.f.*, Sect.3.3.2 pour la définition des différents hyperparamètres) obtenu à partir du code `RadVel` sur les trois indices chromosphériques de HARPS15. η_A : amplitude du GP. P_{rot} : périodicité du GP. η_e : décroissance exponentielle (échelle de temps de l'évolution des structures). η_p : échelle de longueur de la composante périodique des variations (en fraction de la période).

On constate sur ces séries temporelles une anti-corrélation marquée entre les émissions en $H\alpha$ et celles en Ca II et Na I, qui contraste avec les résultats d'études

antérieures sur des ensembles d'étoiles : la plupart des études sur les naines M rapportent en effet une corrélation positive entre ces indicateurs chromosphériques, traduisant une activité simultanée dans ces raies lorsque la chromosphère est dominée par les plages actives (e.g., Schöfer et al., 2019). Toutefois, quelques exceptions ont été documentées, en particulier par Meunier et al. (2024) qui ont montré, à partir d'un large échantillon de naines M, des anti-corrélations entre $H\alpha$ et Ca II pour moins de 5% des étoiles de leur échantillon, dans des étoiles présentant un niveau d'activité intermédiaire. Comme indiqué dans la Section 6.1.1.2, ce comportement peut être expliqué par la présence de filaments qui pourraient absorber partiellement l'émission en $H\alpha$, inversant ainsi la relation attendue avec le Ca II (Meunier & Delfosse, 2009 ; Meunier et al., 2022).

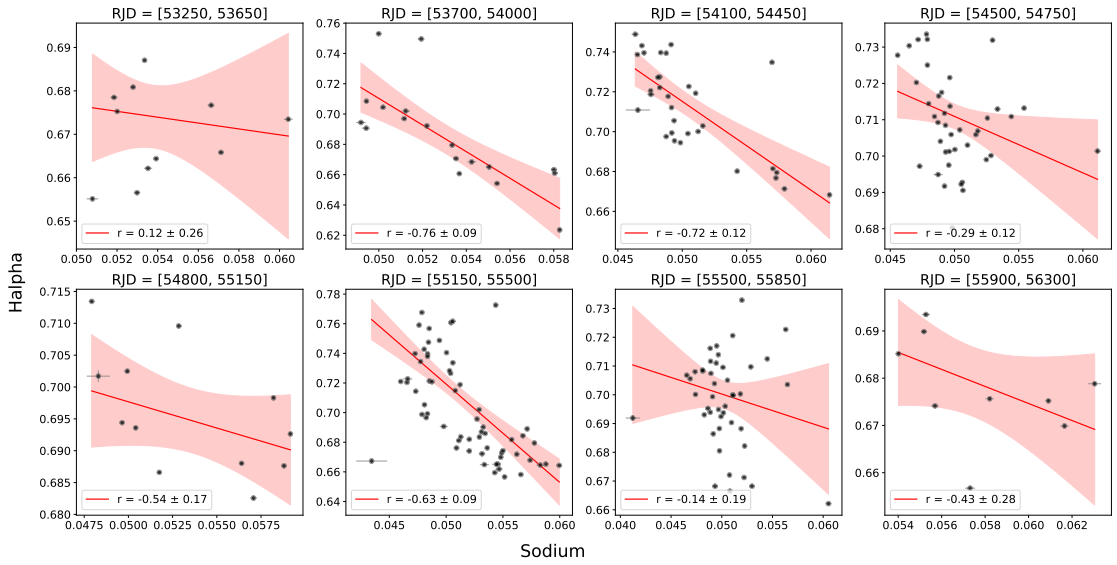

FIGURE 6.10 – Corrélations entre H_α et le sodium pour les différentes saisons observées par HARPS03.

Dans le cas de Gl 581, cette anti-corrélation est nette sur les deux saisons des données HARPS15, mais on peut également l'observer sur les saisons précédentes dans les données HARPS03. La Figure 6.10 montre les différentes saisons d'observation de HARPS03, de la plus ancienne en haut à gauche à la plus récente en bas à droite. Cette analyse montre que l'anti-corrélation entre les indicateurs d'activité chromosphérique H_α et Na I semble omniprésente sur cette étoile, avec quelques phases probablement moins actives où la corrélation s'évanouit, sans jamais se renverser. Cette analyse suggère un type d'activité particulier chez cette étoile qui, s'il peut évoluer au cours du temps, ne change pas radicalement de régime, où une corrélation plus habituelle pourrait être observée.

Les données révèlent également un comportement singulier du Na I dans les données HARPS15. Lors de la deuxième saison d'observation, les séries temporelles montrent une corrélation nette avec le Ca II, tandis qu'une anti-corrélation est discernable pendant la première saison (voir Fig. 6.11). Ce type de variabilité saisonnière suggérerait que les contributions relatives des différents mécanismes de chauffage chromosphériques de Gl 581 évoluent au cours du temps. Une situation analogue, bien que rare, a été rapportée pour GJ 693, qui présente une anti-corrélation Na/Ca (Meunier et al., 2022). Il convient toutefois de rester prudent quant à l'interpréta-

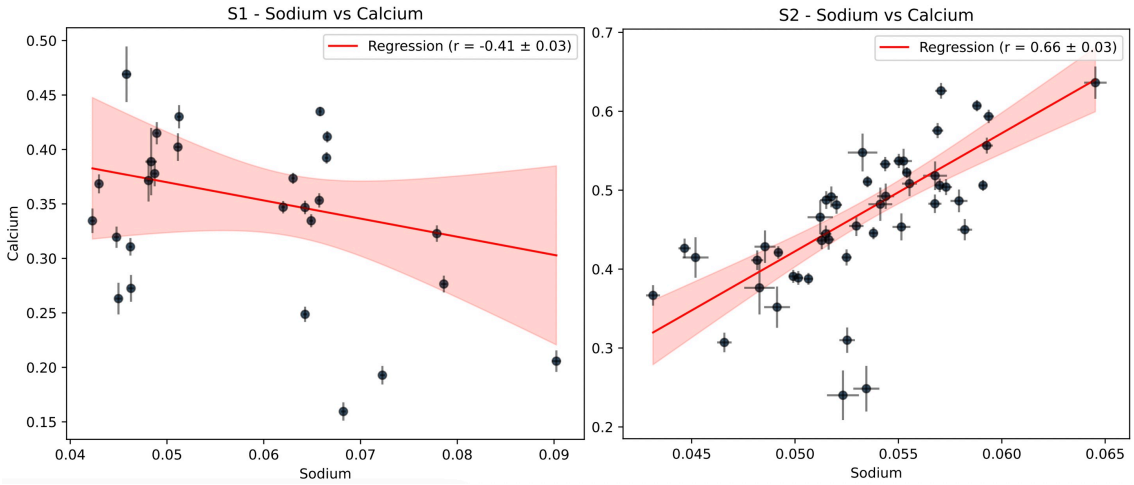

FIGURE 6.11 – Corrélations entre le sodium et le calcium, observées par HARPS15. **À gauche.** Première saison uniquement. **À droite.** Deuxième saison uniquement.

tion des raies d'émission de Na I, dont les raies sont proches de raies telluriques et nécessiteraient une vérification rigoureuse afin d'écarter tout biais instrumental ou atmosphérique.

Enfin, les tendances à long terme de la saison 1 à la saison 2 observées pour Gl 581 renforcent l'hypothèse d'une évolution structurelle de sa chromosphère. Alors que le niveau moyen de Na I augmente entre les deux saisons, celui du Ca II diminue. Cette divergence suggère que les conditions physiques à l'œuvre dans la chromosphère de Gl 581 changent de manière significative au fil du temps, probablement sous l'effet d'un équilibre variable entre plages actives, structures absorbantes et couverture magnétique globale. Une telle complexité, déjà pressentie dans les travaux antérieurs (Meunier et al., 2022, 2024), illustre l'importance de combiner plusieurs indicateurs, avec une grande cadence d'observation, pour caractériser l'activité chromosphérique de ce type de naines M et mieux comprendre les mécanismes physiques qui modulent leurs signatures spectrales.

6.1.4 Mise à jour des paramètres orbitaux

En combinant les données publiques HARPS03 avec les données HARPS15 et NIRPS, nous possédons un des jeux de données le plus complet et précis pour analyser le système Gl 581. À l'aide du kernel de GP FENRIR, à la pointe de l'état de l'art, j'ai voulu rechercher à l'aveugle les trois planètes connues afin de comparer les paramètres képlériens obtenus avec ceux de von Stauffenberg et al. (2024), et potentiellement améliorer les limites de détection d'autres planètes dans ce système.

Pour cela, j'initialise un kernel FENRIR en mode data-driven, avec les priors larges suivants sur ses hyper-paramètres physiques :

— $P_{\text{rot}} \in [110, 160]$ jours
— Temps de décohérence des structures modulées par la rotation : $\eta_e \in [80, 10^5]$ jours
— Période du cycle magnétique : $P_{\text{mag}} \in [500, 10^5]$ jours

J'ajuste alors ce modèle simultanément à l'ensemble des VR des trois instruments (HARPS03, HARPS15 et NIRPS), ainsi qu'aux indicateurs d'activité sélectionnés dans la Section 6.1.3.1 ; à savoir les `d2v` des trois instruments, les `dTemp` 3500 K et

5500 K pour NIRPS et HARPS03, et 3500 K et 5500 K pour HARPS15, ainsi que les indices chromosphériques Ca II, Na I et H_α pour HARPS03 et HARPS15. Le résultat de cet ajustement sur les VR est donné en Figure 6.12.

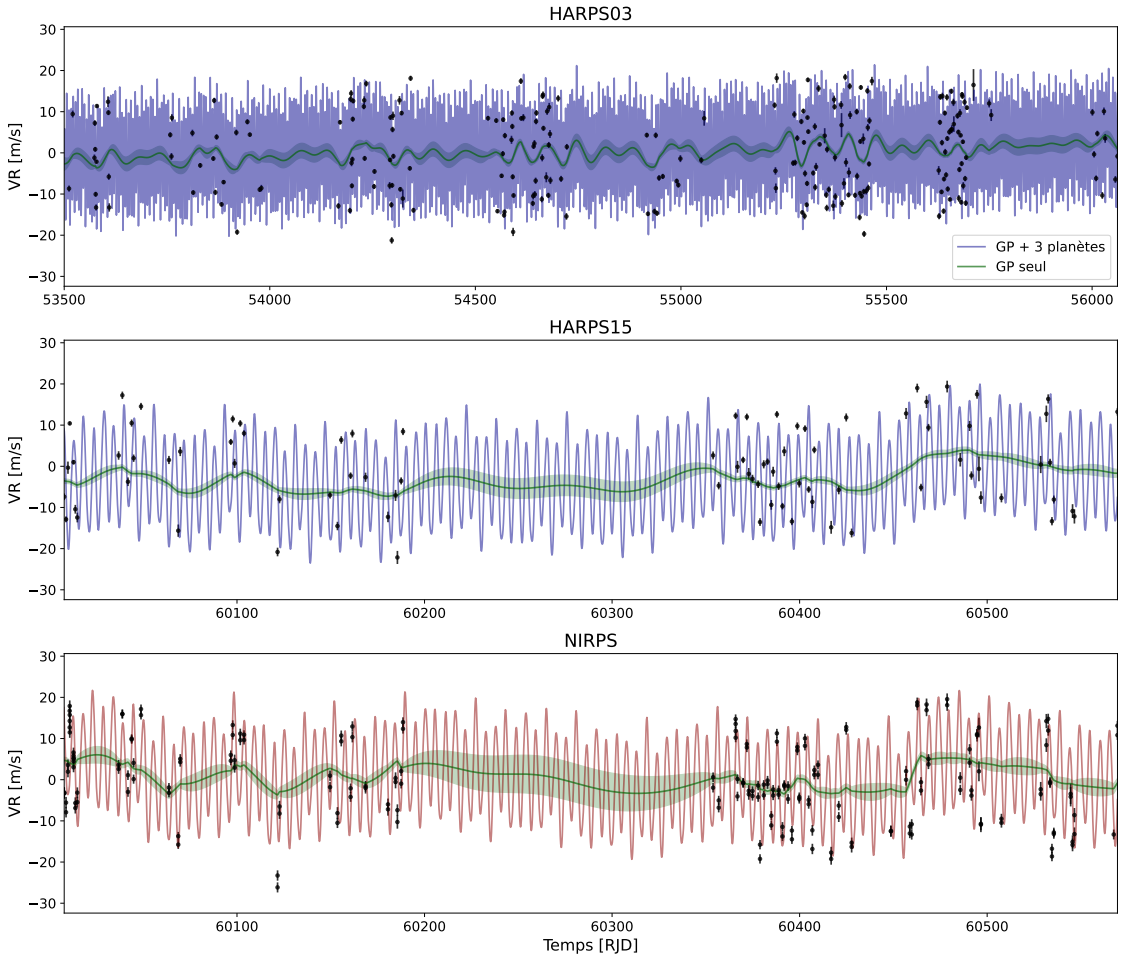

FIGURE 6.12 – Modèle du GP FENRIR et des trois képlériennes Gl 581 b, c et e, ajusté simultanément pour les trois instruments, ainsi que pour les indicateurs d'activité repérés dans la Section 6.1.3.1.

Grâce à ce GP multi-dimensionnel utilisant un grand nombre de données, en VR comme en indicateurs d'activité, j'ai pu obtenir une nouvelle estimation précise des paramètres képlériens du système Gl 581. Ces nouvelles estimations sont données dans la Table 6.3, où elles sont comparées aux estimations précédemment obtenues par von Stauffenberg et al. (2024) à l'aide des données HARPS03, CARMENES (Quirrenbach et al., 2014) et HIRES (Vogt et al., 1994). On remarque que notre ajustement est précisément comparable au leur, confirmant la robustesse de l'existence de ces planètes.

De plus, le kernel FENRIR ajuste une périodicité associée au cycle magnétique dans les données. J'obtiens ainsi une valeur pour cette période du cycle magnétique de 1705^{+87}_{-81} jours, en accord avec la valeur obtenue par Robertson et al. (2013) à partir de la raie H_α. Le temps de décohérence quant à lui vaut $\eta_e = 118 \pm 28$, ce qui est inférieur à la période de rotation ; un cas de figure particulièrement problématique, puisqu'il est à même de produire des signaux perdant toute cohérence le temps d'une rotation.

Paramètre	Planète e		Planète b		Planète c	
	VS24	Cette étude	VS24	Cette étude	VS24	Cette étude
K [m s^{-1}]	$1.8^{+0.1}_{-0.1}$	1.81±0.08	$12.6^{+0.1}_{-0.1}$	12.66 ± 0.08	$3.1^{+0.1}_{-0.1}$	3.12±0.09
P [jours]	$3.1499^{+0.0001}_{-0.0001}$	3.14897 ± 0.00003	$5.3683^{+0.0001}_{-0.0001}$	5.36863 ± 0.00002	$12.9201^{+0.0006}_{-0.0006}$	12.9166 ± 0.0004
e	$0.029^{+0.019}_{-0.016}$	0.12 ± 0.05	$0.0284^{+0.008}_{-0.009}$	0.023 ± 0.007	$0.0161^{+0.0118}_{-0.0111}$	0.09±0.03
ω [°]	$235.4^{+23.7}_{-39.8}$	89 ± 22	$70.4^{+16.5}_{-14.6}$	51 ± 15	$226.4^{+80.9}_{-103.8}$	145 ± 14
MA [°]	$31.5^{+34.5}_{-21.4}$	188 ± 21	$214.2^{+14.6}_{-16.9}$	260 ± 15	$156.9^{+103.3}_{-80.3}$	248 ± 14
a [ua]	$0.02799^{+0.0003}_{-0.0003}$	0.0280 ± 0.0005	$0.0399^{+0.0005}_{-0.0005}$	0.0399 ± 0.0007	$0.0717^{+0.0008}_{-0.0008}$	0.072 ± 0.002
m_p [$M_\oplus$]	$1.83^{+0.10}_{-0.10}$	1.83 ± 0.10	$15.31^{+0.38}_{-0.38}$	15.36 ± 0.52	$5.01^{+0.21}_{-0.21}$	5.04 ± 0.22

TABLE 6.3 – Paramètres du système planétaire de Gl 581. « VS24 » = von Stauffenberg et al. (2024). « Cette étude » = estimation à partir des données HARPS et NIRPS GTO.

Enfin, FENRIR retourne des amplitudes du signal d'activité en VR pour les trois séries de 1,4 m/s pour HARPS03, 2,1 m/s pour HARPS15 et 3,8 m/s pour NIRPS. Ces amplitudes similaires suggèrent une faible chromaticité, un point qui sera étudié plus en détail dans la section suivante.

6.1.5 Comparaison visible / infrarouge

6.1.5.1 Chromaticité du signal d'activité en VR

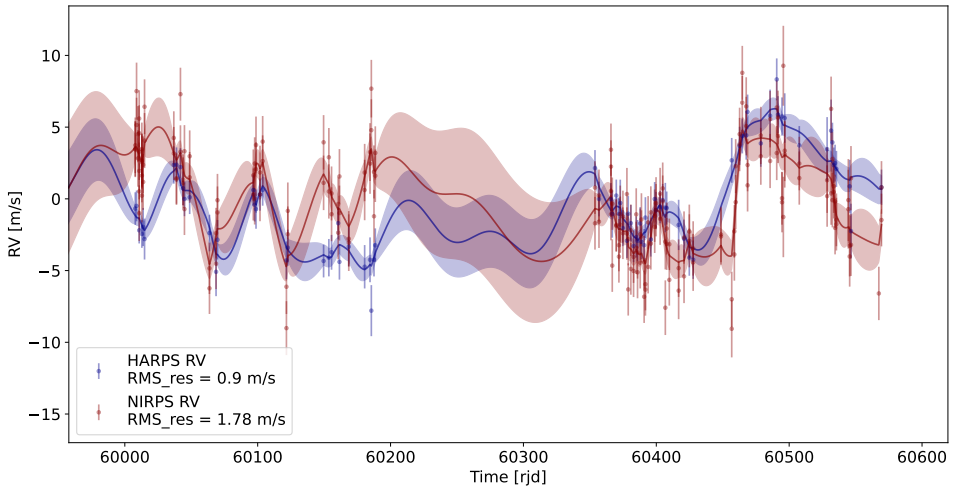

FIGURE 6.13 – Chromaticité du signal d'activité entre NIRPS et HARPS sur les deux saisons d'observations concomitantes, après avoir retiré les planètes ajustées simultanément au GP FENRIR (voir les paramètres képlériens dans la Table 6.3).

Maintenant que les trois planètes sont bien contraintes par notre modèle, on peut examiner en détail la chromaticité du signal d'activité en VR entre les mesures simultanées des instruments HARPS15 et NIRPS. Pour cela, on retire les contributions képlériennes aux VR, et on observe les résidus, ajustés par le GP d'activité FENRIR. Le résultat, observable dans la Figure 6.13, montre une chromaticité presque complètement absente entre le visible et l'infrarouge. On observe, certes, quelques

différences, notamment lors de la première saison, mais les mesures infrarouges ne sont ici pas moins sensibles au signal d'activité que les mesures prises dans le visible, comme cela avait pu être le cas dans le chapitre précédent sur les naines M très actives. Ce serait même le contraire, puisque FENRIR retourne une amplitude du GP pour ce signal d'activité de 2,1 m/s pour HARPS15 et 3,8 m/s pour NIRPS, suggérant ainsi une activité plus marquée dans l'infrarouge.

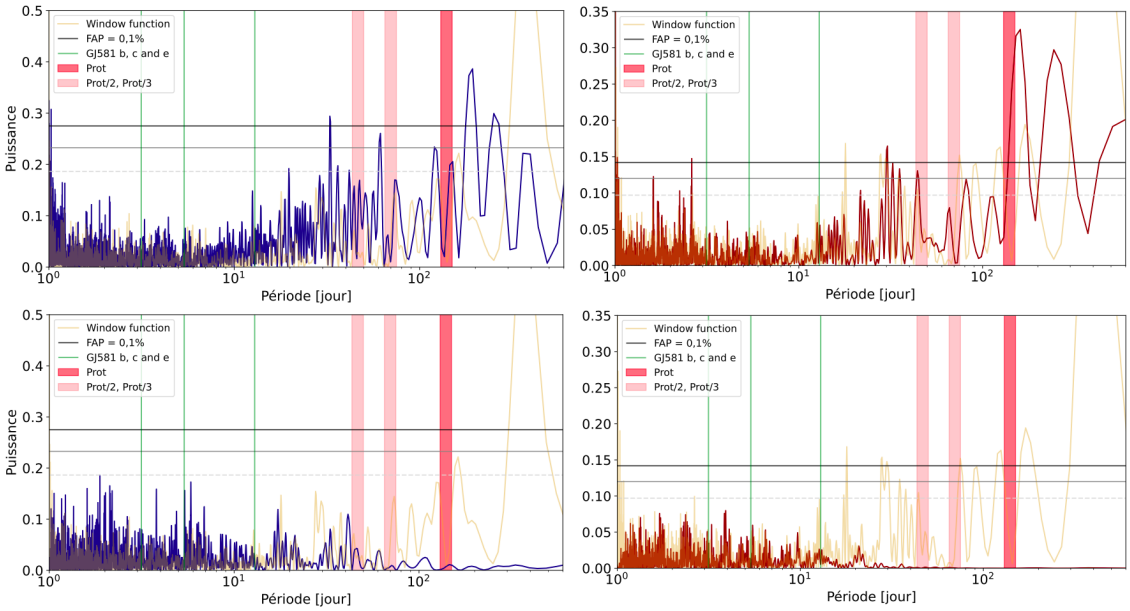

FIGURE 6.14 – Périodogrammes des données HARPS15 (**En bleu**), et des données NIRPS (**En rouge**), du signal d'activité en VR (**En haut**, voir les séries temporelles de la Fig.6.13) et des résidus (**En bas**, correspondant aux séries temporelles de la Fig.6.13 soustraites du GP).

Cette conclusion se retrouve également dans les périodogrammes de ce signal d'activité (VR auxquelles ont été soustraites les trois képlériennes, telles que présentées dans la Figure 6.13), comparés entre les deux instruments dans le panneau du haut de la Figure 6.14. On y observe un signal d'activité très marqué dans l'infrarouge, avec un fort pic autour de la période de rotation que l'on ne retrouve pas dans le visible. Dans ce dernier cas, les plus forts pics se situent autour de 30 et 190 jours, correspondant à des alias du signal d'activité, qui disparaissent effectivement bien une fois la correction par le GP effectuée (panneau du bas de la Figure 6.14). Ces périodogrammes nous indiquent donc également une activité légèrement plus marquée dans l'infrarouge.

De même, il apparaît que le RMS des résidus de la série infrarouge est supérieur à celui de la série HARPS15, laissant penser qu'en plus d'y être plus marqué, le signal d'activité y est peut-être aussi plus stochastique, et donc moins facilement modélisable.

Enfin, la première saison donne des résidus dont le RMS est plus faible que pour la seconde, pour les deux instruments, suggérant un niveau d'activité plus faible et/ou plus facilement modélisable par le GP FENRIR dans ce premier cas.

6.1.5.2 Performances et limites de détection

Pour estimer et comparer les performances de NIRPS et HARPS sur les deux saisons concomitantes, j'estime les limites de détection de signaux planétaires à partir des résidus (en soustrayant donc les trois signaux képleriens et en testant deux cas : signal d'activité modélisé par le GP, retranché ou non), sur une plage de périodes orbitales allant de 0,8 à 300 jours. Pour cela, j'utilise des tests d'injection-récupération de signaux képlériens, en estimant leur FAP dans les périodogrammes résultants.

Les résultats, présentés dans la Figure 6.15, démontrent une excellente sensibilité des deux instruments, et une amélioration significative de la détectabilité avec l'utilisation du GP FENRIR.

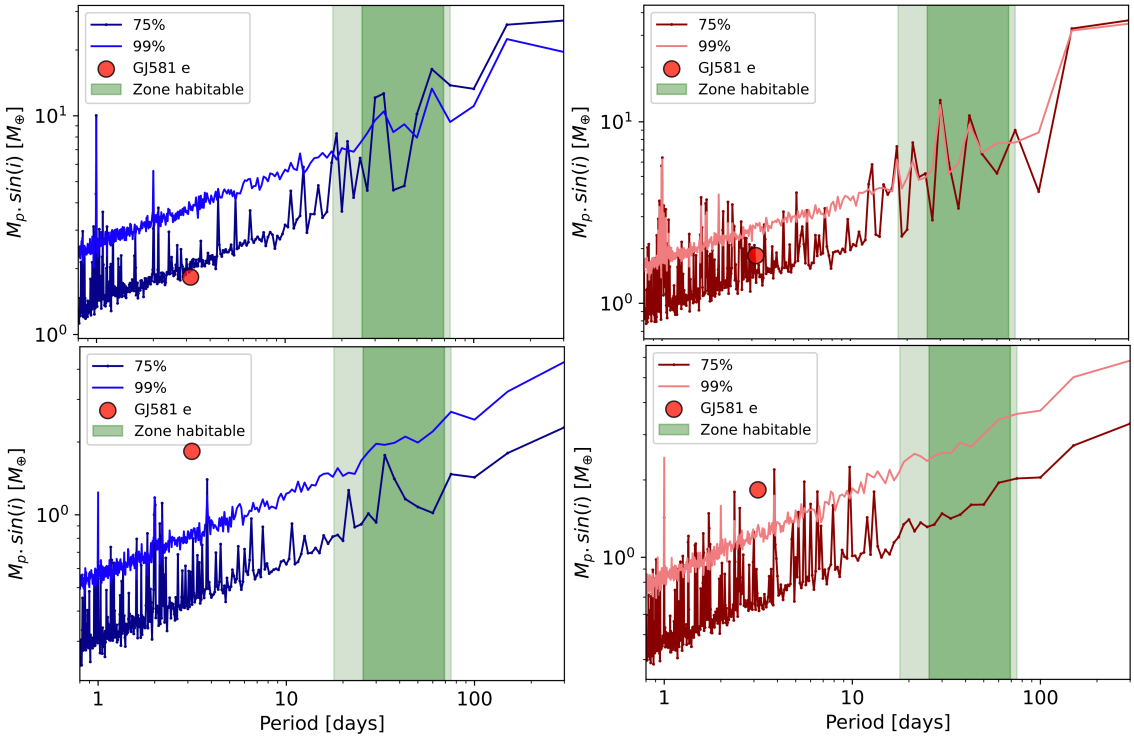

FIGURE 6.15 – Limites de détection sur les résidus (après soustraction des trois képlériennes), calculées pour HARPS15 (en bleu) et NIRPS (en rouge). La zone habitable étendue estimé à partir de Kopparapu et al. (2013) est indiqué en vert clair, et la zone conservatrice en vert foncé. **En haut :** avant soustraction du GP. **En bas :** après soustraction du GP. La plus petite planète du système, Gl 581 e, est systématiquement représentée à titre indicatif.

Avant la correction par le GP (panel du haut de la Figure 6.15), le signal d'une planète telle que Gl 581 e aurait été indétectable par HARPS, et tout juste détectable avec un niveau de confiance compris entre 75% et 99% pour NIRPS. Ce résultat indique que les données non corrigées par GP sont plus performantes pour NIRPS que pour HARPS, ce qui peut signifier une meilleure précision des VR ou une sensibilité moindre à l'activité dans l'infrarouge, conférant ainsi à NIRPS de meilleures capacités de détection avant toute utilisation de stratégies de mitigation.

Après la correction par le GP (panel du bas de la Figure 6.15), Gl 581 e devient effectivement détectable dans les deux jeux de données individuels, soulignant

l'efficacité de l'atténuation de l'activité par le GP FENRIR, capable de récupérer un signal planétaire même en présence d'une variabilité stellaire complexe avec une dispersion supérieure à celle du signal keplérien. Toutefois, le GP semble améliorer les capacités de détection plus efficacement pour HARPS que pour NIRPS, ce qui pourrait indiquer que l'activité est plus structurée dans le visible, et donc plus facilement modélisable.

Nous pouvons également exploiter ces résultats pour évaluer la détectabilité de potentielles planètes situées dans la zone habitable, dont la période correspondante est estimée entre 28 et 73 jours pour la zone conservatrice (d'après Kopparapu et al. (2013), voir la méthode de calcul en Section 1.2.3). Dans notre cas, il serait possible de détecter dans cette région, avec plus de 99% de confiance, des planètes de plus de $2M_\oplus$ avec HARPS seul, et de plus de $3M_\oplus$ avec NIRPS seul, en seulement deux saisons et 80 points d'observation.

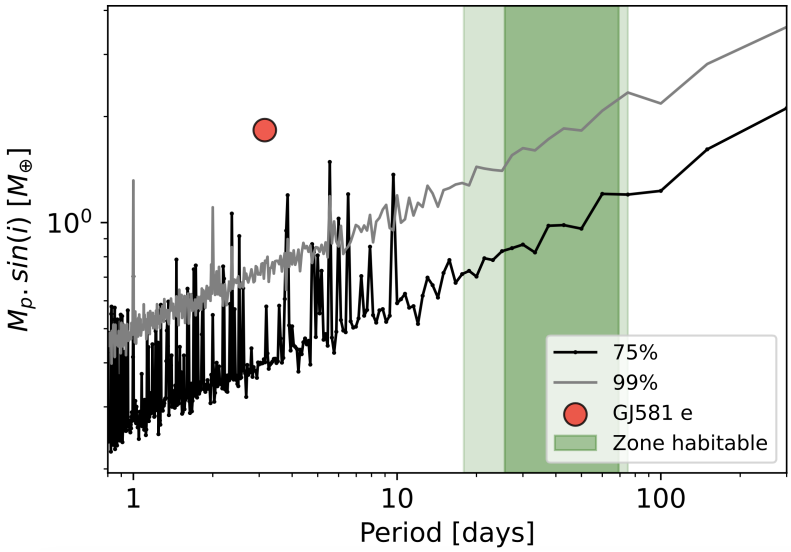

FIGURE 6.16 – Limites de détection sur les résidus combinés de HARPS15 et NIRPS (après soustraction des trois képlériennes et du GP). La zone habitable étendue estimé à partir de Kopparapu et al. (2013) est indiqué en vert clair, et la zone conservatrice en vert foncé. La plus petite planète du système, Gl581 e, est représentée à titre indicatif.

Si on combine les deux spectrographes, les limites de détection s'améliorent très légèrement (Figure 6.16). Dans ce cas, il devient possible de détecter, avec plus de 99% de confiance, une planète de plus de $2M_\oplus$ quasiment jusqu'au bord externe de la ZH conservatrice, quand seul le bord interne était accessible avec HARPS15 seul.

6.1.6 Étude de l'anti-contraste avec VALSE

De la même façon que dans le chapitre précédent, j'ai appliqué `VALSE` à Gl581 afin de tester si cette méthode pouvait être étendue à une étoile moins active. En effet, nous sommes ici dans un cas très différent, puisque , contrairement aux naines M très actives, le signal d'activité est ici de même amplitude en optique et infrarouge (Fig.6.13).

Pour calculer la répartition des contrastes par raies (Sect.4.1.3) dans le cas de NIRPS (je ne l'ai pas fait pour HARPS en raison de l'absence d'anti-contraste

identifiée dans le visible, *c.f.*, Chapitres 4 et 5), j'ai utilisé des spectres PHOENIX à 3500 K et 3000 K pour représenter respectivement la photosphère et les taches.

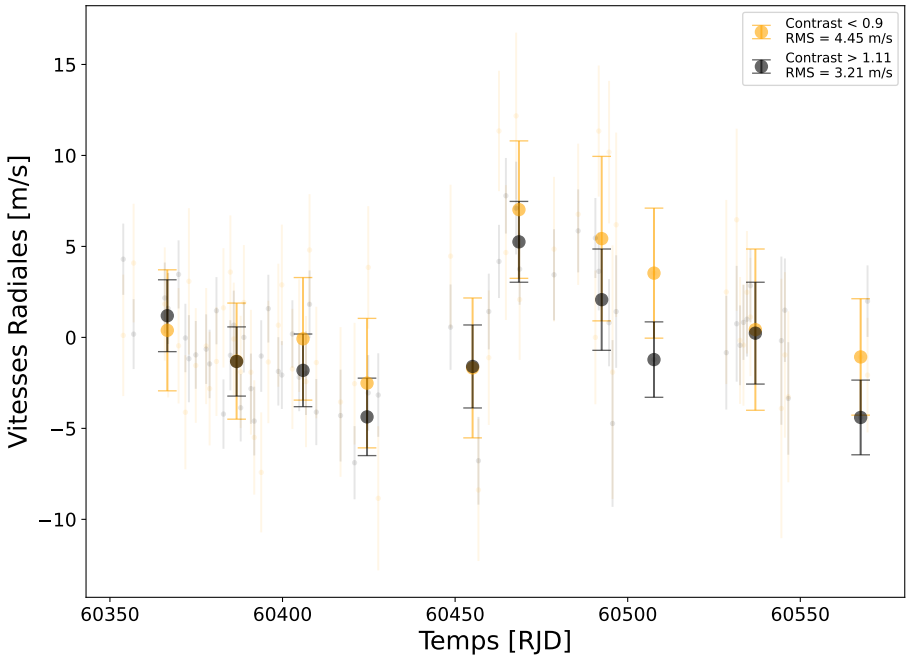

FIGURE 6.17 – Séries temporelles des VR NIRPS de la deuxième saison d'observation de Gl 581, comparant les raies contrastées et anti-contrastées. **Noir :** Série utilisant 6 023 raies avec $C_l > 1,05$, après avoir soustrait les trois planètes décrites dans von Stauffenberg et al. (2024). **Orange :** Série utilisant 11 048 raies avec $C_l < 0,95$, après avoir soustrait les trois planètes.

Afin de maximiser les chances de séparer les deux signaux de contraste et d'anti-contraste, je me suis concentré sur la seconde saison d'observation. Celle-ci présente en effet la cadence la plus élevée jamais obtenue pour cette étoile, ainsi qu'une activité marquée et organisée (*c.f.*, Fig.6.13). La Figure 6.17 compare les deux séries en contraste et en anti-contraste calculées avec `VALSE`. Les VR ne sont pas repliées en phase, à la fois car la longue période de rotation s'étale approximativement sur toute la saison, mais aussi car celle-ci reste mal contrainte.De plus, je prends soin de soustraire des VR les effets kepleriens des trois planètes déjà identifiées, en utilisant les paramètres dérivés dans la Table 6.3.

Contrairement au cas présenté dans le chapitre précédent, les deux séries apparaissent ici très similaires. On distingue bien une modulation rotationnelle, mais peu différenciée entre les deux régimes de contraste. Cela suggère que l'effet de l'activité n'est pas ici dû à un petit nombre de grandes taches comme pour les naines M très actives. Plusieurs scénarios peuvent expliquer cette absence d'anti-corrélation, comme des taches très froides produisant peu d'anti-contraste, ou encore un signal d'activité gouverné par d'autres phénomènes (inhibition de la convection,...).

Un autre argument est le temps d'évolution des structures actives. Comme cela a été vu en Section 6.1.4 avec l'ajustement d'un GP FENRIR, le temps typique de décohérence η_e (lié à la durée de vie des structures actives) est comparable à la

période de rotation. C'est un cas particulièrement défavorable, car il peut engendrer des variations de VR qui ne semblent pas modulées par la rotation et qui deviennent alors difficiles à modéliser. Un tel scénario, impliquant l'apparition et la disparition de structures variées au cours de la saison, pourrait temporairement différencier les deux familles de contraste, sans pour autant avoir le temps de construire clairement deux signaux anti-corrélés. Toutefois, cette interprétation semble peu adaptée pour cette saison précise, car une modulation significative des VR est visible à l'œil, suggérant que l'activité est ici vraisemblablement liée à la présence momentanée d'une grande région active, bien que celle-ci ne soit pas associée à un effet de contraste significatif.

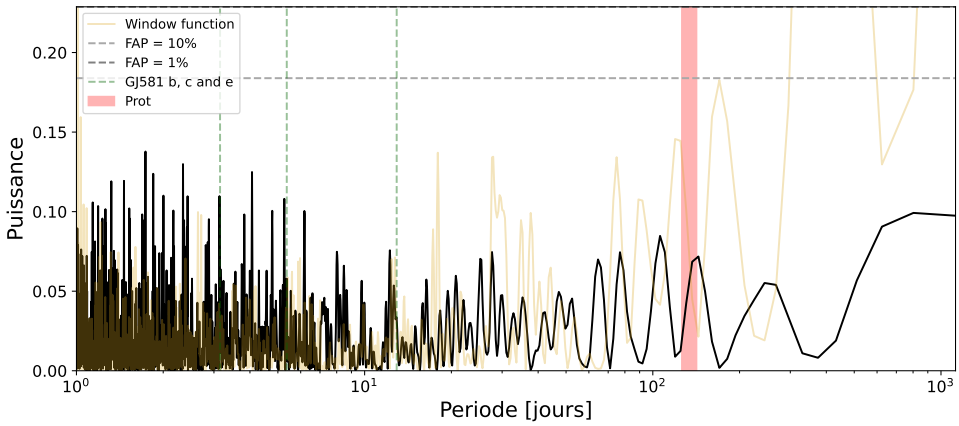

FIGURE 6.18 – Périodogramme du ΔC_l, calculé sur les deux saisons NIRPS par `VALSE` en soustrayant les VR en anti-contraste de celles en contraste usuel.

Cependant, le fait que des signaux anti-corrélés ne soient pas discernables à l'œil sur cette Figure 6.17 ne signifie pas pour autant qu'ils ne sont pas statistiquement présents, comme l'avait révélé mon indicateur ΔC_l sur l'étoile GJ 4274 au chapitre précédent. J'ai donc appliqué le même calcul à Gl 581, en prenant la différence des deux séries présentées dans la Figure 6.17, mais en utilisant cette fois l'ensemble des deux saisons NIRPS afin de couvrir plusieurs périodes de rotation, dans l'espoir de détecter un signal significatif dans le périodogramme. La Figure 6.18 présente ce périodogramme obtenu pour ΔC_l : l'absence de pics aux périodes des planètes connues est rassurante, mais aucun signal n'apparaît à la période de rotation. De façon analogue à ce qui a été observé dans la figure précédente, on peut en déduire que l'activité observée dans les VR n'est effectivement pas liée à un effet de contraste entre taches et photosphère.

6.2 Bilan sur la chromaticité du signal d'activité chez les naines M modérément actives

Tandis que le Chapitre 5 s'est intéressé aux signaux d'activité des naines M très actives, ce Chapitre 6 a voulu examiner si les théories et techniques développées dans cette thèse pouvaient également s'appliquer à des naines M modérément actives. Pour cela, j'ai utilisé la synergie HARPS + NIRPS qui offre à ce jour les mesures

de VR les plus précises et les plus complètes, de manière simultanée dans l'optique et l'infrarouge.

Le GTO NIRPS fut l'occasion de se focaliser sur la naine M Gl 581, particulièrement réputée pour son activité alors même qu'elle possède une rotation lente d'environ 130 jours. La combinaison de cette cible emblématique et de ce jeu de données multi-longueur d'onde était l'occasion idéale pour tenter de mieux comprendre l'activité stellaire et ses impacts sur les VR dans un cas d'activité modéré, qui représente la majorité des cibles actives autour desquelles la communauté tente de trouver des exoplanètes.

Ce chapitre nous a ainsi permis de nous rendre compte, grâce à l'utilisation de nombreuses techniques d'analyse variées, que l'activité de Gl 581 était très différente de celle qui avait pu être rencontrée autour de naines M très actives dans le chapitre précédent.

Pour commencer, l'analyse des séries temporelles calculées à partir des raies provenant des deux familles de contrastes (Sect.4.1.3) n'a pas fonctionné comme dans le Chapitre 5. En effet, aucune anti-corrélation entre le signal provenant de raies en contraste usuel et celui de raies en anti-contraste n'est clairement décelable, ni au niveau de la série temporelle, ni par l'utilisation de mon indicateur d'activité ΔC_l basé sur cette anti-corrélation (Sect.5.2.4). Cette observation pointe vers une forme d'activité dont l'impact majoritaire sur les VR ne viendrait pas du contraste entre taches et photosphère ; une activité qui ne serait donc pas forcément dominée par des taches.

Pour autant, il existe bien un signal d'activité clairement décelable. On le voit notamment dans les indicateurs chromosphérique du sodium, du calcium et de la raie H_α. Ces trois indicateurs se comportent toutefois d'une façon rarement observée, avec une anti-corrélation nette entre H_α et le sodium, et peut-être un changement de corrélation d'une saison à l'autre entre le sodium et le calcium ; un comportement qui pourrait potentiellement s'expliquer par la présence de filaments dans la couronne.

Étant théoriquement établi que les taches génèrent un signal chromatique dans les VR, et cela ayant été vérifié pour les naines M très actives (notamment dans le Chapitre 5), j'ai observé la chromaticité du signal d'activité de Gl 581 grâce aux mesures simultanées de HARPS et de NIRPS. On a alors pu voir que cette étoile ne présente étonnamment aucune chromaticité marquée entre ces deux domaines en longueur d'onde. Au contraire, il semblerait même que l'activité soit légèrement plus marquée dans l'infrarouge.

Une telle observation n'est pas une première ; l'absence de chromaticité du signal d'activité en VR a en réalité déjà été observée plusieurs fois sur d'autres naines M modérément actives, à savoir Gl 205 (Cortes-Zuleta et al., 2021), Gl 725 A (Cortés-Zuleta et al., 2025) et Proxima du Centaure (Suárez Mascareño et al., 2025). La Table 6.4 compare la chromaticité de ces différentes cibles, avec celle de Gl 581.

On observe dans cette Table 6.4 que la chromaticité de ces quatre naines M modérément actives est systématiquement très faible, avec un ratio des amplitudes du signal d'activité (estimées par GP) visible/infrarouge de l'ordre de l'unité. Dans le cas de Proxima, je n'ai pas accès à la valeur de l'amplitude du GP, j'ai donc utilisé les RMS, qui sont au-dessus du bruit photonique et des erreurs systématiques de l'instrument, et correspondent donc bien à de l'activité. Dans la moitié des cas (Gl 205 et Gl 581) c'est même l'infrarouge qui apparaît plus impacté par l'activité que le visible.

Étoile	**P_{rot}** [jour]	**T_{eff}** [K]	**$M_\star$** [$M_\odot$]	**Amp. vis.** [m/s]	**Amp. nIR** [m/s]	**Ratio RMS** vis./nIR.	**Corrélation**	**Pério. vis.** [jour]	**Pério. nIR.** [jour]
Gl 205	34,4	3770	0,549	4,1	5,4	0,76	0	$\emptyset$	Prot
Proxima	83,2	2900	0,122	1,3*	1,2*	1,1	>0 et <0	$\emptyset$	Prot
Gl 581	132,5	3500	0,295	2,1	3,8	0,55	0(S1), >0(S2)	alias	Prot
Gl 725A	135,0	3470	0,25	2,46	1,53	1,61	>0	N/A	N/A

TABLE 6.4 – Comparaison des études sur la chromaticité de quatre naines M modérément actives.

Abréviations : *vis.* : Domaine spectral visible, *nIR.* : Domaine spectral infrarouge proche, *Amp.* : Amplitude du signal d'activité, estimé par un GP, ou par le RMS s'il y a une astérisque "*". *Pério.* : Présence d'un pic dû au signal d'activité dans le périodogramme des VR sans planètes (FAP<0,1%).

En ce qui concerne les signaux d'activité en VR, on remarque qu'ils ne sont pas toujours corrélés : dans le cas de Gl 205 et lors de la première saison de Gl 581, aucune relation simple ne semble discernable. Lors de la seconde saison des observations GTO de Proxima, on observe même une anti-corrélation entre les données NIRPS et les données HARPS (voir la Figure 21 de Suárez Mascareño et al. 2025).

Enfin, l'infrarouge semble systématiquement plus sensible à la période de rotation stellaire, d'après les pics observés dans les périodogrammes (dans le cas de Gl 725 A je ne possède pas cette donnée). Dans le visible à l'inverse, les signaux semblent plus complexes, et si l'on peut voir des pics significatifs comme dans le cas de Gl 581, ceux-ci ne sont pas présents à la période de rotation, mais à ses alias.

En conclusion, si une forte chromaticité est observée chez les naines M très actives, ce n'est pas le cas pour les moins actives, dont les signaux d'activité sont plus comparables entre le visible et l'infrarouge (même s'ils ne sont pas forcément identiques). Sur les quatre étoiles citées ci-dessus, on peut même se demander si le signal d'activité n'est pas plus structuré en infrarouge qu'en optique, mais cela reste à confirmer. Si mes travaux ont permis de mieux comprendre l'origine de la chromaticité des premières, celle des secondes reste encore à élucider, leur régime d'activité étant vraisemblablement différent.

Chapitre 7

Conclusion

7.1 Principaux résultats

Cette thèse a permis d'améliorer notre compréhension de l'origine de la chromaticité des signaux d'activité stellaire en VR, notamment dans le cadre des naines M très actives. Tout particulièrement, en définissant une nouvelle méthode de calcul (au niveau des raies spectrales) du contraste induit par la différence de température entre une photosphère et des taches stellaires, j'ai découvert que ces dernières peuvent engendrer, dans les VR des raies individuelles, deux signaux anti-corrélés.

J'ai alors validé ce phénomène observationnellement à l'aide de mesures combinées visibles/infrarouges de la naine M très active EV Lac, expliquant ainsi l'origine de sa très forte chromaticité. Cette étude a été l'occasion de développer un pipeline LBL pour calculer les VR raie par raie pour l'instrument SOPHIE, et a donné lieu à la publication d'un article (Larue et al., 2025). J'ai ensuite étendu cette analyse à d'autres naines M aussi actives, prouvant que cet effet nouvellement décrit est systématiquement présent dans l'échantillon étudié. En plus de montrer qu'approximativement la moitié des raies d'un spectre stellaire infrarouge pouvaient réagir de façon opposée à ce qui était communément admis en présence d'une tache, cette compréhension m'a permis de développer plusieurs méthodes innovantes.

Parmi celles-ci, la plus importante me semble être une nouvelle technique d'atténuation du signal d'activité en VR, réalisée grâce à mon code `VALSE`, qui calcule les VR sur une sélection de raies censée équilibrer la quantité d'information spectrale présente dans les deux familles de contraste nouvellement définies (que je nomme "contraste usuel" et "anti-contraste"). Cette méthode de calcul provoque une annulation mutuelle des deux signaux d'activité anti-corrélés, permettant de réduire le signal d'activité stellaire sans risquer de biaiser d'éventuels signaux képlériens, comme cela peut être le cas avec des méthodes de modélisation telles que celles par GP.

De plus, j'ai également pu utiliser ces deux familles de contraste pour créer un nouvel indicateur d'activité, que je nomme ΔC_l, qui amplifie le signal d'activité stellaire causé par la présence de taches, tout en annulant les éventuelles contributions képlériennes. Je présente cet indicateur pour la première fois dans un article soumis, consacré à la naine M GJ 4274 (Charpentier et al.).

Enfin, j'ai aussi tenté d'utiliser l'information présente dans les modèles stellaires (PHOENIX), couplée aux observations d'EV Lac, pour estimer la température des taches par une sélection itérative des raies pour différentes températures de taches. Cette nouvelle méthode, partageant des similarités avec celle des *LDR* (*c.f.,* Sect.4.1.2), offre le potentiel d'utiliser la quasi-totalité de l'information spectrale d'une observation infrarouge. Cependant, testée uniquement sur EV Lac à ce jour,

elle nécessite encore du travail et des applications à d'autres étoiles pour gagner en maturité, et valider sa pertinence.

Concernant les naines M très actives, cette thèse a donc pu montrer qu'elles semblent toutes partager une très forte chromaticité, que j'explique en grande partie comme provenant de la présence de près de la moitié des raies dans le domaine infrarouge qui voient leur profondeur augmenter dans les taches par rapport à la photosphère environnante, plus chaude. Ce surplus d'information spectrale ainsi produit dans les taches crée un signal anti-corrélé à celui, classiquement considéré, de la simple perte de flux dans ces taches comparée à la photosphère environnante ; ces deux signaux anti-corrélés, s'annulant mutuellement, conduisent à une très faible amplitude, voire une absence, du signal d'activité en VR dans l'infrarouge.

Concernant les naines M modérément actives j'ai montré, à l'inverse, qu'elles ne présentent que pas ou très peu de chromaticité de leur signal d'activité en VR. Cette chromaticité est parfois même légèrement inversée, avec un signal plus fort en infrarouge que dans le visible, comme dans le cas de mon étude sur Gl 581 pour laquelle je suis en train de rédiger un article en premier auteur. Si ma thèse a permis de bien comprendre l'origine de la chromaticité observée chez les naines M très actives, il reste en revanche à comprendre précisément ce qui la cause chez ces M moins actives, qui semblent arborer un régime d'activité très différent.

7.2 Perspectives

À l'issue de cette thèse, plusieurs points apparaissent importants, ouvrant des perspectives pour de futurs travaux de recherche. Premièrement, l'étude de la chromaticité des signaux d'activité en VR s'est révélée très prolifique, tant dans la compréhension des phénomènes étudiés que dans leur filtrage. En particulier, plus qu'une évolution chromatique globale des VR du visible à l'infrarouge, l'impact de l'activité s'est avéré très différencié d'une raie spectrale à l'autre. Dès lors, il apparaît crucial de continuer dans la direction d'une étude de l'activité au niveau des raies individuelles, qui peut mener à une meilleure compréhension de la physique stellaire en jeu, autant qu'à des façons de corriger l'activité stellaire qui soient complémentaires à celles déjà existantes.

Plus particulièrement, il existe de nombreuses pistes d'amélioration des travaux présentés dans cette thèse. La plus grande d'entre elles étant, à mon avis, de perfectionner la détermination des contrastes de raies. En effet, l'impact des taches sur les raies individuelles est estimé dans cette thèse à partir d'un modèle à deux températures utilisant des spectres synthétiques PHOENIX. Plusieurs pistes d'amélioration existent, avec des complexités grandissantes : remplacer les spectres synthétiques par des spectres stellaires médians à très haut rapport signal/bruit à différentes températures, utiliser des modèles de spectres de taches qui soient plus complexes qu'un spectre de photosphère "froide", ou encore tester des modèles à plus de deux températures.

Parvenir à estimer précisément et correctement le contraste pour chaque raie permet d'obtenir une bonne métrique de la sensibilité de chaque raie au signal d'activité produit par les taches. Or, en utilisant l'estimateur ΔC_l du signal d'activité en VR, on pourrait imaginer ajuster ce signal d'activité sur la VR de chaque raie individuelle, en le pondérant par cette sensibilité (moyennant une métrique qu'il

reste à déterminer), pour le soustraire et ainsi corriger l'effet des taches.

En outre, les travaux présentés ici ont montré une potentielle nouvelle méthode de détermination de la température des taches, qui nécessiterait d'être testée et certainement améliorée (notamment par une meilleure détermination des contrastes de raies) pour pouvoir être généralisée. Pour autant, ses résultats préliminaires sur EV Lac pointent vers une température des taches chez les naines M très actives qui serait plus chaude qu'initialement considérée, à une température proche de celle de la photosphère ($\Delta T < 100\,\mathrm{K}$). Savoir quelles différences de température existent entre les taches et la photosphère des naines M, selon leur niveau d'activité, reste une question à élucider.

Ces derniers points s'inscrivent dans le cadre plus général de la compréhension précise des spectres générés par les taches stellaires. Des travaux récents en modélisation (*e.g.,* Smitha et al., 2025) ont commencé à apporter certaines contraintes, mais des observations sont nécessaires pour compléter ces modèles. Je pense notamment aux observations spatialement résolues de taches solaires par l'instrument POET (*Paranal sOlar ESPRESSO Telescope,* Santos et al., 2025), qui détermineront précisément les spectres correspondants, dans le visible. Toutefois, pour mieux déterminer les familles de contrastes, qui n'existent essentiellement qu'en infrarouge, il faudra attendre la construction d'un POET infrarouge.

Pour finir, je pense que les objectifs d'atteindre des sensibilités en VR permettant de détecter des signaux planétaires de l'ordre de 10 cm/s, nécessiteront la combinaison de différentes techniques d'atténuation de l'activité stellaire, que ce soit par sélection de raies, par méthodes statistiques ou par des modélisations. Cette ambition ouvre la voie à de nombreux questionnements quant aux meilleures manières d'utiliser, ensemble, ces différentes méthodes, afin de proposer des corrections globales à tous les niveaux de l'activité stellaire.

Annexe A

Publications scientifiques

Publications en premier auteur, publiées ou en cours de finalisation

Chromaticity of stellar activity in radial velocities - Anti-correlated families of lines on the M dwarf EV Lac with SPIRou and SOPHIE (Astronomy & Astrophysics - 2025)

P. Larue, X. Delfosse, A. Carmona, N. Meunier, É. Artigau, S. Bellotti, P. Charpentier, C. Moutou, J.-F. Donati, I. Boisse, T. Forveille, et les consortiums SOPHIE et SPIRou

Article publié, disponible dans l'Annexe B.

A study of Gl 581 stellar activity using NIRPS and HARPS

P. Larue, X. Delfosse, N. Hara, J.-B. Delisle, L. Mignon, N. Meunier, et le consortium NIRPS

Article en cours de finalisation, dont les principales conclusions sont reprises dans le Chapitre 6.

Publications en collaboration, publiées ou soumises

Liste des publications pour lesquelles j'ai participé à une partie de l'analyse et de l'interprétation :

SPIRou detects two planets around the nearby M4.5V star GJ 4274

P. Charpentier, C. Moutou, J.-F. Donati, P. Larue, X. Delfosse, P. Cortés-Zuleta, M. Ould-Elhkim, É. Artigau, C. Cadieux, G. Hebrard, A. L'Heureux, A. Carmona, F. Debras, I. Boisse, N. J. Cook, et le consortium SPIRou

Article soumis, qui annonce la détection de deux planètes à 1,63 et 69,6 jours de période autour de la naine M GJ 4274. J'ai participé à ce papier en menant une analyse `VALSE` qui a permis d'expliquer l'absence de signal d'activité observé par SPIRou (une partie de ce travail est expliqué en Section 5.2.4).

Gl 725A b : A potential super-Earth detected with SOPHIE and SPIRou in an M dwarf binary system at 3.5 pc (Astronomy & Astrophysics - 2025)

P. Cortés-Zuleta, I. Boisse, M. Ould-Elhkim, T. G. Wilson, P. Larue, A. Carmona, J.-F. Donati, T. Forveille, C. Moutou, A. Collier Cameron, É. Artigau, L. Acuña, N. Astudillo-Defru, C. Baruteau, X. Bonfils, S. Cabrit, C. Cadieux, N. J. Cook, X. Delfosse, L. Altinier, E. Decocq, R. F. Díaz, P. Fouqué, J. Gomes da Silva, K. Grankin, S. Grouffal, N. Hara, G. Hébrard, N. Heidari, J. H. C. Martins, E. Martioli, M. Maurice, J. Scigliuto, J. Serrano Bell, S. Sulis, A. C. Petit, et H. G. Vivien

Article publié, qui annonce la détection d'une Super-Terre à 11,2 jours de période autour de la naine M Gl 725 A. J'ai participé à ce papier en menant une analyse `VALSE` pour tenter d'expliquer la faible chromaticité du signal d'activité observé entre SPIRou et SOPHIE.

A reliable activity proxy in SPIRou spectra of M dwarfs using machine learning (Astronomy & Astrophysics - 2025)

P. Charpentier, C Moutou, J.-F. Donati, P. Cristofari, P Larue, S. Marion, T. Hood, M. Ould-Elhkim, É. Artigau, C. Cadieux, I. Boisse, A. Carmona, N. J. Cook, X. Delfosse, R. Doyon, J. Morin, et le consortium SPIRou

Article publié, qui teste un nouvel indicateur d'activité magnétique appelé *W1*, et confirme son utilité comme indicateur du champ magnétique à petite échelle des naines M. Cet indicateur est basé sur une méthode PCA de classification des raies, et j'ai notamment aidé à comprendre si cette classification pouvait avoir un lien avec les contrastes de raie définis par `VALSE`.

Publications de consortium

Publications pour lesquelles j'ai participé aux discussions scientifiques et à l'acquisition des données aux Observatoire de Haute Provence et de La Silla :

Coulombe, L.-P. et al. (2025), *Possible Evidence for the Presence of Volatiles on the Warm Super-Earth TOI-270 b*, *The Astronomical Journal (AJ)*, 170, 226.

Carmona, A. et al. (2025), *Characterizing planetary systems with SPIRou : Detection of a sub-Neptune in a 6-day period orbit around the M dwarf Gl 410*, *Astronomy & Astrophysics (A&A)*, 700, A222.

Gomes da Silva, J. et al. (2025), *Blind search for activity-sensitive lines in the near-infrared using HARPS and NIRPS observations of Proxima and Gl 581*, *Astronomy & Astrophysics (A&A)*, 700, A177.

Suárez Mascareño, A. et al. (2025), *Diving into the planetary system of Proxima with NIRPS : Breaking the metre per second barrier in the infrared*, *Astronomy & Astrophysics (A&A)*, 700, A11.

Bouchy, F. et al. (2025), *NIRPS joining HARPS at ESO 3.6 m : On-sky performance and science objectives*, *Astronomy & Astrophysics (A&A)*, 700, A10.

Vaulato, V. et al. (2025), *Hydride ion continuum hides absorption signatures in the NIRPS near-infrared transmission spectrum of the ultra-hot gas giant WASP-189b*, *Astronomy & Astrophysics (A&A)*, 700, A9.

Ould-Elhkim, M. et al. (2025), *The SPIRou Legacy Survey : Near-infrared and optical radial velocity analysis of Gl 480 and Gl 382 using SPIRou, HARPS and CARMENES spectrographs*, *Astronomy & Astrophysics (A&A)*, 696, A152.

Artigau, É. et al. (2024), *Measuring Sub-Kelvin Variations in Stellar Temperature with High-resolution Spectroscopy*, *The Astronomical Journal (AJ)*, 168, 252.

Heidari, N. et al. (2024), *The SOPHIE search for northern extrasolar planets : XIX. A system including a cold sub-Neptune potentially transiting a V = 6.5 star HD 88986*, *Astronomy & Astrophysics (A&A)*, 681, A55.

Annexe B

Article sur la chromaticité du signal d'activité d'EV Lac

A&A, 701, A216 (2025)
https://doi.org/10.1051/0004-6361/202554963
© The Authors 2025

Astronomy & Astrophysics

Chromaticity of stellar activity in radial velocities

Anti-correlated families of lines on the M dwarf EV Lac with SPIRou and SOPHIE

P. Larue[1,⋆], X. Delfosse[1], A. Carmona[1], N. Meunier[1], É. Artigau[2,3], S. Bellotti[4], P. Charpentier[5], C. Moutou[5], J.-F. Donati[5], I. Boisse[6], T. Forveille[1], L. Arnold[7], V. Bourrier[8], X. Bonfils[1], C. Cadieux[9], A. Chomez[10], N. Cook[9], P. Cortes Zuleta[11], P. Cristofari[12], R. Diaz[13], R. Doyon[9], S. Grouffal[6], N. Hara[6], N. Heidari[14], G. Hébrard[15], F. Kiefer[15], L. Mignon[1], A. Maurel[15], J. Morin[16], A. Petit[17], P. Petit[5], A. Santerne[6], N. Santos[18,19], D. Segransan[8], J. Serrano Bell[13], and H. G. Vivien[6]

(Affiliations can be found after the references)

Received 1 April 2025 / Accepted 16 July 2025

ABSTRACT

Context. In the search for exoplanets using radial velocities (RV), stellar activity has become one of the main limiting factors for detectability. Fortunately, activity-induced RV signals are wavelength-dependent or chromatic, unlike planetary signals. This study exploits the broad spectral coverage provided by the combined use of SOPHIE and SPIRou velocimeters to investigate the chromatic nature of the activity signal of the highly active M dwarf EV Lac.

Aims. We aim to understand the origin of the strong wavelength dependence (chromaticity) observed in the RV signal of EV Lac by selecting spectral lines based on physical properties. In particular, we explore the impact of starspots by defining the contrast effect at the level of individual lines. The Zeeman effect is also considered in this study.

Methods. SPIRou and SOPHIE spectra were reduced using the line-by-line (LBL) method. We performed custom RV calculations, using groups of spectral lines selected for their sensitivity to either the spot-to-photosphere contrast or the Zeeman effect. The sensitivity of each line to the spot is defined using a two-temperature model based on PHOENIX spectra, while Landé factors were used to quantify Zeeman sensitivity.

Results. We find that the spectral lines are distributed in two distinct families of contrasts, producing anti-correlated RV signals. This leads to a partial cancellation of the total RV signal, especially at longer wavelengths and provides a natural explanation for the strong chromaticity observed in EV Lac. This sign-reversal effect is demonstrated here, for the first time, on empirical data. Building on this discovery, we propose a new approach to constraining spot temperatures and to mitigating stellar activity. This will open up promising avenues for improving activity corrections and enhancing the detection of exoplanets around active M dwarfs.

Key words. line: profiles – techniques: radial velocities – planets and satellites: detection – stars: activity – starspots

1. Introduction

Searching for planets around M dwarfs using the radial velocity (RV) method is highly effective, in particular (but not exclusively) to discover low-mass planets with moderate temperatures (e.g., Bonfils et al. 2013). This is true not only because of the lower star-planet mass ratio, but also because the habitable zone is closer to the central star than for systems orbiting solar-type stars, so these planets have shorter orbital periods, facilitating their discovery.

Moreover, 61% of the objects in the sample of stars and brown dwarfs within 10 pc of the Sun are M dwarfs (Reylé et al. 2021). Statistical studies, obtained with transiting planets (Dressing & Charbonneau 2015; Hsu et al. 2020; Ment & Charbonneau 2023 or from RV surveys Bonfils et al. 2013; Sabotta et al. 2021; Mignon et al. 2025), show that these stars should each host around 1.6 planets with masses between 1 and 31 Earth masses and periods of less than 100 days in average. Nonetheless, among the closest 100 M dwarfs (Reylé et al. 2021) only 29 are known to host planetary systems[1], despite the continuous improvement of the sensibility of spectrographs, and the advent for Near Infra-Red (NIR) spectroscopy in recent decades (e.g., HPF (Mahadevan 2019), CARMENES-NIR (Bauer et al. 2020), IRD (Kotani et al. 2018), SPIRou (Donati et al. 2020), and NIRPS, Bouchy et al. 2017).

Thus, many low-mass planets remain to be discovered and one of the main reasons for the lack of detection seems to be stellar activity (Barnes et al. 2014; John et al. 2023). M dwarfs are particularly affected, since a large fraction of them show high levels of activity (e.g. Delfosse et al. 1998; Reiners & Basri 2010; Reiners et al. 2012; Suárez Mascareño et al. 2016), especially the less massive ones, which have a higher proportion of fast rotators due to their longer spin-down timescales. This poses significant challenges to the detection of exoplanets around these stars and introduces biases into statistical studies. An additional complication arises from the fact that M dwarfs often have rotation periods similar to the orbital periods of planets in their habitable zones (Newton et al. 2016).

⋆ Corresponding author.

[1] As of April 1, 2025, by cross-referencing the Reylé et al. (2021) Vizier catalog with the NASA Exoplanet Archive: exoplanetarchive.ipac.caltech.edu

Open Access article, published by EDP Sciences, under the terms of the Creative Commons Attribution License (https://creativecommons.org/licenses/by/4.0), which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited.
This article is published in open access under the Subscribe to Open model. Subscribe to A&A to support open access publication.

The different activity processes associated with the stellar magnetic field can be manifested in various forms such as spots, plages, inhibited convection, or the Zeeman effect. Occurring at various spatial and temporal scales, they have a direct impact on the RV measurements (Saar & Donahue 1997; Boisse et al. 2011). This means that they can either introduce noise (Meunier et al. 2010; Meunier & Lagrange 2021) or even mimic false planetary signals, as in the case of AD Leo, where activity led to a spurious detection in optical RVs, which was subsequently invalidated by NIR observations (see Carmona et al. 2023).

Depending on the spectral type and the level of activity, the resulting RV jitter can range from tens of cm/s (Meunier 2021) to hundreds of m/s (Klein et al. 2022). Disentangling this activity-induced signal from the Keplerian signal of a planet can be complex, yet it is crucial for detecting planets that are still hidden, particularly in the solar neighborhood.

In this paper, we analyze both the Zeeman effect from highly magnetic regions and the impact of dark spots on the surface of a 0.32 $M_{\odot}$ active M dwarf. As these features rotate with the star, they result in a Doppler shift variation modulated by the star's rotational period.

The effect of dark spots is wavelength dependent, with the spot-induced jitter being less pronounced in the NIR compared to the optical range (e.g., Huélamo et al. 2008; Figueira et al. 2010; Mahmud et al. 2011; Zechmeister et al. 2018; Carmona et al. 2023). This wavelength dependence, known as the chromaticity of the activity signal, can arise in various forms and from different stellar processes. More specifically, even lines of similar wavelength can respond differently to a given stellar feature. That is why previous studies have looked into the inhomogeneous influence of activity on different spectral lines (e.g. López-Gallifa et al. 2021; Bellotti et al. 2022). The work presented here draws on this approach.

The aim of this study is to further our understanding of the physical processes driving RV variations across different wavelengths in the case of an active M Dwarf. An ideal target for this investigation is EV Lac (GJ 873), a source we have quasi-simultaneously monitored over three years with the SPIRou NIR spectrometer located at the Canada France Hawai Telescope (CFHT, Donati et al. 2020) and the SOPHIE optical spectrometer located at the Observatoire de Haute Provence (OHP, France, Bouchy et al. 2013). The use of these two velocimeters enables us to study stellar activity signals over a broad wavelength range, providing significant leverage for investigating global chromatic effects. With the aim of linking individual spectral line variations to distinct stellar processes, we calculated the RVs using a line-by-line approach (LBL, Artigau et al. 2022), inspired by Dumusque (2018) and Cretignier et al. (2020). Although this approach is similar to that of Bellotti et al. (2022), here the selection of lines based on physical criteria was taken a step further. First, the LBL method provides more lines for us to work with, enabling more subtle line selections while maintaining precise RV measurements. Additionally, we refined the selection of spectral lines based on physical properties, particularly by considering the variation in absorption lines between the photosphere and spots. Ultimately, given the goal is not only to obtain activity-sensitive and non-sensitive samples of lines, but more specifically to link line variations to distinct stellar processes, this approach could provide new insights into the stellar physics of active M dwarfs. In particular, it could help to constrain the temperature and Zeeman effect of starspots, as well as their respective impact on spot spectra. This could lead to new ways of reducing the impact of stellar activity through physics-driven line selections.

The layout of the paper is as follows. The target EV Lac is presented in Section 2. Particular emphasis is placed on information relevant to the activity, such as the star's rotation period, magnetic field, and spot temperature. Section 3 describes the observations obtained with the two velocimeters SPIRou and SOPHIE, as well as how the RVs are extracted. Section 4 details the line selection methodology. The chromaticity of the RV signal is shown in Section 5, and explained in Section 6. Section 7 explores the chromaticity of the Zeeman effect, while Section 8 explores a new way of measuring the spot temperature, and an innovative activity mitigation technique. Finally, Section 9 summarizes the main conclusions and discusses potential avenues for future studies.

2. EV Lac

2.1. Stellar properties

At a distance of 5.049 ± 0.001 pc (Gaia Collaboration 2018), in the Lacertae constellation, the very low mass star EV Lacertae (EV Lac, GJ 873) is one of the 60 nearest stellar systems. Its stellar parameters are listed in Table 1. It is one of the most studied stars due to its high flare activity (e.g., Paudel et al. 2021). Based on spectral indices, Shkolnik et al. (2009) estimated its age to be between 25 and 300 Myr. This is broadly consistent with the classification of EV Lac as a member of the Ursa Major Moving Group (Klutsch et al. 2014; Cortés-Contreras et al. 2024), whose age is estimated to be around 300–400 Myr (Soderblom & Mayor 1993; Jones et al. 2015).

2.2. Stellar activity

EV Lac is a very active star, one of the most active M dwarfs, with $log(R'_{HK})$ values as high as -4.24 ± 0.11 (Melbourne et al. 2020), corresponding to saturation values for the Ca II H and K doublet emission for $P_{rot} < 10$ days (Astudillo-Defru et al. 2017). Its activity is characterized by numerous flares (e.g., Favata et al. 2000; Honda et al. 2018; Paudel et al. 2021; Inoue et al. 2024; Chen et al. 2022), the presence of spots on its surface (e.g., Ikuta et al. 2023), and one of the highest average surface magnetic fluxes among M dwarfs (e.g., Morin et al. 2008; Shulyak et al. 2019; Cristofari et al. 2023; Bellotti et al. 2024).

Examining its magnetic field geometry is particularly relevant, as highly magnetized regions directly contribute to the formation of spots, which are key to our study. The large-scale magnetic field of EV Lac derived from Stokes V profiles is non-axisymmetric, mainly poloïdal with an average strength of 300 G from 2020 to 2021 (Bellotti et al. 2024). Although it has evolved over time, Zeeman doppler imaging (ZDI) reconstructions of the magnetic field have revealed a non-axisymmetric dipole, which is likely responsible for the formation of two spots at opposite longitudes (Morin et al. 2008; Shulyak et al. 2019; Bellotti et al. 2024).

The star is expected to be in solid body rotation (Morin et al. 2008) with an inclination of 66 ± 28 degrees and a vsin*i* of 4.1 km/s (Reiners et al. 2022). Studies give values of $P_{rot} = 4.3615 \pm 0.0001$ days (Morin et al. 2008), $P_{rot} = 4.38 \pm 0.03$ days (Reiners et al. 2018), $P_{rot} = 4.379$ days (Díez Alonso et al. 2019), $P_{rot} = 4.3592$ days (Paudel et al. 2021), and $P_{rot} = 4.36 \pm 0.05$ days in Bellotti et al. (2022). The small differences in rotation periods can be physically justified, for example, by differential

Table 1. EV Lac stellar properties.

Parameter	Value	Units	Ref.
Astrometric properties			
Names	GJ873, EV Lac		
α (J2000)	22:46:49.73	deg	1
δ (J2000)	+44:20:02.4	deg	1
μ_α	–706.1 ± 0.1	mas yr^{-1}	1
μ_δ	–458.8 ± 0.1	mas yr^{-1}	1
parallax	198.01 ± 0.04	mas	1
distance	5.049 ± 0.001	pc	1
Physical parameters			
Spectral type	M3.5 V		2
Mass	0.32 ± 0.02	$M_\odot$	3
Radius	0.31 ± 0.02	$R_\odot$	3
log g	4.87 ± 0.05	log(cm s^{-2})	3
Age	25–300	Myr	4
$P_{\rm rot}$	4.359 ± 0.002	d	5
v sin(i)	4.1	km s^{-1}	6
i	66 ± 28	degree	7
$T_{\rm eff}$	3340 ± 31	K	3
$T_{\rm spot}$ (theoretical)	2733 ± 542	K	8
$T_{\rm spot}$ (photometry)	3268	K	9
Small scale $< B >$	4.53 ± 0.07	kG	3
Large scale B_l	300–500	G	10, 11
Fe/H	–0.01 ± 0.15	dex	12
EW Hα	–4.54 ± 0.04	Å	13
EW Ca II K	14.86	Å	14
log $L_{H\alpha}/L_{bol}$	–3.76		13
log L_X/L_{bol}	–3.33		10
log R'_{HK}	–4.24 ± 0.11		15

References. (1) Gaia Collaboration (2018), (2) Reid et al. (1995), (3) Cristofari et al. (2023), (4) Shkolnik et al. (2009), (5) Paudel et al. (2021), (6) Reiners et al. (2022), (7) Reiners et al. (2018), (8) Herbst et al. (2021), (9) Ikuta et al. (2023), (10) Morin et al. (2008), (11) Bellotti et al. (2024), (12) Rojas-Ayala et al. (2012), (13) Newton et al. (2017), (14) Youngblood et al. (2017), (15) Melbourne et al. (2020).

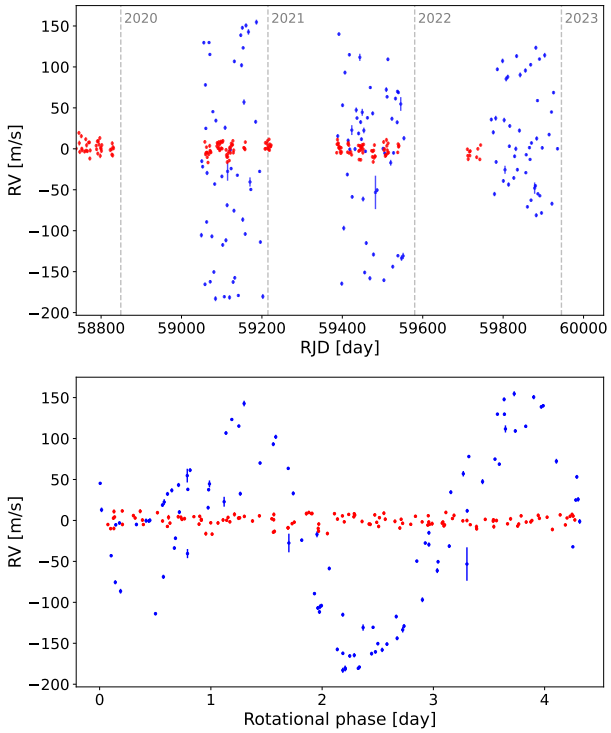

Fig. 1. SOPHIE measurements of EV Lac, reduced by LBL shown in blue. SPIRou measurements, reduced by LBL shown in red. *Top panel*: full dataset of SOPHIE and SPIRou RVs. *Bottom panel*: EV Lac RVs phase-folded on the rotation period, for SOPHIE (RMS = 95.7 m/s, mean error = 2.8 m/s) and SPIRou (RMS = 6.3 m/s, mean error = 2.1 m/s) concomitant seasons only (2020 and 2021). Note: these data were reduced using the entire LBL pipeline of Artigau et al. (2022), including the statistical line rejections.

rotation or variations in the latitude of active regions. Here, we adopted the latest value of 4.36 days, which is in very good agreement with the activity signal observed in our SOPHIE RV measurements (see Fig. 1).

Estimating the spot temperature is particularly complex, but is of great importance to our study. Herbst et al. (2021) has updated the empirical relation of Berdyugina (2005), which estimates the temperature difference between the photosphere and the spots for several stars and derives a polynomial fit as a function of the stellar effective temperature. However, they used a sample of 40 stars, of which only 4 are M dwarfs, and the resulting uncertainties are high: using their empirical law for EV Lac gives a spot temperature of 2764 ± 517 K, so a temperature difference between the spot and the photosphere of ~575 ± 520 K. Another study from Ikuta et al. (2023) used photometric measurements from TESS to estimate the filling factor of the spots and deduced an estimated spot temperature of 3268 K, so a temperature difference between the spot and the photosphere of ~72 K. However, these measurements must be interpreted with caution, as the problem is degenerate between the spot temperature and its area. These differences indicate that the spot temperature is poorly constrained. As a starting point, we adopt an intermediate value of 3000 K, before revisiting this estimate in Section 8 of this article.

3. Spectroscopic observations

We used spectroscopic observations of EV Lac spanning three years, with a total of 317 nights of observations obtained with two high-resolution velocimeters: SOPHIE in the optical (Bouchy & Sophie Team 2006; Perruchot et al. 2008; Bouchy et al. 2013) and SPIRou in the NIR (Donati et al. 2020). The RV dataset is presented in Fig. 1, which shows that the SOPHIE and SPIRou measurements are quasi-simultaneous only in 2020 and 2021. Since the aim of this paper is to investigate the wavelength dependence of the effect of stellar activity on RV and considering that activity processes vary over time, it is essential to ensure that both instruments are measuring this effect simultaneously. For this reason, the rest of this paper only includes data obtained by SOPHIE and SPIRou during the same periods, namely, the years 2020 and 2021.

3.1. High-resolution spectroscopy with SPIRou

SPIRou (Spectro-Polarimetre InfraRouge) is a high-resolution spectro-polarimeter and velocimeter mounted on the Canada–France–Hawaii Telescope (CFHT, Donati et al. 2020). It is fiber-fed from the Cassegrain focus and is built to obtain very high RV precision, on the order of meters per second over several years. SPIRou is designed as an echelle spectrograph that

allows to observe a reference spectrum simultaneously to the object of interest. It covers the NIR spectral domain from 950 nm to 2350 nm (corresponding to the Y, J, H, and K bands) across 50 spectral orders, for a spectral resolution of $R \approx 70\,000$. It also includes a polarimeter to analyze the polarization of spectral lines of the incoming stellar light. As our observations of EV Lac are obtained in this polarimetric mode, each SPIRou observation is therefore a sequence of four subexposures, each one with specific azimuths of the twin quarter-wave Fresnel rhombs.

EV Lac measurements were taken between September 2019 and June 2022, for a total of 169 nights of observation, reaching a mean signal-to-noise ratio (S/N) per pixel of 131 in the 44th grating diffraction order (H band, at 1746 nm). These observations were conducted as part of the SPIRou Legacy Survey Planet Search program (SLS-PS) (Moutou et al. 2023).

The spectra were reduced using the nominal APERO pipeline version 0.7.286 (Cook et al. 2022), and the RVs were computed in the telluric corrected spectra with the LBL algorithm version 0.63.002 for precision RV measurements (Artigau et al. 2022). This method efficiently handles outlying spectral information by leveraging all available observations to construct a high-precision median template spectrum of the star, where the spectral lines are defined as the regions between two consecutive local maxima. Then, the local RV and associated error were computed for each line, using Bouchy et al. (2001) equations. At this stage, it is possible to statistically reject lines that behave as outliers. For that purpose, LBL uses a simple mixture model to estimate the mean velocity, where there are two distributions, one for valid lines that follow a normal distribution and another broader distribution corresponding to outliers.

3.2. High-resolution spectroscopy with SOPHIE

SOPHIE is a high-resolution fiber-fed spectrograph and velocimeter mounted on the 1.93 m telescope at the Observatoire de Haute Provence (OHP, France). Its first light was achieved in 2006 (Bouchy & Sophie Team 2006), but it received a major update in 2011 with the implementation of an octagonal-section fiber in the fiber link (Perruchot et al. 2011), enabling SOPHIE+ to reach the meter-per-second stability (Bouchy et al. 2013).

Two observation modes are available, offering different throughput and spectral resolution via two independent fiber feeds. The measurements presented in this paper were obtained through the high resolution (HR) mode, used with a simultaneous Fabry-Perot calibration lamp, achieving a spectral resolution of $R \approx 75\,000$. This resolution is estimated at 550 nm, while the spectrograph covers a wavelength range from 387.2 nm to 694.3 nm, across 38 spectral orders.

EV Lac measurements were taken between August 2020 and December 2022, for a total of 148 nights of observation, and reach a mean S/N per pixel of 87 in the 35th order. Observations were conducted as part of the sub-program three (SP3) of a very large RV survey, initiated in 2006 (Bouchy et al. 2009a), which targets M dwarfs in the solar neighborhood to detect new planets (Hobson et al. 2018, 2019; Díaz et al. 2019; Cortés-Zuleta et al. 2025) or to characterize their activity (e.g., Carmona et al. 2023; Cortés-Zuleta et al. 2023).

The spectra were reduced with the SOPHIE DRS (Bouchy et al. 2009a), which performs spectral orders localization, optimal order extraction, cosmic-ray rejection, and wavelength calibration. It also applies the cross-correlation function (CCF) technique to derive the RVs; in this case, by cross-correlating an empirical M4 mask to the observed spectra. From this, the CCF is then computed standard activity indicators such as the bisector (BIS) or the full width at half maximum (FWHM). We also computed the activity indices based on the H_α line and the Ca II H&K lines (S index). To be consistent with the RVs obtained with SPIRou, we computed them with a LBL pipeline on the SOPHIE data as described below.

3.3. The SOPHIE-LBL pipeline

To adapt the LBL pipeline for use with SOPHIE data, it is essential to ensure the input consists of high-quality, homogeneous observations. The preprocessing stage of the pipeline begins by filtering the available data, retaining only observations acquired in HR mode. The RV derived from the CCF and its FWHM, provided by the SOPHIE DRS (Bouchy et al. 2009a), are used to perform an additional 4σ rejection of outliers. Once these spectra have been collected, they are corrected for the charge transfer inefficiency (CTI) effect, following the method described in Bouchy et al. (2009b). Then, the LBL routine is applied to calculate the RVs and proxies of activity indicators (see Artigau et al. 2022) for each observation, but also for each line of a given observation.

Lastly, SOPHIE experiences a well-monitored RV zero-point variation over typical timescales ranging from a few days to several months, with an amplitude that can reach up to 10 m/s. To correct it, nightly observations of a list of RV standard stars (i.e., bright stars known to display no RV variations) are performed, using HD 185144, HD 9407, HD 89269A and Gl 514. This correction follows the procedure described in Courcol et al. (2015); Heidari et al. (2022). The standard measurements are averaged with a sliding window over 30 measurements, with breaks allowed on dates where an instrumental change has been made (see Heidari 2022, p75 for a list of the dates).

This results in a root mean square (RMS) of the RV standard stars after the master correction (namely a proxy of the average RV uncertainty) of 2.09 m/s, which is rather constant over the master time span (in the range of mjd = 55 856 to 60 151 at the time of this study).

4. Line selection methodology

The LBL framework generates a file for each observation, which contains the per-line information. These files not only contain the per-line RVs, but also the projection of the second and third derivatives of the line profile, which are proxies of the variation of the FWHM of the line and its bisector (Artigau et al. 2022), respectively. In our analysis, we used these files directly instead of the final output of LBL, which applies a statistical rejection process that we aimed to bypass in order to prioritize line selection based on physical criteria. However, we implemented one systematic rejection: for each line, we computed its RV error averaged over all observations. Some lines are clear outliers from this mean error, either due to excessive noise or an unrealistically low RV error[2], which could bias the overall weighted mean RV. These outliers were identified and manually removed.

We defined the skeleton of our selection process as the list of remaining lines and their spectral shapes, extracted from the stellar median spectrum. This served as a foundation, enabling us to assign each line the physical quantities that trace the phenomena we aimed to investigate. In the case of the present study two

[2] These outliers are due to the current version of LBL, which can be improved in the future.

physical effects are explored: the impact on the RVs of spectrum contrast between the spots and the photosphere, as well as the impact of the Zeeman effect. The estimators used to study these two effects are described in Sections 6.2 and 7, respectively. Ultimately, we selected the lines based on any physical condition to obtain a new physics-based list of lines, then used to compute the resulting RV of each epoch using the finite mixture model used in LBL.

5. EV Lac's chromaticity

5.1. Activity signal in SOPHIE and SPIRou datasets

The first analysis consisted of selecting the wavelength ranges corresponding to the two velocimeters to compare the optical and NIR. Looking at the two seasons where the star was observed both by SOPHIE and SPIRou (2020 and 2021), we observed (as illustrated in the top panel of Fig. 1) a strong chromaticity. In the optical, there is a signal with a RMS of 95.7 m/s, while in NIR, the RMS of 6.3 m/s is slightly higher than the uncertainty of the average measurement of 2.1 m/s. This yields a reduction in the RMS by a factor of 15 from optical to NIR. The SOPHIE periodogram (see Fig. A.1) shows only signals at the rotation period and its harmonics, half the rotation period being the strongest one. In contrast, the SPIRou periodogram (see Fig. A.2) does not show a peak in the rotation period, nor in its harmonics. When the two datasets from these two seasons are phase-folded at the rotation period (see bottom panel of Fig. 1), a clear signal appears in the SOPHIE RVs, whereas the SPIRou RVs show a more stochastic signal without RV modulation.

The strong chromaticity of the RV signal confirms its activity origin (as in previous studies on similar targets; see, e.g., Carmona et al. 2023). In this case, it is attributed to the presence of two dominant spots shifted in phase by half a cycle (as discussed in Section 2.2). However, from a theoretical point of view, it is difficult to predict such a factor of 15 in the amplitude reduction with wavelength if the chromaticity is only due to the luminosity difference between the photosphere and the spot. For instance, Reiners et al. (2010) simulated the impact of spots at different temperatures on RV chromaticity. Their model generated a 500×500 grid of PHOENIX spectra with two temperatures, representing the photosphere and circular spots at 0° longitude and +30° latitude, covering 1% of the projected stellar surface. They accounted for rotation-induced projection effects, assuming a stellar inclination of 90° and no limb darkening. RVs were computed across different temperatures and rotational velocities in 50 nm-wide bins, ranging from 500 nm to 1800 nm. Applying their results to parameters closest to those of EV Lac, a maximum reduction factor of 5 in RV amplitude between the optical and NIR would be expected. Although this factor should increase for larger spot filling factors or smaller temperature differences, they emphasized that accurate consideration of differences between photospheric and spot spectral features would be essential for more precise estimates. Barnes et al. (2011) conducted a similar study using the Doppler Tomography of Stars (DOTS) code (Collier Cameron 1997) and obtained comparable results, finding a reduction factor of 5 between the V and Y bands for small temperature differences (250 K). They also emphasized that in such cases, the ratio of line depths at photospheric and spot temperatures plays a crucial role and could explain trends similar to those we report here. This aspect will be further explored in Sect. 6.2 to provide an explanation for the strong chromaticity observed, following our own flux ratio estimates, detailed in Sect. 6.1.

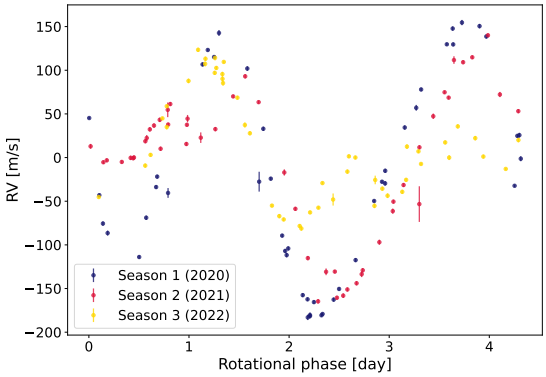

Fig. 2. SOPHIE phase-folded RVs over the three seasons. Measurements taken in 2020 (RMS = 107.7 m/s) are shown in blue. Measurements taken in 2021 (RMS = 81.6 m/s) in red. Measurements taken in 2022 (RMS = 59.8 m/s) in yellow.

In addition to this chromaticity, the activity signal seen in SOPHIE appears to evolve with time on a typical timescale of around a year, as it is highlighted in Fig. 2. The magnetic regions of opposite polarities were described by Morin et al. (2008), and the presence of two spots on the stellar surface was later discussed in Jeffers et al. (2022). More recently, under the assumption of two spots, Ikuta et al. (2023) explored their properties using starspot modeling of TESS light curves. They used observations from July 2018 to October 2019, and found a latitude of $25.70^{+0.31}_{-0.39}$ degree for the first spot, and $46.14^{+0.65}_{-0.60}$ degree for the second spot. Our RV SOPHIE data are consistent with an independent evolution of the two spots. The RV-induced amplitude reaches its maximum during the first season for both. Then, the effect of one spot decreases during the second season before recovering its amplitude in the last season. In contrast, the effect of the second spot decreases significantly in the third season.

5.2. Per-band radial velocity

To gain a more precise view of the chromaticity of EV Lac RVs, one way is to analyze them for each photometric band. For that, we use LBL per-band pre-computed RVs, corresponding to the different bands of each instruments, namely, U [387, 431 nm], B [400, 490 nm], G [450, 500 nm], V [500, 600 nm], R [550, 694 nm] for SOPHIE; and Y [970, 1070 nm], J [1170, 1330 nm], H [1490, 1780 nm], and K [2030, 2370 nm] for SPIRou.

For the SOPHIE case, each band gives an activity signal that remains similar within the uncertainties, therefore, no chromaticity could be identified at the level of our accuracy (Fig. B.1). However, in the SPIRou wavelength range, a clear chromatic behavior is detected, as shown in Fig. 3: The Y band is particularly sensitive to stellar activity, exhibiting a signal amplitude comparable to that observed in the full band of SOPHIE. Meanwhile, the J, H, and K bands show a progressive decrease in the RV activity signal with increasing wavelength. Notably, the H and K bands do not exhibit a detectable spot-induced activity signal within our accuracy limits of 3.12 m/s and 4.02 m/s, respectively.

These results can be compared with previous studies. In particular, the chromaticity of the rotational signal of EV Lac has been investigated by Tal-Or et al. (2018) and Jeffers et al. (2022) using the optical arm of CARMENES, which is limited to wavelengths below 960 nm (Bauer et al. 2020). Their observations revealed a strong negative chromaticity in the chromatic index (CRX) – a metric quantifying the wavelength

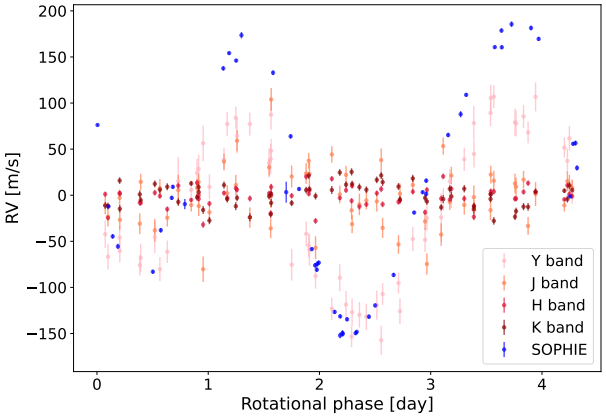

Fig. 3. Phase-folded RVs on P_{rot} = 4.36 d, from the different bands of SPIRou, overplotted on SOPHIE full-band RVs. SOPHIE full band, RMS = 109.1 m/s, mean error = 3.6 m/s in blue. Y band, RMS = 75.6 m/s, mean error = 14.3 m/s in pink. J band, RMS = 30.9 m/s, mean error = 10.5 m/s in orange. H band, RMS = 10.5 m/s, mean error = 3.0 m/s in red. K band, RMS = 12.7 m/s, mean error = 3.8 m/s in dark erd. For greater clarity, only the first concomitant season is presented here. Note: these per-band SPIRou data do not follow the same statistical line rejections as the Fig.1 dataset, resulting in higher RMS values.

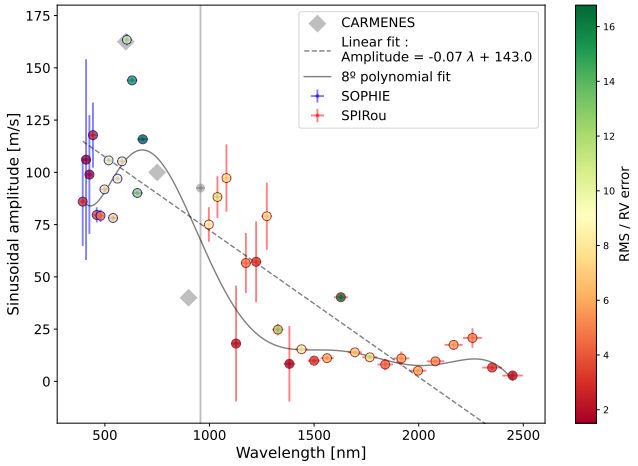

Fig. 4. EV Lac's chromaticity plot, showing the amplitude of the activity signal for each wavelength bin, from the SOPHIE to the SPIRou ranges. The dotted line is a linear fit, related to the CRX, while the 8th degree polynomial fit is used as a visual aid to illustrate the trend, which can be compared to the predictions of Barnes et al. (2011). The colour bar shows the RMS over the mean RV error. The first bin of the SPIRou dataset is shown in grey and has been removed from the fit due to its very high amplitude uncertainty and very low RMS/RV error. The detail of the sinusoïdal fit for each point can be found in Appendix C. The three diamond-shaped grey points extracted from the linear fit in Figure 3 of Jeffers et al. (2022) are included here simply for comparison purposes, as they were not observed at the same epochs.

dependence of RVs (Zechmeister et al. 2018) – indicating that the RV amplitude per spectral order decreased with wavelength between 570 nm and 960 nm. The absence of this behavior in our SOPHIE data (Fig. B.1) is likely due to our wavelength coverage ending at 694 nm. However, Jeffers et al. (2022) suggested that beyond 950 nm, the RV scatter would remain constant, contrary to our findings.

To accurately compare our results with theirs and explain the significant decrease in RV amplitude by a factor of 15 between optical and NIR (Fig. 1), we need to analyze the RV chromaticity at higher wavelength resolution, which could lead to a better understanding of its exact physical origin. Therefore, in the next section, we detail our investigation of RV variations in narrower spectral ranges.

5.3. Per-wavelength bins radial velocity

To probe the chromaticity of the activity signal across multiple wavelength bins, we need the right balance between a good sampling in wavelength, while keeping enough spectral information, which means defining a sufficiently wide range of wavelengths for each bin. This work is already done by the LBL pipeline, which returns 15 bins for SOPHIE and 24 bins for SPIRou, evenly distributed in $log(\lambda)$. Each bin provides a RV time series, from which the amplitude of the activity signal is estimated by fitting a sinusoidal function to the phase-folded RV data, with the period fixed at half the rotation period (the sinusoïdal fit for each point can be found in Appendix C). A sinusoidal fit is used rather than an RMS estimate, as the signal is coherent and periodic, making the fit more physically meaningful than a dispersion-based measure. The significance of these amplitude estimates is indicated by a colorbar representing the ratio of the RMS to the mean RV error for each time series. This ratio helps assess whether the sinusoidal signal is likely to be dominated by photon noise due to a limited number of lines, or whether it reflects a significant activity signal above the noise. The results are shown in Fig. 4.

The conclusions of the previous section are confirmed here, with a clear chromatic slope and a Y band that is as sensitive to activity as the visible range. It is particularly insightful to compare these results with the predictions of Barnes et al. (2011) (Fig. 2 of their paper), who obtained a similar theoretical trend by accounting for the relative line depths between the photosphere and the spot. Building on this, the next section will focus on the effect of line contrast on individual spectral features to further investigate the chromaticity of our measurements.

6. Toward a contrast-related origin of EV Lac's chromaticity

The effect of a spot on the RV results from the combined changes in the shape and depth of the spectral lines. In this section, we analyze the sources of these variations to determine how to select the lines based on their impact on the RV.

6.1. Continuum contrast

When considering the impact of stellar spots on RV, one of the strongest effect probably comes from the flux contrast between the spots and the photosphere (e.g., Reiners et al. 2010). In the case of EV Lac, the photospheric temperature is estimated at 3340 K (see Table 1), while we estimate the spots to have a temperature around 3000 K, as discussed at the end of Section 2.2. To estimate the resulting contrast, we use PHOENIX model spectra (Husser et al. 2013) at 3300 K and 3000 K for the photosphere and the spots, respectively. The value of $log\ g$ might differ between these regions due to increased magnetic pressure in active features, which reduces gas pressure (Solanki 2003; Bruno et al. 2022) and mimics a stellar model with lower surface gravity. However, for this exploratory study, we assume the same value for both spectra, as investigating this effect is beyond the scope of this paper. The pseudo-continuum is estimated using a 3 nm rolling average, smoothing out fine spectral lines while

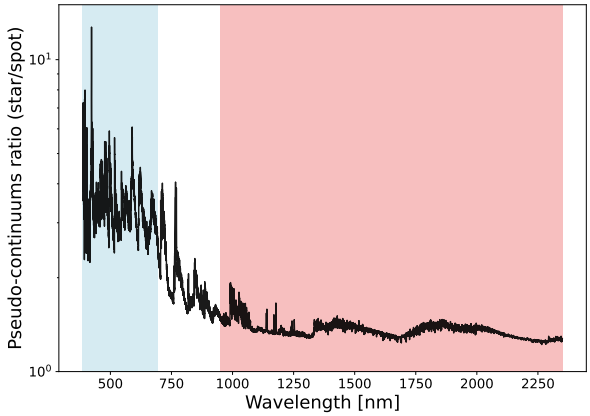

Fig. 5. Continuum contrast estimated for EV Lac, using the pseudo-continuums of a PHOENIX photospheric model spectrum at 3300 K and a spot model spectrum at 3000 K. SOPHIE wavelength range in blue. SPIRou wavelength range in red.

preserving broader molecular bands. The photospheric continuum is then divided by the spot continuum. The resulting ratio, defined as the continuum contrast, is shown in Fig. 5.

While we can see an overall agreement between this continuum contrast and the chromaticity plot of Fig. 4, there are some notable differences, particularly in the Y band, where the amplitude of the RVs is similar to the optical (Fig. 4), for a much lower contrast (Fig. 5). This indicates that the continuum contrast is not sufficient to fully account for the chromatic behavior of EV Lac's RV measurements. This unexpected behaviour of chromaticity may arise from other physical sources (e.g., the Zeeman effect, explored in Section 7) or from an incomplete assessment of the contrast effect. We further investigate this latter possibility in the following section.

6.2. Per-line contrast

To push our definition of the contrast even further, we chose to fully exploit the power of LBL RVs, and try to define in the same way a "per-line contrast." This will enable us to associate a sensitivity to the contrast effect for each line defined by LBL, and select them accordingly. The mathematical framework used to create this new definition is developed in the following subsection, before being applied to the EV Lac data.

6.2.1. Mathematical framework

The question to answer here is not only how the spot spectrum differs from that of the photosphere, but mostly how this difference impacts the RV computation. Furthermore, this difference needs to be expressed at the line level. For this purpose, we define the observed line profile $L^{\rm obs}$ as the disk-integrated contribution of a local line profile $l(\lambda, \Delta\lambda, z)$[3] expressed as

$$L^{\rm obs} = \iint l(\lambda, \Delta\lambda, z)\, d\Delta\lambda\, dz. \tag{1}$$

In an active region, the local physical conditions (e.g., magnetic field strength or temperature) differ from those in quiet regions. As a result, the local spectral line profile originating from an active region, $l_A(\lambda, \Delta\lambda, z)$, differs from that of a quiet region, $l_Q(\lambda, \Delta\lambda, z)$. We therefore locally distinguish between quiet and active line profiles. For simplicity, we hereafter refer to $l_A(\lambda, \Delta\lambda, z)$ and $l_Q(\lambda, \Delta\lambda, z)$ simply as l_A and l_Q. Thus, for a quiet star "Q" hosting an active region "A," the observed mean line profile can be expressed as

$$L^{obs} = \iint_Q l_Q\, d\Delta\lambda\, dz + \iint_A l_A\, d\Delta\lambda\, dz, \tag{2}$$

$$= \iint_{\rm star} l_Q\, d\Delta\lambda\, dz + \iint_A (l_A - l_Q)\, d\Delta\lambda\, dz. \tag{3}$$

It can be noted that for a given spectral line, if the quantity $\Delta l = l_A - l_Q$ is zero, there will be no distortion in the observed mean line profile. In that case, the RV associated with this line will remain unchanged during the passage of the active region. For a spot that is cooler than the surrounding quiet photosphere, it can be assumed that, for a given line, the temperature difference between the two regions leads, to first order, to a difference in absolute line depth D. This can be expressed relative to the continuum level C as a relative depth $D^{\rm rel}$, so Δl becomes

$$\Delta l = C_A \times D_A^{\rm rel}\, f(\lambda, \Delta\lambda, z) - C_Q \times D_Q^{\rm rel} f(\lambda, \Delta\lambda, z), \tag{4}$$

$$= f(\lambda, \Delta\lambda, z)\left(C_A \times D_A^{\rm rel} - C_Q \times D_Q^{\rm rel}\right), \tag{5}$$

where $f(\lambda, \Delta\lambda, z)$ represents the shape of the line independently of its depth and continuum. Thus, the lines that are theoretically "insensitive" to the active region will satisfy the condition:

$$C_A \times D_A^{\rm rel} - C_Q \times D_Q^{\rm rel} = 0 \tag{6}$$

$$\Leftrightarrow \quad \frac{C_A \times D_A^{\rm rel}}{C_Q \times D_Q^{\rm rel}} = 1 \tag{7}$$

In the end, this shows that all lines with a given couple (relative depth, continuum) will have the same influence on the overall observed line profile. Thus, the spot-to-photosphere contrast of a line, which we simply refer to as the contrast for the remainder of this paper, is defined here as

$$Contrast = \frac{D^{\rm rel}_{\rm photosphere}}{D^{\rm rel}_{\rm spot}} \times \frac{C_{\rm photosphere}}{C_{\rm spot}}. \tag{8}$$

Three specific cases can be distinguished:

- $Contrast > 1$: the photosphere contributes more to the overall line than the spot. This line will produce a "normal" RV signal during the transit of a spot. We refer to this regime as the "normal contrast" regime.
- $Contrast = 1$: the spot contributes equally to the overall line as the photosphere. This line will produce no RV variation during the transit of a spot. We refer to this as the "neutral contrast" regime.
- $Contrast < 1$: the spot contributes more to the overall line than the photosphere. This line will produce a "reverse" RV signal during the transit of a spot (i.e., a RV shift that is first blueshifted, then redshifted). We refer to this as the "anti-contrast" regime, which is different from the contrast generated by hot regions[4].

[3] The function $l(\lambda, \Delta\lambda, z)$ is defined along a coordinate system where z is aligned with the stellar rotation axis, and $\Delta\lambda$ denotes the position along the axis perpendicular to the rotation axis, as this position is directly related to the rotational Doppler shift of the spectral line.

[4] This formalism could be applied to hotter regions, such as faculae or plages, by computing the contrast using a spectrum hotter than the photosphere. However, this is beyond the scope of the current paper, and may not be relevant for EV Lac, where the spots dominate the activity.

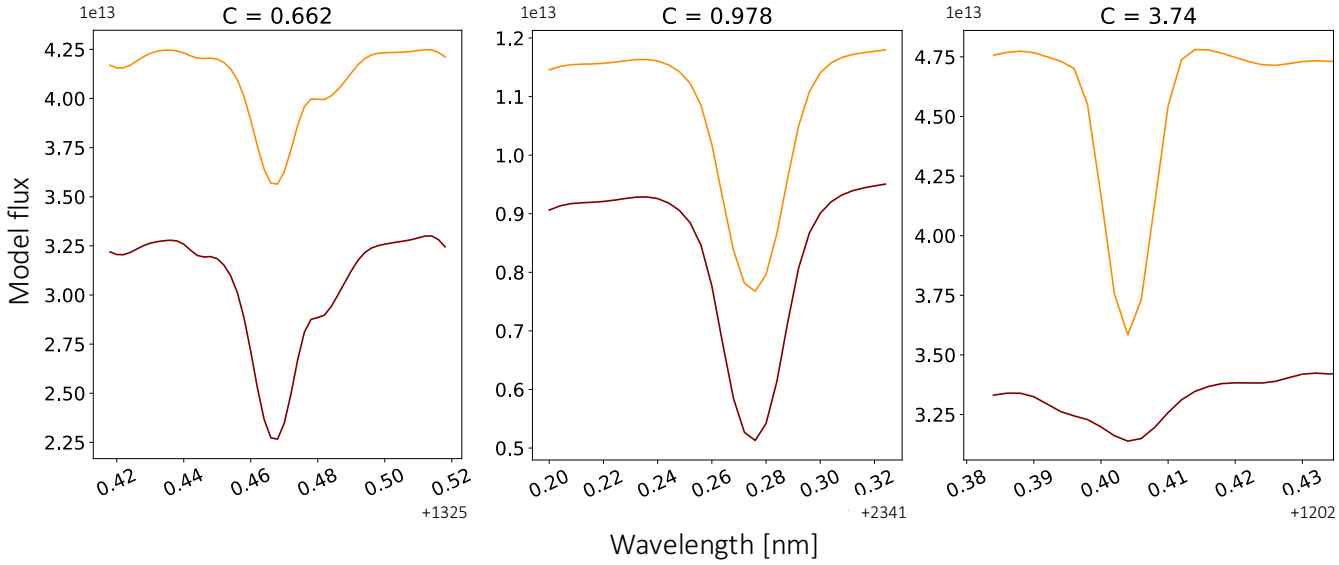

Fig. 6. Example lines from PHOENIX models, for the three contrast cases (from left to right: $C < 1$, $C \approx 1$, $C > 1$). Orange lines represent photosphere lines, at 3300 K. Brown lines represent the spot lines, at 3000 K.

Ultimately, we demonstrate that the depth of the line is a crucial parameter to consider when accurately accounting for the impact of a spot on RV measurements. This was previously highlighted by Reiners & Basri (2010), who theoretically examined the case of lines with a contrast of 1, where the presence of a spot would be undetectable in RVs. However, their study did not explore the case of anti-contrasted lines, for which spots induce RV signals anti-correlated with those typically associated with starspots. From a physical perspective, such a scenario could arise, for instance, if certain lines that are absent from the photosphere only form at cooler temperatures, within the spot. It is important to clarify that this "anti-contrast" does not refer to a hot spot, but rather to a cold spot that contains more spectral information than the surrounding photosphere, for some given lines.

6.2.2. Radial velocities in the different contrast regimes

To calculate the per-line contrast in the case of EV Lac, we first create our LBL line list skeleton following the methodology described in Section 4. For each of these wavelength intervals (or line) defined by LBL, we look at the corresponding intervals in the two PHOENIX models used previously: for the spot as well as the photosphere model, the continuum is estimated by taking the mean of the beginning and the end of the interval (theoretically corresponding to the extremity of the wings). As the lines can be as small as a few PHOENIX wavelength points, we won't average on more points. The relative depth is defined as the difference between the line's minimum flux and the continuum, normalized by the continuum.

Computing this contrast from Eq. (8) for each line reveals that the three distinct contrast regimes are indeed represented, as illustrated by three random lines in Fig. 6. The wavelength distribution of this per-line contrast in the SOPHIE and SPIRou domain is shown in Fig. 7, where each point is the spot-to-photosphere contrast value of a given line. The neutral contrast (C=1) for which the spot should have no impact on the RVs is highlighted by the dotted line, separating the regular (above) from the anti-contrast (below) regimes. A wealth of information can be extracted from this Fig. 7.

Firstly, we see again the chromatic slope, which can be compared to the one we had when considering the continuum contrast only in Fig. 5. However, many more details are present, especially some lines in the Y band that appear to be highly contrasted, explaining the high RV signal in this region. Also, the higher amplitude seen around 1600 nm in Fig. 4 does correspond to a region of high contrasted lines. Even more interesting is the distribution of anti-contrast lines: while they are almost non-existent in the SOPHIE domain, they account for around half of the lines in the SPIRou domain. This result indicates that, in the present case, about half of the lines influence the RV in the opposite way to the other half. This is visible both in the right-hand histogram, where SPIRou contrasts are symmetrically distributed around C=1, and in the upper plot: the relatively small bar heights for SPIRou, compared to SOPHIE, suggest a lower RV amplitude, while the presence of anti-contrasted bars indicates that, at certain wavelengths, the activity signal should be reversed relative to the visible range. Overall, this histogram suggests that the H and K bands are particularly insensitive to EV Lac's spots, which is consistent with the results shown in Fig. 3.

To validate our understanding of this phenomenon, we separated the SPIRou lines into two contrast types and analyzed their RV signals. Since lines around C = 1 should be insensitive to the spot, we excluded them to better highlight the two anti-correlated contrasts, with an arbitrary threshold of ±0.05 chosen from the histogram in Fig.7. Using our line selection method, we computed an anti-contrast time series with 9464 lines ($C < 0.95$) and another with 7180 lines ($C > 1.05$). The results are shown in Fig. 8, where a striking anti-correlation between the two time series is observed, providing observational evidence that anti-contrast may play a role as significant as, if not more important than, regular contrast. In that specific case, the two time series have a RMS around 14 m/s for the regular contrast and 19 m/s for the anti-contrast, which yield for a factor 5 and 7 of amplitude diminution between SOPHIE and these new SPIRou signals. This indicates that the very low activity signal seen when computing the RVs using all infrared lines (Fig.1) is due to contrast and anti-contrast being two anti-correlated effects of similar amplitude, effectively canceling each other out.

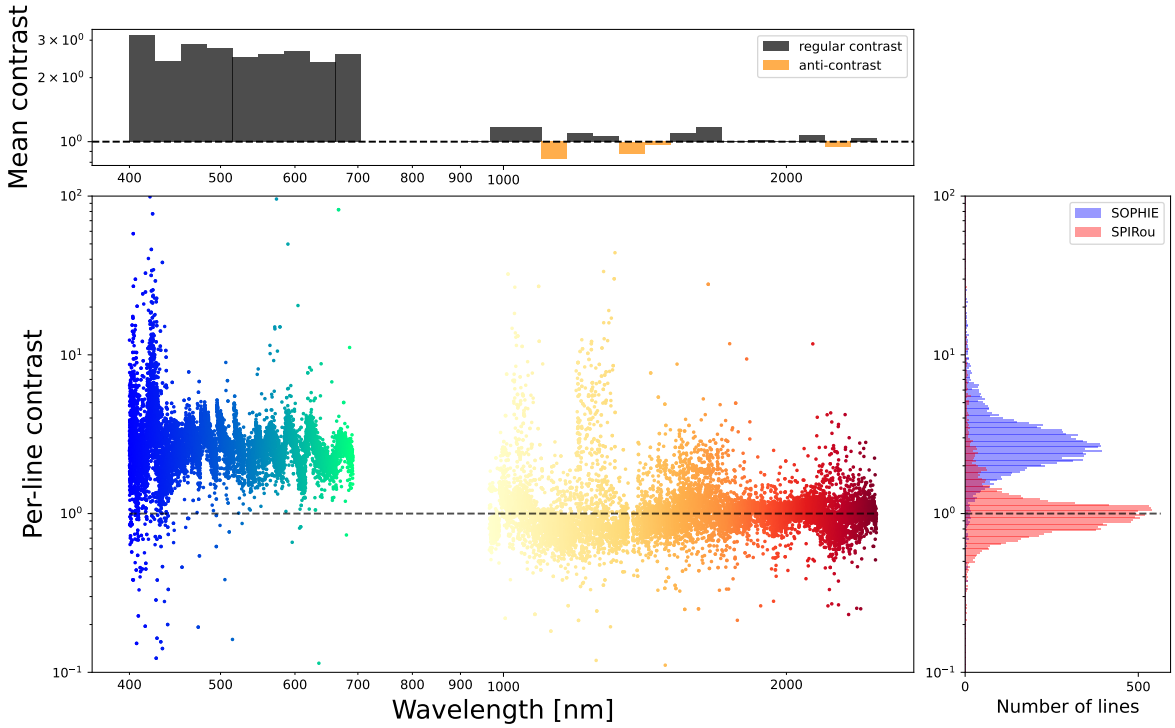

Fig. 7. Contrast computed for each line. The neutral contrast C=1 is highlighted by the dotted lines. *Middle*: contrast estimation across the SOPHIE to SPIRou wavelength range. *Right*: histogram of contrast values for SOPHIE and SPIRou. *Top*: contrast averaged in wavelength bins for SOPHIE and SPIRou, computed using a geometric mean to capture the proportional nature of the per-line contrast (e.g., the geometric mean $\bar{C}_{\rm geo} = \left(\prod_{i=1}^{N} C_i\right)^{1/N}$ equals 1 for opposite contrasts, such as $C = 0.5$ and $C = 2$). The bar heights are proportional to the expected RV amplitude, while their color encodes the phase of the signal.

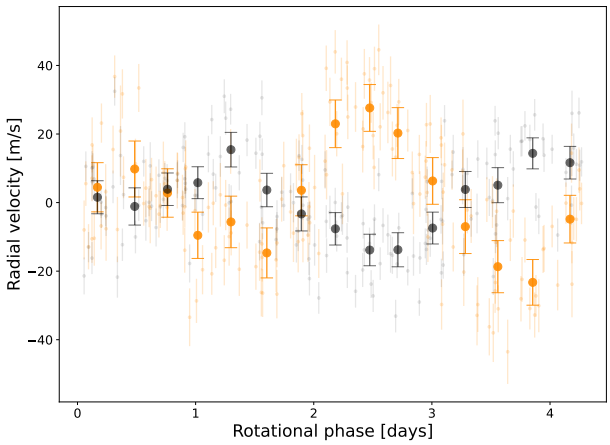

Fig. 8. RV time series phase-folded on the rotation period (4.36 days), comparing contrasted and anti-contrasted lines. Time series using 7180 lines with C>1.05, which behave similarly to a "regular spot" that hides a part of the photosphere, shown in black (RMS = 13.7 m/s). Time series using 9464 lines with C<0.95, which behave similarly to an "anti-contrasted spot", adding more spectral information than the photosphere, shown in yellow (RMS = 19.1 m/s).

In conclusion, our new definition of line contrast empirically demonstrates our ability to disentangle two families of line-dependent RVs, whose strong anti-correlation provides a clear and necessary explanation for the pronounced chromaticity observed between the two instruments. It is interesting to note that similar anti-correlated RVs had already been observed in the past on α Cen b by Cretignier et al. (2020) and Al Moulla et al. (2022), who rightly thought that they were linked to a certain temperature sensitivity, albeit originating from convection inhibition.

Concerning the lines in the wavelength domain of SOPHIE, there are too few anti-contrasted lines to generate an anti-contrast time series. This means that an activity filtering approach based on line selections, as tested in Sect. 8, would probably not be relevant in the optical domain.

7. Probing the Zeeman effect

Given the strong magnetic field of EV Lac (Table 1), we investigated the potential role of the Zeeman effect in the chromaticity of the RV signal. As demonstrated by Reiners et al. (2013) and Hébrard et al. (2014), the strength of this effect increases with the square of the wavelength, implying a strong positive chromaticity (i.e., a greater impact in the near-infrared), unlike the contrast effect.

Using the VALD (Vienna Atomic Line Database; Piskunov et al. 1995; Kupka et al. 2000; Ryabchikova et al. 2015; Pakhomov et al. 2019), we identified lines with known high effective Landé factors ($g_{\rm eff}$), which quantify the sensitivity of spectral lines to Zeeman broadening. To disentangle this effect from temperature contrast, we further excluded lines exhibiting excessively strong (regular or anti) contrast. We therefore computed RVs using a subset of lines with $g_{\rm eff} > 1.2$ and contrast values within the arbitrary interval $C \in [0.75, 1.333]$[5].

[5] This interval corresponds to a symmetric selection in contrast space, defined as $[1/x, x]$. The chosen thresholds aim to reduce the impact of strongly contrasted lines, while retaining enough spectral information.

This analysis revealed no clear evidence for an increase in the amplitude of the activity signal when applying the above-mentioned line selections. In the case of SOPHIE, most lines exhibit strong contrast (see Fig. 7), leaving only 35 usable lines after selection, which is too few to obtain meaningful constraints, given the resulting large uncertainties. For SPIRou, both the dispersion and the associated uncertainties increased to comparable levels, rendering any definitive interpretation inconclusive. Moreover, because effective Landé factors are primarily available for atomic lines, and often missing for the molecular transitions that dominate the NIR, this selection likely underestimates the true impact of the Zeeman effect in that spectral domain.

Nevertheless, to limit the potential impact of the Zeeman effect as much as current data allow, we conservatively exclude lines with Landé factors $g_{\rm eff} > 1.2$ in the remainder of this work.

8. Toward a correction of spot-induced activity

Once we probed both the temperature contrast and the Zeeman effect of EV Lac, we tried to use this knowledge to filter out the RV activity signal. Concerning the Zeeman effect, we simply mitigated it by removing lines with an effective Landé factor above a given threshold. We chose to remove lines with $g_{\rm eff} > 1.2$, as this provides a good balance between eliminating the most affected lines and preserving the majority of lines and, thus, the signal.

Regarding the contrast effect, the most logical approach would be to select only lines with a neutral contrast ($C \approx 1$). However, this would not only result in the removal of a large number of lines but would also rely on the assumption that the calibration of C is perfect (a point we discuss in Sect. 8.1).

8.1. Impact of the spot temperature

Selecting lines with $C \approx 1$ should isolate lines that are "neutral" in terms of temperature contrast, meaning they are not distorted when spots pass by. However, this requires an accurate calibration of C, meaning the correct determination of photosphere and spot temperatures, as well as the ability of PHOENIX models to accurately reproduce their emitted flux. While these models have slight inaccuracies, they still allow for a statistical classification of lines into two families – regular contrast and anti-contrast. But a key source of error remains the poor accuracy in determining the spot temperature as noted in Section 2.2. Both of these effects may slightly offset the neutral contrast value.

We might take this issue to our advantage though. If lines with $C \approx 1$ still exhibit an activity signal, it may indicate that the temperature adopted for the spot is incorrect. In this case, an iterative adjustment of the spot temperature to minimize the activity signal on these lines could serve as a new method to determine it. For that purpose, we computed the line contrast using temperatures within the estimated range, from 2800 K (Herbst et al. 2021) to 3200 K (Ikuta et al. 2023) by steps of 100 K. For each set of contrast values associated to a given temperature, we independently compute the RVs for the three contrast regimes (regular, neutral and anti-contrast). We arbitrarily chose $C \in [1.05, 4]$ for the regular contrast regime, $C \in [1/1.05, 1.05]$ for the neutral contrast regime and $C \in [1/4, 1/1.05]$ for the anti-contrast regime. Then, for each resulting time series, we estimated the activity signal amplitude by fitting a sinusoid at $P_{\rm rot}/2$. Additionally, we excluded lines with $g_{\rm eff} > 1.2$, as discussed above. We expected the spot temperature closest to reality would yield a null RV signal for $C \approx 1$ and two symmetric RV signals for the lines with regular contrast and anti-contrast.

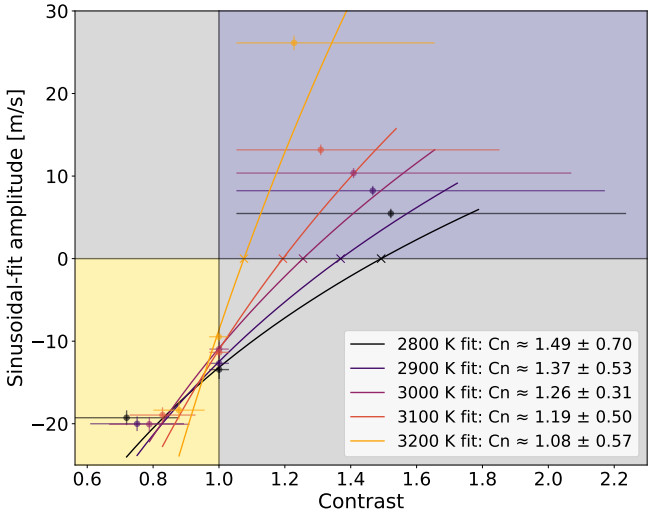

Fig. 9. Evolution of the sinusoidal fit amplitude for RV time series computed using spectral lines in different contrast regimes, for a photosphere at 3300 K and different spot temperatures. The sign of the amplitude gives the phase of the signal (Negative ⇒ anti-contrast phase, Positive ⇒ regular contrast phase). Contrast values are computed as the mean of per-line contrasts within each regime, with standard deviations as uncertainties. For each temperature, a linear fit in log(contrast) space is used to determine the effective neutral contrast C_n, namely, the contrast at which the signal amplitude is expected to vanish. Region corresponding to time series exhibiting an anti-contrast phase, shown in yellow. Region corresponding to time series with a regular-contrast phase, shown in blue. Areas indicating regions where the time series should not appear if the spectra from the spot and the photosphere were perfectly modeled, shown in gray.

Figure 9 presents the results of these computations. The sign of the amplitude indicates the phase of the sinusoidal fit, with a negative sign corresponding to an anti-contrast regime and vice versa. Each contrast value corresponds to the average of the distribution of the per-line contrasts within a given regime, with the uncertainty corresponding to its standard deviation. For each spot temperature, we performed a linear fit of the activity-induced RV amplitude in the "log(contrast)" versus "amplitude" space. This allows us to estimate the value of C for which the amplitude approaches zero. Ideally, if the modeling of the emergent spectra of the photosphere and the spot were perfect, this would occur at $C = 1$. In practice, spectral lines with C values close to 1 tend to exhibit an anti-contrast signal, and this effect becomes even stronger at lower spot temperatures (i.e., when the temperature difference ΔT between the spot and the photosphere is larger). This suggests that the spectral line modeling is not entirely accurate, and that the model with the highest spot temperature, while not perfect, provides the best approximation.

These results suggest that a small temperature contrast is preferred in the case of EV Lac, with a spot temperature slightly above 3200 K. This aligns with the conclusions of Ikuta et al. (2023) presented in Section 2.2. However, several limitations may introduce biases in this conclusion, as discussed in the final section.

8.2. Balancing contrasts to mitigate activity

We recalculated the contrast of all lines using our spot temperature determination at 3200 K, and propose a method to filter

out the activity signal, based on the knowledge developed in this study. As outlined in Section 6, no filtering was performed on the SOPHIE dataset, as nearly all lines are sensitive in the same way to spot-photosphere temperature contrast, making the selection of activity-insensitive lines ineffective. However, in the case of SPIRou dataset, a sufficient number of lines exist in all three contrast regimes. Consequently, the following analysis is conducted exclusively on the SPIRou dataset (seasons 1 and 2).

The most straightforward filtering strategy is to select only neutral-contrast lines. However, as discussed in Section 8.1, even lines with contrast values close to unity still exhibit a residual activity signal likely due to limitations in spectral modeling (Fig. 9), making this approach unreliable. Moreover, such a selection would have excluded too many lines to preserve an acceptable level of statistical uncertainty.

However, another approach can be undertaken in this context. By chance, on this star the distribution of contrasts for lines in the SPIRou range appears to be fairly balanced between regular and anti-contrast (see Fig. 7), leading to a partial cancellation of the two effects. However, slight imbalances may still exist between the line lists of the two regimes. In fact, if we manage to perfectly balance the two effects, we might be able to effectively cancel the contrast-induced activity signal. This requires not only accounting for the number of lines in each contrast category but also considering their contribution to the RV computation, which depends on the spectral information derived from the inverse of the LBL per-line error.

To separate regular and anti-contrast lines, the theoretical selection threshold should be set at C = 1. However, as discussed in the previous section, even with perfect spectral modeling, this neutral contrast assumption holds only if the temperatures used for the photosphere and spot models are accurate. Yet, even with a spot temperature of 3200 K, Fig. 9 showed that the neutral contrast remains slightly above 1. Also, since PHOENIX models are defined in 100 K increments, there is room for minor offsets. Therefore, we define this neutral contrast threshold as a variable, referred to as $C_{\rm neutral}$ hereafter.

Furthermore, lines with extreme contrast values may have a disproportionately strong impact on the overall RVs, warranting their removal. This introduces a second variable, denoted as $C_{\rm cut}$ [%], representing the percentage of lines with the most extreme contrast values that are excluded from the analysis.

Considering a spot temperature of 3200 K, the classification of lines into regular and anti-contrast categories now depends on these two parameters. To evaluate their impact on RV measurements, we compute histograms of the number of lines weighted by their contrast value divided by their mean error, for both $C > 1$ and $C < 1$ line lists[6]. The total weight of each histogram represents the contribution of the respective line list to the RVs. We then iteratively remove lines with the most extreme C values (i.e., those farthest from 1) from the more heavily weighted histogram until the two histograms have equal weight. This ensures that the regular and anti-contrast line lists exert an equal influence on the overall RVs. Finally, we merge all lines from the two balanced histograms to create a spot-induced activity corrected line list, from which we compute the corresponding time series. The process can be repeated for different pairs of parameters ($C_{\rm neutral}$, $C_{\rm cut}$).

To assess the effectiveness of this correction for a given pair of parameter, we compare the RMS of the resulting time series to a reference case that includes all LBL lines. However, this reference might contain other physical effects that could bias our assessment of contrast-related activity correction. The only additional effect considered in this paper being the Zeeman effect, we once again ensure that Zeeman-sensitive lines are removed beforehand by excluding those with an effective Landé factor above 1.2 (see Section 7). This yields a reference time series with an RMS of 8.70 m/s for a mean error of 3.50 m/s.

The comparison between the 8.70 m/s RMS of this reference time series and the RMS of the corrected time series provides an estimate of the correction's effectiveness. Since the corrected time series depends on the chosen parameters, we repeat the histogram balancing process multiple times to map the ($C_{\rm neutral}$, $C_{\rm cut}$) parameter space.

The results of this process, illustrated in Fig. 10, are promising. While most of the parameter space shows that line selection worsens the final RMS (compared to the time series including all lines except those with a high effective Landé factor), there is a narrow region where our line selection effectively reduces activity-induced variations.

Regarding $C_{\rm cut}$, we observe that rejecting a higher percentage of lines generally increases the RMS due to larger uncertainties, although this trend is not always pronounced. However, keeping all lines never significantly reduces the RMS, regardless of the chosen $C_{\rm neutral}$ value.

On the other hand, $C_{\rm neutral}$ behaves as expected, with the RMS increasing on either side of its optimal value, which appears to be around $C_{\rm neutral} = 1.03$ in this case. This slightly elevated value is consistent with expectations based on Fig. 9.

The best result is obtained by removing approximately 25% of the lines and setting $C_{\rm neutral} = 1.03$. In this configuration, the correction reduces the RMS by nearly 1 m/s within a very narrow parameter space, demonstrating the efficacy of this method. However, it remains highly sensitive to an accurate determination of the neutral contrast. Given that we previously reduced the RMS by 0.22 m/s by removing Zeeman-sensitive lines, the overall activity mitigation process through line selection appears promising. It should be emphasized, however, that EV Lac may represent a special case, in which the two contrast regimes are naturally well balanced. This method could therefore prove even more effective when applied to other active M dwarfs.

Ultimately, this method requires precise determination of both the spot temperature and the sensitivity of each spectral line to temperature contrasts, two aspects that can be further improved and are discussed in Section 9.

9. Summary and perspectives

In this study, we combine visible and NIR spectroscopic measurements of the young and magnetically active M3.5V dwarf EV Lac. Even though a strong activity signal was detected in the visible at half the stellar rotation period, no such signal was initially found in the NIR.

The absence of an activity signal in the NIR is surprising in light of previous studies, which predict that the Zeeman effect should dominate at these wavelengths for highly magnetic stars. To assess its impact, we used the Landé factors of atomic lines from SOPHIE to SPIRou to identify those most sensitive to the Zeeman effect. This approach enabled us to isolate the Zeeman-induced activity signal in SPIRou. However, the presence of numerous molecular lines with unknown Landé factors in the NIR complicates a precise evaluation of this effect. Although filtering out lines with high Landé factors slightly reduces the overall RV dispersion, the improvement remains limited, while introducing a small increase in measurement uncertainty.

[6] For the anti-contrast regime ($C < 1$), the weight is given by the inverse of the contrast value, divided by the mean error.

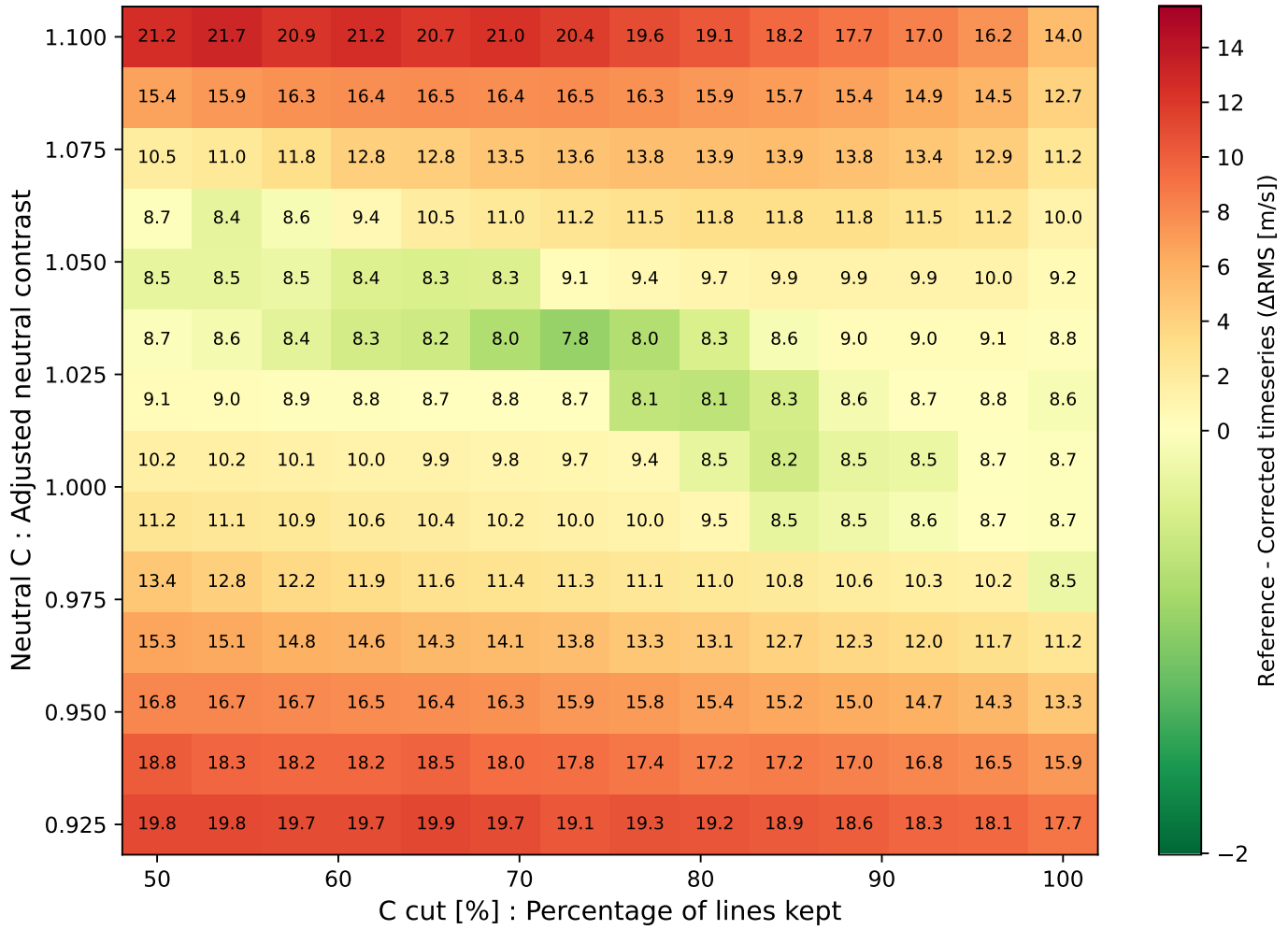

Fig. 10. Comparison between the reference and the corrected time series for a photosphere at 3300 K and a spot at 3200 K. The RMS of the corrected time series are overprinted (in m/s), while the colorbar shows the difference of RMS between the reference (RMS = 8.70 m/s) and the corrected time series. RMS reduced by the process, in green. RMS increased by the process, in red.

In addition, we report an unexpectedly strong negative chromaticity, which we attribute to temperature contrasts between two oppositely rotating spots. However, continuum flux variations between models at the photospheric and spot temperatures alone cannot explain the observed chromaticity levels. To resolve this discrepancy, we introduced a new contrast definition that accounts for spectral line depths, revealing an "anti-contrast" behavior in a subset of NIR lines. This effect arises from the presence of spots slightly cooler than the photosphere and is so pronounced that it affects nearly half of the NIR lines, leading to a self-cancellation between anti-contrasted and regular contrasted time series. Although this has been observed here for EV Lac, this effect may also be present in a wide range of targets, as it appears, to the first order, to depend primarily on the temperatures of the photosphere and the spots.

This newly identified property provides a potential means of constraining starspot temperatures. Specifically, the contrast value at which we observed a phase reversal in the activity signal depends on the temperature difference between the photosphere and the spots. By comparing this phase reversal for different PHOENIX models, we estimated the spot temperature of EV Lac to be slightly above 3200 K.

Leveraging this effect, we developed a filtering method to adjust the two anti-correlated time series and try to achieve near-complete cancellation of spot-induced RV variations. Despite this effect being naturally well compensated in EV Lac, our technique still reduced the overall RV dispersion by approximately 1 m/s. However, as the method requires case-by-case application, a future study on different stars would be necessary to assess its effectiveness. For now, it remains a proof of concept with potential improvements to explore.

One limitation of our approach, for instance, is that we adopted a simplified two-temperature model, whereas spots are known to be complex structures often associated with faculae and plages, as well as umbra and penumbra regions with temperature gradients. While modeling spots as a cooler photosphere provides a first-order correction, a more physically realistic spot spectrum or a multi-temperature approach could improve the accuracy. Additionally, EV Lac hosts two dominant spots, which were treated identically in this analysis. Accounting for potential differences in their properties may refine the method further.

Finally, this newly identified class of anti-contrasted lines raises broader questions regarding its occurrence. Namely, we ought to consider how this effect varies with stellar temperature, spectral type, wavelength range, or metallicity. Addressing these aspects could help identify target populations where the self-cancellation mechanism naturally mitigates activity-induced RV variations.

Ultimately, our study highlights the critical role of multi-wavelength observations in characterizing and mitigating stellar activity in M dwarfs. In this particular case, it has enabled the identification of an anti-contrast effect in starspots. Investigating this phenomenon in future analyses could provide new opportunities for improving stellar activity corrections, thereby enhancing the detection of exoplanets around active M dwarfs.

Acknowledgements. This work is based on observations collected with the SOPHIE spectrograph on the 1.93m telescope at the Observatoire de Haute-Provence (OHP) in France, operated by the Institut National des Sciences de l'Univers (INSU) of the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS). We thank the staff of the Observatoire de Haute-Provence for their support at the 1.93 m telescope and on SOPHIE. Based on observations obtained with SPIRou, an international project led by the Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, Toulouse, France, installed at the Canada–France–Hawaii Telescope (CFHT) which is operated from the summit of Maunakea by the National Research Council of Canada, the INSU of the CNRS of France, and the University of Hawaii. The observations at the CFHT were performed with care and respect from the summit of Maunakea which is a significant cultural and historic site. The authors wish to recognize and acknowledge the very significant cultural role and reverence that the summit of MaunaKea has always had within the indigenous Hawaiian community. We are most fortunate to have the opportunity to conduct observations from this mountain. This work has made use of the VALD database, operated at Uppsala University, the Institute of Astronomy RAS in Moscow, and the University of Vienna. P.L., X.D., A.C., T.F., and X.B., acknowledge funding from the French ANR under contract number ANR24CE493397 (ORVET) and in the framework of the Investissement d'Avenir program (ANR-15-IDEX-02), through the funding of the "Origin of Life" project of the Grenoble-Alpes University. S. Bellotti acknowledges funding by the Dutch Research Council (NWO) under the project "Exo-space weather and contemporaneous signatures of star-planet interactions" (with project number OCENW.M.22.215 of the research programme "Open Competition Domain Science-M". C. Cadieux, É. Artigau acknowledges that this work is partly supported by the Natural Science and Engineering Research Council of Canada, the Canadian Space Agency and the Trottier Family Foundation through their support of the Trottier Institute for Research on Exoplanets (IREx). This work benefited from support of the Fonds de recherche du Québec – Nature et technologies (FRQNT), through the Center for Research in Astrophysics of Quebec. A. Santerne acknowledges support by the "Programme National de Planétologie" (PNP) of CNRS/INSU co-funded by CNES and the "Action Thématique de Physique Stellaire" (ATPS) of CNRS/INSU PN Astro co-funded by CEA and CNES. N. Santos acknowledges funding by the European Union (ERC, FIERCE, 101052347). Views and opinions expressed are however those of the author(s) only and do not necessarily reflect those of the European Union or the European Research Council. Neither the European Union nor the granting authority can be held responsible for them. This work was supported by FCT – Fundação para a Ciência e a Tecnologia through national funds by these grants: UIDB/04434/2020 DOI: 10.54499/UIDB/04434/2020, UIDP/04434/2020 DOI: 10.54499/UIDP/04434/2020.

References

Al Moulla, K., Dumusque, X., Cretignier, M., Zhao, Y., & Valenti, J. A. 2022, A&A, 664, A34
Artigau, É., Cadieux, C., Cook, N. J., et al. 2022, AJ, 164, 84
Astudillo-Defru, N., Delfosse, X., Bonfils, X., et al. 2017, A&A, 600, A13
Barnes, J. R., Jeffers, S. V., & Jones, H. R. A. 2011, MNRAS, 412, 1599
Barnes, J. R., Jenkins, J. S., Jones, H. R. A., et al. 2014, MNRAS, 439, 3094
Bauer, F. F., Zechmeister, M., Kaminski, A., et al. 2020, A&A, 640, A50
Bellotti, S., Petit, P., Morin, J., et al. 2022, A&A, 657, A107
Bellotti, S., Morin, J., Lehmann, L. T., et al. 2024, A&A, 686, A66
Berdyugina, S. V. 2005, Liv. Rev. Sol. Phys., 2, 8
Boisse, I., Bouchy, F., Hébrard, G., et al. 2011, A&A, 528, A4
Bonfils, X., Delfosse, X., Udry, S., et al. 2013, A&A, 549, A109
Bouchy, F., & Sophie Team. 2006, in Tenth Anniversary of 51 Peg-b: Status of and prospects for hot Jupiter studies, eds. L. Arnold, F. Bouchy, & C. Moutou, 319
Bouchy, F., Pepe, F., & Queloz, D. 2001, A&A, 374, 733
Bouchy, F., Hébrard, G., Udry, S., et al. 2009a, A&A, 505, 853
Bouchy, F., Isambert, J., Lovis, C., et al. 2009b, in EAS Publications Series, 37, EAS Publications Series, ed. P. Kern, 247
Bouchy, F., Díaz, R. F., Hébrard, G., et al. 2013, A&A, 549, A49
Bouchy, F., Doyon, R., Artigau, É., et al. 2017, The Messenger, 169, 21
Bruno, G., Lewis, N. K., Valenti, J. A., et al. 2022, MNRAS, 509, 5030
Carmona, A., Delfosse, X., Bellotti, S., et al. 2023, A&A, 674, A110
Chen, H., Tian, H., Li, H., et al. 2022, ApJ, 933, 92
Collier Cameron, A. 1997, MNRAS, 287, 556
Cook, N. J., Artigau, É., Doyon, R., et al. 2022, PASP, 134, 114509
Cortés-Zuleta, P., Boisse, I., Klein, B., et al. 2023, A&A, 673, A14
Cortés-Contreras, M., Caballero, J. A., Montes, D., et al. 2024, A&A, 692, A206
Cortés-Zuleta, P., Boisse, I., Ould-Elhkim, M., et al. 2025, A&A, 693, A164
Courcol, B., Bouchy, F., Pepe, F., et al. 2015, A&A, 581, A38
Cretignier, M., Dumusque, X., Allart, R., Pepe, F., & Lovis, C. 2020, A&A, 633, A76
Cristofari, P. I., Donati, J. F., Folsom, C. P., et al. 2023, MNRAS, 522, 1342
Delfosse, X., Forveille, T., Perrier, C., & Mayor, M. 1998, A&A, 331, 581
Díaz, R. F., Delfosse, X., Hobson, M. J., et al. 2019, A&A, 625, A17
Díez Alonso, E., Caballero, J. A., Montes, D., et al. 2019, A&A, 621, A126
Donati, J. F., Kouach, D., Moutou, C., et al. 2020, MNRAS, 498, 5684
Dressing, C. D., & Charbonneau, D. 2015, ApJ, 807, 45
Dumusque, X. 2018, A&A, 620, A47
Favata, F., Reale, F., Micela, G., et al. 2000, A&A, 353, 987
Figueira, P., Pepe, F., Melo, C. H. F., et al. 2010, A&A, 511, A55
Gaia Collaboration (Brown, A. G. A., et al.) 2018, A&A, 616, A1
Hébrard, É. M., Donati, J. F., Delfosse, X., et al. 2014, MNRAS, 443, 2599
Heidari, N. 2022, PhD thesis, Université Côte d'Azur; Shahid Beheshti University (Tehran)
Heidari, N., Boisse, I., Orell-Miquel, J., et al. 2022, A&A, 658, A176
Herbst, K., Papaioannou, A., Airapetian, V. S., & Atri, D. 2021, ApJ, 907, 89
Hobson, M. J., Díaz, R. F., Delfosse, X., et al. 2018, A&A, 618, A103
Hobson, M. J., Delfosse, X., Astudillo-Defru, N., et al. 2019, A&A, 625, A18
Honda, S., Notsu, Y., Namekata, K., et al. 2018, PASJ, 70, 62
Hsu, D. C., Ford, E. B., & Terrien, R. 2020, MNRAS, 498, 2249
Huélamo, N., Figueira, P., Bonfils, X., et al. 2008, A&A, 489, L9
Husser, T. O., Wende-von Berg, S., Dreizler, S., et al. 2013, A&A, 553, A6
Ikuta, K., Namekata, K., Notsu, Y., et al. 2023, ApJ, 948, 64
Inoue, S., Enoto, T., Namekata, K., et al. 2024, PASJ, 76, 175
Jeffers, S. V., Barnes, J. R., Schöfer, P., et al. 2022, A&A, 663, A27
John, A. A., Collier Cameron, A., Faria, J. P., et al. 2023, MNRAS, 525, 1687
Jones, J., White, R. J., Boyajian, T., et al. 2015, ApJ, 813, 58
Klein, B., Zicher, N., Kavanagh, R. D., et al. 2022, MNRAS, 512, 5067
Klutsch, A., Freire Ferrero, R., Guillout, P., et al. 2014, A&A, 567, A52
Kotani, T., Tamura, M., Nishikawa, J., et al. 2018, SPIE Conf. Ser., 10702, 1070211
Kupka, F. G., Ryabchikova, T. A., Piskunov, N. E., Stempels, H. C., & Weiss, W. W. 2000, Baltic Astron., 9, 590
Lomb, N. R. 1976, Ap&SS, 39, 447
López-Gallifa, Á., Montes, D., Labarga, F., et al. 2021, in The 20.5th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun (CS20.5), Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, 138
Mahadevan, S. 2019, in American Astronomical Society Meeting Abstracts, 233, American Astronomical Society Meeting Abstracts #233, 408.06
Mahmud, N. I., Crockett, C. J., Johns-Krull, C. M., et al. 2011, ApJ, 736, 123
Melbourne, K., Youngblood, A., France, K., et al. 2020, AJ, 160, 269
Ment, K., & Charbonneau, D. 2023, AJ, 165, 265
Meunier, N. 2021, arXiv e-prints [arXiv:2104.06072]
Meunier, N., & Lagrange, A. M. 2021, in SF2A-2021: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, eds. A. Siebert, K. Baillié, E. Lagadec, N. Lagarde, J. Malzac, J. B. Marquette, M. N'Diaye, J. Richard, & O. Venot, 371
Meunier, N., Desort, M., & Lagrange, A. M. 2010, A&A, 512, A39
Mignon, L., Delfosse, X., Meunier, N., et al. 2025, A&A, https://10.1051/0004-6361/202451142
Morin, J., Donati, J. F., Petit, P., et al. 2008, MNRAS, 390, 567
Moutou, C., Delfosse, X., Petit, A. C., et al. 2023, A&A, 678, A207
Newton, E. R., Irwin, J., Charbonneau, D., Berta-Thompson, Z. K., & Dittmann, J. A. 2016, ApJ, 821, L19
Newton, E. R., Irwin, J., Charbonneau, D., et al. 2017, ApJ, 834, 85
Pakhomov, Y. V., Ryabchikova, T. A., & Piskunov, N. E. 2019, Astron. Rep., 63, 1010
Paudel, R. R., Barclay, T., Schlieder, J. E., et al. 2021a, ApJ, 922, 31
Perruchot, S., Kohler, D., Bouchy, F., et al. 2008, SPIE Conf. Ser., 7014, 70140J
Perruchot, S., Bouchy, F., Chazelas, B., et al. 2011, SPIE Conf. Ser., 8151, 815115
Piskunov, N. E., Kupka, F., Ryabchikova, T. A., Weiss, W. W., & Jeffery, C. S. 1995, A&AS, 112, 525
Reid, I. N., Hawley, S. L., & Gizis, J. E. 1995, AJ, 110, 1838
Reiners, A., & Basri, G. 2010, ApJ, 710, 924
Reiners, A., Bean, J. L., Huber, K. F., et al. 2010, ApJ, 710, 432
Reiners, A., Joshi, N., & Goldman, B. 2012, AJ, 143, 93
Reiners, A., Shulyak, D., Anglada-Escudé, G., et al. 2013, A&A, 552, A103
Reiners, A., Zechmeister, M., Caballero, J. A., et al. 2018, A&A, 612, A49
Reiners, A., Shulyak, D., Käpylä, P. J., et al. 2022, A&A, 662, A41

Reylé, C., Jardine, K., Fouqué, P., et al. 2021, A&A, 650, A201
Rojas-Ayala, B., Covey, K. R., Muirhead, P. S., & Lloyd, J. P. 2012, ApJ, 748, 93
Ryabchikova, T., Piskunov, N., Kurucz, R. L., et al. 2015, Phys. Scr, 90, 054005
Saar, S. H., & Donahue, R. A. 1997, ApJ, 485, 319
Sabotta, S., Schlecker, M., Chaturvedi, P., et al. 2021, A&A, 653, A114
Scargle, J. D. 1982, ApJ, 263, 835
Shkolnik, E., Liu, M. C., & Reid, I. N. 2009, ApJ, 699, 649
Shulyak, D., Reiners, A., Nagel, E., et al. 2019, A&A, 626, A86
Soderblom, D. R., & Mayor, M. 1993, AJ, 105, 226
Solanki, S. K. 2003, A&A Rev., 11, 153
Suárez Mascareño, A., Rebolo, R., & González Hernández, J. I. 2016, A&A, 595, A12
Tal-Or, L., Zechmeister, M., Reiners, A., et al. 2018, A&A, 614, A122
Youngblood, A., France, K., Loyd, R. O. P., et al. 2017, ApJ, 843, 31
Zechmeister, M., & Kürster, M. 2009, A&A, 496, 577
Zechmeister, M., Reiners, A., Amado, P. J., et al. 2018, A&A, 609, A12

[1] Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France
[2] Université de Montréal, Département de Physique, IREX, Montréal, QC H3C 3J7, Canada
[3] Observatoire du Mont-Mégantic, Université de Montréal, Montréal, QC H3C 3J7, Canada
[4] Leiden Observatory, Leiden University, PO Box 9513, 2300 RA Leiden, The Netherlands
[5] Univ. de Toulouse, CNRS, IRAP, 14 av. Belin, 31400 Toulouse, France
[6] Aix Marseille Univ., CNRS, CNES, LAM, Marseille, France
[7] Canada France Hawaii Telescope Corporation (CFHT), UAR2208 CNRS-INSU, 65-1238 Mamalahoa Hwy, Kamuela, HI 96743, USA
[8] Observatoire Astronomique de l'Université de Genève, Chemin Pegasi 51b, 1290 Versoix, Switzerland
[9] Institut Trottier de recherche sur les exoplanètes, Université de Montréal, 1375 Ave Thérèse-Lavoie-Roux, Montréal, QC H2V 0B3, Canada
[10] LIRA, Observatoire de Paris, Université PSL, CNRS, Université Paris Cité, Sorbonne Université, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France
[11] SUPA School of Physics and Astronomy, University of St Andrews, North Haugh, St Andrews KY16 9SS, UK
[12] Center for Astrophysics | Harvard & Smithsonian, 60 Garden Street, Cambridge, MA 02138, USA
[13] International Center for Advanced Studies and ICIFI (CONICET), ECyT-UNSAM, Campus Miguelete, 25 de Mayo y Francia, 1650 Buenos Aires, Argentina
[14] Laboratório Nacional de Astrofísica, Rua Estados Unidos 154, 37504-364 Itajubá-MG, Brazil
[15] Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, UMR 7095, Sorbonne Université, 98 bis bd Arago, 75014 Paris, France
[16] Laboratoire Univers et Particules de Montpellier, Université de Montpellier, CNRS, 34095 Montpellier, France
[17] Université Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS, Laboratoire Lagrange, France
[18] Instituto de Astrofísica e Ciências do Espaço, CAUP, Universidade do Porto, Rua das Estrelas, 4150-762 Porto, Portugal
[19] Departamento de Física e Astronomia, Faculdade de Ciências, Universidade do Porto, Rua do Campo Alegre, 4169-007 Porto, Portugal

Appendix A: Periodograms

Generalized Lomb-Scargle (GLS) periodograms (Lomb 1976; Scargle 1982; Zechmeister & Kürster 2009), computed for SOPHIE and SPIRou entire datasets (Fig. 1), using the astropy Python package.

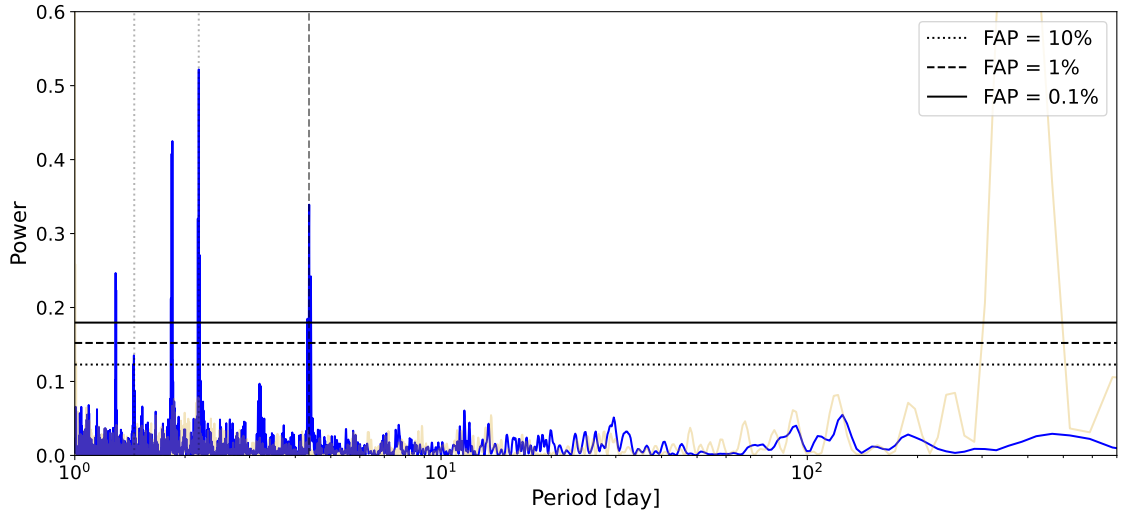

Fig. A.1. Periodogram of SOPHIE measurements. P_{rot} is highlighted by the grey dashed line, while $P_{rot}/2$ and $P_{rot}/3$ are shown in the light grey dotted lines.

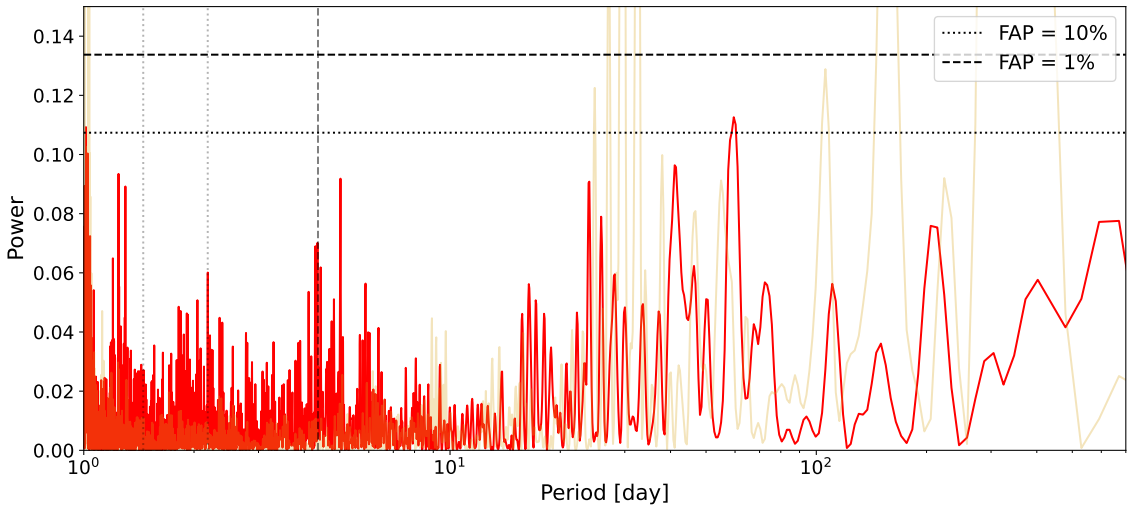

Fig. A.2. Periodogram of SPIRou measurements. P_{rot} is highlighted by the grey dashed line, while $P_{rot}/2$ and $P_{rot}/3$ are shown in the light grey dotted lines.

Appendix B: SOPHIE per-band RVs

As can be seen in the Fig.B.1 below, the chromaticity between the different bands of SOPHIE is not clear, given the uncertainties. The fact that we don't find the negative CRX found on CARMENES by Tal-Or et al. (2018); Jeffers et al. (2022) is probably due to our limited wavelength coverage.

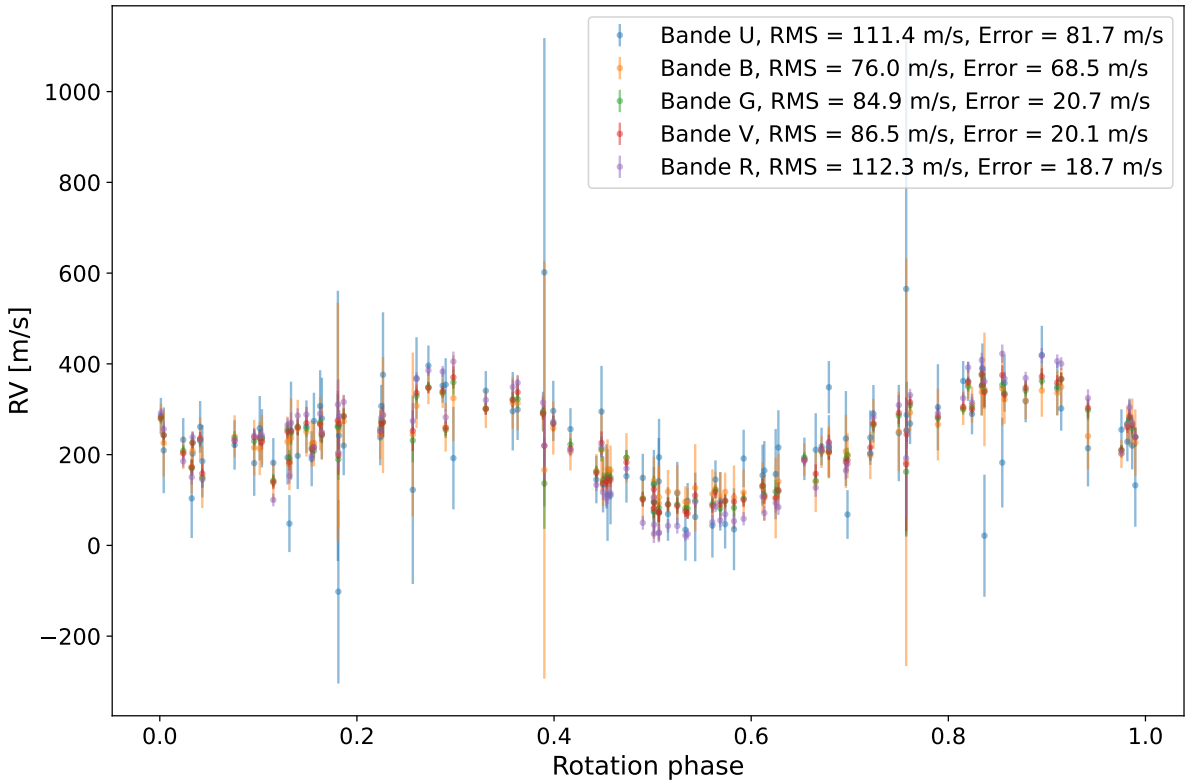

Fig. B.1. RVs phase-folded on EV Lac rotational period (4.36 days), for the different optical bands of SOPHIE.

Appendix C: Per-wavelength bin RV sinusoïdal fits

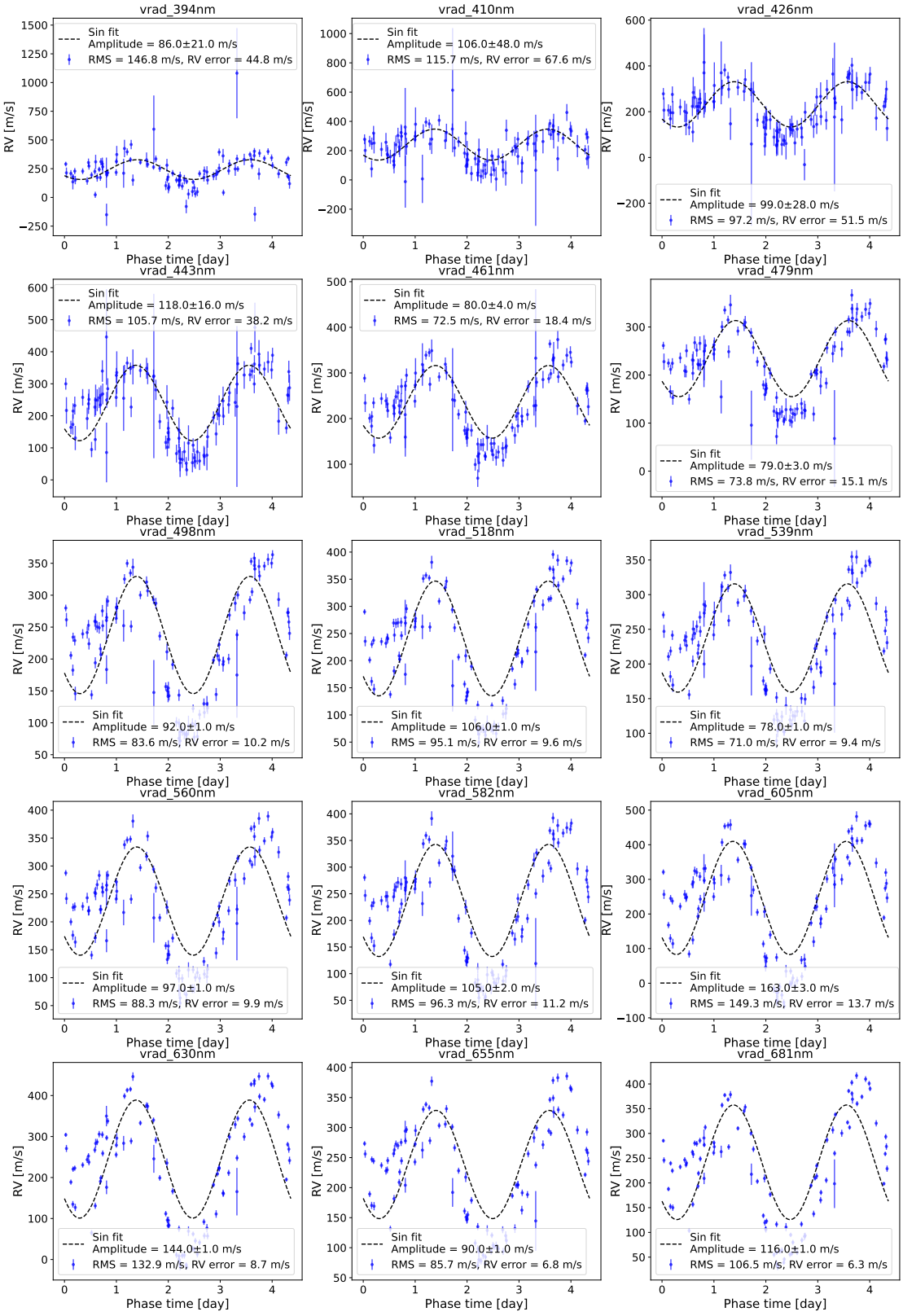

Fig. C.1. Sinusoïdal fits of the phase-folded SOPHIE RVs for the different wavelength bins considered in Sect. 5.3.

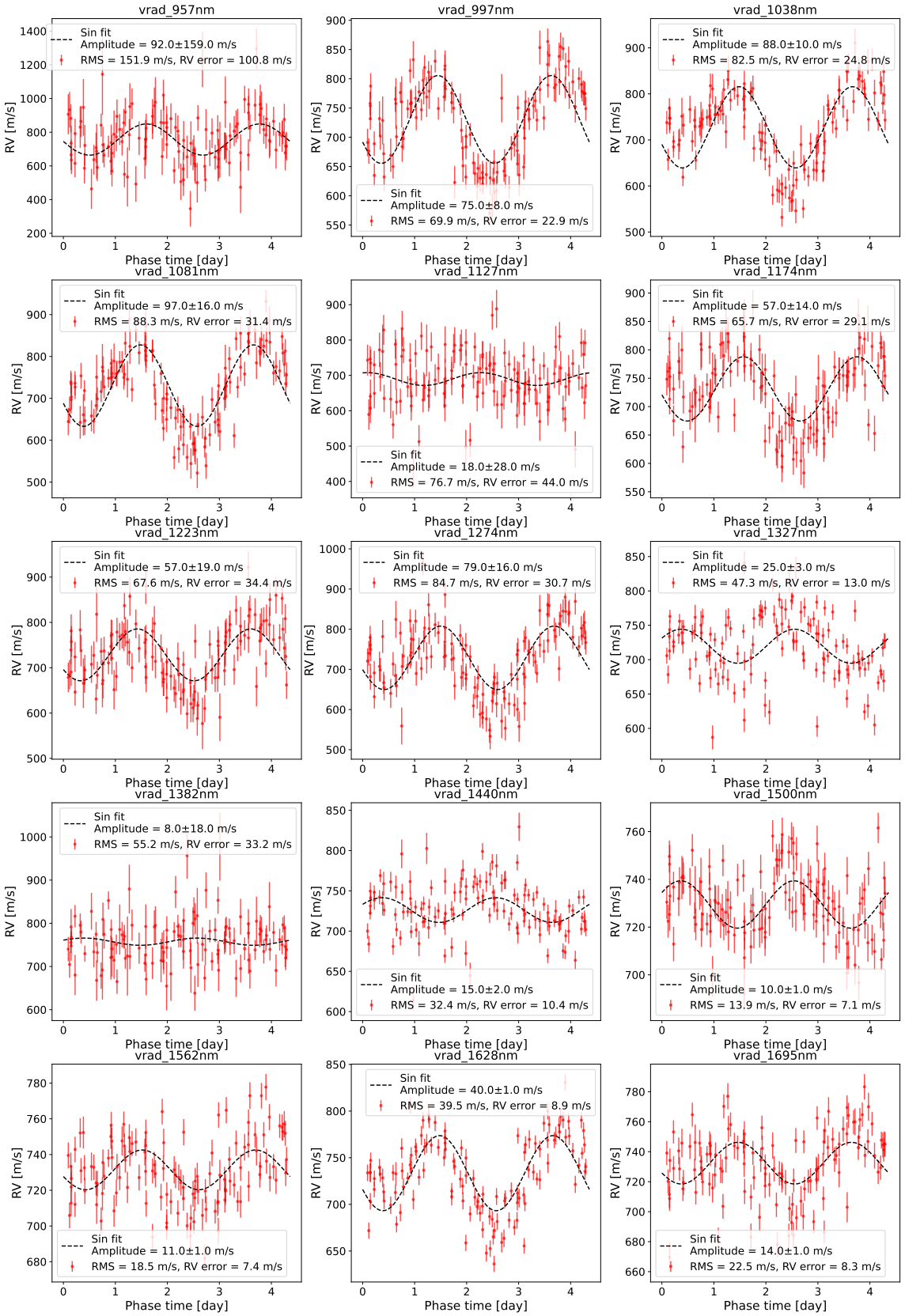

Fig. C.2. Sinusoïdal fits of the phase-folded SPIRou RVs for the different wavelength bins considered in Sect. 5.3.

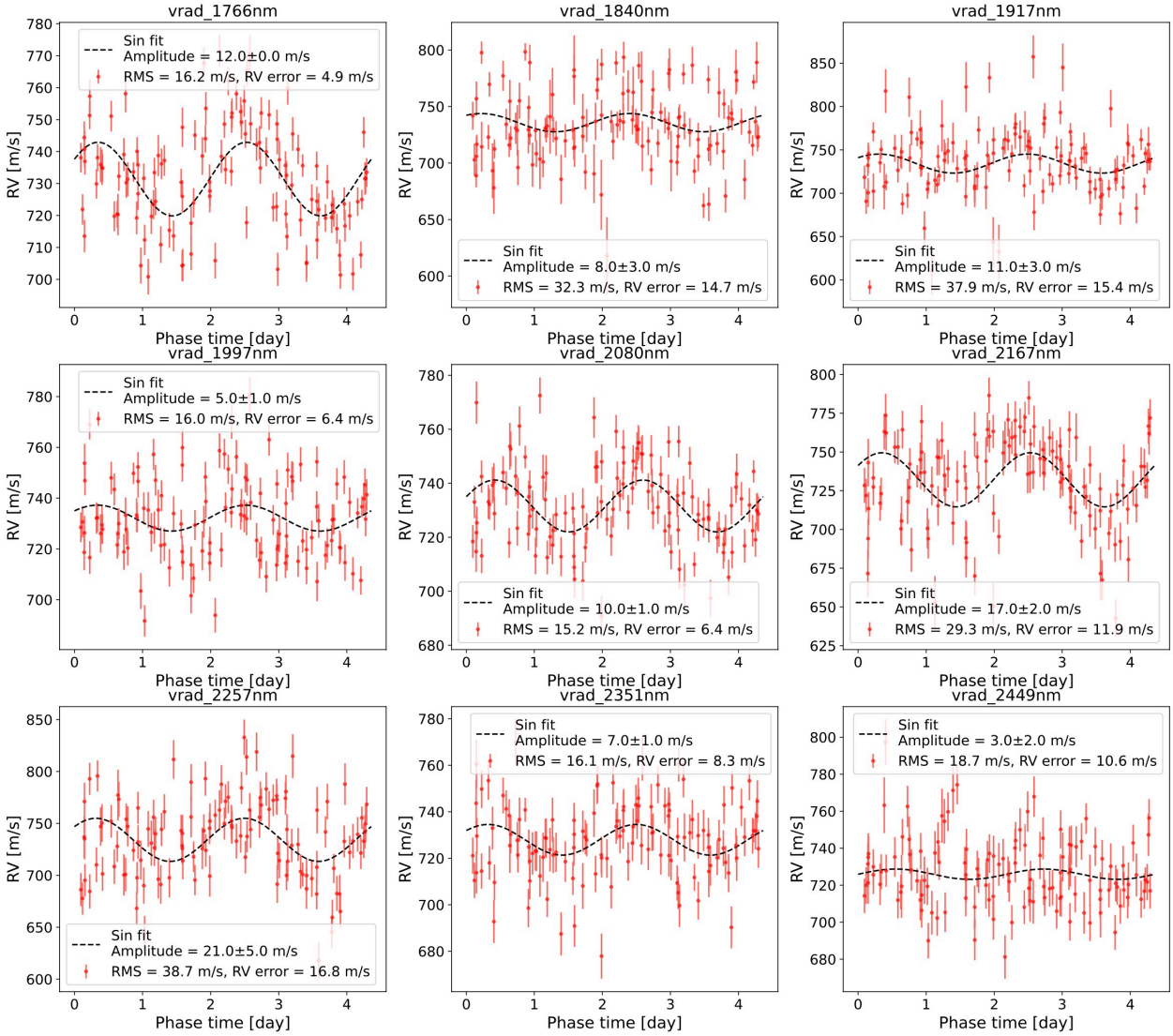

Fig. C.2. continued.

Annexe C

Guide d'utilisation du pipeline SOPHIE-LBL

Sur le serveur LAM :
Accédez au répertoire contenant la dernière version de LBL pour SOPHIE :

```
cd /net/GSP/nas12c/big_spirou/LBL_SOPHIE/lbl_v065/lbl
```

Ce répertoire contient différents dossiers liés à l'utilisation de LBL (voir https://lbl.exoplanets.ca/output-data pour plus d'informations), ainsi que quelques dossiers spécifiques à la pipeline SOPHIE.

Lancer LBL sur une cible :
Pour lancer LBL sur une nouvelle cible, utilisez le script `run_lbl_target.sh`, qui accepte 3 arguments :

1. Nom de la cible
2. (optionnel) Température de la cible (défaut = 3200 K). Il est recommandé de la renseigner à quelques centaines de Kelvin près.
3. (optionnel) Type — `star` ou `std` pour étoile standard (défaut = `star`). Le mode `std` applique des filtres supplémentaires (SNR > 100, etc.) et évite la correction master.
4. (optionnel) Template pour les RVs (défaut = la cible elle-même). S'il n'y a que peu d'observations, on peut utiliser un template d'une autre étoile placé dans le dossier `template`.

Exemple pour lancer LBL sur AD Leo :

```
source run_lbl_target.sh Gl388 3400
```

Cela exécutera notamment :

1. Le tri des observations (rejet d'outliers, sélection de la fibre HR, etc.)
2. La création du fichier `star-name_template-name_wrap.py`
3. La génération et exécution d'un script `lbl_star-name_template-name.sh` qui :
   — nettoie les anciennes données
   — copie les spectres dans `science/target_name`
   — corrige les effets CTI
   — lance LBL

— applique la correction master
— génère `outputs.tar`

Récupérer les résultats :
Une fois le traitement terminé, allez dans :

```
cd /net/GSP/nas12c/big_spirou/LBL_SOPHIE/lbl_v065/lbl/lblrdb
```

Un fichier `.tar` nommé `lblrdb_target-name.tar` est alors créé automatiquement.

Pour le récupérer :

```
scp LAM-servor-address:/net/GSP/nas12c/big_spirou/LBL_SOPHIE/lbl_v065/lbl/lblrdb/lblrdb_target-name.tar .
```

Contenu du fichier :
— `target_drifts.txt` : valeur du `DRIFT_RV` ajoutée
— `target_star_filtered.csv` : observations sélectionnées
— `lbl_target_tc_template_tc.(fits|rdb)` : template et séries temporelles corrigés des telluriques
— `lbl2_target_tc_template_tc_master_corr.rdb` : version corrigée du master
— `target_master_corr_plots.pdf`, `target_Master_corr_log.txt` : résultats et logs

Remarque :
La pipeline actuelle traite uniquement les données jusqu'au **11 avril 2025**. Pour intégrer de nouvelles observations :

```
cd /net/GSP/nas12c/big_spirou/LBL_SOPHIE source make_dfits_master.sh
```

Ce script relance le traitement de toutes les observations depuis 2011-10-20. **Cela peut prendre plusieurs heures !**

La mise à jour du master doit ensuite être faite manuellement, selon les recommandations de Courcol et Neida.

Bibliographie

Aigrain, S., & Foreman-Mackey, D. 2023, ARA&A, 61, 329, doi : 10.1146/annurev-astro-052920-103508

Aigrain, S., Pont, F., & Zucker, S. 2012, MNRAS, 419, 3147, doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.19960.x

Al Moulla, K., Dumusque, X., Cretignier, M., Zhao, Y., & Valenti, J. A. 2022, A&A, 664, A34, doi : 10.1051/0004-6361/202243276

Allard, F., Hauschildt, P. H., Alexander, D. R., & Starrfield, S. 1997, ARA&A, 35, 137, doi : 10.1146/annurev.astro.35.1.137

Alvarado-Gómez, J. D., Drake, J. J., Cohen, O., Moschou, S. P., & Garraffo, C. 2018, ApJ, 862, 93, doi : 10.3847/1538-4357/aacb7f

Anglada-Escudé, G., & Butler, R. P. 2012, , 200, 15, doi : 10.1088/0067-0049/200/2/15

Artigau, É., Malo, L., Doyon, R., et al. 2018, AJ, 155, 198, doi : 10.3847/1538-3881/aab77d

Artigau, É., Cadieux, C., Cook, N. J., et al. 2022, AJ, 164, 84, doi : 10.3847/1538-3881/ac7ce6

Artigau, É., Bouchy, F., Doyon, R., et al. 2024a, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 13096, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy X, ed. J. J. Bryant, K. Motohara, & J. R. D. Vernet, 130960C, doi : 10.1117/12.3018994

—. 2024b, AJ, 168, 252, doi : 10.3847/1538-3881/ad7b30

Astudillo-Defru, N., Delfosse, X., Bonfils, X., et al. 2017a, A&A, 600, A13, doi : 10.1051/0004-6361/201527078

Astudillo-Defru, N., Bonfils, X., Delfosse, X., et al. 2015, A&A, 575, A119, doi : 10.1051/0004-6361/201424253

Astudillo-Defru, N., Forveille, T., Bonfils, X., et al. 2017b, A&A, 602, A88, doi : 10.1051/0004-6361/201630153

Aurière, M. 2003, in EAS Publications Series, Vol. 9, EAS Publications Series, ed. J. Arnaud & N. Meunier, 105

Auvergne, M., Bodin, P., Boisnard, L., et al. 2009, A&A, 506, 411, doi : 10.1051/0004-6361/200810860

Babcock, H. W. 1949, The Observatory, 69, 191

Bailey, III, J. I., White, R. J., Blake, C. H., et al. 2012, ApJ, 749, 16, doi : 10.1088/0004-637X/749/1/16

Baranne, A., Queloz, D., Mayor, M., et al. 1996, , 119, 373

Barnes, J. R., Jeffers, S. V., & Jones, H. R. A. 2011, MNRAS, 412, 1599, doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.17979.x

Bauer, F. F., Zechmeister, M., Kaminski, A., et al. 2020, A&A, 640, A50, doi : 10.1051/0004-6361/202038031

Bellotti, S., Petit, P., Morin, J., et al. 2022, A&A, 657, A107, doi : 10.1051/0004-6361/202141812

Bellotti, S., Morin, J., Lehmann, L. T., et al. 2024, A&A, 686, A66, doi : 10.1051/0004-6361/202348043

Berdyugina, S. V. 2005, Living Reviews in Solar Physics, 2, 8, doi : 10.12942/lrsp-2005-8

Bertaux, J.-L., Lallement, R., Ferron, S., & Boonne, C. 2014, in 13th International HITRAN Conference, 8, doi : 10.5281/zenodo.11110

Biazzo, K., Frasca, A., Catalano, S., et al. 2006, Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi, 9, 220

Bohl, A., Lawrence, L., Lowry, G., & Kaltenegger, L. 2025, arXiv e-prints, arXiv:2501.14054, doi : 10.48550/arXiv.2501.14054

Boisse, I., Bouchy, F., Hébrard, G., et al. 2011, A&A, 528, A4, doi : 10.1051/0004-6361/201014354

Bonfils, X., Forveille, T., Delfosse, X., et al. 2005, A&A, 443, L15, doi : 10.1051/0004-6361:200500193

Bonfils, X., Almenara, J. M., Jocou, L., et al. 2015, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 9605, Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets VII, ed. S. Shaklan, 96051L, doi : 10.1117/12.2186999

Bouchy, F., Díaz, R. F., Hébrard, G., et al. 2013, A&A, 549, A49, doi : 10.1051/0004-6361/201219979

Bouchy, F., Isambert, J., Lovis, C., et al. 2009a, in EAS Publications Series, Vol. 37, EAS Publications Series, ed. P. Kern, 247–253, doi : 10.1051/eas/0937031

Bouchy, F., Pepe, F., & Queloz, D. 2001, A&A, 374, 733, doi : 10.1051/0004-6361:20010730

Bouchy, F., & Sophie Team. 2006, in Tenth Anniversary of 51 Peg-b : Status of and prospects for hot Jupiter studies, ed. L. Arnold, F. Bouchy, & C. Moutou, 319–325

Bouchy, F., Hébrard, G., Udry, S., et al. 2009b, A&A, 505, 853, doi : 10.1051/0004-6361/200912427

Bouchy, F., Doyon, R., Artigau, É., et al. 2017, The Messenger, 169, 21, doi : 10.18727/0722-6691/5034

Bouchy, F., Doyon, R., Pepe, F., et al. 2025, A&A, 700, A10, doi : 10.1051/0004-6361/202453341

Bouvier, J., Matt, S. P., Mohanty, S., et al. 2014, in Protostars and Planets VI, ed. H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, & T. Henning, 433–450, doi : 10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch019

Bowens, R., Meyer, M. R., Delacroix, C., et al. 2021, A&A, 653, A8, doi : 10.1051/0004-6361/202141109

Braithwaite, J., & Spruit, H. C. 2004, Nature, 431, 819, doi : 10.1038/nature02934

Brun, A. S., & Browning, M. K. 2017, Living Reviews in Solar Physics, 14, 4, doi : 10.1007/s41116-017-0007-8

Bruno, G., Lewis, N. K., Valenti, J. A., et al. 2022, MNRAS, 509, 5030, doi : 10.1093/mnras/stab3199

Carmona, A., Delfosse, X., Bellotti, S., et al. 2023, A&A, 674, A110, doi : 10.1051/0004-6361/202245660

Carmona, A., Delfosse, X., Ould-Elhkim, M., et al. 2025, A&A, 700, A222, doi : 10.1051/0004-6361/202452513

Castro-González, A., Bourrier, V., Lillo-Box, J., et al. 2024, A&A, 689, A250, doi : 10.1051/0004-6361/202450957

Catalano, S., Biazzo, K., Frasca, A., & Marilli, E. 2002, A&A, 394, 1009, doi : 10.1051/0004-6361:20021223

Chabrier, G., & Baraffe, I. 1997, A&A, 327, 1039, doi : 10.48550/arXiv.astro-ph/9704118

Chabrier, G., & Küker, M. 2006, A&A, 446, 1027, doi : 10.1051/0004-6361:20042475

Charbonneau, D., Brown, T. M., Latham, D. W., & Mayor, M. 2000, , 529, L45, doi : 10.1086/312457

Charbonneau, P. 2010, Living Reviews in Solar Physics, 7, 3, doi : 10.12942/lrsp-2010-3

—. 2014, ARA&A, 52, 251, doi : 10.1146/annurev-astro-081913-040012

Chaverot, G., Turbet, M., Bolmont, E., & Leconte, J. 2022, A&A, 658, A40, doi : 10.1051/0004-6361/202142286

Chen, H., Tian, H., Li, H., et al. 2022, ApJ, 933, 92, doi : 10.3847/1538-4357/ac739b

Cifuentes, C. 2023, PhD thesis, Complutense University of Madrid, Spain

Cifuentes, C., Caballero, J. A., Cortés-Contreras, M., et al. 2020, A&A, 642, A115, doi : 10.1051/0004-6361/202038295

Collier Cameron, A. 1997, MNRAS, 287, 556, doi : 10.1093/mnras/287.3.556

Collier Cameron, A., Ford, E. B., Shahaf, S., et al. 2021, MNRAS, 505, 1699, doi : 10.1093/mnras/stab1323

Connes, P., Martic, M., & Schmitt, J. 1996, , 241, 61, doi : 10.1007/BF00644215

Cook, N. J., Artigau, É., Doyon, R., et al. 2022, , 134, 114509, doi : 10.1088/1538-3873/ac9e74

Cortés-Contreras, M., Caballero, J. A., Montes, D., et al. 2024, A&A, 692, A206, doi : 10.1051/0004-6361/202451585

Cortes-Zuleta, P., Boisse, I., Spirou Team, & Sophie Team. 2021, in Posters from the TESS Science Conference II (TSC2), 3, doi : 10.5281/zenodo.5104962

Cortés-Zuleta, P., Boisse, I., Ould-Elhkim, M., et al. 2025, A&A, 693, A164, doi : 10.1051/0004-6361/202451646

Courcol, B., Bouchy, F., Pepe, F., et al. 2015, A&A, 581, A38, doi : 10.1051/0004-6361/201526329

Cowling, T. G. 1934, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 94, 39, doi : 10.1093/mnras/94.1.39

Cretignier, M., Dumusque, X., Allart, R., Pepe, F., & Lovis, C. 2020, A&A, 633, A76, doi : 10.1051/0004-6361/201936548

Cristofari, P. I., Donati, J. F., Folsom, C. P., et al. 2023, MNRAS, 522, 1342, doi : 10.1093/mnras/stad865

Davenport, J. R. A. 2016, ApJ, 829, 23, doi : 10.3847/0004-637X/829/1/23

Delchambre, L. 2015, MNRAS, 446, 3545, doi : 10.1093/mnras/stu2219

Delfosse, X., Forveille, T., Perrier, C., & Mayor, M. 1998, A&A, 331, 581

Delfosse, X., Donati, J. F., Kouach, D., et al. 2013, in SF2A-2013 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, ed. L. Cambresy, F. Martins, E. Nuss, & A. Palacios, 497–508, doi : 10.48550/arXiv.1310.2991

Delisle, J. B., Hara, N., & Ségransan, D. 2020, A&A, 638, A95, doi : 10.1051/0004-6361/201936906

Delisle, J. B., Unger, N., Hara, N. C., & Ségransan, D. 2022, A&A, 659, A182, doi : 10.1051/0004-6361/202141949

Desort, M., Lagrange, A. M., Galland, F., Udry, S., & Mayor, M. 2007, A&A, 473, 983, doi : 10.1051/0004-6361:20078144

Díaz, R. F., Delfosse, X., Hobson, M. J., et al. 2019, A&A, 625, A17, doi : 10.1051/0004-6361/201935019

Díez Alonso, E., Caballero, J. A., Montes, D., et al. 2019, A&A, 621, A126, doi : 10.1051/0004-6361/201833316

Donati, J. F., Catala, C., Landstreet, J. D., & Petit, P. 2006, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 358, Solar Polarization 4, ed. R. Casini & B. W. Lites, 362

Donati, J. F., & Landstreet, J. D. 2009a, ARA&A, 47, 333, doi : 10.1146/annurev-astro-082708-101833

—. 2009b, ARA&A, 47, 333, doi : 10.1146/annurev-astro-082708-101833

Donati, J. F., Semel, M., Carter, B. D., Rees, D. E., & Collier Cameron, A. 1997, MNRAS, 291, 658, doi : 10.1093/mnras/291.4.658

Donati, J. F., Kouach, D., Moutou, C., et al. 2020, MNRAS, 498, 5684, doi : 10.1093/mnras/staa2569

Donati, J. F., Lehmann, L. T., Cristofari, P. I., et al. 2023a, MNRAS, 525, 2015, doi : 10.1093/mnras/stad2301

Donati, J. F., Cristofari, P. I., Finociety, B., et al. 2023b, MNRAS, 525, 455, doi : 10.1093/mnras/stad1193

Donati, J. F., Cristofari, P. I., Moutou, C., et al. 2025, A&A, 700, A227, doi : 10.1051/0004-6361/202555371

Doyle, L. R., Carter, J. A., Fabrycky, D. C., et al. 2011, Science, 333, 1602, doi : 10.1126/science.1210923

Dravins, D. 1987, A&A, 172, 211

Dumusque, X. 2018, A&A, 620, A47, doi : 10.1051/0004-6361/201833795

Duncan, D. K., Vaughan, A. H., Wilson, O. C., et al. 1991, , 76, 383, doi : 10.1086/191572

East, M., Miller, P., Brennan, S., & Lunde, E. 2024, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 13092, Space Telescopes and Instrumentation 2024 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave, ed. L. E. Coyle, S. Matsuura, & M. D. Perrin, 130921Q, doi : 10.1117/12.3020201

E.E.Mamajek. 2022, A Modern Mean Dwarf Stellar Color and Effective Temperature Sequence. https://www.pas.rochester.edu/~emamajek/EEM_dwarf_UBVIJHK_colors_Teff.txt

Engle, S. G., & Guinan, E. F. 2011, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 451, 9th Pacific Rim Conference on Stellar Astrophysics, ed. S. Qain, K. Leung, L. Zhu, & S. Kwok, 285, doi : 10.48550/arXiv.1111.2872

Fang, X.-S., Zhao, G., Zhao, J.-K., Chen, Y.-Q., & Bharat Kumar, Y. 2016, MNRAS, 463, 2494, doi : 10.1093/mnras/stw1923

Favata, F., Reale, F., Micela, G., et al. 2000, A&A, 353, 987, doi : 10.48550/arXiv.astro-ph/9909491

Figueira, P., Pepe, F., Melo, C. H. F., et al. 2010, A&A, 511, A55, doi : 10.1051/0004-6361/200912681

Forveille, T., Bonfils, X., Delfosse, X., et al. 2011, arXiv e-prints, arXiv:1109.2505, doi : 10.48550/arXiv.1109.2505

Fouqué, P., Martioli, E., Donati, J. F., et al. 2023, A&A, 672, A52, doi : 10.1051/0004-6361/202345839

Fraunhofer, J. 1823, Annalen der Physik, 74, 337, doi : 10.1002/andp.18230740802

Fuhrmeister, B., Czesla, S., Schmitt, J. H., et al. 2018, Astronomy & Astrophysics, 615, A14

Fulton, B. J., Petigura, E. A., Howard, A. W., et al. 2017, AJ, 154, 109, doi : 10.3847/1538-3881/aa80eb

Gaia Collaboration. 2020, VizieR Online Data Catalog : Gaia EDR3 (Gaia Collaboration, 2020), VizieR On-line Data Catalog : I/350. Originally published in : 2021A&A...649A...1G, doi : 10.26093/cds/vizier.1350

Gaia Collaboration, Prusti, T., de Bruijne, J. H. J., et al. 2016, A&A, 595, A1, doi : 10.1051/0004-6361/201629272

Gaia Collaboration, Babusiaux, C., van Leeuwen, F., et al. 2018a, A&A, 616, A10, doi : 10.1051/0004-6361/201832843

Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Vallenari, A., et al. 2018b, A&A, 616, A1, doi : 10.1051/0004-6361/201833051

—. 2021, A&A, 649, A1, doi : 10.1051/0004-6361/202039657

Gaia Collaboration, Vallenari, A., Brown, A. G. A., et al. 2023, A&A, 674, A1, doi : 10.1051/0004-6361/202243940

Gillon, M., Triaud, A. H. M. J., Demory, B.-O., et al. 2017, Nature, 542, 456, doi : 10.1038/nature21360

Ginzburg, S., Schlichting, H. E., & Sari, R. 2018, MNRAS, 476, 759, doi : 10.1093/mnras/sty290

Gliese, W. 1957, Astronomisches Rechen-Institut Heidelberg Mitteilungen Serie A, 8, 1

—. 1969, Veroeffentlichungen des Astronomischen Rechen-Instituts Heidelberg, 22, 1

Golovin, A., Reffert, S., Just, A., et al. 2023, A&A, 670, A19, doi : 10.1051/0004-6361/202244250

Gomes da Silva, J., Santos, N. C., Bonfils, X., et al. 2012a, A&A, 541, A9, doi : 10.1051/0004-6361/201118598

—. 2012b, A&A, 541, A9, doi : 10.1051/0004-6361/201118598

Gomes da Silva, J., Delgado-Mena, E., Santos, N. C., et al. 2025, A&A, 700, A177, doi : 10.1051/0004-6361/202555013

Gray, D. F. 1980, ApJ, 235, 508, doi : 10.1086/157653

—. 2005, The Observation and Analysis of Stellar Photospheres, doi : 10.1017/CBO9781316036570

Hansen, C. J., Kawaler, S. D., & Trimble, V. 2004, Stellar interiors : physical principles, structure, and evolution

Hara, N. C., & Delisle, J.-B. 2025, A&A, 696, A141, doi : 10.1051/0004-6361/202346391

Hathaway, D. H. 2010, Living Reviews in Solar Physics, 7, 1, doi : 10.12942/lrsp-2010-1

—. 2015, Living Reviews in Solar Physics, 12, 4, doi : 10.1007/lrsp-2015-4

Hébrard, É. M., Donati, J. F., Delfosse, X., et al. 2014, MNRAS, 443, 2599, doi : 10.1093/mnras/stu1285

Heidari, N. 2022, Phd thesis, Université Côte d'Azur ; Shahid Beheshti University (Tehran)

Heidari, N., Boisse, I., Orell-Miquel, J., et al. 2022, A&A, 658, A176, doi : 10.1051/0004-6361/202141429

Henry, G. W., Marcy, G. W., Butler, R. P., & Vogt, S. S. 2000, , 529, L41, doi : 10.1086/312458

Henry, T. J., Jao, W.-C., Subasavage, J. P., et al. 2006, AJ, 132, 2360, doi : 10.1086/508233

Herbst, K., Papaioannou, A., Airapetian, V. S., & Atri, D. 2021, in The 20.5th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun (CS20.5), Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, 101, doi : 10.5281/zenodo.4563134

Hobson, M. J., Díaz, R. F., Delfosse, X., et al. 2018, A&A, 618, A103, doi : 10.1051/0004-6361/201832732

Hobson, M. J., Delfosse, X., Astudillo-Defru, N., et al. 2019, A&A, 625, A18, doi : 10.1051/0004-6361/201834890

Honda, S., Notsu, Y., Namekata, K., et al. 2018, , 70, 62, doi : 10.1093/pasj/psy055

Howell, S. B., Sobeck, C., Haas, M., et al. 2014, , 126, 398, doi : 10.1086/676406

Huenemoerder, D. P., Ramsey, L. W., & Buzasi, D. L. 1989, AJ, 98, 2264, doi : 10.1086/115295

Husser, T. O., Wende-von Berg, S., Dreizler, S., et al. 2013, A&A, 553, A6, doi : 10.1051/0004-6361/201219058

Ikuta, K., Namekata, K., Notsu, Y., et al. 2023, ApJ, 948, 64, doi : 10.3847/1538-4357/acbd36

Inoue, S., Enoto, T., Namekata, K., et al. 2024, , 76, 175, doi : 10.1093/pasj/psae001

Jeffers, S. V., Barnes, J. R., Schöfer, P., et al. 2022, A&A, 663, A27, doi : 10.1051/0004-6361/202141880

Jehin, E., Gillon, M., Queloz, D., et al. 2011, The Messenger, 145, 2

John, A. A., Collier Cameron, A., Faria, J. P., et al. 2023, MNRAS, 525, 1687, doi : 10.1093/mnras/stad2381

Jones, J., White, R. J., Boyajian, T., et al. 2015, ApJ, 813, 58, doi : 10.1088/0004-637X/813/1/58

Jurgenson, C., Fischer, D., McCracken, T., et al. 2016, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 9908, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VI, ed. C. J. Evans, L. Simard, & H. Takami, 99086T, doi : 10.1117/12.2233002

Kasper, M., Cerpa Urra, N., Pathak, P., et al. 2021, The Messenger, 182, 38, doi : 10.18727/0722-6691/5221

Kasting, J. F., Whitmire, D. P., & Reynolds, R. T. 1993, , 101, 108, doi : 10.1006/icar.1993.1010

Kirchhoff, G. 1860, Annalen der Physik, 185, 275, doi : 10.1002/andp.18601850205

Kiurkchieva, D. P. 1990, , 172, 255, doi : 10.1007/BF00643317

Klein, B., Donati, J.-F., Moutou, C., et al. 2020, in European Planetary Science Congress, EPSC2020–944, doi : 10.5194/epsc2020-944

Klein, B., Zicher, N., Kavanagh, R. D., et al. 2022, MNRAS, 512, 5067, doi : 10.1093/mnras/stac761

Klutsch, A., Freire Ferrero, R., Guillout, P., et al. 2014, A&A, 567, A52, doi : 10.1051/0004-6361/201322575

Kopparapu, R. k., Wolf, E. T., Arney, G., et al. 2017, ApJ, 845, 5, doi : 10.3847/1538-4357/aa7cf9

Kopparapu, R. K., Ramirez, R., Kasting, J. F., et al. 2013, ApJ, 765, 131, doi : 10.1088/0004-637X/765/2/131

Kosugi, T., Matsuzaki, K., Sakao, T., et al. 2007, , 243, 3, doi : 10.1007/s11207-007-9014-6

Krishnamurthi, A., Pinsonneault, M. H., Barnes, S., & Sofia, S. 1997, ApJ, 480, 303, doi : 10.1086/303958

Küker, M., & Rüdiger, G. 1999, A&A, 346, 922

Kupka, F. G., Ryabchikova, T. A., Piskunov, N. E., Stempels, H. C., & Weiss, W. W. 2000, Baltic Astronomy, 9, 590, doi : 10.1515/astro-2000-0420

Larmor, J. 1919, Reports of the British Association for the Advancement of Science, 87, 159

Larue, P., Delfosse, X., Carmona, A., et al. 2025, A&A, 701, A216, doi : 10.1051/0004-6361/202554963

Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., et al. 2012, , 275, 17, doi : 10.1007/s11207-011-9776-8

Lestrade, J. F., Matthews, B. C., Sibthorpe, B., et al. 2012, A&A, 548, A86, doi : 10.1051/0004-6361/201220325

Lissauer, J. J., Jontof-Hutter, D., Rowe, J. F., et al. 2013, ApJ, 770, 131, doi : 10.1088/0004-637X/770/2/131

Loewen, E. G., & Popov, E. 1997, Diffraction gratings and applications

Loyd, R. O. P., France, K., Youngblood, A., et al. 2016, ApJ, 824, 102, doi : 10.3847/0004-637X/824/2/102

MacGregor, K. B., & Cassinelli, J. P. 2003, ApJ, 586, 480, doi : 10.1086/346257

Mahmud, N. I., Crockett, C. J., Johns-Krull, C. M., et al. 2011, ApJ, 736, 123, doi : 10.1088/0004-637X/736/2/123

Mamajek, E. E., & Bell, C. P. M. 2014, MNRAS, 445, 2169, doi : 10.1093/mnras/stu1894

Marconi, A., Abreu, M., Adibekyan, V., et al. 2024, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 13096, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy X, ed. J. J. Bryant, K. Motohara, & J. R. D. Vernet, 1309613, doi : 10.1117/12.3017966

Marfil, E., Tabernero, H. M., Montes, D., et al. 2021, A&A, 656, A162, doi : 10.1051/0004-6361/202141980

Marois, C., Zuckerman, B., Konopacky, Q. M., Macintosh, B., & Barman, T. 2010, Nature, 468, 1080, doi : 10.1038/nature09684

Mayor, M., & Queloz, D. 1995, Nature, 378, 355, doi : 10.1038/378355a0

Mayor, M., Pepe, F., Queloz, D., et al. 2003, The Messenger, 114, 20

Mayor, M., Bonfils, X., Forveille, T., et al. 2009, A&A, 507, 487, doi : 10.1051/0004-6361/200912172

Melbourne, K., Youngblood, A., France, K., et al. 2020, AJ, 160, 269, doi : 10.3847/1538-3881/abbf5c

Meunier, N. 2021, arXiv e-prints, arXiv:2104.06072, doi : 10.48550/arXiv.2104.06072

—. 2024, Comptes Rendus Physique, 24, 140, doi : 10.5802/crphys.140

Meunier, N., & Delfosse, X. 2009, A&A, 501, 1103, doi : 10.1051/0004-6361/200911823

Meunier, N., Desort, M., & Lagrange, A. M. 2010, A&A, 512, A39, doi : 10.1051/0004-6361/200913551

Meunier, N., Kretzschmar, M., Gravet, R., Mignon, L., & Delfosse, X. 2022, A&A, 658, A57, doi : 10.1051/0004-6361/202142120

Meunier, N., Mignon, L., Kretzschmar, M., & Delfosse, X. 2024, A&A, 684, A106, doi : 10.1051/0004-6361/202347362

Mignon, L., Meunier, N., Delfosse, X., et al. 2023a, A&A, 675, A168, doi : 10.1051/0004-6361/202244249

—. 2023b, A&A, 675, A168, doi : 10.1051/0004-6361/202244249

Mignon, L., Delfosse, X., Meunier, N., et al. 2025, arXiv e-prints, arXiv:2502.06553, doi : 10.48550/arXiv.2502.06553

Morin, J., Donati, J. F., Petit, P., et al. 2010, MNRAS, 407, 2269, doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.17101.x

—. 2008, MNRAS, 390, 567, doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.13809.x

Moutou, C., Delfosse, X., Petit, A. C., et al. 2023, A&A, 678, A207, doi : 10.1051/0004-6361/202346813

Müller, S., Baron, J., Helled, R., Bouchy, F., & Parc, L. 2024, A&A, 686, A296, doi : 10.1051/0004-6361/202348690

Naoz, S. 2016, ARA&A, 54, 441, doi : 10.1146/annurev-astro-081915-023315

Narain, U., & Ulmschneider, P. 1996, , 75, 453, doi : 10.1007/BF00833341

NASA. 2025a, Planet Types. https://science.nasa.gov/exoplanets/planet-types/

—. 2025b, Exoplanet Archive. https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu

Newton, E. R., Irwin, J., Charbonneau, D., et al. 2017, ApJ, 834, 85, doi : 10.3847/1538-4357/834/1/85

Newton, E. R., Mondrik, N., Irwin, J., Winters, J. G., & Charbonneau, D. 2018, AJ, 156, 217, doi : 10.3847/1538-3881/aad73b

Noll, S., Kausch, W., Barden, M., et al. 2012, A&A, 543, A92, doi : 10.1051/0004-6361/201219040

Noyes, R. W., Hartmann, L. W., Baliunas, S. L., Duncan, D. K., & Vaughan, A. H. 1984, ApJ, 279, 763, doi : 10.1086/161945

Ould-Elhkim, M., Moutou, C., Donati, J. F., et al. 2023, A&A, 675, A187, doi : 10.1051/0004-6361/202346472

Owen, J. E., & Wu, Y. 2017, ApJ, 847, 29, doi : 10.3847/1538-4357/aa890a

Pakhomov, Y. V., Ryabchikova, T. A., & Piskunov, N. E. 2019, Astronomy Reports, 63, 1010, doi : 10.1134/S1063772919120047

Palle, E., Biazzo, K., Bolmont, E., et al. 2025, Experimental Astronomy, 59, 29, doi : 10.1007/s10686-025-10000-4

Parker, E. N. 1955, ApJ, 122, 293, doi : 10.1086/146087

—. 1970, ApJ, 162, 665, doi : 10.1086/150697

Paudel, R. R., Barclay, T., Schlieder, J. E., et al. 2021, ApJ, 922, 31, doi : 10.3847/1538-4357/ac1946

Pecaut, M. J., & Mamajek, E. E. 2013, , 208, 9, doi : 10.1088/0067-0049/208/1/9

Pepe, F., Cristiani, S., Rebolo, R., et al. 2021, A&A, 645, A96, doi : 10.1051/0004-6361/202038306

Perdelwitz, V., Mittag, M., Tal-Or, L., et al. 2021, A&A, 652, A116, doi : 10.1051/0004-6361/202140889

Perruchot, S., Kohler, D., Bouchy, F., et al. 2008, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7014, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II, ed. I. S. McLean & M. M. Casali, 70140J, doi : 10.1117/12.787379

Perryman, M. A. C., Lindegren, L., Kovalevsky, J., et al. 1997, A&A, 323, L49

Pesnell, W. D., Thompson, B. J., & Chamberlin, P. C. 2012, , 275, 3, doi : 10.1007/s11207-011-9841-3

Pilbratt, G. L., Riedinger, J. R., Passvogel, T., et al. 2010, A&A, 518, L1, doi : 10.1051/0004-6361/201014759

Piskunov, N. E., Kupka, F., Ryabchikova, T. A., Weiss, W. W., & Jeffery, C. S. 1995, , 112, 525

Plavchan, P., Barclay, T., Gagné, J., et al. 2020, Nature, 582, 497, doi : 10.1038/s41586-020-2400-z

Quanz, S. P., Ottiger, M., Fontanet, E., et al. 2022, A&A, 664, A21, doi : 10.1051/0004-6361/202140366

Quirrenbach, A., Amado, P. J., Caballero, J. A., et al. 2014, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 9147, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy V, ed. S. K. Ramsay, I. S. McLean, & H. Takami, 91471F, doi : 10.1117/12.2056453

Rajpaul, V., Aigrain, S., Osborne, M. A., Reece, S., & Roberts, S. 2015, MNRAS, 452, 2269, doi : 10.1093/mnras/stv1428

Reid, I. N., Hawley, S. L., & Gizis, J. E. 1995a, AJ, 110, 1838, doi : 10.1086/117655

—. 1995b, AJ, 110, 1838, doi : 10.1086/117655

Reiners, A. 2012, Living Reviews in Solar Physics, 9, 1, doi : 10.12942/lrsp-2012-1

Reiners, A., Bean, J. L., Huber, K. F., et al. 2010, ApJ, 710, 432, doi : 10.1088/0004-637X/710/1/432

Reiners, A., Shulyak, D., Anglada-Escudé, G., et al. 2013, A&A, 552, A103, doi : 10.1051/0004-6361/201220437

Reiners, A., Zechmeister, M., Caballero, J. A., et al. 2018, A&A, 612, A49, doi : 10.1051/0004-6361/201732054

Reiners, A., Shulyak, D., Käpylä, P. J., et al. 2022, A&A, 662, A41, doi : 10.1051/0004-6361/202243251

Reiners, A., Shulyak, D., Käpylä, P., et al. 2022, Astronomy & Astrophysics, 662, A41

Réville, V., Brun, A. S., Matt, S. P., Strugarek, A., & Pinto, R. F. 2015, ApJ, 798, 116, doi : 10.1088/0004-637X/798/2/116

Reylé, C., Jardine, K., Fouqué, P., et al. 2021, A&A, 650, A201, doi : 10.1051/0004-6361/202140985

Ricker, G. R., Winn, J. N., Vanderspek, R., et al. 2014, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 9143, Space Telescopes and Instrumentation 2014 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave, ed. J. M. Oschmann, Jr., M. Clampin, G. G. Fazio, & H. A. MacEwen, 914320, doi : 10.1117/12.2063489

Robertson, P., Endl, M., Cochran, W. D., & Dodson-Robinson, S. E. 2013, ApJ, 764, 3, doi : 10.1088/0004-637X/764/1/3

Robertson, P., Mahadevan, S., Endl, M., & Roy, A. 2014, Science, 345, 440, doi : 10.1126/science.1253253

Rojas-Ayala, B., Covey, K. R., Muirhead, P. S., & Lloyd, J. P. 2012, ApJ, 748, 93, doi : 10.1088/0004-637X/748/2/93

Roy, A., Chakraborty, A., Mahadevan, S., et al. 2016, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 9908, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VI, ed. C. J. Evans, L. Simard, & H. Takami, 99086R, doi : 10.1117/12.2232833

Ryabchikova, T., Piskunov, N., Kurucz, R. L., et al. 2015, , 90, 054005, doi : 10.1088/0031-8949/90/5/054005

Saar, S. H., & Donahue, R. A. 1997, ApJ, 485, 319, doi : 10.1086/304392

Santos, N. C., Cabral, A., Leite, I., et al. 2025, arXiv e-prints, arXiv:2505.08540, doi : 10.48550/arXiv.2505.08540

Schöfer, P., Jeffers, S. V., Reiners, A., et al. 2019, A&A, 623, A44, doi : 10.1051/0004-6361/201834114

Schönfeld, E. 1886, Eds Marcus and Weber's Verlag, 0

Schwab, C., Rakich, A., Gong, Q., et al. 2016, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 9908, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VI, ed. C. J. Evans, L. Simard, & H. Takami, 99087H, doi : 10.1117/12.2234411

See, V., Jardine, M., Vidotto, A. A., et al. 2015, MNRAS, 453, 4301, doi : 10.1093/mnras/stv1925

Selsis, F., Kasting, J. F., Levrard, B., et al. 2007, A&A, 476, 1373, doi : 10.1051/0004-6361:20078091

Shan, Y., Revilla, D., Skrzypinski, S. L., et al. 2024, A&A, 684, A9, doi : 10.1051/0004-6361/202346794

Shibata, K., & Magara, T. 2011, Living Reviews in Solar Physics, 8, 6, doi : 10.12942/lrsp-2011-6

Shields, A. L., Ballard, S., & Johnson, J. A. 2016, , 663, 1, doi : 10.1016/j.physrep.2016.10.003

Shkolnik, E., Liu, M. C., & Reid, I. N. 2009, ApJ, 699, 649, doi : 10.1088/0004-637X/699/1/649

Shulyak, D., Reiners, A., Nagel, E., et al. 2019, A&A, 626, A86, doi : 10.1051/0004-6361/201935315

Smette, A., Sana, H., Noll, S., et al. 2015, A&A, 576, A77, doi : 10.1051/0004-6361/201423932

Smitha, H. N., Shapiro, A. I., Witzke, V., et al. 2025, , 978, L13, doi : 10.3847/2041-8213/ad9aaa

Snellen, I., de Kok, R., Birkby, J. L., et al. 2015, A&A, 576, A59, doi : 10.1051/0004-6361/201425018

Soderblom, D. R., & Mayor, M. 1993, AJ, 105, 226, doi : 10.1086/116422

SOHO, N. 2025, SOHO. https://soho.nascom.nasa.gov/classroom/classroom.html

Solanki, S. K. 2003, , 11, 153, doi : 10.1007/s00159-003-0018-4

Solanki, S. K., Inhester, B., & Schüssler, M. 2006, Reports on Progress in Physics, 69, 563, doi : 10.1088/0034-4885/69/3/R02

Solomon, S. C., & Head, J. W. 1991, Science, 252, 252, doi : 10.1126/science.252.5003.252

Spiegel, E. A., & Zahn, J. P. 1992, A&A, 265, 106

Strassmeier, K. G., & Bopp, B. W. 1992, A&A, 259, 183

Suárez Mascareño, A., Rebolo, R., & González Hernández, J. I. 2016, A&A, 595, A12, doi : 10.1051/0004-6361/201628586

Suárez Mascareño, A., Rebolo, R., González Hernández, J. I., & Esposito, M. 2015, MNRAS, 452, 2745, doi : 10.1093/mnras/stv1441

Suárez Mascareño, A., Artigau, É., Mignon, L., et al. 2025, A&A, 700, A11, doi : 10.1051/0004-6361/202553728

Tal-Or, L., Zechmeister, M., Reiners, A., et al. 2018, A&A, 614, A122, doi : 10.1051/0004-6361/201732362

Tiwari, S. K., van Noort, M., Lagg, A., & Solanki, S. K. 2013, A&A, 557, A25, doi : 10.1051/0004-6361/201321391

Tiwari, S. K., van Noort, M., Solanki, S. K., & Lagg, A. 2015, A&A, 583, A119, doi : 10.1051/0004-6361/201526224

Tsuneta, S., Ichimoto, K., Katsukawa, Y., et al. 2008, , 249, 167, doi : 10.1007/s11207-008-9174-z

Tu, L., Johnstone, C. P., Güdel, M., & Lammer, H. 2015, A&A, 577, L3, doi : 10.1051/0004-6361/201526146

Turbet, M., Bolmont, E., Leconte, J., et al. 2018, A&A, 612, A86, doi : 10.1051/0004-6361/201731620

Turbet, M., Fauchez, T. J., Leconte, J., et al. 2023, A&A, 679, A126, doi : 10.1051/0004-6361/202347539

Udry, S., Bonfils, X., Delfosse, X., et al. 2007, A&A, 469, L43, doi : 10.1051/0004-6361:20077612

Valio, A. 2017, in IAU Symposium, Vol. 328, Living Around Active Stars, ed. D. Nandy, A. Valio, & P. Petit, 69–76, doi : 10.1017/S1743921317004094

Vogt, S. S., Butler, R. P., Rivera, E. J., et al. 2010, ApJ, 723, 954, doi : 10.1088/0004-637X/723/1/954

Vogt, S. S., & Penrod, G. D. 1983, , 95, 565, doi : 10.1086/131208

Vogt, S. S., Allen, S. L., Bigelow, B. C., et al. 1994, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 2198, Instrumentation in Astronomy VIII, ed. D. L. Crawford & E. R. Craine, 362, doi : 10.1117/12.176725

von Stauffenberg, A., Trifonov, T., Quirrenbach, A., et al. 2024, A&A, 688, A112, doi : 10.1051/0004-6361/202449375

Waalkes, W. C., Berta-Thompson, Z. K., Newton, E. R., et al. 2024, ApJ, 962, 97, doi : 10.3847/1538-4357/ad0bed

Wade, G. A., Grunhut, J. H., & MiMeS Collaboration. 2012, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 464, Circumstellar Dynamics at High Resolution, ed. A. C. Carciofi & T. Rivinius, 405, doi : 10.48550/arXiv.1206.5163

Weber, E. J., & Davis, Jr., L. 1967, ApJ, 148, 217, doi : 10.1086/149138

West, A. A., Hawley, S. L., Bochanski, J. J., et al. 2008, AJ, 135, 785, doi : 10.1088/0004-6256/135/3/785

West, A. A., Weisenburger, K. L., Irwin, J., et al. 2015, ApJ, 812, 3, doi : 10.1088/0004-637X/812/1/3

Wien, W. 1896, Annalen der Physik, 294, 662, doi : 10.1002/andp.18962940803

Wilson, O. C. 1978, ApJ, 226, 379, doi : 10.1086/156618

Wordsworth, R. D., Forget, F., Selsis, F., et al. 2011, , 733, L48, doi : 10.1088/2041-8205/733/2/L48

Wright, N. J., & Drake, J. J. 2016, Nature, 535, 526, doi : 10.1038/nature18638

Wright, N. J., Drake, J. J., Mamajek, E. E., & Henry, G. W. 2011, ApJ, 743, 48, doi : 10.1088/0004-637X/743/1/48

Yang, J., Boué, G., Fabrycky, D. C., & Abbot, D. S. 2014, , 787, L2, doi : 10.1088/2041-8205/787/1/L2

Yang, J., Leconte, J., Wolf, E. T., et al. 2016, ApJ, 826, 222, doi : 10.3847/0004-637X/826/2/222

Youngblood, A., France, K., Loyd, R. O. P., et al. 2017, ApJ, 843, 31, doi : 10.3847/1538-4357/aa76dd

Zechmeister, M., Reiners, A., Amado, P. J., et al. 2018, A&A, 609, A12, doi : 10.1051/0004-6361/201731483

Zeeman, P. 1897, Nature, 55, 347, doi : 10.1038/055347a0