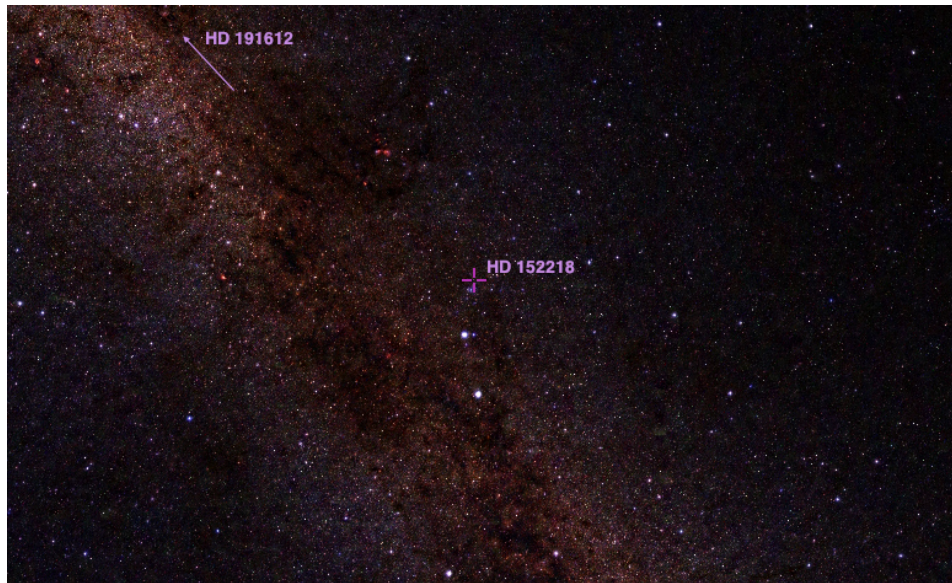


**INFLUENCE DES INTERACTIONS DE
MAREE SUR LE MOUVEMENT DES
APSIDES ET LA PRECESSION**

**APPLICATION AUX BINAIRES MASSIVES
HD 152218 ET HD 191612**



Sophie Rosu

Mémoire présenté en vue de l'obtention du grade de
Master en Sciences Spatiales à finalité approfondie

Promoteur Gregor Rauw
Juin 2016



Remerciements

Je remercie chaleureusement celles et ceux qui ont contribué, de près ou de loin, à la réalisation de ce travail.

Je remercie tout particulièrement Monsieur Gregor Rauw qui n'a ménagé ni son temps ni son énergie pour m'aider à dépasser les limites de la réflexion. Sa profonde implication a été le garant de la rigueur scientifique de ce travail.

Je remercie fortement Madame Arlette Noels pour sa contribution en matière de modèles de structure interne d'étoiles.

Je remercie Monsieur Marc-Antoine Dupret, Mademoiselle Mélanie Godard et Monsieur Laurent Mahy pour les éléments nouveaux qu'ils ont apportés à ce travail.

Je tiens également à remercier mes parents de m'avoir offert un environnement propice à l'étude et au travail.

Mes sincères remerciements vont aussi à Monsieur Lucien Sabbadini pour avoir entretenu mon goût des mathématiques et à Madame Annarella Mossay pour m'avoir communiqué sa passion de la physique.

Je voudrais, au travers de ces quelques lignes, vous témoigner ma plus profonde reconnaissance.

Table des matières

| | |
|---|-----------|
| Introduction | 7 |
| I Mouvement des apsides dans la binaire HD 152218 | 10 |
| 1 Caractéristiques de HD 152218 | 11 |
| 1.1 Détermination des rayons des étoiles par la photométrie | 12 |
| 1.2 Détermination des paramètres absolus de la binaire par l'analyse de la courbe de lumière | 14 |
| 1.2.1 Détermination des paramètres de la binaire | 15 |
| 1.2.2 Analyse des résultats | 15 |
| 1.2.3 Estimation des incertitudes sur les paramètres | 18 |
| 1.2.4 Paramètres absolus de la binaire | 21 |
| 1.3 Détermination des vitesses de rotation des étoiles de la binaire | 22 |
| 1.3.1 Technique du disentangling | 22 |
| 1.3.2 Détermination de la vitesse rotationnelle projetée | 24 |
| 1.4 Détermination de la température effective et de la gravité de surface des étoiles . | 27 |
| 2 Constantes de structure interne | 30 |
| 2.1 Intégration de l'équation de Radau | 31 |
| 2.2 Influence de l'overshooting et de la métallicité sur la valeur de la constante de structure interne k_2 | 32 |
| 2.2.1 Effet de l'overshooting | 34 |
| 2.2.2 Effet de la métallicité | 36 |
| 2.2.3 Analyse des résultats | 36 |
| 3 Origine des interactions de marée et du mouvement des apsides | 40 |
| 3.1 Potentiel d'un corps céleste déformé | 41 |
| 3.2 Effets des marées sur les paramètres de la binaire | 41 |
| 3.3 Modèle de friction faible | 43 |
| 3.4 Mouvement des apsides | 44 |
| 3.5 Constantes de structure interne et mouvement des apsides | 46 |
| 3.6 Contribution relativiste | 48 |
| 3.7 Influence du vent stellaire | 50 |
| 3.8 Taux de mouvement des apsides observé | 52 |
| 3.9 Détermination de l'âge des étoiles | 55 |

| | | |
|-----------|--|-----------|
| II | Mouvement de précession dans les binaires HD 152218 et HD 191612 | 59 |
| 4 | Particularités de HD 191612 | 60 |
| 5 | Mouvement de précession | 63 |
| 5.1 | Précession dans la binaire HD 152218 | 71 |
| 5.2 | Précession dans la binaire HD 191612 | 75 |
| | Epilogue | 78 |
| | Conclusion | 78 |
| A | Détermination des paramètres absolus de la binaire en considérant $f_p \leq f_s$ | 80 |
| | Références | 81 |

Table des figures

| | | |
|-----|--|----|
| 1.1 | Courbe de lumière obtenue pour les valeurs moyennes des paramètres de la binaire (en haut) et écarts entre les observations et l'ajustement (en bas). | 17 |
| 1.2 | Contours de valeurs du χ^2 lorsque les paramètres maintenus fixes sont l'inclinaison et le facteur de remplissage du lobe de Roche de l'étoile O9IV. | 19 |
| 1.3 | Contours de valeurs du χ^2 lorsque les paramètres maintenus fixes sont l'inclinaison et le facteur de remplissage du lobe de Roche de l'étoile O9.7V. | 19 |
| 1.4 | Contours de valeurs du χ^2 lorsque les paramètres maintenus fixes sont les facteurs de remplissage des lobes de Roche des deux étoiles. | 20 |
| 1.5 | Représentation de la binaire à différentes phases : quadratures (à gauche, en haut et en bas), éclipse de l'étoile O9IV par l'étoile O9.7V (en haut à droite) et conjonction, où l'étoile O9IV est devant l'étoile O9.7V (en bas à droite). | 21 |
| 1.6 | Spectres normalisés de l'étoile primaire (en bas) et de l'étoile secondaire (en haut) obtenus par la méthode du disentangling. Le spectre de la secondaire a été shifté de 0,2 vers le haut pour plus de clarté. Les raies les plus importantes sont identifiées. | 23 |
| 1.7 | Haut : raie He I $\lambda 5016$ de l'étoile primaire. Bas : transformée de Fourier du profil observé de l'étoile primaire (symboles ouverts) et d'un profil rotationnel pour $v \sin i = 142 \text{ km/s}$ (en rouge). | 25 |
| 1.8 | Haut : raie He I $\lambda 5016$ de l'étoile secondaire. Bas : transformée de Fourier du profil observé de l'étoile secondaire (symboles ouverts) et d'un profil rotationnel pour $v \sin i = 130 \text{ km/s}$ (en rouge). | 26 |
| 1.9 | Carte de χ^2 des ajustements CMFGEN représentant les erreurs sur la température et la gravité du meilleur ajustement pour l'étoile primaire (en haut) et l'étoile secondaire (en bas). | 29 |
| 2.1 | Comparaison entre les valeurs de k_2 pour des modèles polytropiques d'indice n calculées au moyen de notre routine d'intégration et celles obtenues par Brooker & Olle [4]. | 33 |
| 2.2 | Evolution de k_2 en fonction de l'âge pour une étoile de $20M_\odot$ (en haut) et de $15M_\odot$ (en bas). | 39 |
| 3.1 | Evolution du taux de mouvement des apsides dû aux moments quadrupolaires des étoiles en fonction de l'âge. | 48 |
| 3.2 | Contours de confiance des paramètres du meilleur ajustement des données de vitesse radiale de l'étoile primaire projetés sur les plans $(P_{orb}, \dot{\omega})$, $(e, \dot{\omega})$, $(T_0, \dot{\omega})$ et $(\omega_0, \dot{\omega})$ à 1σ (bleu) et 90% (cyan). | 53 |

| | | |
|-----|--|----|
| 3.3 | Exemples d'ajustements des données de vitesse radiale de l'étoile primaire. Les graphiques supérieurs correspondent aux données de Struve [60] (gauche) et de Hill et al. [18] (droite). Les graphiques inférieurs correspondent à une époque des données IUE de Stickland et al. [59] (gauche) et une époque des données FEROS de Sana et al. [50] (droite). | 54 |
| 3.4 | Evolution du taux de mouvement des apsides en fonction de l'âge. La droite rouge représente la valeur observationnelle et les droites oranges les barres d'incertitude sur cette valeur. | 55 |
| 3.5 | Diagramme d'Hertzsprung-Russell théorique. | 57 |
| 3.6 | Positions des étoiles de type O de l'amas NGC 6231 dans un diagramme de Hertzsprung-Russell. Les composantes de la binaire HD 152218 sont représentées en magenta. Les chemins d'évolution sont représentés par les courbes noires et sont tirés de [12]. Les lignes rouges pointillées représentent les isochrones pour des âges de 3,2, 4,0, 5,0 et 6,3 millions d'années (de gauche à droite). La figure en haut (resp. bas) correspond à des modèles sans (resp. avec) rotation. | 58 |
| 5.1 | Angles d'Euler. | 66 |
| 5.2 | Evolution du rapport entre période orbitale et période de précession en fonction de l'âge des étoiles de la binaire HD 152218. | 74 |
| 5.3 | Evolution de la période de précession totale en fonction de l'âge des étoiles de la binaire HD 152218. | 74 |
| 5.4 | Evolution du rapport entre période orbitale et période de précession en fonction de l'âge de l'étoile primaire de la binaire HD 191612 en supposant une période de rotation de 538 jours. | 76 |
| A.1 | Courbe de lumière obtenue pour les valeurs moyennes des paramètres de la binaire (en haut) et écarts entre les observations et l'ajustement (en bas) en ne tenant compte que des cas où $f_p \leq f_s$ | 80 |

Liste des tableaux

| | | |
|-----|---|----|
| 1.1 | Caractéristiques de la binaire HD 152218 tirées de [50]. L'indice 1 (resp. 2) correspond à l'étoile primaire (resp. secondaire). | 11 |
| 1.2 | Résultats des meilleurs ajustements pour différentes valeurs initiales des paramètres obtenus par le programme <code>Nightfall</code> | 16 |
| 2.1 | Valeurs de k_2 obtenues pour des modèles de structure interne d'étoiles de métallicité solaire ($Z = 0,014$) sans overshooting. | 35 |
| 2.2 | Valeurs de k_2 obtenues pour des modèles de structure interne d'étoiles de métallicité solaire ($Z = 0,014$) avec overshooting ($\alpha_{ov} = 0,02$). | 36 |
| 2.3 | Valeurs de k_2 obtenues pour des modèles de structure interne d'étoiles de métallicité plus élevée que la métallicité solaire ($Z = 0,020$) sans overshooting. | 37 |
| 3.1 | Taux de mouvement des apsides en degrés par an de chacune des étoiles pour des modèles de structure interne d'étoiles de métallicité solaire ($Z = 0,014$) avec et sans overshooting et de métallicité plus élevée ($Z = 0,020$) sans overshooting. . . | 47 |
| 4.1 | Caractéristiques principales de l'étoile primaire de HD 191612. Les données de Howarth et al. (2007) ont été déterminées par la meilleure solution orbitale. Wade et al. (2011) ont repris certaines des données de [20] et ont redéterminé les autres données par la meilleure solution orbitale. Les données de Marcolino et al. (2013) ont été déterminées au moyen des modèles d'atmosphère stellaire <code>CMFGEN</code> | 60 |
| 5.1 | Rapport entre période orbitale et période de précession de chacune des étoiles de la binaire HD 152218 et période de précession totale pour des modèles de structure interne d'étoiles de métallicité solaire ($Z = 0,014$) sans overshooting. | 72 |
| 5.2 | Rapport entre période orbitale et période de précession de chacune des étoiles de la binaire HD 152218 et période de précession totale pour des modèles de structure interne d'étoiles de métallicité solaire ($Z = 0,014$) avec overshooting. | 73 |
| 5.3 | Rapport entre période orbitale et période de précession de l'étoile primaire de la binaire HD 191612 pour les modèles d'étoiles de $31,6M_{\odot}$ de Claret [7] pour une période de rotation de 538 jours. | 75 |
| 5.4 | Rapport entre période orbitale et période de précession de l'étoile primaire de la binaire HD 191612 pour les modèles d'étoiles de $31,6M_{\odot}$ de Claret [7] si nous prenons comme période de rotation 15 jours. | 76 |

Introduction

« If a certain star should be situated at any, perhaps immense, distance behind another, and but very little deviating from the line in which we see the first, we should then have the appearance of a double star. But these stars, being totally unconnected, would not form a binary system. If, on the contrary, two stars should really be situated very near each other, and at the same time so far insulated as not to be materially affected by the attractions of neighbouring stars, they will then compose a separate system, and remain united by the bond of their own mutual gravitation towards each other. This should be called a real double star; and any two stars that are thus mutually connected, form the binary sidereal system which we are now to consider. »

- W. Herschel

L'appellation « étoile binaire », utilisée pour la première fois par Sir William Herschel en 1802 dans le *Catalogue of 500 New Nebulae, Nebulous Stars, Planetary Nebulae, and Clusters of Stars : With Remarks on the Construction of the Heavens*, est maintenant employée dans un cadre plus restreint pour désigner deux étoiles en révolution autour de leur centre de masse commun.

Les systèmes binaires sont classés en différentes catégories selon plusieurs critères, notamment les propriétés physiques des étoiles et les propriétés observationnelles de la binaire. Nous distinguons entre autres les binaires spectroscopiques et les binaires à éclipses selon le phénomène observationnel le plus marquant. Par ailleurs, certaines binaires sont appelées binaires en interaction lorsque la proximité des étoiles induit des phénomènes de transfert de matière et de moment cinétique entre les composantes de la binaire, donnant lieu à de nouveaux canaux d'évolution.

D'un point de vue observationnel, lorsque la détection du caractère binaire peut se faire par la mise en évidence de l'effet Doppler des raies spectrales des étoiles, la binaire est dite spectroscopique. Si les étoiles sont vues sous une inclinaison telle qu'elles s'éclipsent périodiquement l'une l'autre, la binaire est qualifiée de binaire à éclipses.

Lorsque les deux étoiles d'un système binaire sont des étoiles massives, c'est-à-dire des étoiles de masses au moins égales à huit masses solaires, la binaire est qualifiée de binaire massive. Au vu de la relation masse-luminosité, ces étoiles massives appartiennent aux familles O, B ou Wolf-Rayet. Ces étoiles étant très chaudes, elles émettent le maximum de leur flux dans le domaine ultraviolet (UV). Les réactions nucléaires ayant lieu en leur cœur sont plus développées que dans les étoiles plus froides, produisant ainsi une plus grande quantité d'éléments chimiques. Les étoiles massives sont dès lors d'un grand intérêt puisqu'elles contribuent à l'enrichissement du

milieu interstellaire en éléments chimiques, notamment en métaux¹. En raison de l'important flux UV, la matière à la surface d'une étoile massive est accélérée et forme un flux de particules, communément désigné sous le terme de « vent stellaire », qui s'échappe de l'étoile. La vitesse du vent stellaire (typiquement de 1000 à 3000 km/s) et les taux de perte de masse associés (10^{-7} à $10^{-4}M_{\odot}/an$) sont élevés. Les vents, comme l'explosion de supernova, injectent de l'énergie mécanique dans le milieu interstellaire, donnant lieu à la formation de nouvelles générations d'étoiles. Contrairement aux étoiles tardives pouvant atteindre une durée de vie de quelques milliards d'années, la durée de vie des étoiles massives ne dépasse pas quelques millions d'années [48]. Les étoiles massives sont nettement moins nombreuses que les étoiles de faible masse, la proportion étant d'environ 250 étoiles de masse de l'ordre de une à deux masse(s) solaire(s) pour une étoile de masse comprise entre 60 et 120 masses solaires. Les étoiles massives, et par voie de conséquence les binaires massives, sont dès lors des objets assez rares ayant néanmoins une grande influence sur leur environnement. Des analyses récentes suggèrent que la majorité des étoiles massives se forment dans des systèmes binaires [52]. L'étude de ces binaires est cruciale puisqu'elle nous permet de déterminer les paramètres physiques de ces étoiles massives, notamment leurs masses et leurs rayons. Afin de contraindre les paramètres des étoiles massives jeunes, à savoir les étoiles de séquence principale, il faut privilégier l'étude des binaires détachées car celles-ci n'ont pas encore traversé de phase d'échange de masse puisque les étoiles de ces systèmes ne remplissent pas leur lobe de Roche.

Depuis quelques dizaines d'années, les systèmes binaires font l'objet de recherches de nombreux astrophysiciens. L'étude des spectres, du décalage Doppler dans les raies et des éclipses des étoiles composant ces systèmes est le seul moyen d'obtenir les masses et les rayons des étoiles concernées sans devoir recourir à des modèles de structure et d'évolution d'étoiles. Il s'avère que la majorité des étoiles de l'Univers font en réalité partie d'un système binaire, voire même multiple pour certaines d'entre elles. Au-delà de la simple détermination de la masse des étoiles, plusieurs autres phénomènes peuvent être étudiés afin de contraindre d'autres propriétés des étoiles, notamment les interactions de marée entre les étoiles et les interactions des vents stellaires et des champs magnétiques de chacune d'entre elles.

Par exemple, le mouvement des apsides, influencé par les interactions de marée, est directement lié à la structure interne des étoiles. L'observation d'un tel mouvement dans une binaire excentrique, rendue possible grâce aux infrastructures et au matériel d'observation permettant d'atteindre une précision suffisante, nous permet dès lors d'obtenir des informations quant à la distribution de masse à l'intérieur des étoiles. A l'heure d'aujourd'hui, sur 128 systèmes binaires excentriques à éclipses présentant un mouvement des apsides reportés par [5], seuls quatre systèmes binaires massifs ont fait l'objet d'une telle étude.

D'autres phénomènes tout aussi intéressants, mais néanmoins beaucoup plus difficiles à mettre en évidence observationnellement, sont la précession et la nutation de l'axe d'une binaire et des axes de rotation des étoiles qui composent cette binaire.

Dans la première partie du présent travail, nous nous proposons d'étudier l'influence des interactions de marée sur le mouvement des apsides dans l'étoile binaire massive HD 152218 située près du coeur de l'amas ouvert jeune NGC 6231 dans la constellation du Scorpion. L'objectif de cette première partie est double : il s'agira tout d'abord d'établir les équations générales du mouvement des apsides et, ensuite, de les appliquer aux données observationnelles de la binaire

1. Rappelons qu'en astrophysique, les métaux sont tous les éléments chimiques exceptés l'hydrogène et l'hélium.

HD 152218. Des études récentes [50] ont révélé l'existence du mouvement des apsides à partir d'observations spectroscopiques de cette binaire. A l'époque où ces études ont été réalisées, cette binaire n'était alors pas connue comme étant à éclipses. Dès lors, et cela fera l'objet du premier chapitre, nous nous attarderons à déterminer les paramètres absolus de la binaire à partir des observations de la courbe de lumière, ce qui nous permettra d'obtenir des résultats plus précis que ceux obtenus antérieurement par la spectroscopie. Dans le deuxième chapitre, nous introduirons le concept de constante de structure interne des étoiles et examinerons l'évolution de ce paramètre en tenant compte des différents facteurs qui influent sur la structure interne des étoiles, tels la composition chimique et les mécanismes de mélanges. Cela étant, nous serons alors à même d'aborder, dans le troisième chapitre, le point essentiel et, sans nul doute, le plus passionnant de ce travail, à savoir l'origine des interactions de marée et leur influence sur le mouvement des apsides. Nous verrons qu'à partir de modèles mathématiques rigoureux, il est possible d'obtenir pour le taux de mouvement des apsides une relation simple faisant intervenir les paramètres absolus de la binaire et la constante de structure interne obtenus aux chapitres précédents. Nous étudierons ainsi l'évolution du taux de mouvement des apsides prédit d'un point de vue théorique en fonction de l'âge des étoiles. Appliqué au cas concret de la binaire HD 152218, nous prendrons aussi en compte la contribution relativiste au mouvement des apsides et nous discuterons de l'influence du vent stellaire sur la période orbitale de ce système. Enfin, après détermination du taux de mouvement des apsides observé grâce aux mesures de vitesse radiale sur une période de près de 60 ans, nous clôturerons cette première partie par une discussion de l'âge des étoiles de la binaire.

Dans la seconde partie de ce travail, nous nous proposons d'étudier l'influence des interactions de marée sur la précession des axes de rotation des étoiles appartenant à un système binaire. Nous étudierons ces mouvements dans la binaire HD 152218, l'idée étant de pouvoir décrire les éventuelles variations de vitesse rotationnelle projetée par la précession. Nous étudierons également ces mouvements dans la binaire HD 191612, dont les propriétés particulières auront brièvement été décrites au quatrième chapitre. Nous introduirons les équations générales décrivant l'évolution du taux de précession et les appliquerons aux deux binaires susmentionnées, ce qui fera l'objet du cinquième et dernier chapitre. Nous verrons si les mouvements de précession peuvent être ou non responsables des caractéristiques particulières de la binaire HD 191612.

Pour clôturer, nous donnerons un bref aperçu des perspectives futures dans les domaines que nous aurons traités.

Première partie

Mouvement des apsides dans la binaire HD 152218



Chapitre 1

Caractéristiques de HD 152218

La binaire massive HD 152218 est située près du coeur de l'amas ouvert NGC 6231 dans la constellation du Scorpion. C'est une binaire détachée excentrique ($e = 0,259 \pm 0,006$) à courte période ($P = 5,60380 \pm 0,00005j$), spectroscopique de type SB2 [50] et à éclipses de type Algol¹ [57]. Le fait que les raies des deux étoiles soient visibles dans les spectres de la binaire est très avantageux puisque cela permet la détermination des masses minimum de la binaire, à savoir $m_1 \sin^3 i$ et $m_2 \sin^3 i$, où m_1 et m_2 désignent les masses des étoiles primaire et secondaire respectivement et i l'inclinaison du plan de l'orbite. Sana et al. [50] ont ainsi déterminé que l'étoile primaire et l'étoile secondaire doivent avoir une masse minimum de $15,82M_\odot$ et de $12M_\odot$ respectivement. Par ailleurs, l'analyse des éclipses permet en théorie de contraindre la valeur de l'inclinaison et partant celle des masses absolues des composantes de la binaire. Les spectres visibles présentés par Sana et al. [50] indiquent que l'étoile primaire est une étoile O tardive à un stade d'évolution intermédiaire entre une étoile de séquence principale et une géante (O9IV) et l'étoile secondaire est une étoile O tardive de séquence principale (O9.7V). Le tableau suivant (voir Table 1.1) reprend les résultats de Sana et al. [50].

| | |
|--------------------------|-------------------------------|
| $q = \frac{m_1}{m_2}$ | $1,319 \pm 0,030$ |
| e | $0,259 \pm 0,006$ |
| $P_{orb}(j)$ | $5,60380 \pm 0,00005$ |
| $m_1 \sin^3 i (M_\odot)$ | $15,82 \pm 0,26$ |
| $m_2 \sin^3 i (M_\odot)$ | $12,00 \pm 0,19$ |
| $a \sin i (R_\odot)$ | $40,21 \pm 0,21$ |
| $\omega(^{\circ})$ | $104,2 \pm 1,6$ |
| $T_{eff,1} (K)$ | 32800^{+800}_{-900} (O9III) |
| | 34000^{+1000}_{-1200} (O9V) |
| $T_{eff,2} (K)$ | 31200 ± 1400 |
| $R_1 (R_\odot)$ | $10,0 \pm 1,3$ (O9III) |
| | $9,9 \pm 1,2$ (O9V) |
| $R_2 (R_\odot)$ | $7,9 \pm 1,7$ |

TABLE 1.1 – Caractéristiques de la binaire HD 152218 tirées de [50]. L'indice 1 (resp. 2) correspond à l'étoile primaire (resp. secondaire).

1. Les étoiles de type Algol possèdent une courbe de lumière caractérisée par une valeur constante de la luminosité entre deux éclipses.

1.1 Détermination des rayons des étoiles par la photométrie

Dans la littérature, nous trouvons les caractéristiques des étoiles de la binaire suivantes :

- Magnitude apparente dans la bande spectrale visible du système photométrique de Johnson : $V = 7,562$ [50] ;
- Indice de couleur intrinsèque (non rougi) : $(B - V)_0 = -0,27$, où B est la magnitude apparente dans la bande spectrale bleue du système photométrique de Johnson [31] ;
- Indice de couleur observé : $B - V = 0,191$ [50] ;
- Facteur de rougissement dans le filtre V : $R_V = 3,3$. Il s'agit du rapport entre l'absorption interstellaire dans la bande V et l'excès de couleur (voir ci-dessous) [50] ;
- Module de distance : $DM = 5 \log d - 5 = 11,07 \pm 0,04$, où d est la distance exprimée en parsec [50].

Afin de déterminer les rayons des deux étoiles, nous allons calculer plusieurs grandeurs physiques caractérisant la binaire.

Le rougissement (ou excès de couleur), c'est-à-dire la différence entre l'indice de couleur réellement observé et l'indice de couleur en l'absence d'extinction, se calcule aisément :

$$E(B - V) = (B - V) - (B - V)_0 = 0,46$$

L'extinction visuelle, c'est-à-dire la différence entre la magnitude visuelle dans le système photométrique de Johnson qu'aurait l'astre en l'absence d'extinction et celle réellement observée, prend alors pour valeur

$$A_V = E(B - V) \times R_V = 1,52$$

Nous déterminons ainsi la magnitude absolue dans le filtre V :

$$M_V = V - A_V - DM = -5,03 \pm 0,04$$

Par ailleurs, le rapport de la brillance de l'étoile primaire dans le visible sur la brillance totale des deux étoiles dans le visible vaut :

$$\frac{l_1}{l_1 + l_2} = 0,67 \pm 0,10$$

où l'indice 1 (resp. 2) fait référence à l'étoile primaire (resp. secondaire)² [50]. Notons que cette valeur a été déterminée à partir de la dilution des raies spectrales par comparaison à leur intensité mesurée dans des spectres d'étoiles individuelles de même type spectral.

Il s'ensuit que les magnitudes absolues de l'étoile primaire et de l'étoile secondaire dans le filtre V valent :

$$\begin{cases} M_{V,1} = M_V - 2,5 \log \left(\frac{l_1}{l_1 + l_2} \right) = -4,59 \pm 0,17 \\ M_{V,2} = M_V - 2,5 \log \left(1 - \frac{l_1}{l_1 + l_2} \right) = -3,82 \pm 0,33 \end{cases}$$

La correction bolométrique pour chacune des étoiles vaut [31] :

$$\begin{cases} BC_1 = -3,01 \pm 0,07 \\ BC_2 = -2,94 \pm 0,03 \end{cases}$$

2. Par la suite, sauf indication contraire, nous adopterons toujours cette convention.

Dès lors, les magnitudes bolométriques de chacune d'entre elles sont données par

$$\begin{cases} M_{bol,1} = M_{V,1} - BC_1 = -7,60 \pm 0,18 \\ M_{bol,2} = M_{V,2} - BC_2 = -6,76 \pm 0,33 \end{cases}$$

Leurs températures effectives valent [31] :

$$\begin{cases} T_{eff,1} = 32350 \pm 750 \text{ K} \\ T_{eff,2} = 31200 \pm 650 \text{ K} \end{cases}$$

La magnitude bolométrique d'une étoile étant donnée par

$$M_{bol} = -2,5 \log \left(\frac{L_{bol}}{L_{\odot}} \right) + 4,76$$

où L_{bol} et L_{\odot} sont la luminosité bolométrique de l'étoile et du Soleil respectivement, il s'ensuit que

$$\frac{L_{bol}}{L_{\odot}} = 80,168 \times 10^{-0,4M_{bol}}$$

Dès lors, nous obtenons les valeurs suivantes :

$$\begin{cases} \frac{L_{bol,1}}{L_{\odot}} = 87902 \pm 14570 \\ \frac{L_{bol,2}}{L_{\odot}} = 40550 \pm 12325 \end{cases}$$

Nous en déduisons le rapport de brillance :

$$\frac{L_{bol,1}}{L_{bol,2}} = 2,17 \pm 0,75$$

Or,

$$\frac{L_{bol}}{L_{\odot}} = \left(\frac{R}{R_{\odot}} \right)^2 \left(\frac{T_{eff}}{T_{\odot}} \right)^4$$

donc les rayons des deux étoiles valent, en unités solaires :

$$\begin{cases} \frac{R_1}{R_{\odot}} = 9,5 \pm 0,9 \\ \frac{R_2}{R_{\odot}} = 6,9 \pm 1,1 \end{cases}$$

Enfin, le rapport des rayons vaut :

$$\frac{R_1}{R_2} = 1,24 \pm 0,21$$

Nous noterons que ces valeurs diffèrent de celles déduites par Sana et al. (2008) en raison d'une erreur typographique dans ce dernier article et du fait que nous utilisons des valeurs de $(B - V)_0$ et BC plus récentes.

1.2 Détermination des paramètres absolus de la binaire par l'analyse de la courbe de lumière

Jusqu'à présent, les paramètres de la binaire ont toujours été déterminés à partir des observations spectroscopiques. Ici, nous allons les déterminer grâce aux données photométriques du projet ASAS en effectuant l'analyse de la courbe de lumière au moyen du programme `Nightfall`.

Nous avons analysé les données dans la bande V prises par ASAS (All Sky Automated Survey) [42] depuis l'Observatoire de Las Campanas au Chili. Le système ASAS-3 est composé de deux télescopes à large champ de vue ($8,8^\circ \times 8,8^\circ$), chacun équipé d'un objectif à longue focale Minolta et d'une caméra CCD AP-10 de 2048×2048 pixels ainsi que d'un télescope Cassegrain de 25 cm à faible champ de vue ($2,2^\circ \times 2,2^\circ$) équipé du même type de caméra.

Le catalogue photométrique ASAS-3 inclut des mesures de magnitude obtenues avec cinq ouvertures différentes, de diamètre variant entre 2 et 6 pixels.

Les données ASAS-3 ne sont pas uniformes en termes de temps d'exposition et donc en limite de saturation. Le temps d'exposition a varié durant les campagnes d'observation de 180s (saturation aux environs de $V = 7,5$) à 60s (saturation aux environs de $V = 6,0$). La limite de saturation dépend également de la qualité de la focalisation et de la distance zénithale.

Le catalogue ASAS-3 associe un grade³ aux données pour chaque époque à laquelle un objet a été observé. Ce grade est calculé pour l'exposition entière et non pas pour un objet spécifique dans le champ de vue. Dès lors, une exposition peut être de grade A tout en contenant des étoiles saturées.

Afin d'obtenir une courbe de lumière aussi propre que possible, les données ASAS-3 ont été filtrées en ne gardant que les données ayant un grade A et une erreur moyenne sur la photométrie de moins de 0,034 mag. Comme la binaire HD 152218 possède une magnitude V proche de la limite de saturation des instruments ASAS, nous avons uniquement gardé les données pour lesquelles la dispersion entre les mesures photométriques à différentes ouvertures est plus faible que l'erreur moyenne sur la photométrie et pour lesquelles les magnitudes de la bande V se situent entre 7,55 et 7,80. Quand nous replions les données ASAS de HD 152218 en phase avec les éphémérides de Sana et al. [50], nous trouvons une éclipse rasante de faible profondeur ($\approx 0,09$ mag) mais nous ne trouvons pas de trace d'une deuxième éclipse (voir Fig. 1.1).

Pour déterminer les paramètres de la binaire à partir de ces données, nous avons utilisé le code `Nightfall` (version 1.86)⁴, un programme capable de reproduire la courbe de lumière d'un système binaire et de déterminer les paramètres des étoiles à partir du meilleur ajustement des données observationnelles. Ce programme se base sur un modèle physique qui tient notamment compte de la déformation des étoiles suite à l'interaction gravifique avec le compagnon (potentiel de Roche). Au préalable, il est nécessaire d'introduire des valeurs de départ pour le rapport des masses (q), l'inclinaison (i), les facteurs de remplissage du lobe de Roche⁵ de chacune des étoiles (f_p, f_s), les températures de chacune des étoiles (T_1, T_2), la période orbitale (P), l'excentricité

3. Le grade, exprimé par une lettre majuscule de A à D, caractérise la qualité des données; les données de meilleure qualité se voyant attribuer le grade A.

4. Ce code a été développé et est maintenu par Wichmann, Kuster et Risse, voir <http://www.hs.uni-hamburg.de/DE/Ins/Per/Wichmann/Nightfall.html>

5. Notons que dans le programme, ceux-ci sont calculés au périastre et par rapport au rayon polaire du lobe de Roche et non pas par rapport au rayon moyen.

(e), la longitude du périastre (ω) et éventuellement d'autres paramètres. Nous pouvons décider de fixer ou de laisser libres les paramètres en question. Lors de l'ajustement, `Nightfall` fait varier les paramètres laissés libres jusqu'à obtenir une solution de χ^2 minimum et nous fournit alors les valeurs des paramètres ajustés [69].

En raison de l'excentricité et de l'inclinaison orbitale, il se peut que pour certaines orientations de l'orbite (par exemple quand ω est proche de $\pi/2$ ou de $3\pi/2$), une seule éclipse soit observable. Ceci est le cas de HD 152218, où seule l'éclipse de l'étoile O9IV par l'étoile O9.7V est observable, l'éclipse de l'étoile O9.7V par l'étoile O9IV ne l'étant pas. Dès lors, pour le programme `Nightfall`, l'étoile la moins massive (O9.7V) joue le rôle d'étoile primaire tandis que l'étoile la plus massive (O9IV) est considérée comme l'étoile secondaire, notation que nous emploierons dans cette section. En reprenant les valeurs obtenues à la section précédente, nous déterminons le rapport de masse q , défini comme le rapport entre la masse de l'étoile secondaire sur celle de l'étoile primaire, qui vaut $1,319 \pm 0,030$. L'argument du périastre, ω , a été fixé à la valeur $284,2^\circ \pm 1,6^\circ$ déterminée par [50] à une époque très proche de celle des observations ASAS.

1.2.1 Détermination des paramètres de la binaire

Dans le programme `Nightfall`, q , e , P , T_1 , T_2 et ω sont fixés aux valeurs obtenues à la section précédente. Les paramètres laissés libres sont i , f_p et f_s . Sana et al. [50] ont estimé, en comparant les masses minimales aux masses typiques, que la binaire HD 152218 devait posséder une inclinaison d'environ 60 - 70° . Connaissant cela, nous procédons de la manière suivante : pour chaque inclinaison initiale que nous entrons dans le programme (indice i) allant de 60° à 80° par pas de 5° et pour chaque valeur initiale de f_p et de f_s allant de $0,2$ à $1,0$ par pas de $0,2$, le programme ajuste les paramètres aux données observationnelles jusqu'à ce que le χ^2 réduit ne varie plus. Nous obtenons alors des valeurs finales (indice f) pour i , f_p et f_s (voir tableaux 1.2). Cette façon de faire nous permet d'explorer l'espace des paramètres en essayant de nous affranchir des problèmes des minima locaux.

1.2.2 Analyse des résultats

Nous prenons uniquement les valeurs finales de l'inclinaison et des facteurs de remplissage de chacune des étoiles pour lesquelles le χ^2 réduit est inférieur ou égal à $0,4210$ (lignes surlignées en jaune lorsque $f_p \leq f_s$ et en orange lorsque $f_p > f_s$)⁶. Dans tous ces cas, l'inclinaison varie très peu. Par contre, nous constatons un effet de dégénérescence entre f_p et f_s , l'un pouvant être plus grand que l'autre et inversement. A ce stade, il est important de préciser que la photométrie seule ne permet pas de dire, d'un point de vue physique, si f_p doit être plus grand ou plus petit que f_s . Ainsi, nous devons effectuer une moyenne, pour chacun de ces trois paramètres, en tenant compte de tous les cas possibles (jaune et orange). Nous obtenons alors une inclinaison de $67,88^\circ$ et des facteurs de remplissage de $0,69$ pour chacune des étoiles. Dans le programme `Nightfall`, nous fixons alors ces trois paramètres aux valeurs moyennes calculées afin de tracer la courbe de lumière représentée sur la figure 1.1.

6. Le programme `Nightfall` étant sensible aux minima locaux, il serait dangereux de se limiter à prendre les valeurs des paramètres pour lesquelles le χ^2 réduit est le plus faible. En prenant plusieurs séries de paramètres et en effectuant la moyenne de ces valeurs, nous diminuons le risque de nous trouver dans un minimum local éloigné de la solution réelle.

| $f_{p,i}$ | $f_{s,i}$ | $i_i = 60^\circ$ | | | | $i_i = 65^\circ$ | | | | $i_i = 70^\circ$ | | | |
|-----------|-----------|------------------|-----------|-----------|----------|------------------|-----------|-----------|----------|------------------|-----------|-----------|----------|
| | | i_f | $f_{p,f}$ | $f_{s,f}$ | χ^2 | i_f | $f_{p,f}$ | $f_{s,f}$ | χ^2 | i_f | $f_{p,f}$ | $f_{s,f}$ | χ^2 |
| 0,2 | 0,2 | 82,26 | 0,66 | 0,13 | 0,4954 | 82,28 | 0,68 | 0,13 | 0,4883 | 83,80 | 0,12 | 0,67 | 0,6909 |
| | 0,4 | 82,96 | 0,15 | 0,57 | 0,5839 | 82,73 | 0,16 | 0,58 | 0,5585 | 82,38 | 0,16 | 0,61 | 0,5242 |
| | 0,6 | 76,19 | 0,28 | 0,70 | 0,4751 | 82,11 | 0,19 | 0,61 | 0,5423 | 75,84 | 0,32 | 0,68 | 0,4835 |
| | 0,8 | 73,27 | 0,40 | 0,70 | 0,4634 | 79,56 | 0,17 | 0,73 | 0,4768 | 74,33 | 0,33 | 0,72 | 0,4653 |
| | 1,0 | 67,86 | 0,62 | 0,74 | 0,4292 | 64,67 | 0,77 | 0,73 | 0,4360 | 64,46 | 0,66 | 0,72 | 0,4219 |
| 0,4 | 0,2 | 81,35 | 0,71 | 0,15 | 0,5008 | 81,58 | 0,71 | 0,13 | 0,4925 | 81,12 | 0,73 | 0,12 | 0,5260 |
| | 0,4 | 68,51 | 0,67 | 0,68 | 0,4199 | 78,13 | 0,36 | 0,53 | 0,6859 | 72,38 | 0,48 | 0,68 | 0,4535 |
| | 0,6 | 76,07 | 0,37 | 0,61 | 0,5344 | 70,73 | 0,54 | 0,71 | 0,4359 | 72,00 | 0,44 | 0,73 | 0,4459 |
| | 0,8 | 68,10 | 0,67 | 0,69 | 0,4194 | 68,07 | 0,65 | 0,71 | 0,4241 | 70,46 | 0,51 | 0,73 | 0,4361 |
| | 1,0 | 68,70 | 0,63 | 0,70 | 0,4237 | 68,64 | 0,61 | 0,72 | 0,4255 | 67,88 | 0,65 | 0,72 | 0,4220 |
| 0,6 | 0,2 | 70,55 | 0,68 | 0,58 | 0,4402 | 81,92 | 0,70 | 0,13 | 0,4889 | 69,94 | 0,63 | 0,66 | 0,4310 |
| | 0,4 | 75,06 | 0,66 | 0,36 | 0,5263 | 70,48 | 0,74 | 0,51 | 0,4413 | 72,02 | 0,71 | 0,48 | 0,4587 |
| | 0,6 | 68,42 | 0,68 | 0,67 | 0,4203 | 67,35 | 0,69 | 0,70 | 0,4204 | 70,00 | 0,60 | 0,60 | 0,6198 |
| | 0,8 | 63,36 | 0,78 | 0,79 | 0,4551 | 66,72 | 0,72 | 0,71 | 0,4223 | 65,72 | 0,74 | 0,73 | 0,4279 |
| | 1,0 | 68,06 | 0,62 | 0,73 | 0,4243 | 68,99 | 0,59 | 0,73 | 0,4268 | 67,38 | 0,64 | 0,75 | 0,4268 |
| 0,8 | 0,2 | 75,89 | 0,73 | 0,27 | 0,5141 | 75,26 | 0,71 | 0,30 | 0,5048 | 71,52 | 0,71 | 0,50 | 0,4537 |
| | 0,4 | 66,78 | 0,72 | 0,71 | 0,4210 | 67,26 | 0,76 | 0,64 | 0,4239 | 69,12 | 0,69 | 0,64 | 0,4236 |
| | 0,6 | 62,61 | 0,81 | 0,77 | 0,4676 | 67,22 | 0,76 | 0,63 | 0,4267 | 65,72 | 0,73 | 0,74 | 0,4281 |
| | 0,8 | 63,78 | 0,79 | 0,76 | 0,4536 | 60,45 | 0,83 | 0,83 | 0,5054 | 63,64 | 0,77 | 0,77 | 0,4484 |
| | 1,0 | 67,06 | 0,70 | 0,72 | 0,4200 | 60,71 | 0,72 | 0,89 | 0,5427 | 63,00 | 0,80 | 0,78 | 0,4601 |
| 1,0 | 0,2 | 60,00 | 0,92 | 0,36 | 0,8859 | 68,26 | 0,75 | 0,61 | 0,4266 | 67,94 | 0,70 | 0,68 | 0,4192 |
| | 0,4 | 70,34 | 0,74 | 0,52 | 0,4388 | 69,44 | 0,72 | 0,58 | 0,4304 | 68,87 | 0,71 | 0,63 | 0,4227 |
| | 0,6 | 68,26 | 0,68 | 0,68 | 0,4199 | 69,89 | 0,62 | 0,67 | 0,4308 | 67,22 | 0,73 | 0,68 | 0,4196 |
| | 0,8 | 67,04 | 0,70 | 0,71 | 0,4201 | 65,55 | 0,76 | 0,72 | 0,4280 | 62,94 | 0,82 | 0,78 | 0,4813 |
| | 1,0 | 64,78 | 0,77 | 0,73 | 0,4350 | 62,72 | 0,80 | 0,78 | 0,4626 | 64,44 | 0,77 | 0,75 | 0,4392 |

| $f_{p,i}$ | $f_{s,i}$ | $i_i = 75^\circ$ | | | | $i_i = 80^\circ$ | | | |
|-----------|-----------|------------------|-----------|-----------|----------|------------------|-----------|-----------|----------|
| | | i_f | $f_{p,f}$ | $f_{s,f}$ | χ^2 | i_f | $f_{p,f}$ | $f_{s,f}$ | χ^2 |
| 0,2 | 0,2 | 74,98 | 0,71 | 0,32 | 0,5013 | 82,50 | 0,16 | 0,61 | 0,5290 |
| | 0,4 | 80,16 | 0,17 | 0,71 | 0,4627 | 80,82 | 0,20 | 0,69 | 0,4787 |
| | 0,6 | 74,43 | 0,34 | 0,70 | 0,4707 | 79,76 | 0,19 | 0,71 | 0,4588 |
| | 0,8 | 72,72 | 0,45 | 0,70 | 0,4508 | 75,76 | 0,25 | 0,73 | 0,4880 |
| | 1,0 | 63,11 | 0,20 | 0,87 | 0,8092 | / | / | / | / |
| 0,4 | 0,2 | 74,71 | 0,72 | 0,32 | 0,4961 | 80,86 | 0,72 | 0,13 | 0,5010 |
| | 0,4 | 76,29 | 0,28 | 0,71 | 0,4736 | 78,11 | 0,23 | 0,71 | 0,4849 |
| | 0,6 | 73,54 | 0,40 | 0,68 | 0,4687 | 73,95 | 0,36 | 0,70 | 0,4622 |
| | 0,8 | 70,41 | 0,55 | 0,71 | 0,4338 | 75,02 | 0,32 | 0,70 | 0,4728 |
| | 1,0 | 69,00 | 0,58 | 0,73 | 0,4306 | 76,40 | 0,29 | 0,69 | 0,4800 |
| 0,6 | 0,2 | 75,16 | 0,70 | 0,31 | 0,5044 | 80,41 | 0,74 | 0,12 | 0,5300 |
| | 0,4 | 73,54 | 0,68 | 0,40 | 0,4994 | 76,36 | 0,70 | 0,26 | 0,5164 |
| | 0,6 | 69,35 | 0,65 | 0,67 | 0,4257 | 68,57 | 0,67 | 0,68 | 0,4203 |
| | 0,8 | 66,33 | 0,73 | 0,71 | 0,4235 | 68,63 | 0,60 | 0,73 | 0,4282 |
| | 1,0 | 65,90 | 0,75 | 0,72 | 0,4256 | 70,42 | 0,55 | 0,71 | 0,4342 |
| 0,8 | 0,2 | 77,07 | 0,73 | 0,23 | 0,5342 | 77,17 | 0,74 | 0,21 | 0,5141 |
| | 0,4 | 68,10 | 0,70 | 0,67 | 0,4191 | 69,66 | 0,73 | 0,56 | 0,4344 |
| | 0,6 | 67,57 | 0,71 | 0,69 | 0,4198 | 68,72 | 0,69 | 0,66 | 0,4210 |
| | 0,8 | 63,95 | 0,77 | 0,76 | 0,4450 | 63,19 | 0,79 | 0,78 | 0,4578 |
| | 1,0 | 63,52 | 0,78 | 0,77 | 0,4507 | 66,19 | 0,73 | 0,72 | 0,4239 |
| 1,0 | 0,2 | 68,33 | 0,69 | 0,68 | 0,4199 | 72,20 | 0,73 | 0,43 | 0,4626 |
| | 0,4 | 70,02 | 0,73 | 0,55 | 0,4357 | 68,08 | 0,68 | 0,69 | 0,4190 |
| | 0,6 | 66,48 | 0,72 | 0,72 | 0,4224 | 69,77 | 0,63 | 0,66 | 0,4294 |
| | 0,8 | 61,78 | 0,82 | 0,79 | 0,4779 | 66,56 | 0,74 | 0,70 | 0,4226 |
| | 1,0 | 62,48 | 0,81 | 0,78 | 0,4686 | 61,35 | 0,78 | 0,83 | 0,4966 |

TABLE 1.2 – Résultats des meilleurs ajustements pour différentes valeurs initiales des paramètres obtenus par le programme `Nightfall`.

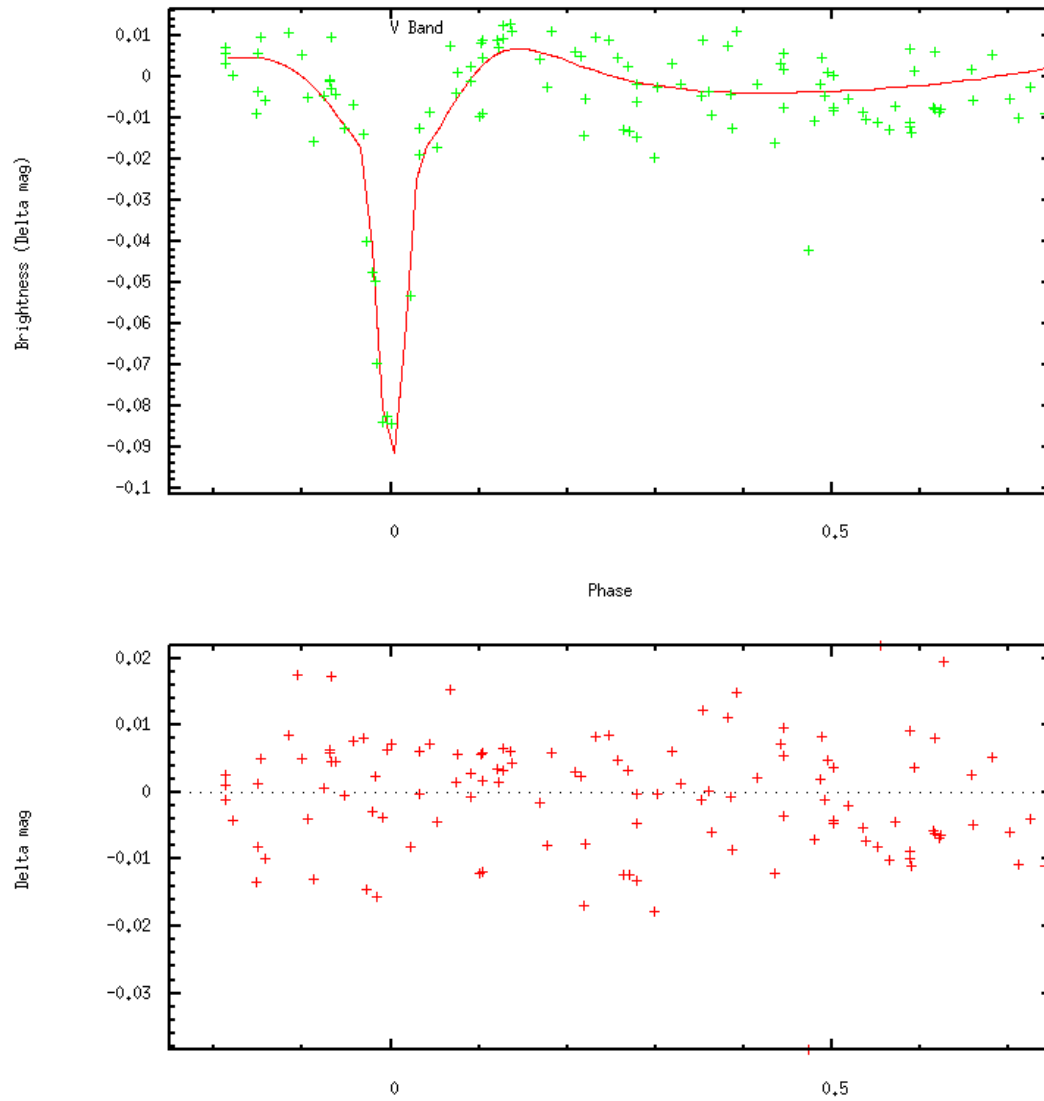


FIGURE 1.1 – Courbe de lumière obtenue pour les valeurs moyennes des paramètres de la binaire (en haut) et écarts entre les observations et l’ajustement (en bas).

Nous constatons que la courbe de lumière représente bien les données observationnelles, ce qui est cohérent avec la faible valeur du χ^2 réduit ainsi obtenue, qui vaut 0,4195. Le χ^2 non-réduit, produit du χ^2 réduit et du nombre de paramètres libres (126-3) est égal à 51,59.

En tenant compte des résultats spectroscopiques obtenus par Sana et al. [50], certaines solutions permises par la photométrie (en orange dans les tableaux) semblent ne pas être tout à fait en accord avec les informations spectroscopiques. En effet, il semblerait que le facteur de remplissage de l'étoile secondaire soit égal ou supérieur à celui de l'étoile primaire. Nous pourrions donc décider d'effectuer une moyenne pour chacun des trois paramètres en ne tenant compte que des cas où $f_p \leq f_s$ (en jaune dans les tableaux)⁷. Néanmoins, au vu des informations en notre possession, nous ne pouvons exclure catégoriquement les cas où $f_p > f_s$. En effet, le rapport des rayons des étoiles dépend non seulement du rapport f_p/f_s mais également du rapport des rayons des lobes de Roche de chacune des étoiles. Dès lors, compte tenu des limitations de la photométrie (absence de la seconde éclipse) et de la spectroscopie, nous pouvons conclure que l'inclinaison et les facteurs de remplissage obtenus sont en accord avec les résultats de la spectroscopie.

1.2.3 Estimation des incertitudes sur les paramètres

Dans cette section, nous présentons l'approche adoptée pour estimer les incertitudes sur les paramètres que nous venons de déterminer à partir de l'analyse de la courbe de lumière ASAS. Cette approche consiste à explorer les projections de l'espace des paramètres (i, f_p, f_s) sur les trois plans (i, f_p) , (i, f_s) et (f_p, f_s) . Pour ce faire, nous avons systématiquement exploré chacun des trois plans. Chaque plan est discrétisé en une grille de points : 11×12 points pour les plans (i, f_p) et (i, f_s) et 12×12 points pour le plan (f_p, f_s) . Pour chaque point de la grille (les deux paramètres de la grille étant maintenus fixes), nous cherchons la valeur du meilleur χ^2 réduit en faisant varier le troisième paramètre. Nous traçons alors des contours de valeurs du χ^2 (voir Figs. 1.2, 1.3 et 1.4) en appliquant la démarche de détermination des intervalles de confiance à 1σ et à 90% de la section 15.6 des Numerical Recipes [43]. Dans ces trois figures, les contours bleu et cyan correspondent aux intervalles de confiance à 1σ et 90% respectivement, tandis que le point noir indique la position du meilleur ajustement.

Parmi les combinaisons de paramètres acceptables en termes de χ^2 , certaines s'avèrent être en désaccord avec le rapport de brillance dans le domaine visible que nous avons calculé à partir des résultats de la spectroscopie à la section 1.1 :

$$\frac{L_{bol}(O9IV)}{L_{bol}(O9.7V)} = 2,17 \pm 0,75$$

Nous en avons également déduit le rapport des rayons des deux étoiles :

$$\frac{R(O9IV)}{R(O9.7V)} = 1,24 \pm 0,21$$

Par la formule d'Eggleton⁸ [11]

$$\frac{R_{RL}}{a} = \frac{0,49q^{2/3}}{0,6q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})}$$

7. Ceci est fait en annexe A et nous montre que les résultats obtenus de cette manière ne diffèrent pas de façon significative de la solution obtenue précédemment.

8. Cette formule permet d'estimer le rayon moyen du lobe de Roche.

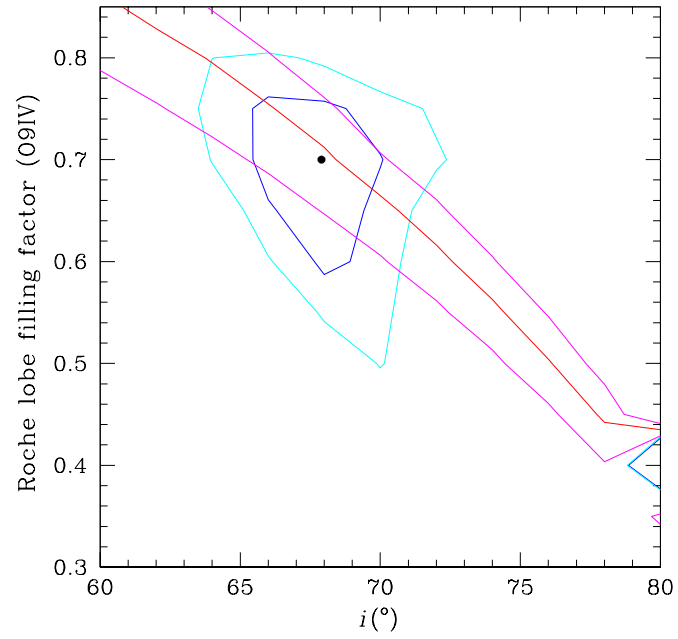


FIGURE 1.2 – Contours de valeurs du χ^2 lorsque les paramètres maintenus fixes sont l'inclinaison et le facteur de remplissage du lobe de Roche de l'étoile O9IV.

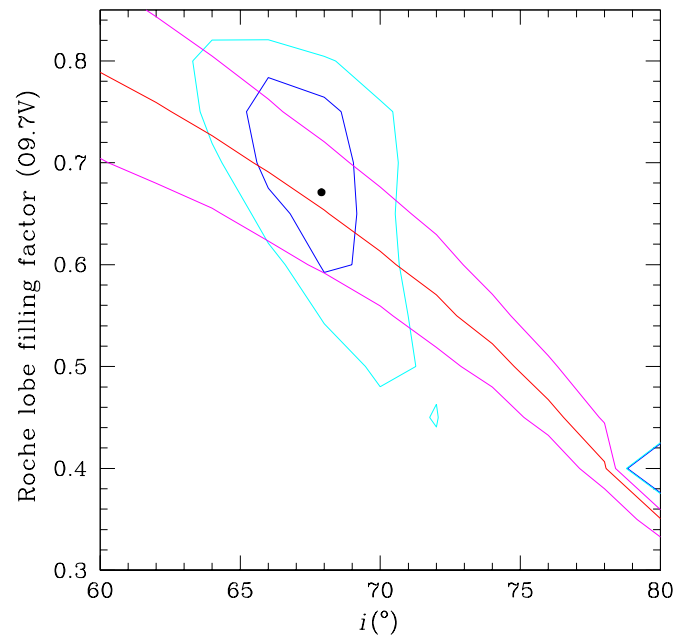


FIGURE 1.3 – Contours de valeurs du χ^2 lorsque les paramètres maintenus fixes sont l'inclinaison et le facteur de remplissage du lobe de Roche de l'étoile O9.7V.

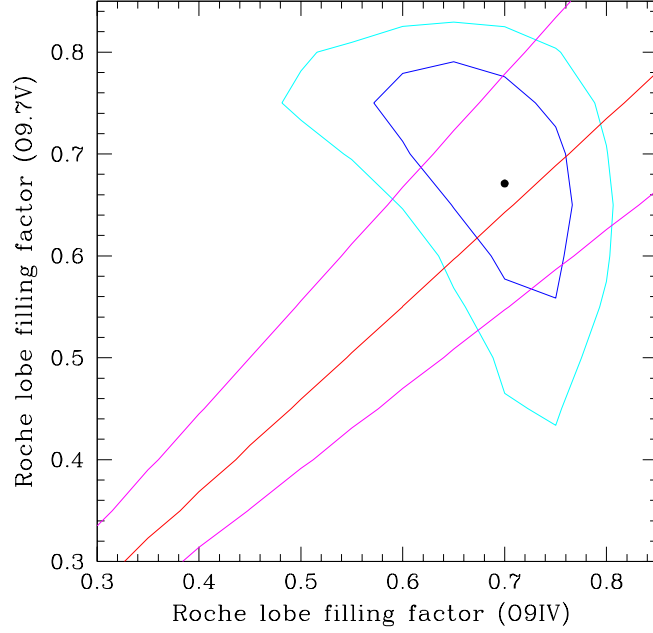


FIGURE 1.4 – Contours de valeurs du χ^2 lorsque les paramètres maintenus fixes sont les facteurs de remplissage des lobes de Roche des deux étoiles.

où R_{RL} est le rayon d'une sphère de même volume que le lobe de Roche, a est la distance entre les deux étoiles et q est le rapport des masses, nous estimons les rayons des lobes de Roche à $0,403a$ pour l'étoile O9IV et à $0,355a$ pour l'étoile O9.7V. Il s'ensuit que

$$\frac{f(O9IV)}{f(O9.7V)} = \frac{0,355 R(O9IV)}{0,403 R(O9.7V)} = 1,09 \pm 0,19$$

Cette condition est représentée en rouge (rapport des facteurs de remplissage) et en magenta (intervalle à 1σ) dans les figures précédentes.

Pour estimer les barres d'erreur sur l'inclinaison et les deux facteurs de remplissage des lobes de Roche, nous prenons les extrémités des régions de recouvrement des contours de la photométrie pris à 1σ et de la condition sur les facteurs de remplissage, également prise à 1σ . De cette manière, nous obtenons une inclinaison comprise entre $65,3^\circ$ et $70,1^\circ$, un facteur de remplissage du lobe de Roche de l'étoile O9IV compris entre 0,62 et 0,77 et un facteur de remplissage du lobe de Roche de l'étoile O9.7V compris entre 0,57 et 0,77. Par conséquent, nous obtenons que

$$i = 67,9^{+2,2}_{-2,6}^\circ$$

$$f(O9IV) = 0,69^{+0,08}_{-0,07}$$

$$f(O9.7V) = 0,69^{+0,08}_{-0,12}$$

Nous constatons que la valeur de l'inclinaison est bien contrainte, contrairement aux valeurs des facteurs de remplissage qui sont sujets à des incertitudes très importantes, surtout en ce qui

concerne l'étoile secondaire.

A titre illustratif, nous représentons la binaire vue à quatre phases différentes (voir Fig. 1.5).

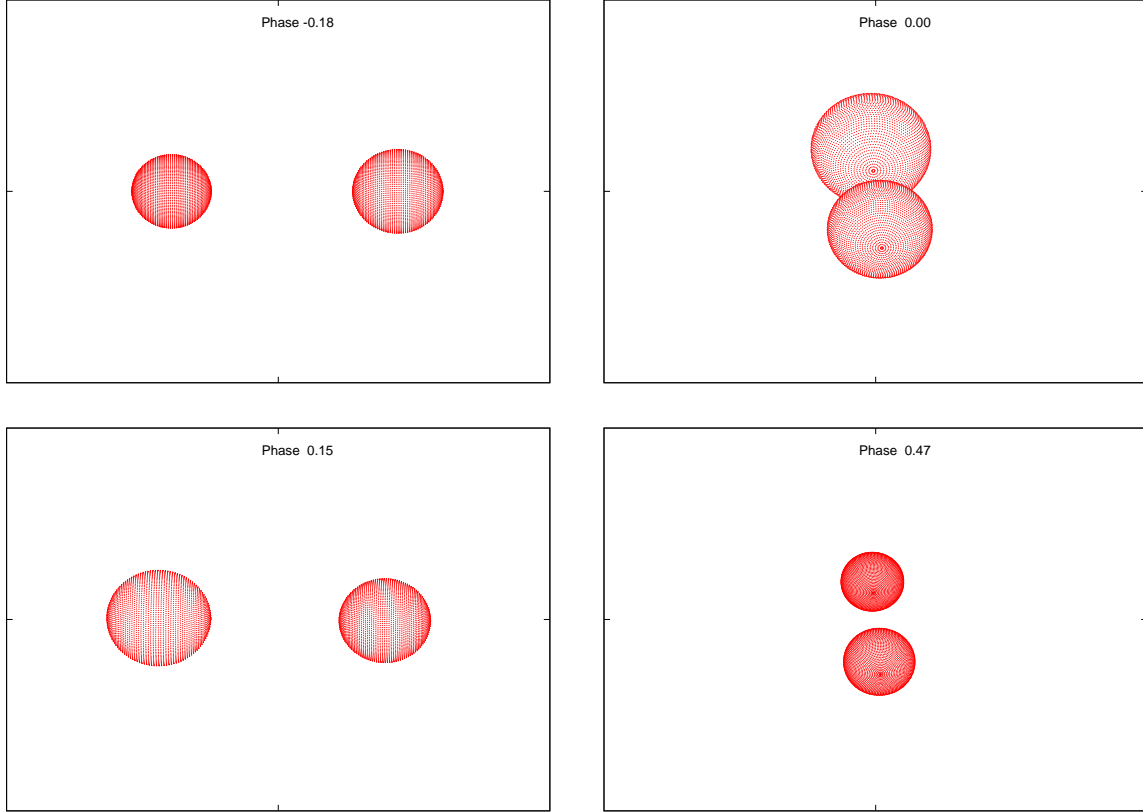


FIGURE 1.5 – Représentation de la binaire à différentes phases : quadratures (à gauche, en haut et en bas), éclipse de l'étoile O9IV par l'étoile O9.7V (en haut à droite) et conjonction, où l'étoile O9IV est devant l'étoile O9.7V (en bas à droite).

1.2.4 Paramètres absolus de la binaire

L'inclinaison et les facteurs de remplissage du lobe de Roche de chacune des étoiles étant connus, nous pouvons déterminer les paramètres absolus des étoiles du système, à savoir leurs masses et leurs rayons ainsi que les incertitudes sur ces paramètres. L'étoile O9IV a une masse de $19,9_{-1,1}^{+1,0} M_{\odot}$ et un rayon moyen de $8,4_{-0,9}^{+1,0} R_{\odot}$ tandis que l'étoile O9.7V a une masse de $15,1_{-0,9}^{+0,8} M_{\odot}$ et un rayon moyen de $7,5_{-1,3}^{+0,9} R_{\odot}$.

Les rayons moyens ainsi que leurs incertitudes ont été calculés par la formule

$$R_j = 0,95 f_j \frac{R_{RL,j}}{a} \frac{a \sin i}{\sin i} (1 - e) \quad (1.1)$$

où l'indice j fait référence à l'étoile en question, les valeurs de f_j et du rapport $\frac{R_{RL,j}}{a}$ ont été déterminées précédemment, la valeur de $\sin i$ est calculée à partir de la valeur de l'inclinaison

obtenue ci-avant et la valeur du terme $a \sin i$ est tirée de [50]. Comme nous l’avons déjà signalé auparavant, les facteurs de remplissages sont calculés par rapport au rayon polaire du lobe de Roche tandis que la formule d’Eggleton permet d’estimer le rayon moyen du lobe de Roche. Pour la valeur de q égale à celle déterminée pour HD 152218, il existe un facteur de 0,95 entre ces deux rayons, ce qui justifie l’introduction de ce facteur dans la formule 1.1.

1.3 Détermination des vitesses de rotation des étoiles de la binaire

Dans cette section, nous déterminons les vitesses de rotation projetées $v \sin i$ de chacune des étoiles de la binaire à partir des données FEROS et comparons ensuite nos résultats avec ceux obtenus par [19]. Pour séparer les spectres de chacune des deux étoiles, nous utilisons une technique de « disentangling » tirée de [47], avec des vitesses radiales initiales dérivées de [50]. Ensuite, nous déterminons les vitesses de rotation projetées à partir des raies que nous jugeons les plus appropriées dans les spectres obtenus par la méthode du disentangling. Cette technique est particulièrement intéressante près des phases de conjonction, comparée aux ajustements classiques de gaussiennes qui ne séparent pas les raies de façon correcte à ces endroits.

1.3.1 Technique du disentangling

Soient $S_p(x)$ (resp. $S_s(x)$) et $v_p(\phi)$ (resp. $v_s(\phi)$) le spectre et la vitesse radiale de l’étoile primaire (resp. secondaire), où $x = \ln \lambda$ avec λ la longueur d’onde. Etant donné que les décalages Doppler sont petits et sachant que $\lambda = \lambda_0 \left(1 - \frac{v}{c}\right)$, nous avons

$$\ln \lambda = \ln \lambda_0 + \ln \left(1 - \frac{v}{c}\right) \approx \ln \lambda_0 - \frac{v}{c} = x_0 - \frac{v}{c}$$

Le spectre de la binaire observé à la phase ϕ peut s’exprimer comme la somme des spectres de l’étoile primaire et de l’étoile secondaire à la même phase ϕ :

$$S(x) = S_p \left(x - \frac{v_p(\phi)}{c}\right) + S_s \left(x - \frac{v_s(\phi)}{c}\right) \quad (1.2)$$

A la première itération, nous prenons $S_s = 0,5$. Pour chaque observation, nous soustrayons S_s du spectre total. Ensuite, nous décalons tous les spectres observés de la vitesse radiale nécessaire pour les amener dans le référentiel de la primaire et effectuons une moyenne afin d’obtenir une première approximation de S_p , où le continuum est normalisé à 0,5. Nous redécalons alors S_p dans le référentiel de l’observateur et le soustrayons aux spectres observés (normalisés à 1). Nous obtenons les résidus après soustraction de la primaire. Nous décalons ces résidus dans le référentiel de la secondaire et effectuons une moyenne afin d’obtenir une deuxième approximation de S_s . Nous redécalons S_s dans le référentiel de l’observateur et le soustrayons aux spectres observés (normalisés à 1). Nous obtenons les résidus après soustraction de la secondaire qui nous permettent d’obtenir une nouvelle approximation de S_p . Nous recommençons ce processus itératif afin d’obtenir les spectres de chacune des étoiles. Les spectres des composantes de la binaire HD 152218 obtenus par cette technique dans le domaine des longueurs d’onde du vert sont illustrés à la figure 1.6. Les spectres sont normalisés avec la valeur du rapport de la brillance de l’étoile O9IV sur la brillance totale obtenue par le programme `Nightfall`, à savoir 0,57. Cette valeur est à la limite de la valeur spectroscopique, qui est de $0,67 \pm 0,10$.

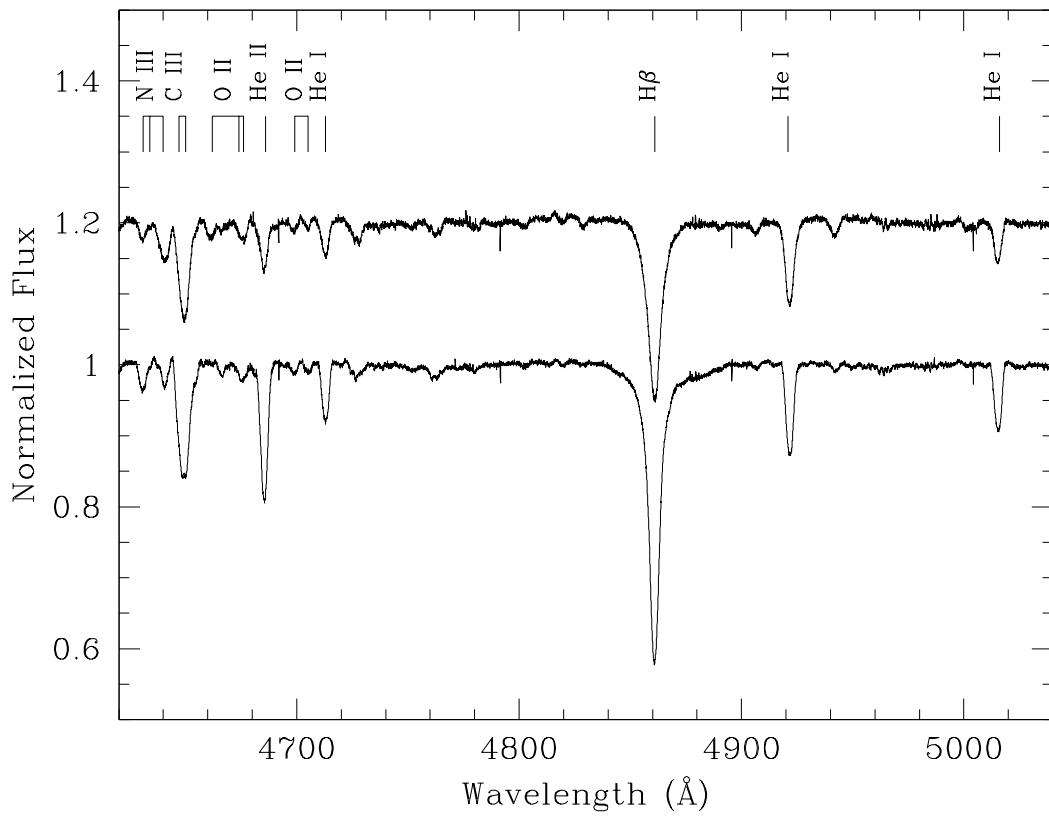


FIGURE 1.6 – Spectres normalisés de l'étoile primaire (en bas) et de l'étoile secondaire (en haut) obtenus par la méthode du disentangling. Le spectre de la secondaire a été shifté de 0,2 vers le haut pour plus de clarté. Les raies les plus importantes sont identifiées.

1.3.2 Détermination de la vitesse rotationnelle projetée

Pour déterminer la vitesse de rotation projetée, nous utilisons la méthode de transformée de Fourier. Cette méthode présente deux principaux avantages : le produit de convolution entre le profil de raies et la fonction d'élargissement rotationnel se transforme en un simple produit de transformées de Fourier et la transformée de Fourier de la fonction d'élargissement rotationnel possède des zéros qui sont directement reliés à la valeur de $v \sin i$. Lors des ajustements, nous nous intéressons uniquement au premier « zéro » de la courbe de la transformée de Fourier du profil rotationnel car le bruit des données se manifeste surtout aux hautes fréquences et affecte la position des zéros correspondants.

Nous identifions les raies les plus appropriées dans les spectres obtenus par la méthode de disentangling. Les critères adoptés sont des raies bien isolées (c'est-à-dire non affectées par des blends avec des raies voisines), suffisamment intenses (afin d'avoir un bon rapport signal sur bruit) et non affectées par des effets d'élargissement tels que l'effet Stark linéaire. Pour l'étoile primaire, nous avons retenu quatre raies de He I à 4026.189 Å, 4713.15 Å, 4921.93 Å et 5015.68 Å et une raie de O III à 5592.37 Å. Pour l'étoile secondaire, nous avons uniquement retenus les quatre raies de He I.

Les résultats pour l'étoile primaire sont les suivants :

- He I $\lambda 4026$: $v_{rot,eq} \sin i = 148 \pm 2 \text{ km/s}$
- He I $\lambda 4713$: $v_{rot,eq} \sin i = 138 \pm 2 \text{ km/s}$
- He I $\lambda 4921$: $v_{rot,eq} \sin i = 148 \pm 2 \text{ km/s}$
- He I $\lambda 5016$: $v_{rot,eq} \sin i = 142 \pm 2 \text{ km/s}$
- O III $\lambda 5592$: $v_{rot,eq} \sin i = 143 \pm 2 \text{ km/s}$

En moyenne, nous obtenons $v_{rot,eq} \sin i = 144 \pm 4 \text{ km/s}$, en accord avec la valeur de 143 km/s obtenue par [19].

Les résultats pour l'étoile secondaire sont les suivants :

- He I $\lambda 4026$: $v_{rot,eq} \sin i = 163 \pm 3 \text{ km/s}$
- He I $\lambda 4713$: $v_{rot,eq} \sin i = 133 \pm 3 \text{ km/s}$
- He I $\lambda 4921$: $v_{rot,eq} \sin i = 120 \pm 5 \text{ km/s}$
- He I $\lambda 5016$: $v_{rot,eq} \sin i = 130 \pm 5 \text{ km/s}$

En moyenne, nous obtenons $v_{rot,eq} \sin i = 136 \pm 19 \text{ km/s}$, soit une valeur supérieure d'un peu moins de 10% à la valeur de 125 km/s obtenue par [19]. Cette dernière valeur est néanmoins contenue dans notre barre d'erreur.

Nous constatons que les ajustements des transformées de Fourier de l'étoile primaire sont nettement meilleurs que ceux de l'étoile secondaire. De manière générale, pour l'étoile primaire, la courbe théorique épouse assez bien la forme de la courbe observationnelle aux basses fréquences ainsi qu'au niveau du premier zéro (voir Fig.1.7). Par contre, pour l'étoile secondaire, la courbe théorique ne s'ajuste pas aussi bien à la courbe observationnelle aux basses fréquences (voir Fig.1.8). Ceci explique la plus grande précision des valeurs de vitesse déterminées pour l'étoile primaire et les plus faibles barres d'erreurs sur la vitesse pour cette même étoile.

L'inclinaison ayant été déterminée à la section 1.2.4, il nous est dès lors possible de déterminer les vitesses de rotation équatoriales absolues des étoiles en supposant que l'axe de rotation et l'axe de l'orbite de la binaire sont alignés : la vitesse rotationnelle de l'étoile primaire est de $155 \pm 5 \text{ km/s}$ et celle de l'étoile secondaire est de $147 \pm 20 \text{ km/s}$.

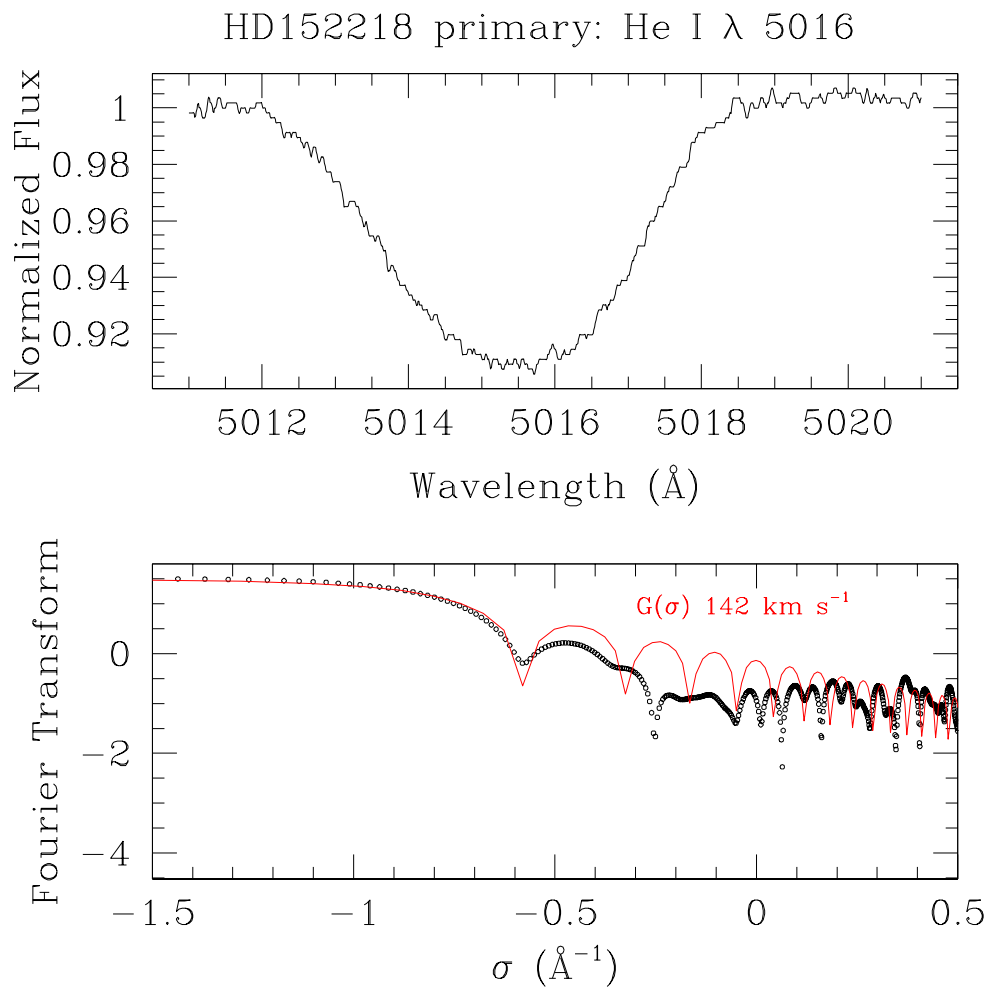


FIGURE 1.7 – Haut : raie He I λ 5016 de l'étoile primaire. Bas : transformée de Fourier du profil observé de l'étoile primaire (symboles ouverts) et d'un profil rotationnel pour $v \sin i = 142 \text{ km/s}$ (en rouge).

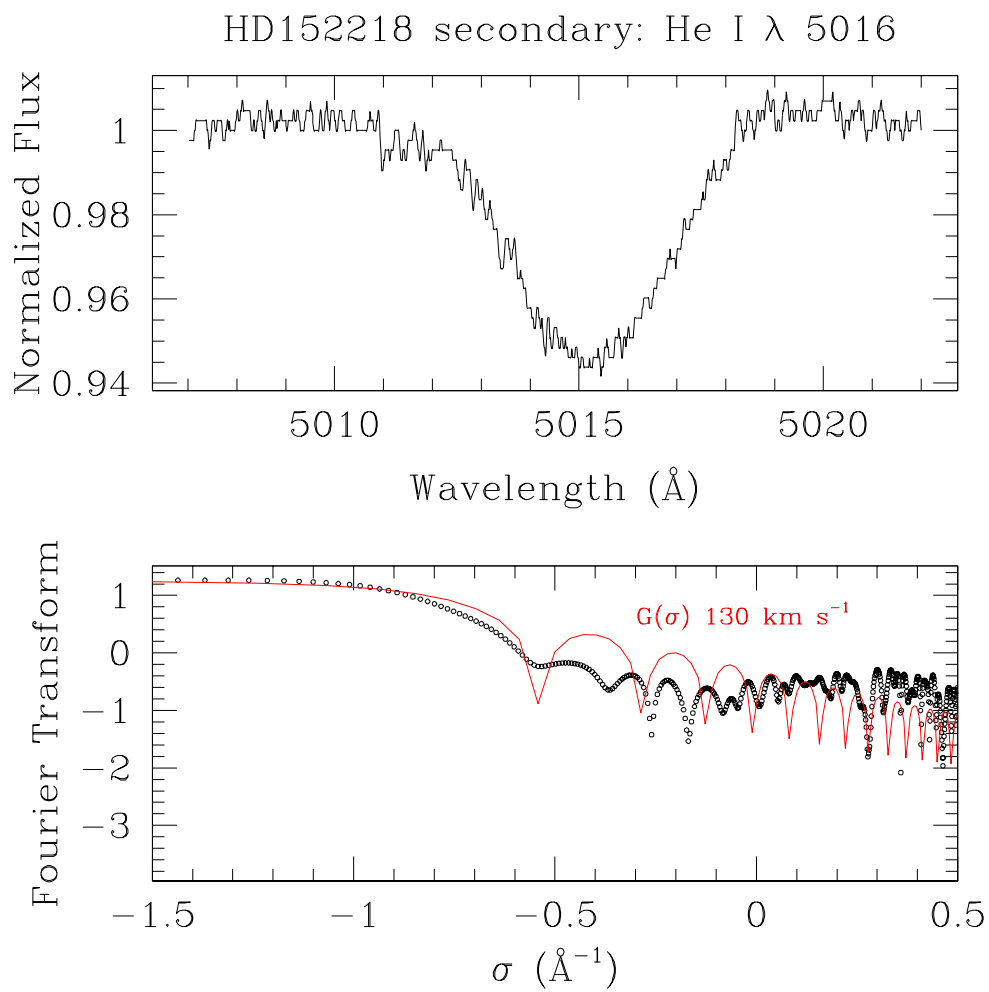


FIGURE 1.8 – Haut : raie He I λ 5016 de l'étoile secondaire. Bas : transformée de Fourier du profil observé de l'étoile secondaire (symboles ouverts) et d'un profil rotationnel pour $v \sin i = 130 \text{ km/s}$ (en rouge).

Ces vitesses de rotation absolues étant connues, il nous est dès lors possible de déterminer les périodes de rotation de chacune des étoiles, sachant que

$$P_{rot} = \frac{2\pi R}{v_{rot,eq}}$$

Nous obtenons une période de rotation de $2,74_{-0,31}^{+0,34}$ jours pour l'étoile primaire et de $2,59_{-0,58}^{+0,48}$ jours pour l'étoile secondaire et une vitesse angulaire de rotation de $2,65_{-0,30}^{+0,32} 10^{-5} rad/s$ pour l'étoile primaire et de $2,81_{-0,62}^{+0,52} 10^{-5} rad/s$ pour l'étoile secondaire. Tenant compte des barres d'erreurs, les deux étoiles sont en rotation quasi-synchrone. Nous constatons également que ces périodes de rotation sont presque égales à la moitié de la période orbitale.

La vitesse angulaire orbitale instantanée au passage au périastre est donnée par

$$\dot{\theta}_{per} = \sqrt{\frac{4\pi^2(1+e)}{P_{orb}^2(1-e)^3}} = \frac{2\pi}{P_{orb}} \sqrt{\frac{1+e}{(1-e)^3}}$$

ce qui donne comme résultat $\dot{\theta}_{per} = 2,28 10^{-5} \pm 0,03 10^{-5} rad/s$, soit $1,76 \pm 0,02$ fois la valeur du mouvement orbital moyen.

Dans une binaire excentrique, nous ne pouvons pas parler de synchronisation stricte des mouvements de rotation et de révolution. En revanche, il peut exister une pseudo-synchronisation au moment du passage au périastre si les vitesses angulaires de rotation sont égales à la vitesse angulaire orbitale instantanée au périastre [21].

En faisant le rapport entre les vitesses angulaires de rotation et la vitesse angulaire orbitale instantanée au périastre, nous obtenons $1,16_{-0,13}^{+0,14}$ pour l'étoile primaire et $1,23_{-0,27}^{+0,23}$ pour l'étoile secondaire. Dès lors, nous en déduisons que la pseudo-synchronisation est atteinte ou, en tout cas, sur le point de l'être.

Les propriétés que nous venons de présenter font de la binaire HD 152218 un bon candidat pour l'étude du mouvement des apsides induit par les effets de marée.

1.4 Détermination de la température effective et de la gravité de surface des étoiles

Les spectres obtenus après disentangling ont été utilisés pour réévaluer la classification spectrale et déterminer de façon plus précise les températures effectives et la gravité de surface ($\log g$) des étoiles. En appliquant les critères de [8] et de [33] et en utilisant l'atlas de [66], les résultats obtenus confirment nos hypothèses de départ [50]. Le code de modèle d'atmosphère **CMFGEN** a ensuite été utilisé par Laurent Mahy⁹ pour générer des spectres synthétiques. Le rapport de brillance obtenu est en accord avec [50] et [39].

Lorsque la binaire est jeune et que les excursions en vitesses radiales des étoiles sont faibles à modérées, le disentangling n'est pas la meilleure méthode pour contraindre la gravité de surface des étoiles car les ailes des raies de Balmer, qui constituent le critère par excellence pour

9. Laurent Mahy est chercheur postdoctorant FRS-FNRS dans le Groupe d'Astrophysique des Hautes Energies à l'Institut d'Astrophysique et de Géophysique de l'Université de Liège.

contraindre la valeur du $\log g$, ne sont pas reproduites correctement. Dans le cas présent, les vitesses orbitales étant relativement importantes, le disentangling peut être utilisé et les résultats obtenus de cette manière peuvent être comparés à ceux obtenus à partir des spectres synthétiques de **CMFGEN**, qui donnent un $\log g$ de $3,81 \pm 0,15$ pour l'étoile primaire et de $3,89 \pm 0,15$ pour l'étoile secondaire. Les températures obtenues à partir des spectres de **CMFGEN** sont de $33380 \pm 1000 K$ pour l'étoile primaire et de $29870 \pm 1000 K$ pour l'étoile secondaire. Des cartes de χ^2 des ajustement **CMFGEN** sont représentées à la figure 1.9.

Notons que les températures obtenues diffèrent de celles que nous avons adoptées¹⁰ au début de ce travail mais qu'elles restent néanmoins dans les barres d'incertitudes. Par soucis de cohérence, dans la suite de ce travail, nous emploierons toujours les valeurs de température utilisées dans notre analyse de la photométrie, qui sont, pour rappel, de $32350 \pm 750 K$ pour l'étoile primaire et de $31200 \pm 650 K$ pour l'étoile secondaire. L'utilisation des nouvelles températures fera l'objet d'un article futur, dans lequel il sera montré que la différence de température ne change pas les conclusions du présent travail.

10. Rappelons que pour notre analyse, nous avons adopté les températures typiques d'étoiles du même type spectral selon [31].

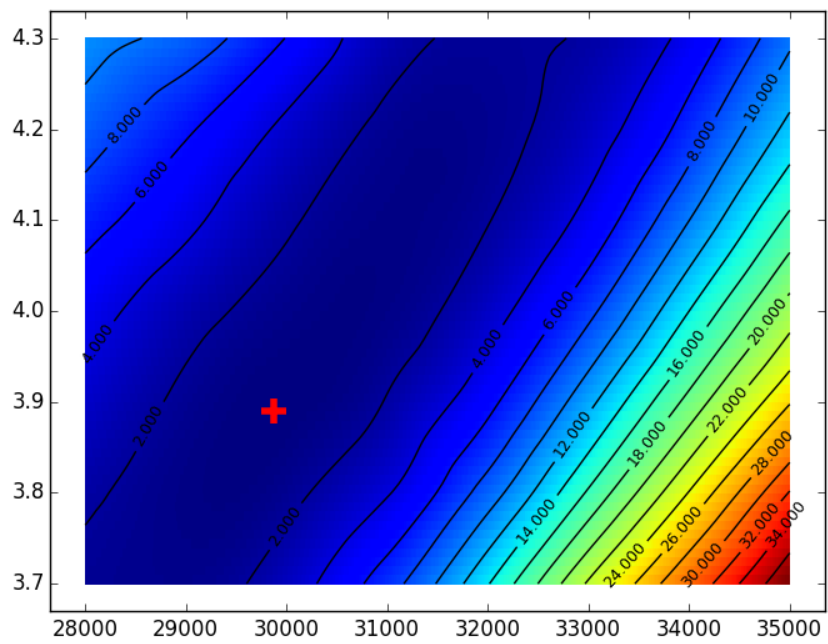
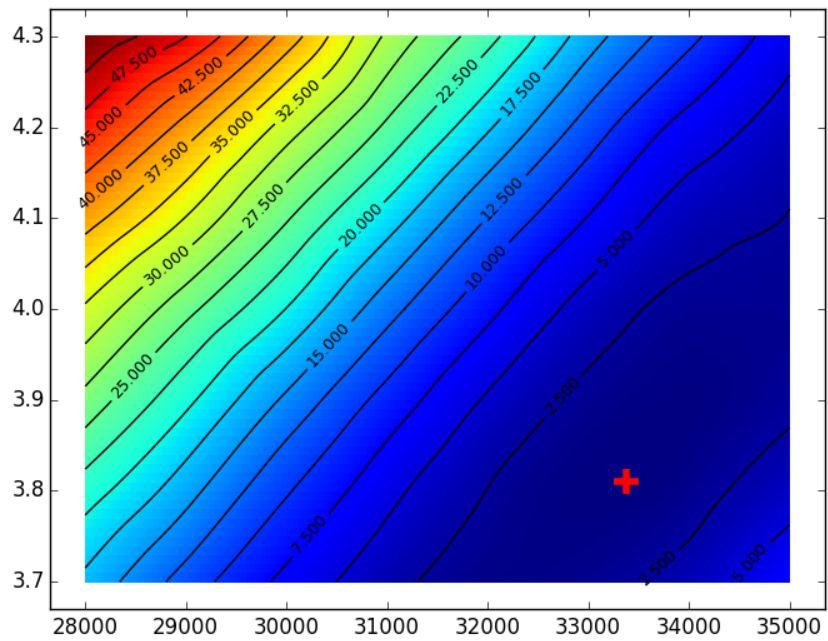


FIGURE 1.9 – Carte de χ^2 des ajustements CMFGEN représentant les erreurs sur la température et la gravité du meilleur ajustement pour l'étoile primaire (en haut) et l'étoile secondaire (en bas).

Chapitre 2

Constantes de structure interne

Les constantes de structure interne représentent l'influence de la structure interne de l'étoile sur son potentiel gravifique. Elles dépendent de la variation de la densité avec le rayon et nous permettent d'exprimer le potentiel gravifique comme la somme du potentiel képlérien classique correspondant à une masse ponctuelle et d'une perturbation U' . Cette dernière peut ensuite être injectée dans les équations de Lagrange pour prédire le taux de mouvement séculaire des apsides et d'autres effets de marée dans les binaires. Lorsque les marées et la rotation provoquent une distorsion de l'étoile, le potentiel externe de celle-ci peut s'exprimer en fonction de ces constantes de structure interne. Elles sont notées k_j , avec j un nombre entier plus grand ou égal à 2.

Les constantes de structure interne sont reliées aux harmoniques de surface correspondant à la distorsion stellaire par

$$k_j = \frac{j+1 - \eta_j(R)}{2(j + \eta_j(R))} \quad (2.1)$$

où les $\eta_j(R)$ sont les valeurs de surface des fonctions η_j qui satisfont l'équation différentielle de Radau :

$$a \frac{d\eta_j}{da} + 6 \frac{\rho(a)}{\bar{\rho}(a)} (\eta_j + 1) + \eta_j(\eta_j - 1) = j(j+1) \quad (2.2)$$

avec $\eta_j(0) = 0$, $\rho(a)$ la densité à la distance a du centre et $\bar{\rho}(a)$ la densité moyenne dans la sphère de rayon a . Les valeurs de $\eta_j(R)$ sont les dérivées logarithmiques des harmoniques de surface de l'étoile distordue [17].

Pour une étoile de masse donnée, il s'avère que k_j est d'autant plus faible que j est grand. Par ailleurs, la constante de mouvement des apsides k_2 est d'autant plus petite que le contraste de densité entre le coeur de l'étoile et ses couches externes est grand. Nous nous attendons donc à ce que k_2 dépende du stade d'évolution et donc de l'âge de l'étoile [17].

La constante de structure interne k_2 est directement reliée au terme J_2 du géopotential par la relation

$$J_2 = \frac{2}{3} \zeta k_2$$

où

$$\zeta = \frac{4\pi^2 R^3}{P_{rot}^2 GM} = \frac{Rv_{eq}^2}{GM}$$

est le rapport entre les accélérations centrifuge et gravitationnelle à l'équateur [54].

D'un point de vue observationnel, le taux de mouvement des apsides peut s'exprimer en termes des constantes de structure interne par la relation suivante :

$$\dot{\omega} = 2\pi \sum_{i=1}^2 \sum_{j=2}^{\infty} c_{ij} k_{ij} \quad (2.3)$$

où $\dot{\omega}$ est exprimé en radians par cycle, l'indice i correspond aux étoiles et l'indice j est l'ordre harmonique. Les coefficients c_{ij} sont des fonctions connues des paramètres stellaires et orbitaux observables. Ils reflètent le terme séculaire résultant de l'application des équations de Lagrange au potentiel U' . En général, les termes d'ordre supérieur à 2 sont négligeables et la comparaison de l'équation précédente aux valeurs de $\dot{\omega}$ observées donne une valeur moyenne empirique de k_2 comparable aux coefficients obtenus théoriquement [17].

2.1 Intégration de l'équation de Radau

Dans cette section, nous décrivons la méthode que nous utilisons pour résoudre numériquement l'équation de Radau dans les cas particuliers des étoiles de la binaire HD 152218. Pour ce faire, nous utilisons la méthode d'intégration de Runge-Kutta d'ordre 5(4) (également appelée méthode de Dormand-Prince) implémentée en fortran 90¹.

Plusieurs modèles de structure interne d'étoiles nous ont été fournis par le groupe de recherche ASTA du département d'Astrophysique de l'Université de Liège. Ces modèles sont calculés avec le code CLES [55], des opacités Opal et une perte de masse selon [63]. Les premiers modèles se basent sur une composition chimique de type solaire donnée par [2] et des rapports $X = 0,7$ et $Z = 0,014$ avec un mélange interne provenant du coeur convectif, sans overshooting ou avec un overshooting correspondant à 0,2 fois la hauteur d'échelle de pression, notée H_p . Les autres modèles se basent sur un rapport de métallicité plus élevé, à savoir $Z = 0,020$. Ces données sont fournies avec un pas en rayon variable.

Le code que nous avons implémenté est structuré comme suit. Tout d'abord, nous devons avoir accès à la densité en n'importe quel rayon de l'étoile. Nous avons donc interpolé les valeurs de la densité en fonction du rayon ($\rho(a)$) à partir des données des modèles et sur une grille de rayons uniforme. Pour obtenir la densité moyenne d'une sphère de rayon a , ($\bar{\rho}(a)$), il suffit d'utiliser la valeur de $m(a)$, c'est-à-dire la masse fractionnaire de la sphère de rayon a fournie par les tables CLES. En effet :

$$\begin{aligned} \bar{\rho}(a) &= \frac{m(a) \frac{M_*}{M_\odot} M_\odot}{\frac{4\pi}{3} \left(a \frac{R_*}{R_\odot} R_\odot \right)^3} \\ &= \bar{\rho}_\odot \frac{m(a)}{a^3} \frac{M_*}{M_\odot} \left(\frac{R_\odot}{R_*} \right)^3 \end{aligned}$$

où M_* (resp. M_\odot) et R_* (resp. R_\odot) sont la masse et le rayon de l'étoile (resp. du Soleil) et $\bar{\rho}_\odot = 1,408436 \text{ g/cm}^3$ est la densité moyenne du Soleil. La masse $m(a)$ est également obtenue

1. Le programme d'intégration provient de [35].

par interpolation des données.

Une fois que les valeurs de la densité et de la densité moyenne peuvent être extraites pour tout rayon a dans l'étoile, l'intégration de l'équation de Radau par la méthode de Runge-Kutta d'ordre 5(4) se fait de a_{ini} à R , où R est le rayon de l'étoile.

Nous utilisons un pas initial de 10^{-9} , une tolérance absolue de 10^{-9} et une tolérance relative nulle. Nous prenons comme condition initiale² $\eta = 0$ en $a_{ini} = 10^{-16}$ km.

Pour vérifier le bon fonctionnement de notre routine d'intégration, nous l'avons testée sur des modèles polytropiques d'indice n dont les valeurs de k_2 se trouvent dans la littérature [4]. Dans ce cas, la densité est donnée par $\rho = \rho_c y^n$, où ρ_c est la valeur centrale de ρ , y est la fonction satisfaisant l'équation de Lane-Emden :

$$\frac{1}{a^2} \frac{d}{da} \left(a^2 \frac{dy}{da} \right) + y^n = 0 \quad (2.4)$$

avec les conditions initiales $y(0) = 0$ et $\frac{dy}{da}(0) = 0$, et n est l'indice polytropique, positif et pouvant prendre des valeurs non-entières. L'équation de Radau s'écrit donc de la manière suivante :

$$a \frac{d\eta_j}{da} + 6D(\eta_j + 1) + \eta_j(\eta_j - 1) = j(j + 1) \quad (2.5)$$

où $D = -\frac{1}{3} \frac{ay^n}{y'}$.

Les valeurs obtenues concordent bien avec les valeurs de [4] (voir Fig. 2.1), les erreurs étant dues aux approximations lors de l'intégration de l'équation de Lane-Emden (liées au fait que l'indice polytropique peut prendre des valeurs non-entières) plutôt qu'à l'intégration de l'équation de Radau elle-même.

2.2 Influence de l'overshooting et de la métallicité sur la valeur de la constante de structure interne k_2

Notre programme d'intégration fonctionnant correctement, nous pouvons maintenant l'appliquer à des modèles de structure interne d'étoiles. Nous possédons un modèle pour une étoile de $20M_\odot$ et de $8,5R_\odot$ et une étoile de $15M_\odot$ et de $7,4R_\odot$, ce qui correspond aux valeurs obtenues à la section 1.2.4. Les valeurs de k_2 obtenues sont 0,006036 pour l'étoile primaire et 0,006216 pour l'étoile secondaire. Toutefois, nous constatons que les âges théoriques des modèles de ces deux étoiles sont fort différents (5,48 millions d'années pour la primaire contre 7,97 pour la secondaire) et, qui plus est, bien plus grands que l'âge moyen de l'amas NGC 6231 estimé dans la littérature, qui est de 3,8 millions d'années.

En effet, l'âge de la population d'étoiles jeunes de l'amas ouvert NGC 6231 a été déterminé par différentes techniques d'observation, inventoriées par Reipurth [49]. van Genderen et al. [62] ont déterminé l'âge de neuf étoiles appartenant à l'association Sco OB1, dont seules quatre font partie de l'amas NGC 6231, en comparant la photométrie VBLUW des membres de l'association Sco OB1 avec des isochrones et ont ainsi obtenu un âge moyen de $3,6 \pm 0,6$ Ma. Perry

2. Par soucis de précision, les coordonnées sphériques n'étant pas définies en 0 et le programme ne pouvant descendre à une précision inférieure à 10^{-16} , nous ne pouvons commencer l'intégration à un rayon inférieur à cette valeur.

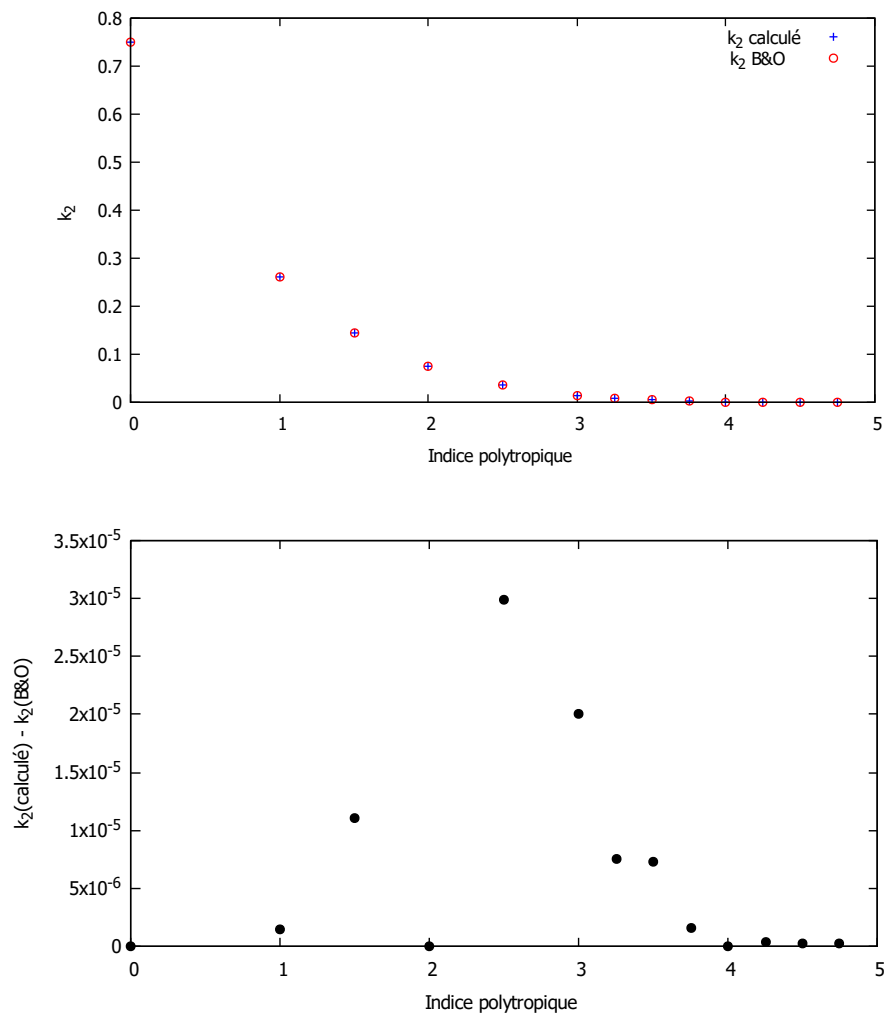


FIGURE 2.1 – Comparaison entre les valeurs de k_2 pour des modèles polytropiques d'indice n calculées au moyen de notre routine d'intégration et celles obtenues par Brooker & Olle [4].

et al. [40] ont utilisé les données photométriques trouvées dans la littérature. Bien que la plupart des étoiles étudiées avaient une masse entre 10 et 25 masses solaires et un âge moyen de $6,9 \pm 0,2$ Ma, ils ont constaté que quelques unes des étoiles les plus massives étaient moins âgées. Raboud et al. [44] ont déterminé l'âge moyen de l'amas à $3,8 \pm 0,6$ Ma à partir des données photométriques dans le système de filtres photométriques de Genève en ajustant des isochrones sur la partie supérieure de la séquence principale. Dès lors qu'ils connaissaient l'existence d'une binaire, ces auteurs l'ont éliminée de leur échantillon pour déterminer l'âge de l'amas. Toutefois, les catalogues de binaires massives de cet amas étant loin d'être complets à ces époques, il est plus que probable qu'ils aient inclus certains systèmes binaires dans leurs calculs. Santos et al. [53] ont déterminé, à partir de l'analyse de spectres intégrés dans le domaine du visible et de l'infrarouge, que l'âge moyen de l'amas devait se situer aux environs de 4,5 Ma. Sung et al. [61] ont trouvé un âge moyen compris entre 2,5 et 4,0 Ma en ajustant des isochrones sur la photométrie UBVIH α . Enfin, Baume et al. [3] obtiennent un âge moyen compris entre 3 et 5 Ma à partir de l'étude de la photométrie UBVI. Ces auteurs ont insisté sur l'effet de biais et les difficultés qu'induisent les systèmes binaires dans la détermination de l'âge d'un amas. En résumé, compte tenu de ces différents articles, l'âge de l'amas semble être d'environ $3,8 \pm 0,5$ Ma.

Dès lors, nous avons utilisé deux modèles d'étoiles (un pour chaque masse) d'âge égal à 3,8 millions d'années ainsi que quatre autres modèles, à la valeur prise à 1σ de l'âge de l'amas, à savoir 3,3 et 4,3 millions d'années.

Toutefois, et ici nous anticipons les résultats présentés au chapitre 3 de ce travail, nous avons constaté que les valeurs du taux de mouvement des apsides théorique (calculées en appliquant la formule de Shakura (3.16)) sont trop faibles par rapport à la valeur observée, mais augmentent avec l'âge de la binaire. En effet, comme nous le verrons à la section 3.5, le taux de mouvement des apsides est proportionnel à la cinquième puissance du rayon de l'étoile, ce qui compense largement la diminution de k_2 avec l'âge. Dès lors, nous avons également considéré des modèles correspondant à des âges allant jusqu'à 7,3 millions d'années.

La table 2.1 reprend les valeurs de k_2 obtenues par cette méthode pour différents modèles d'âge allant de 3,0 à 7,3 millions d'années. Comme attendu, nous constatons que la valeur de k_2 décroît avec l'âge de l'étoile.

2.2.1 Effet de l'overshooting

Nous allons maintenant nous intéresser à un aspect important de l'évolution stellaire, à savoir les mélanges dans les étoiles. Il existe deux mécanismes principaux de mélange au sein des étoiles : le mélange rotationnel et l'overshooting.

Le premier, le mélange rotationnel, peut altérer les propriétés des étoiles. Malheureusement, à l'heure actuelle, nous ne possédons pas de modèle tenant compte d'un tel mélange. Néanmoins, dans le cas de la binaire HD 152218, ce mécanisme devrait être relativement faible étant donné que les vitesses de rotation des étoiles ne sont pas très élevées.

Le second, l'overshooting, est un mécanisme durant lequel de la matière est transportée du coeur convectif vers l'enveloppe radiative. Il peut être pris en compte dans les modèles de structure interne d'étoile. Comme nous l'avons déjà mentionné en début de chapitre, les modèles

| Age (Ma) | $20M_{\odot}$ | | $15M_{\odot}$ | |
|----------|-----------------|----------|-----------------|----------|
| | $R (R_{\odot})$ | k_2 | $R (R_{\odot})$ | k_2 |
| 3,0 | 6,690 | 0,010609 | 5,358 | 0,011413 |
| 3,3 | 6,834 | 0,010116 | 5,420 | 0,011155 |
| 3,7 | 7,062 | 0,009412 | 5,522 | 0,010741 |
| 3,8 | 7,142 | 0,009187 | 5,548 | 0,010632 |
| 4,1 | 7,307 | 0,008749 | 5,633 | 0,010310 |
| 4,3 | 7,481 | 0,008326 | 5,690 | 0,010104 |
| 4,5 | 7,665 | 0,007918 | 5,748 | 0,009901 |
| 4,7 | 7,857 | 0,007527 | 5,807 | 0,009703 |
| 4,8 | 7,923 | 0,007403 | 5,842 | 0,009589 |
| 5,0 | 8,162 | 0,006979 | 5,928 | 0,009317 |
| 5,2 | 8,377 | 0,006633 | 5,991 | 0,009133 |
| 5,3 | 8,447 | 0,006527 | 6,012 | 0,009067 |
| 5,6 | 8,842 | 0,005986 | 6,119 | 0,008764 |
| 5,7 | 8,966 | 0,005831 | 6,186 | 0,008589 |
| 5,8 | 9,110 | 0,005664 | 6,206 | 0,008534 |
| 6,1 | 9,650 | 0,005105 | 6,323 | 0,008240 |
| 6,2 | 9,801 | 0,004968 | 6,395 | 0,008074 |
| 6,3 | 10,010 | 0,004788 | 6,426 | 0,008001 |
| 6,5 | 10,455 | 0,004442 | 6,541 | 0,007742 |
| 6,7 | 10,995 | 0,004079 | 6,617 | 0,007587 |
| 6,8 | 11,258 | 0,003921 | 6,677 | 0,007466 |
| 7,0 | 11,968 | 0,003548 | 6,771 | 0,007280 |
| 7,1 | 12,167 | 0,003436 | 6,851 | 0,007135 |
| 7,3 | 12,789 | 0,003128 | 6,963 | 0,006937 |

TABLE 2.1 – Valeurs de k_2 obtenues pour des modèles de structure interne d'étoiles de métallicité solaire ($Z = 0,014$) sans overshooting.

qui nous ont été fournis dans le but d'étudier l'effet de l'overshooting sur la variation de k_2 se basent sur un overshooting correspondant à 0,2 fois la hauteur d'échelle de pression ($\alpha_{ov} = 0,2$). La table 2.2 reprend les valeurs de k_2 obtenues dans ce cas pour des âges allant de 3,1 à 7,3 millions d'années. Comme attendu, nous constatons que la valeur de k_2 décroît avec l'âge de l'étoile.

| Age (Ma) | $20M_{\odot}$ | | $15M_{\odot}$ | |
|----------|-----------------|----------|-----------------|----------|
| | $R (R_{\odot})$ | k_2 | $R (R_{\odot})$ | k_2 |
| 3,1 | 6,669 | 0,010421 | 5,311 | 0,011451 |
| 3,3 | 6,778 | 0,010025 | 5,366 | 0,011199 |
| 3,6 | 6,950 | 0,009444 | 5,428 | 0,010915 |
| 3,7 | 7,010 | 0,009255 | 5,468 | 0,010741 |
| 3,8 | 7,051 | 0,009129 | 5,485 | 0,010675 |
| 4,1 | 7,265 | 0,008520 | 5,550 | 0,010400 |
| 4,2 | 7,332 | 0,008338 | 5,592 | 0,010232 |
| 4,3 | 7,370 | 0,008241 | 5,611 | 0,010155 |
| 4,5 | 7,537 | 0,007834 | 5,678 | 0,009901 |
| 4,7 | 7,648 | 0,007581 | 5,721 | 0,009731 |
| 4,8 | 7,753 | 0,007352 | 5,749 | 0,009633 |
| 5,0 | 7,942 | 0,006973 | 5,812 | 0,009412 |
| 5,2 | 8,116 | 0,006652 | 5,858 | 0,009251 |
| 5,3 | 8,224 | 0,006467 | 5,901 | 0,009111 |
| 5,5 | 8,393 | 0,006191 | 5,954 | 0,008939 |
| 5,6 | 8,579 | 0,005916 | 6,003 | 0,008783 |
| 5,8 | 8,806 | 0,005602 | 6,069 | 0,008587 |
| 6,0 | 9,129 | 0,005204 | 6,158 | 0,008331 |
| 6,2 | 9,404 | 0,004906 | 6,211 | 0,008180 |
| 6,3 | 9,559 | 0,004749 | 6,256 | 0,008061 |
| 6,6 | 10,139 | 0,004237 | 6,380 | 0,007744 |
| 6,7 | 10,324 | 0,004094 | 6,439 | 0,007602 |
| 6,8 | 10,604 | 0,003894 | 6,470 | 0,007529 |
| 7,3 | 12,139 | 0,003046 | 6,715 | 0,006995 |

TABLE 2.2 – Valeurs de k_2 obtenues pour des modèles de structure interne d'étoiles de métallicité solaire ($Z = 0,014$) avec overshooting ($\alpha_{ov} = 0,02$).

2.2.2 Effet de la métallicité

Nous avons également testé des modèles de structure interne d'étoiles de métallicité plus élevée que la métallicité solaire ($Z = 0,020$). Les résultats sont présentés dans la table 2.3. Comme pour les modèles discutés précédemment, la valeur de k_2 diminue avec l'âge de l'étoile.

2.2.3 Analyse des résultats

Dans la figure 2.2, nous comparons nos résultats avec ceux obtenus par Hejlesen [17] et par Claret et Gimenez [6]. Nous constatons que nos résultats concordent assez bien avec ceux de Claret et Gimenez mais diffèrent fortement de ceux de Hejlesen. Le fait que ce dernier ait utilisé les anciennes tables d'opacité, beaucoup moins précises et représentatives de la réalité que les valeurs d'opacité Opal actuelles utilisées par les modèles CLES et par Claret et Gimenez, ex-

| Age (Ma) | $20M_{\odot}$ | | $15M_{\odot}$ | |
|----------|-----------------|----------|-----------------|----------|
| | $R (R_{\odot})$ | k_2 | $R (R_{\odot})$ | k_2 |
| 3,1 | 7,016 | 0,009578 | 5,555 | 0,010607 |
| 3,2 | 7,081 | 0,009380 | 5,602 | 0,010430 |
| 3,3 | 7,131 | 0,009239 | 5,615 | 0,010384 |
| 3,6 | 7,288 | 0,008803 | 5,698 | 0,010083 |
| 3,8 | 7,441 | 0,008414 | 5,747 | 0,009906 |
| 4,1 | 7,671 | 0,007880 | 5,847 | 0,009571 |
| 4,3 | 7,810 | 0,007587 | 5,890 | 0,009429 |
| 4,5 | 7,955 | 0,007297 | 5,951 | 0,009238 |
| 4,7 | 8,136 | 0,006967 | 6,005 | 0,009076 |
| 4,8 | 8,258 | 0,006757 | 6,046 | 0,008952 |
| 5,0 | 8,491 | 0,006387 | 6,112 | 0,008734 |
| 5,3 | 8,803 | 0,005946 | 6,218 | 0,008472 |
| 5,5 | 9,081 | 0,005596 | 6,292 | 0,008281 |
| 5,7 | 9,345 | 0,005297 | 6,354 | 0,008128 |
| 5,8 | 9,495 | 0,005143 | 6,410 | 0,007999 |
| 6,0 | 9,877 | 0,004780 | 6,482 | 0,007822 |
| 6,1 | 10,055 | 0,004625 | 6,549 | 0,007673 |
| 6,3 | 10,421 | 0,004337 | 6,628 | 0,007504 |
| 6,6 | 11,145 | 0,003852 | 6,761 | 0,007232 |
| 6,7 | 11,425 | 0,003690 | 6,836 | 0,007092 |
| 6,8 | 11,720 | 0,003531 | 6,877 | 0,007014 |
| 7,0 | 12,386 | 0,003209 | 6,991 | 0,006811 |
| 7,1 | 12,787 | 0,003036 | 7,069 | 0,006676 |
| 7,3 | 13,425 | 0,002776 | 7,158 | 0,006530 |

TABLE 2.3 – Valeurs de k_2 obtenues pour des modèles de structure interne d'étoiles de métallicité plus élevée que la métallicité solaire ($Z = 0,020$) sans overshooting.

plique cette différence.

Nous constatons également que les valeurs de k_2 pour les modèles tenant compte d'un overshooting sont légèrement plus élevées pour l'étoile secondaire et légèrement plus faibles pour l'étoile primaire, comparativement aux modèles sans overshooting. L'overshooting affecte principalement les zones internes de l'étoile alors que le k_2 est sensible au profil de densité dans les couches externes de l'étoile qui sont déformées par les effets de marée. Ceci explique la faible influence de l'overshooting sur la constante k_2 .

Enfin, la métallicité, qui augmente essentiellement l'opacité de la matière à l'intérieur de l'étoile, affecte également la densité de ses couches externes et le rayon total de l'étoile. En conséquence, une métallicité plus élevée a pour effet de diminuer la valeur de k_2 . Cette diminution est beaucoup plus prononcée que la variation induite par l'overshooting.

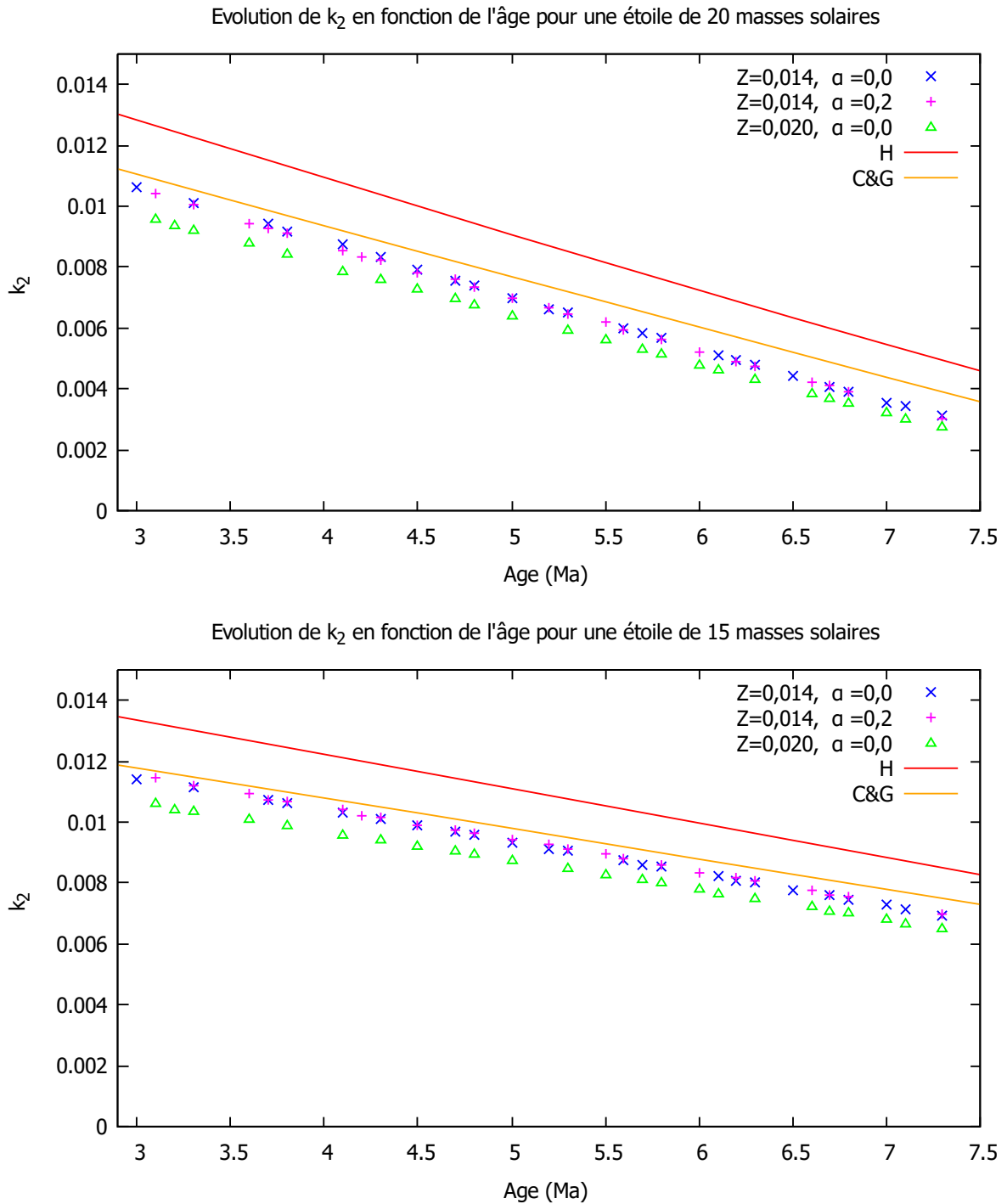


FIGURE 2.2 – Evolution de k_2 en fonction de l'âge pour une étoile de $20M_{\odot}$ (en haut) et de $15M_{\odot}$ (en bas).

Chapitre 3

Origine des interactions de marée et du mouvement des apsides

L'interaction de marée, provoquée par l'attraction gravitationnelle qui s'exerce entre deux corps massifs, est un phénomène connu depuis le 3^{ème} siècle avant notre ère. A cette époque, un dénommé Pytheas avait observé que les mouvements de marée à la surface de la Terre étaient liés à la présence de la Lune. Néanmoins, il fallut attendre près de vingt siècles avant de comprendre ce phénomène lorsqu'en 1687, Newton en donna l'explication dans son *Philosophiæ Naturalis Principia Mathematica*.

Les interactions de marée sont à l'origine de plusieurs phénomènes, notamment de la modification des orbites des étoiles binaires et des planètes extrasolaires proches de leur étoile. Dans notre Système Solaire, nous pouvons citer l'interaction de marée entre la Terre et la Lune, responsable du fait que la Lune présente toujours la même face à la Terre. Nous pouvons également mentionner la force de marée qu'exerce Jupiter sur Io, responsable de la forte activité volcanique présente sur ce dernier. Par le passé, la force de marée qu'exerça Jupiter sur la comète Shoemaker-Levy 9 la détruisit lorsqu'elle s'approcha d'un peu trop près de la planète, l'interaction de marée étant dans ce cas devenue plus forte que la force de cohésion de la comète. Enfin, la force de marée exercée par un trou noir est tellement forte que tout objet s'en approchant est disloqué avant même d'atteindre l'horizon des évènements.

Dans ce chapitre, nous rappellerons tout d'abord les lois qui régissent le mouvement d'une binaire. Ensuite, nous présenterons brièvement les effets des marées sur les paramètres de ce système avant d'introduire le modèle de friction faible. Nous décrirons alors le mouvement des apsides en termes de la constante k_2 introduite au chapitre précédent. Nous étudierons également l'influence de la contribution relativiste sur le mouvement des apsides et discuterons de l'effet des vents stellaires sur les variations de période orbitale. Nous déterminerons le taux de mouvement des apsides de la binaire HD 152218 et clôturerons ce chapitre par une discussion de l'âge des étoiles de la binaire.

3.1 Potentiel d'un corps céleste déformé

A l'échelle du système binaire, les étoiles n'étant pas des masses ponctuelles mais possédant une certaine extension spatiale, les lois de Kepler ne suffisent plus à déterminer précisément le mouvement de celles-ci. L'interaction gravifique entre les deux étoiles et la rotation non-synchronisée de celles-ci avec le mouvement orbital sont à l'origine des effets de marée. Cette force de marée induit une élongation des deux corps d'autant plus importante que l'élasticité de ceux-ci est élevée.

Sous l'effet de la rotation et de l'influence de l'attraction exercée par le compagnon, l'étoile se déforme et adopte, en première approximation, la forme d'un sphéroïde de révolution. Le potentiel créé par un sphéroïde de densité uniforme est donné par

$$U(r, \lambda) = -\frac{GM}{r} \left(1 - \frac{2\epsilon}{5} \frac{R_m^2}{r^2} P_2(\sin \lambda) \right) \quad (3.1)$$

$$= -\frac{GM}{r} \left(1 - J_2 \frac{R_m^2}{r^2} P_2(\sin \lambda) \right) \quad (3.2)$$

au premier ordre en ϵ , où $\epsilon = \frac{R_e - R_p}{R_m}$ est l'ellipticité supposée faible ($|\epsilon| \ll 1$), λ la latitude, R_e , R_p et R_m les rayons équatorial, polaire et moyen respectivement, r la distance mesurée depuis le centre de l'étoile et P_2 le polynôme de Legendre de degré 2 [45].

3.2 Effets des marées sur les paramètres de la binaire

Dans un système binaire serré détaché, les interactions de marée modifient continuellement les paramètres orbitaux et rotationnels du système [21].

Il existe deux types de marées : les marées d'équilibre et les marées dynamiques. Dans ce travail, nous traiterons uniquement les marées d'équilibre, lors desquelles les déviations d'amplitude et de position par rapport aux surfaces équipotentielles sont faibles. Nous ne tiendrons pas compte des marées dynamiques car celles-ci font intervenir les modes d'oscillations des étoiles et s'avèrent être nettement plus faibles que les marées d'équilibre [32].

Si le champ gravitationnel de l'étoile est à symétrie sphérique, tous les éléments de l'orbite sont constants et le mouvement est décrit par la solution purement képlérienne. Par contre, si l'étoile n'est pas parfaitement sphérique, son potentiel ne l'est pas non plus. Dans le cas d'une étoile déformée en sphéroïde, le potentiel total peut s'écrire comme l'équation 3.1.

Dans le cas d'un potentiel axisymétrique d'une étoile en rotation, l'application des équations de Lagrange indique que les variations du demi-grand axe, de l'inclinaison (définie ici comme l'angle entre le plan de l'orbite et le plan équatorial de l'étoile) et de l'excentricité ne comportent pas de termes séculaires, mais uniquement des termes périodiques, tandis que les variations des autres paramètres de l'orbite comportent des termes séculaires. Le mouvement des apsides résultant est relié au terme J_2 . Au premier ordre en J_2 , il donne lieu à une variation séculaire de ω :

$$\dot{\omega} = \frac{3n_0 J_2 R_e^2}{a_0^2 (1 - e_0^2)^2} \left(1 - \frac{5}{4} \sin^2 i_0 \right) \quad (3.3)$$

où $n_0 = \sqrt{\frac{G(m_1 + m_2)}{a_0^3}}$ et où l'excentricité e_0 , le demi-grand axe a_0 et l'inclinaison i_0 sont constants au premier ordre en J_2 . Le mouvement orbital se fait toujours dans un plan et la conservation

du moment angulaire est toujours d'application.

Lorsqu'une étoile dans un système binaire circulaire est en rotation synchrone, sa forme est déterminée par le potentiel de Roche :

$$\Omega_R = \frac{1}{r_1} + \frac{q}{r_2} + \frac{q+1}{2}(x^2 + y^2) - qx \quad (3.4)$$

où $r_1 = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, $r_2 = \sqrt{(x-1)^2 + y^2 + z^2}$ et $q = \frac{m_2}{m_1}$ est le rapport des masses des deux étoiles.

Si l'hypothèse de rotation synchrone n'est plus valide, nous pouvons toujours considérer en première approximation que sa forme est déterminée par le potentiel de Roche mais que, par contre, sa surface n'est plus statique dans le référentiel de l'étoile. En effet, la déformation de surface de l'étoile due aux marées varie au cours du temps avec une période de battement donnée par $P' = \frac{2\pi}{|\dot{\theta} - \omega_{rot}|}$, où $\dot{\theta}$ est la vitesse angulaire orbitale et ω_{rot} la vitesse angulaire de rotation. L'énergie qui est dissipée tend à synchroniser les mouvements de rotation et de révolution des composantes de la binaire [48].

Dans une binaire excentrique, il va de soi que l'hypothèse de rotation synchrone n'est plus vérifiée vu que $\dot{\theta}$ change au cours de l'orbite alors que ω_{rot} ne change pas sur une échelle de temps courte. Dans un code comme `Nightfall`, nous utilisons un potentiel de Roche instantané, c'est-à-dire que la taille absolue du lobe de Roche est obtenue par multiplication du lobe de Roche adimensionnel par la séparation instantanée. Ceci constitue bien entendu une approximation puisque nous négligeons les effets de viscosité de la matière stellaire.

Les forces de marée, d'autant plus importantes que les étoiles de la binaire sont proches, ont également tendance à circulariser l'orbite. La période orbitale d'un système étant d'autant plus courte que la binaire est serrée, nous en déduisons que les systèmes de faible période se circularisent plus rapidement que les systèmes présentant une période orbitale élevée. Il existe une période critique, dépendant de l'âge de la population, en-dessous de laquelle l'orbite est circulaire et au-dessus de laquelle l'orbite peut présenter une grande excentricité [48].

Sous l'effet des forces de marée, les étoiles vont soit spiraler l'une autour de l'autre jusqu'à entrer en collision et fusionner, soit rester proches de l'état d'équilibre. L'état d'équilibre est caractérisé par la coplanarité (les plans équatoriaux des deux étoiles coïncident avec le plan orbital), la circularité de l'orbite et la corotation (les périodes de rotation des étoiles sont égales à leur période de révolution). Nous pouvons considérer l'équilibre comme stable si plus de 3/4 du moment angulaire total est sous forme de moment angulaire orbital [21]. Sous l'effet des marées, l'énergie totale (orbitale plus rotationnelle) diminue tandis que le moment angulaire total reste constant, des échanges entre moment angulaire orbital et rotationnel pouvant avoir lieu. Les dissipations engendrées entraînent une réponse à la force de marée qui n'est pas instantanée. Ceci a pour effet de désaligner la ligne joignant les centres des étoiles et la direction d'élongation de l'étoile considérée. Il s'exerce alors un couple de force qui s'oppose à la rotation de l'étoile en question et qui tend à synchroniser sa rotation. C'est par ce couplage spin-orbite que l'échange de moment angulaire a lieu¹ [21].

1. Lorsqu'il n'y a pas de désalignement, il n'y a pas d'échange de moment angulaire bien qu'il y ait tout de même une perte d'énergie.

Lorsque le système n'est pas en corotation mais que la rotation de l'étoile primaire est synchronisée avec la vitesse angulaire orbitale instantanée au périastre, nous parlons de pseudo-synchronisation. La période de rotation reste plus petite que la période orbitale. Cette pseudo-synchronisation donne une vitesse rotationnelle plus grande que l'état d'équilibre puisque l'interaction de marée est plus importante près du périastre. Lorsque $e \ll 0,2$, l'interaction de marée est importante sur toute l'orbite tandis que lorsque $e > 0,2$, elle n'est effective que proche du périastre. C'est dans cette dernière configuration que se trouve le système HD 152218 que nous étudions ici.

La synchronisation et l'alignement dépendent tous deux de la rotation de l'étoile primaire. Par opposition, la circularisation dépend uniquement de l'orbite : même après que la rotation soit ajustée de façon optimale par la pseudo-synchronisation, l'orbite peut rester relativement excentrique pendant un temps sensiblement long [21].

3.3 Modèle de friction faible

Le modèle de friction faible pour l'interaction de marée dans un système binaire a été présenté pour la première fois par Darwin en 1879 et complété par Alexander en 1973.

Soit un observateur en corotation avec la surface d'une des deux étoiles, appelons-la A. Il observe que l'autre étoile, appelons-la B, provoque un renflement de marée à la surface de l'étoile A à un angle ϕ par rapport à la ligne joignant les centres des étoiles. Cet angle est proportionnel à la vitesse angulaire apparente de l'étoile B. Pour un observateur fixe, ce renflement de marée traîne (resp. avance) par rapport à l'étoile B si la fréquence angulaire de rotation Ω de l'étoile A est plus faible (resp. plus élevée) que la fréquence angulaire orbitale $\dot{\theta}$. Si les marées à l'équilibre sont plus grandes que les marées dynamiques, il en résulte que ϕ est proportionnel à $(\Omega - \dot{\theta})$ [21].

Ici, nous étudions les effets de marée sur l'étoile primaire². Pour ce faire, nous considérons l'étoile secondaire comme une masse ponctuelle et nous nous limitons aux déviations quadrupolaires de la surface de l'étoile primaire. Si nous tenons compte des dissipations, il résulte un décalage en direction de la déformation dont l'angle de position est donné par $\phi = (\Omega - \dot{\theta})\tau$, où τ est un décalage temporel et θ l'anomalie vraie.

Il a été montré que la contribution finale à la force de marée perturbatrice est, au cinquième ordre en R_1/r et dans l'approximation coplanaire ($i = 0^\circ$) [21] :

$$\vec{F} = -G \frac{m_1 m_2}{r^2} \left(\vec{e}_r + 3 \frac{m_2}{m_1} \left(\frac{R_1}{r} \right)^5 k_2 \left(\left(1 + 3 \frac{\dot{r}}{r} \tau \right) \vec{e}_r - (\Omega - \dot{\theta}) \tau \vec{e}_\theta \right) \right) \quad (3.5)$$

où \vec{e}_r et \vec{e}_θ sont les vecteurs unitaires dans les directions r et θ respectivement.

Il a ainsi été montré que l'équation d'évolution du demi-grand axe a est donnée par [21] :

$$\frac{da}{dt} = -6 \frac{k_2}{T} q(1+q) \left(\frac{R_1}{a} \right)^8 \frac{a}{(1-e^2)^{15/2}} \left(f_1(e^2) - (1-e^2)^{3/2} f_2(e^2) \frac{\Omega}{n} \right) \quad (3.6)$$

2. Nous pouvons faire de même pour l'étoile secondaire en intervertissant simplement les indices relatifs aux deux étoiles.

avec $q = \frac{m_2}{m_1}$,

$$n = \sqrt{\frac{G(m_1 + m_2)}{a^3}}$$

la vitesse angulaire orbitale moyenne,

$$T = \frac{R_1^3}{Gm_1\tau} = \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{P_s}{\tau} \right) P_s$$

l'échelle de temps typique sur laquelle les changements de l'orbite prennent place sous l'effet des marées, P_s la période orbitale d'une particule test se mouvant sur une orbite rasante à la surface de l'étoile primaire et

$$\begin{cases} f_1(e^2) = 1 + \frac{31}{2}e^2 + \frac{255}{8}e^4 + \frac{185}{16}e^6 + \frac{25}{64}e^8 \\ f_2(e^2) = 1 + \frac{15}{2}e^2 + \frac{45}{8}e^4 + \frac{5}{16}e^6 \end{cases}$$

des fonctions connues de l'excentricité. Dans le cas général non-coplanaire, il faut aussi tenir compte de l'inclinaison.

Nous pouvons dériver l'expression du rapport entre les moments angulaires rotationnel et orbital :

$$\eta = \frac{I\Omega}{H} = r_g^2 \frac{m_1 + m_2}{m_2} \left(\frac{R_1}{a} \right)^2 (1 - e^2)^{-1/2} \frac{\Omega}{n} \quad (3.7)$$

où r_g est le rayon de giration défini comme $I = m_1 (r_g R_1)^2$, I est le moment d'inertie de l'étoile primaire et $H^2 = G \frac{m_1^2 m_2^2}{m_1 + m_2} a (1 - e^2)$. Cette équation donne le résultat pour l'étoile primaire. Pour obtenir le résultat pour l'étoile secondaire, il suffit d'invertir les rôles des étoiles dans l'équation. Le résultat total est la somme des deux contributions puisque le couplage spin-spin est négligeable par rapport au couplage spin-orbite.

Dans le cas particulier où l'inclinaison et l'excentricité sont presque nulles et où $\Omega > n$, le moment angulaire est transféré du spin à l'orbite. Dans ce cas, le compagnon exerce un couple de force sur les renflements de marée avançants, diminuant ainsi la composante de $\vec{\Omega}$ parallèle au moment angulaire orbital \vec{H} . De même, la composante de $\vec{\Omega}$ perpendiculaire au moment angulaire orbital diminue. Cet effet provient des renflements de marée traînant en latitude par rapport à un observateur attaché à la surface de l'étoile primaire [21].

3.4 Mouvement des apsides

L'enveloppe convective d'une étoile (une étoile de faible masse, par exemple) est responsable de la dissipation du moment angulaire suite à l'interaction avec les renflements de marée. Lorsque l'étoile ne possède pas d'enveloppe convective, comme c'est le cas des étoiles massives, nous nous attendons à ce que sa vitesse de rotation soit élevée, ce qui donne lieu à des moments quadrupolaires supplémentaires dans le champ gravitationnel extérieur qui contribuent au mouvement des apsides (voir section 3.1). Dans cette section, nous suivons les développements effectués dans [54].

La vitesse radiale d'une étoile sur une orbite képlérienne elliptique autour d'une autre étoile à symétrie sphérique est donnée par

$$V_r = V_0 + K(\cos(\theta + \omega) + e \cos \omega) \quad (3.8)$$

où r est la coordonnée radiale, K l'amplitude de la vitesse, ω l'argument du périastre, θ l'anomalie vraie et V_0 la vitesse du centre de masse du système par rapport à l'observateur. L'amplitude de variation de la vitesse radiale de l'étoile primaire est donnée par

$$K_p = \frac{m_2}{M} \frac{2\pi a \sin i}{\hat{P}_{2\pi} \sqrt{1 - e^2}} \quad (3.9)$$

où $M = m_1 + m_2$ est la masse totale du système et $\hat{P}_{2\pi}$ la période moyenne, c'est-à-dire le temps requis pour effectuer une révolution complète de 2π . Nous obtenons une formule similaire pour l'amplitude de la vitesse de l'étoile secondaire.

Considérons que l'étoile possède un léger renflement équatorial produisant un potentiel donné par l'équation (3.1). Nous traitons alors le problème képlérien légèrement perturbé. Nous introduisons la variable auxiliaire $u = 1/r$ et obtenons après calculs :

$$u = u_0 \left(1 + \alpha + e \cos(\theta(1 - \alpha)) + \frac{\alpha e^2 (1 + \sin^2 \theta)}{3} \right) + \mathcal{O}(\alpha^2) \quad (3.10)$$

où $u_0 = \frac{GM}{h^2}$ et $\alpha = 3u_0^2 R^2 J_2$ est un paramètre considéré comme petit. Nous avons également :

$$u(\theta = 0) = u_0 \left(1 + \alpha + e + \frac{\alpha e^2}{3} \right) + \mathcal{O}(\alpha^2) \quad (3.11)$$

et le passage au périastre suivant se passe à l'angle $\theta_1 = \frac{2\pi}{1 - \alpha}$, donc la différence

$$\Delta\theta = \theta_1 - 2\pi = 2\pi\alpha + \mathcal{O}(\alpha^2)$$

représente le mouvement apsidal entre deux passages consécutifs au périastre.

Définissons le taux de mouvement angulaire moyen entre deux passages au périastre par

$$n = \frac{\theta_1}{P_A} = \frac{2\pi}{(1 - \alpha)P_A} = \frac{2\pi}{\hat{P}_{2\pi}}$$

Nous en déduisons que la période anomalistique, c'est-à-dire le temps entre deux passages consécutifs au périastre, s'exprime comme :

$$P_A = \hat{P}_{2\pi}(1 + \alpha)$$

et le taux de mouvement apsidal devient :

$$\dot{\omega} = \frac{2\pi\alpha}{P_A} = n\alpha + \mathcal{O}(\alpha^2)$$

Si le système présente des éclipses photométriques, la mesure des temps des minima permet d'estimer le mouvement des apsides comme suit. Considérons d'abord l'aire balayée par le rayon vecteur entre deux éclipses primaires successives. Celle-ci vaut

$$\pi a^2 \sqrt{1 - e^2} \left(1 - \frac{r_p^2}{a^2 \sqrt{1 - e^2}} \frac{\dot{\omega} P_A}{2\pi} \right)$$

Au moment du minimum primaire, $\omega + \theta = \frac{\pi}{2}$ donc $r_p = \frac{a(1-e^2)}{1+e \sin \omega}$. Vu la loi des aires de Kepler, nous en déduisons que

$$\frac{P_p}{P_A} = 1 - \frac{(1-e^2)^{3/2}}{(1+e \sin \omega)^2} \frac{\dot{\omega} P_A}{2\pi}$$

où P_p est le temps écoulé entre deux minima primaires se succédant. En moyennant cette expression sur la période apsidale, nous obtenons :

$$\hat{P}_{2\pi} = P_A \left(1 - \frac{\dot{\omega} P_A}{2\pi} \right) = P_A(1 - \alpha) \quad (3.12)$$

Dans le cas de binaires à éclipses de grande excentricité, les intervalles de temps entre deux éclipses primaires et deux éclipses secondaires sont généralement différents. La période entre deux éclipses primaires est donnée par

$$P_p = P_A \left(1 - \frac{(1-e^2)^{3/2}}{(1+e \sin \omega)^2} \frac{\dot{\omega} \hat{P}_{2\pi}}{2\pi} \right) \quad (3.13)$$

ce qui montre que P_p varie périodiquement. De la même façon, nous obtenons la période entre deux éclipses secondaires :

$$P_s = P_A \left(1 - \frac{(1-e^2)^{3/2}}{(1-e \sin \omega)^2} \frac{\dot{\omega} \hat{P}_{2\pi}}{2\pi} \right) \quad (3.14)$$

ce qui nous permet d'obtenir la relation suivante :

$$\frac{P_p - P_s}{P_A} = (1-e^2)^{3/2} \frac{4e \sin \omega}{(1-e^2 \sin^2 \omega)^2} \frac{\dot{\omega} \hat{P}_{2\pi}}{2\pi} \quad (3.15)$$

Cette relation indique que plus le taux de mouvement des apsides est élevé, plus la différence de période entre deux éclipses primaires et deux éclipses secondaires est élevée.

3.5 Constantes de structure interne et mouvement des apsides

En ne considérant que la partie linéaire du moment quadrupolaire de chaque étoile et en supposant que les axes de rotation sont parallèles à l'axe de l'orbite, le taux de variation de la longitude du périastre prédit par la mécanique classique peut être exprimé par [56] :

$$\begin{aligned} \dot{\omega}_Q = & nk_{2,1} \left(\frac{R_1}{a} \right)^5 \left(15f(e) \frac{m_2}{m_1} + \left(\frac{\omega_{rot,1}}{n} \right)^2 \left(1 + \frac{m_2}{m_1} \right) \frac{1}{(1-e^2)^2} \right) \\ & + nk_{2,2} \left(\frac{R_2}{a} \right)^5 \left(15f(e) \frac{m_1}{m_2} + \left(\frac{\omega_{rot,2}}{n} \right)^2 \left(1 + \frac{m_1}{m_2} \right) \frac{1}{(1-e^2)^2} \right) \end{aligned} \quad (3.16)$$

où R_1 et R_2 sont les rayons des étoiles, $f(e) = \frac{1+3e^2/2+e^4/8+\dots}{(1-e^2)^5}$, $n = \frac{2\pi}{P}$ est le mouvement orbital moyen avec P la période orbitale de l'étoile, $\omega_{rot,1}$ et $\omega_{rot,2}$ sont les vitesses rotationnelles angulaires des étoiles et $k_{2,1}$ et $k_{2,2}$ désignent les constantes de structure interne des deux étoiles.

Cette formule montre que l'effet global est la somme des effets induits par chacune des deux étoiles et qu'il se calcule en additionnant l'effet dû à la déformation de marée et l'effet dû à la rotation.

Dans le cas de la binaire HD 152218, les deux modèles de structure interne d'étoiles de $8,5R_{\odot}$ pour l'étoile primaire et de $7,4R_{\odot}$ pour l'étoile secondaire mais d'âges différents nous donnent des taux de précession de 1,06 et de 0,92 degrés par an respectivement, pour un total de 1,98 degrés par an. A cela, il convient d'ajouter la contribution relativiste (voir Section 3.6). Nous calculons la valeur de $\dot{\omega}_Q$ pour les différents modèles de structure interne d'étoiles présentés au chapitre 2, ce que nous présentons dans les tableaux suivants (voir Table 3.1) ainsi qu'à la figure 3.1. Sur cette figure, nous représentons également l'interpolation des modèles de Claret et Gimenez [6].

| Age (Ma) | $Z = 0,014$ $\alpha_{ov} = 0,0$ | | | Age (Ma) | $Z = 0,014$ $\alpha_{ov} = 0,2$ | | | Age (Ma) | $Z = 0,020$ $\alpha_{ov} = 0,0$ | | |
|-------------|------------------------------------|--------------------------------|----------------------------------|-------------|------------------------------------|--------------------------------|----------------------------------|-------------|------------------------------------|--------------------------------|----------------------------------|
| | $\dot{\omega}_{Q,1}$ (°/an) | $\dot{\omega}_{Q,2}$ (°/an) | $\dot{\omega}_{Q,tot}$ (°/an) | | $\dot{\omega}_{Q,1}$ (°/an) | $\dot{\omega}_{Q,2}$ (°/an) | $\dot{\omega}_{Q,tot}$ (°/an) | | $\dot{\omega}_{Q,1}$ (°/an) | $\dot{\omega}_{Q,2}$ (°/an) | $\dot{\omega}_{Q,tot}$ (°/an) |
| 3,0 | 0,67 | 0,43 | 1,10 | 3,1 | 0,65 | 0,41 | 1,06 | 3,1 | 0,74 | 0,46 | 1,20 |
| 3,3 | 0,70 | 0,44 | 1,13 | 3,3 | 0,67 | 0,42 | 1,09 | 3,2 | 0,75 | 0,47 | 1,22 |
| 3,7 | 0,75 | 0,45 | 1,20 | 3,6 | 0,70 | 0,43 | 1,13 | 3,3 | 0,76 | 0,47 | 1,23 |
| 3,8 | 0,76 | 0,46 | 1,22 | 3,7 | 0,71 | 0,44 | 1,15 | 3,6 | 0,80 | 0,48 | 1,28 |
| 4,1 | 0,80 | 0,47 | 1,27 | 3,8 | 0,72 | 0,44 | 1,16 | 3,8 | 0,83 | 0,49 | 1,33 |
| 4,3 | 0,84 | 0,48 | 1,32 | 4,1 | 0,76 | 0,45 | 1,21 | 4,1 | 0,89 | 0,51 | 1,40 |
| 4,5 | 0,89 | 0,49 | 1,38 | 4,2 | 0,77 | 0,45 | 1,23 | 4,3 | 0,92 | 0,52 | 1,44 |
| 4,7 | 0,94 | 0,50 | 1,44 | 4,3 | 0,78 | 0,46 | 1,24 | 4,5 | 0,96 | 0,53 | 1,49 |
| 4,8 | 0,96 | 0,51 | 1,47 | 4,5 | 0,82 | 0,47 | 1,29 | 4,7 | 1,01 | 0,54 | 1,55 |
| 5,0 | 1,03 | 0,53 | 1,55 | 4,7 | 0,84 | 0,48 | 1,32 | 4,8 | 1,04 | 0,55 | 1,60 |
| 5,2 | 1,09 | 0,54 | 1,63 | 4,8 | 0,87 | 0,48 | 1,35 | 5,0 | 1,11 | 0,56 | 1,68 |
| 5,3 | 1,11 | 0,55 | 1,66 | 5,0 | 0,91 | 0,49 | 1,40 | 5,3 | 1,22 | 0,59 | 1,80 |
| 5,6 | 1,25 | 0,57 | 1,82 | 5,2 | 0,95 | 0,50 | 1,45 | 5,5 | 1,31 | 0,60 | 1,92 |
| 5,7 | 1,29 | 0,58 | 1,88 | 5,3 | 0,98 | 0,51 | 1,49 | 5,7 | 1,41 | 0,62 | 2,03 |
| 5,8 | 1,35 | 0,59 | 1,93 | 5,5 | 1,03 | 0,52 | 1,54 | 5,8 | 1,47 | 0,63 | 2,10 |
| 6,1 | 1,57 | 0,61 | 2,18 | 5,6 | 1,08 | 0,53 | 1,61 | 6,0 | 1,63 | 0,65 | 2,28 |
| 6,2 | 1,64 | 0,63 | 2,27 | 5,8 | 1,15 | 0,54 | 1,68 | 6,1 | 1,71 | 0,67 | 2,37 |
| 6,3 | 1,73 | 0,64 | 2,37 | 6,0 | 1,25 | 0,56 | 1,80 | 6,3 | 1,88 | 0,69 | 2,57 |
| 6,5 | 1,96 | 0,67 | 2,62 | 6,2 | 1,34 | 0,57 | 1,91 | 6,6 | 2,27 | 0,72 | 2,99 |
| 6,7 | 2,26 | 0,69 | 2,95 | 6,3 | 1,40 | 0,57 | 1,97 | 6,7 | 2,44 | 0,74 | 3,18 |
| 6,8 | 2,42 | 0,70 | 3,12 | 6,6 | 1,62 | 0,60 | 2,23 | 6,8 | 2,62 | 0,75 | 3,37 |
| 7,0 | 2,90 | 0,73 | 3,63 | 6,7 | 1,70 | 0,61 | 2,32 | 7,0 | 3,08 | 0,78 | 3,86 |
| 7,1 | 3,03 | 0,75 | 3,78 | 6,8 | 1,83 | 0,62 | 2,45 | 7,1 | 3,38 | 0,81 | 4,18 |
| 7,3 | 3,48 | 0,78 | 4,26 | 7,3 | 2,66 | 0,68 | 3,34 | 7,3 | 3,87 | 0,83 | 4,71 |

TABLE 3.1 – Taux de mouvement des apsides en degrés par an de chacune des étoiles pour des modèles de structure interne d'étoiles de métallicité solaire ($Z = 0,014$) avec et sans overshooting et de métallicité plus élevée ($Z = 0,020$) sans overshooting.

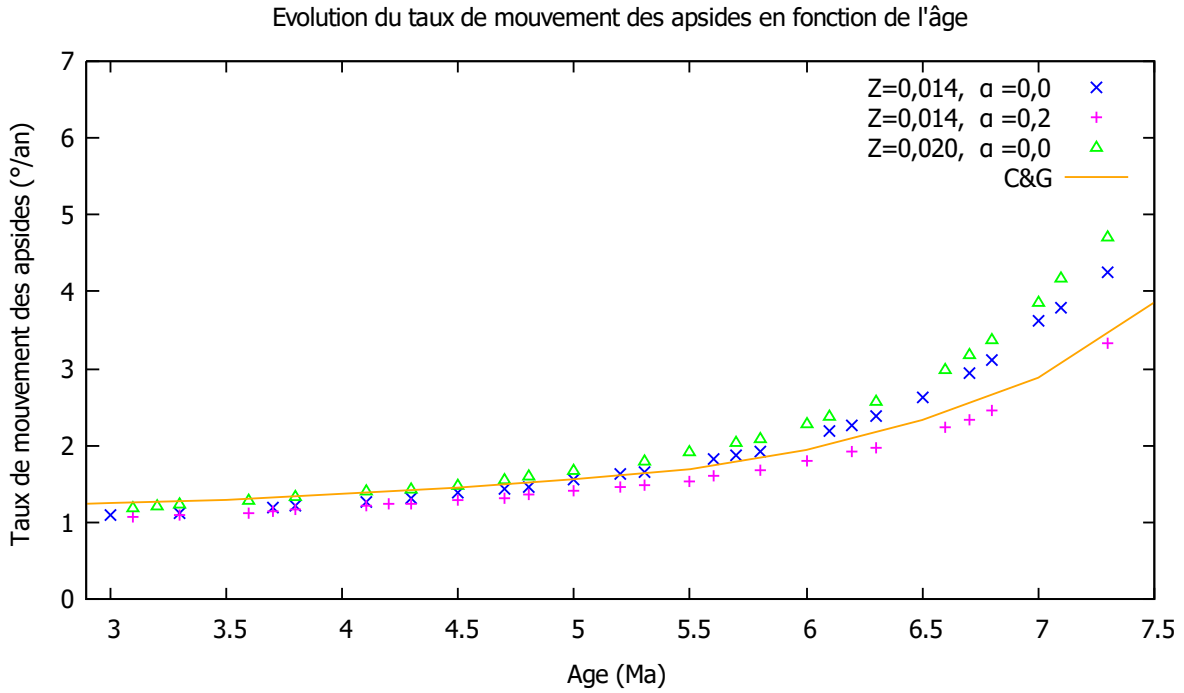


FIGURE 3.1 – Evolution du taux de mouvement des apsides dû aux moments quadrupolaires des étoiles en fonction de l'âge.

De manière générale, l'étoile primaire contribue plus que l'étoile secondaire au taux de mouvement des apsides total et ce, d'autant plus que les étoiles sont âgées. Par ailleurs, une métallicité plus élevée donne lieu à un taux de mouvement des apsides plus élevé tandis que la présence d'overshooting au sein de l'étoile tend à réduire ce taux de mouvement.

3.6 Contribution relativiste

Les mouvements séculaires de la ligne des apsides sont aussi provoqués par des effets relativistes. C'est d'ailleurs le mouvement du périastre de Mercure qui a permis de vérifier les prédictions de la théorie de la relativité générale. En ne considérant que les corrections quadratiques, la contribution au taux d'avancement de la longitude du périastre est donnée par

$$\dot{\omega}_E = n \frac{3G(m_1 + m_2)}{c^2 a (1 - e^2)} \quad (3.17)$$

Les deux contributions, classique et relativiste, produisent un mouvement direct, en ce sens où la ligne des apsides tourne dans le même sens que le sens de révolution du système binaire. Généralement, le mouvement relativiste représente un petit ajustement par rapport au terme classique.

Shakura [56] dérive une expression pour la variation séculaire totale de la longitude du pé-

riastre lorsque les axes de rotation et l'axe perpendiculaire au plan de l'orbite ne sont pas alignés :

$$\begin{aligned} \dot{\omega} = \dot{\omega}_E + 15nf(e) & \left(k_{2,1} \left(\frac{R_1}{a} \right)^5 \frac{m_2}{m_1} + k_{2,2} \left(\frac{R_2}{a} \right)^5 \frac{m_1}{m_2} \right) - \frac{n}{\sin^2 i (1 - e^2)^2} \\ & \times \left[k_{2,1} \left(\frac{R_1}{a} \right)^5 \left(\frac{\omega_{rot,1}}{n} \right)^2 \left(1 + \frac{m_2}{m_1} \right) \left(\cos \alpha_1 (\cos \alpha_1 - \cos \beta_1 \cos i) + \frac{1}{2} \sin^2 i (1 - 5 \cos^2 \alpha_1) \right) \right. \\ & \left. + k_{2,2} \left(\frac{R_2}{a} \right)^5 \left(\frac{\omega_{rot,2}}{n} \right)^2 \left(1 + \frac{m_1}{m_2} \right) \left(\cos \alpha_2 (\cos \alpha_2 - \cos \beta_2 \cos i) + \frac{1}{2} \sin^2 i (1 - 5 \cos^2 \alpha_2) \right) \right] \end{aligned} \quad (3.18)$$

où α_1 et α_2 sont les angles entre les axes de rotation des étoiles et la normale au plan orbital et β_1 et β_2 sont les angles entre les axes de rotation et la ligne joignant le centre de la binaire à l'observateur³. Dans cette équation, apparaissent trois termes. Le premier terme représente la contribution relativiste, le deuxième terme est dû au moment quadrupolaire induit par l'interaction de marée et le dernier terme correspond au moment quadrupolaire provoqué par la rotation de l'étoile autour d'axes orientés arbitrairement. Les deux dernières contributions peuvent être simplement additionnées si les rapports $\frac{\omega_{rot,1}^2 R_1^2}{Gm_1}$ et $\frac{\omega_{rot,2}^2 R_2^2}{Gm_2}$ caractérisant les rotations des étoiles et les rapports $\frac{n^2 R_1^3}{G(m_1+m_2)}$ et $\frac{n^2 R_2^3}{G(m_1+m_2)}$ décrivant l'action de marée sont petits, de sorte que la méthode des petites perturbations est applicable. Dans ce cas, nous pouvons négliger l'influence mutuelle des marées et de la rotation stellaire.

Comme nous venons de le voir, le mouvement des apsides est dû à la contribution de deux termes séparables, d'une part, un classique (ou Newtonien) provoqué par le moment quadrupolaire gravitationnel induit par la rotation et les marées et d'autre part, un relativiste. Le taux de mouvement apsidal observable exprimé en degrés par cycle orbital est donné par $\dot{\omega}_N + \dot{\omega}_R$, où $\dot{\omega}_N = \dot{\omega}_Q \frac{360^\circ}{n}$ est le terme classique et $\dot{\omega}_R$ le terme relativiste. La période de rotation (en jours) du périastre est donnée par $U = 360P_A/\dot{\omega}$, où $\dot{\omega}$ est exprimé en degrés par cycle et P_A en jours.

Le terme relativiste (3.15) peut aussi être exprimé comme suit, si $\dot{\omega}_R$ est exprimé en degrés par cycle orbital, P_A en jours et les masses m_1 et m_2 en unités de masses solaires [16] :

$$\dot{\omega}_R = \dot{\omega}_E \frac{360^\circ}{n}$$

soit

$$\dot{\omega}_R = 5,45 \times 10^{-4} \frac{1}{(1 - e^2)} \left(\frac{m_1 + m_2}{P_A} \right)^{2/3} \quad (3.19)$$

Nous pouvons également exprimer cette composante relativiste en fonction de la semi-amplitude de la courbe de vitesse radiale $K = K_1 + K_2$, si K est exprimé en km/s :

$$\dot{\omega}_R = 1,2 \times 10^{-8} K^2 \sin^{-2} i \quad (3.20)$$

Dès lors, nous en déduisons que le taux de révolution du périastre dû à la contribution relativiste doit être plus élevé pour des systèmes massifs possédant une période orbitale courte. S'il

3. Notons que si la partie linéaire du moment quadrupolaire donne une contribution nulle, alors il faut tenir compte des ordres supérieurs du développement en plus du terme relativiste.

s'agit d'étoiles non-dégénérées, cela suppose une faible séparation orbitale entre les étoiles. Cependant, cette proximité est à l'origine de distorsions de marée plus importantes ainsi que d'une rotation plus rapide responsable de l'aplatissement polaire. Dans ce cas là, le terme classique $\dot{\omega}_N$ domine le mouvement des apsides total.

En utilisant la troisième loi de Kepler, nous constatons que $\dot{\omega}_N \propto P^{-10/3}$ et $\dot{\omega}_R \propto P^{-2/3}$, ce qui signifie que le terme Newtonien décroît beaucoup plus vite avec la période orbitale que le terme relativiste. En effet, le rapport

$$\alpha \equiv \frac{\dot{\omega}_R}{\dot{\omega}_N} \propto P^{8/3}$$

augmente avec la séparation entre les étoiles. Comme attendu, α croît rapidement avec la période orbitale tandis que le mouvement apsidal total décroît. Giménez (1985) en déduit des bornes supérieure et inférieure pour la période orbitale entre lesquelles l'effet relativiste est significatif.

Dans le cas de la binaire qui nous intéresse ici, HD 152218, nous avons $K = 376,1 \text{ km/s}$ [50] et $\sin i = 0,926$ (voir chapitre 1). Dès lors, nous trouvons que $\dot{\omega}_R = 1,98 \times 10^{-3}$ degrés par cycle orbital, soit $0,129^\circ$ par an. Cet effet est de l'ordre de 4% de l'effet global rapporté par Sana et al. [50] et est, en tout état de cause, plus petit que l'incertitude sur $\dot{\omega}$ ($0,3^\circ$ par an) donnée par ces auteurs.

3.7 Influence du vent stellaire

Les étoiles massives perdent de la matière sous forme de vents stellaires, enrichissant ainsi le milieu interstellaire environnant, notamment en métaux. Par ailleurs, l'énergie cinétique de ces vents influence les processus de formation stellaire dans le milieu interstellaire environnant. La perte de masse des étoiles a deux effets majeurs : outre le fait que la masse de l'étoile diminue, cette perte affecte également la vitesse rotationnelle de l'étoile puisque la matière éjectée possède du moment angulaire. Dans un système binaire, les vents stellaires ont également une influence sur la période orbitale. Or, si la période orbitale varie de manière importante au cours du temps suite aux pertes de masse et de moment cinétique, cela devrait influencer l'estimation de la période orbitale présentée dans [50] et pourrait donner une fausse impression de mouvement des apsides.

Le système binaire possède un moment angulaire orbital par unité de masse donné par

$$h = \sqrt{\left(\frac{G^2}{2\pi}\right)^{1/3} \frac{m_1 m_2}{M^{4/3}} P^{1/3}} \quad (3.21)$$

avec $M = m_1 + m_2$.

De cette relation, nous pouvons facilement déduire la variation relative de la période orbitale :

$$\frac{\dot{P}}{P} = 4 \frac{\dot{M}}{M} - 3 \frac{\dot{m}_1}{m_1} - 3 \frac{\dot{m}_2}{m_2} + 3 \frac{\dot{h}}{h} \quad (3.22)$$

Cette variation de période orbitale peut soit provenir d'un dépassement du lobe de Roche d'une (ou des deux) étoile(s), soit des vents stellaires dus à la pression de radiation.

Pour un taux d'éjection de masse donné, la variation de la période orbitale dépend fortement du mode d'éjection de cette masse⁴. Ici, nous considérons le cas où la matière éjectée par l'étoile s'échappe du système binaire sous la forme d'un vent à symétrie sphérique, ce qui semble bien représenter le comportement de notre binaire. Pour commencer, considérons qu'une seule étoile perd de la matière sous forme de vents stellaires. Dès lors, $\dot{m}_1 = \dot{M}$ et $\dot{m}_2 = 0$. Dans ce cas, Singh & Chaubey [58] montrent que

$$\frac{\dot{h}}{h} = \frac{J \dot{m}_1}{h M} - \frac{\dot{m}_1}{M} = \left(\frac{m_2}{m_1} - 1 \right) \frac{\dot{m}_1}{M} \quad (3.23)$$

où J est le moment angulaire orbital par unité de masse de la matière éjectée.

De manière générale, si les deux étoiles perdent de la matière sous forme de vents stellaires, nous obtenons

$$\frac{\dot{h}}{h} = \left(\frac{m_2}{m_1} - 1 \right) \frac{\dot{m}_1}{M} + \left(\frac{m_1}{m_2} - 1 \right) \frac{\dot{m}_2}{M} \quad (3.24)$$

Nous insérons cette expression dans l'équation (3.22) pour finalement obtenir que

$$\frac{\dot{P}}{P} = 4 \frac{\dot{M}}{M} - 3 \frac{\dot{m}_1}{m_1} - 3 \frac{\dot{m}_2}{m_2} + 3 \left(\frac{m_2}{m_1} - 1 \right) \frac{\dot{m}_1}{M} + 3 \left(\frac{m_1}{m_2} - 1 \right) \frac{\dot{m}_2}{M} = -2 \frac{\dot{M}}{M} \quad (3.25)$$

où $\dot{M} = \dot{m}_1 + \dot{m}_2$.

Muijres et al. [34] ont estimé les valeurs du taux de perte de masse pour différentes classes d'étoiles de type O. L'étoile primaire de HD 152218 est, comme nous l'avons mentionné précédemment, une étoile intermédiaire entre une géante et une étoile de séquence principale de classe O9. Pour une géante (O9III), le formalisme de Muijres et al. donne $\log \dot{m}_1 = -6,812$ tandis que pour une étoile de séquence principale (O9V), il donne $\log \dot{m}_1 = -7,818$. En prenant la moyenne des deux valeurs de \dot{m}_1 , nous estimons que $\dot{m}_1 = 8,47 \times 10^{-8} M_\odot / an$. Pour l'étoile secondaire, de classe O9.7V⁵, nous avons $\log \dot{m}_2 = -7,793$ et nous en déduisons que $\dot{m}_2 = 1,61 \times 10^{-8} M_\odot / an$. La variation relative de la période orbitale provoquée par les vents stellaires vaut donc approximativement $\frac{\dot{P}}{P} = -5,76 \times 10^{-9} an^{-1}$. Nous constatons que l'effet des vents stellaires sur la variation de la période orbitale est négligeable par rapport à l'effet des marées. En effet, si nous considérons la durée totale de l'intervalle de temps utilisé par Sana et al. [50] pour déterminer $\dot{\omega}$ (21400 jours, soit 58,6 ans), la variation de P due aux vents stellaires ne serait que de $3,38 \times 10^{-7} P$, soit $16,4 \times 10^{-2} s$. C'est pourquoi nous pourrions négliger cet effet lorsque nous déterminerons la valeur observationnelle de $\dot{\omega}$ et supposer que la période orbitale est restée constante sur l'échelle de temps des mesures de vitesses radiales existantes.

4. Dans la grande majorité des binaires étudiées, ce mode d'éjection est une combinaison de quatre modes particuliers [58].

5. Les valeurs pour les étoiles de classe O9.7 n'étant pas données, nous prenons la valeur donnée pour la classe la plus proche, à savoir O9.5.

3.8 Taux de mouvement des apsides observé

Dans cette section, nous déterminons le taux de mouvement des apsides de la binaire HD 152218 d'un point de vue observationnel et nous comparons nos résultats avec les résultats théoriques obtenus à la section 3.5. Pour ce faire, nous utilisons les vitesses radiales de l'étoile primaire tirées de la littérature : les mesures photographiques de Struve [60] et de Hill et al. [18], les données IUE de Stickland et al. [59], les données CAT+CES de Sana et al. [50] ainsi que les vitesses radiales que nous avons déterminées à partir des données FEROS de [50]. Nous ne tenons pas compte des données de Garcia & Mermilliod [15] car il s'avère que celles-ci sont sujettes à de grandes erreurs (voir la discussion dans [50]).

Pour chaque temps d'observation, nous ajustons les données observationnelles avec la relation suivante :

$$v_r(t) = v_0 + K (\cos(\theta(t) + \omega(t)) + e \cos(\omega(t)))$$

avec

$$\omega(t) = \omega_0 + \dot{\omega}(t - t_0)$$

où $v_r(t)$ est la vitesse radiale de l'étoile à l'instant t , v_0 est la vitesse radiale systémique apparente de l'étoile, K est l'amplitude de la courbe de vitesse radiale de l'étoile, θ est l'anomalie vraie, e est l'excentricité, ω est l'argument du périastre, t_0 est la date de passage au périastre et ω_0 est la valeur de ω à l'instant t_0 . Les valeurs de K et de v_0 sont fixées aux valeurs déterminées à partir de la meilleure solution orbitale pour l'époque considérée. Nous avons implémenté un code fortran dans lequel nous faisons varier les cinq paramètres libres, à savoir la période orbitale (P_{orb}), e , t_0 , ω_0 et $\dot{\omega}$ de façon systématique en commençant par des valeurs proches de la solution orbitale obtenue à partir des données FEROS. Nous appliquons cette technique aux vitesses radiales de l'étoile primaire afin de déterminer les valeurs des paramètres donnant lieu au meilleur ajustement. Des exemples de projections de l'espace des cinq paramètres libres sur des plans bidimensionnels sont présentés à la figure 3.2.

Nous estimons les barres d'erreurs de chacun des paramètres à partir des contours à 1σ . De cette manière, nous obtenons les résultats suivants :

$$\begin{aligned} P_{orb} &= 5,604450 \pm 0,000050 \text{ jours} \\ e &= 0,280_{-0,008}^{+0,010} \\ t_0 &= 2453130,005_{-0,036}^{+0,028} \\ \omega_0 &= 105,0_{-2,0}^{+2,0} \text{ degrés} \\ \dot{\omega} &= 2,04_{-0,24}^{+0,23} \text{ degrés/an} \end{aligned}$$

Des exemples d'ajustements des données de vitesse radiale sont illustrés pour quatre époques différentes à la figure 3.3. Entre les données de Struve [60] et les données de Sana et al. [50], prises à un intervalle de presque 60 ans, nous constatons un net changement dans la morphologie de la courbe de vitesse radiale. De plus, les données photographiques de Struve [60] et, dans une moindre mesure, celles de Hill et al. [18], étant de moins bonne qualité que les données plus récentes IUE et les spectres d'échelle optique, nous constatons que les ajustements de ces données plus anciennes sont moins bons que ceux des données plus récentes.

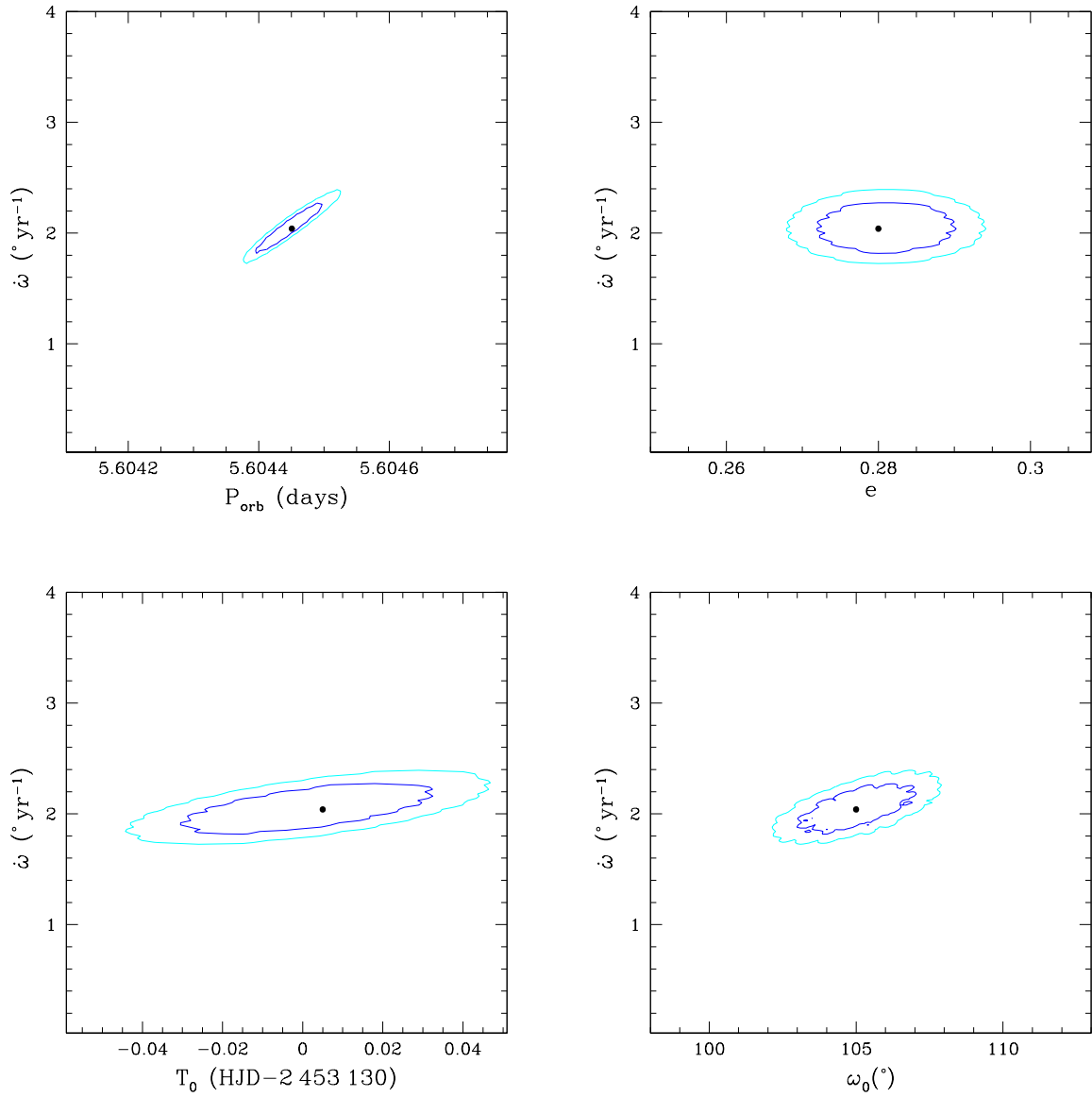


FIGURE 3.2 – Contours de confiance des paramètres du meilleur ajustement des données de vitesse radiale de l'étoile primaire projetés sur les plans $(P_{orb}, \dot{\omega})$, $(e, \dot{\omega})$, $(T_0, \dot{\omega})$ et $(\omega_0, \dot{\omega})$ à 1σ (bleu) et 90% (cyan).

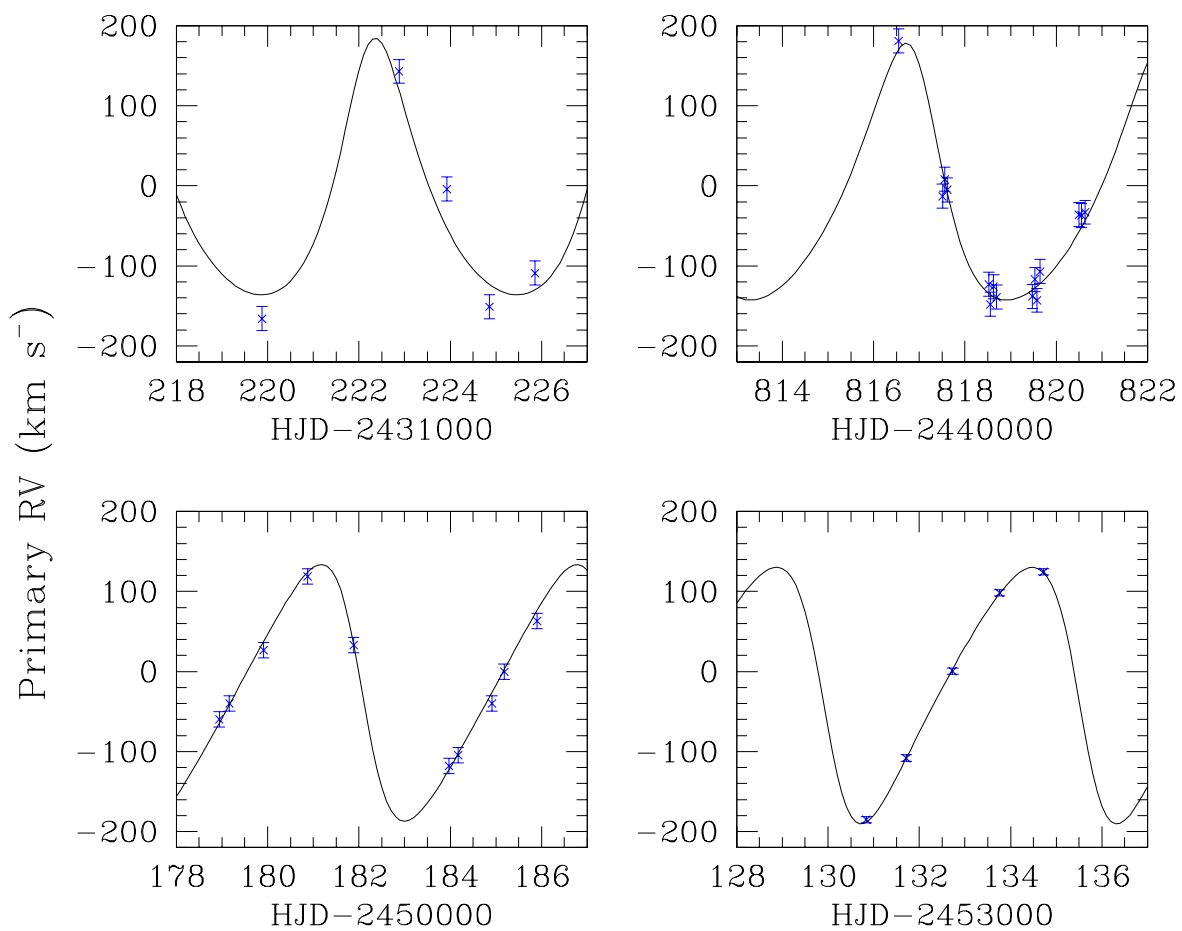


FIGURE 3.3 – Exemples d’ajustements des données de vitesse radiale de l’étoile primaire. Les graphiques supérieurs correspondent aux données de Struve [60] (gauche) et de Hill et al. [18] (droite). Les graphiques inférieurs correspondent à une époque des données IUE de Stickland et al. [59] (gauche) et une époque des données FEROS de Sana et al. [50] (droite).

3.9 Détermination de l'âge des étoiles

Sur base des modèles présentés à la section 3.5, nous pouvons estimer l'âge des étoiles de la binaire HD 152218 à partir du taux de mouvement des apsides déterminé à la section précédente. En figure 3.4, nous représentons les courbes du taux de mouvement des apsides total (classique + relativiste) en fonction de l'âge pour chacune des trois catégories de modèles théoriques présentés. Nous représentons également des droites de référence correspondant au taux de mouvement des apsides observé et aux incertitudes sur cette valeur. Les points d'intersections entre les données théoriques et observationnelles nous permettent d'estimer l'âge des étoiles. Nous obtenons ainsi un âge de $5,8_{-0,5}^{+0,3} Ma$ dans le cas d'un modèle de métallicité solaire sans overshooting, un âge de $6,2_{-0,4}^{+0,3} Ma$ dans le cas d'un modèle de métallicité solaire avec overshooting et un âge de $5,5_{-0,5}^{+0,3} Ma$ dans le cas d'un modèle de métallicité plus grande que solaire sans overshooting.

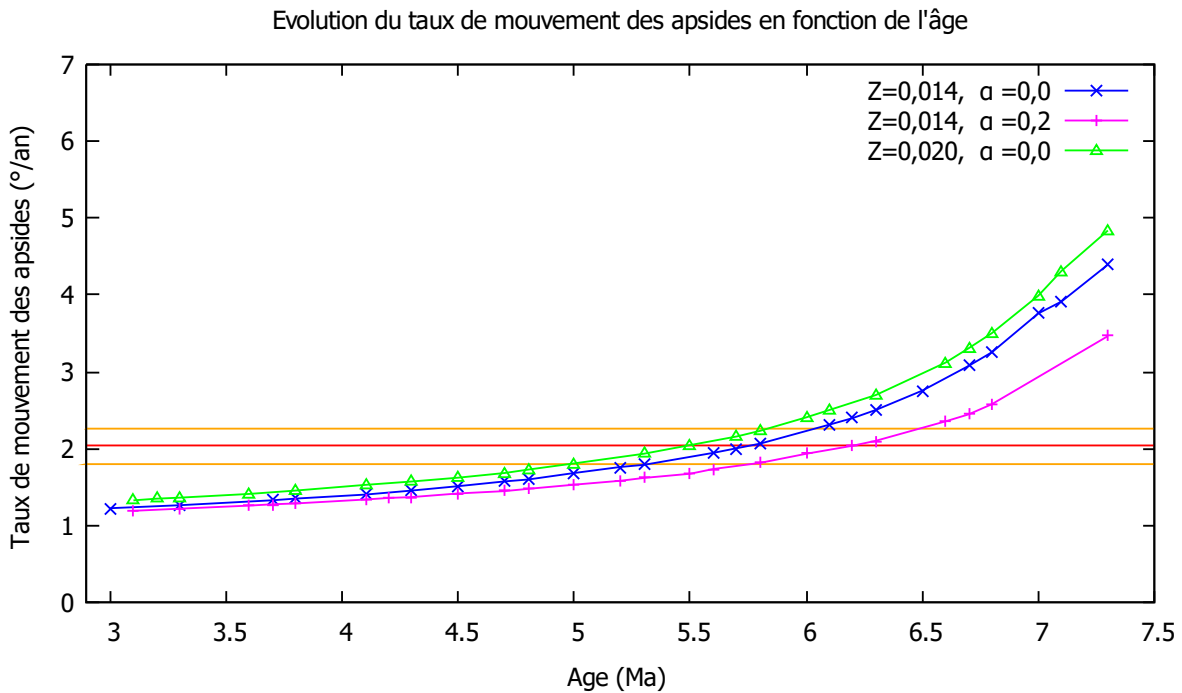


FIGURE 3.4 – Evolution du taux de mouvement des apsides en fonction de l'âge. La droite rouge représente la valeur observationnelle et les droites oranges les barres d'incertitude sur cette valeur.

Aux fins de procéder à une analyse aussi complète que possible, nous avons considéré des modèles de métallicité plus élevée que la métallicité solaire. Toutefois, tout semble indiquer que les étoiles de la binaire HD 152218 ont une métallicité solaire [22]. Dès lors, nous décidons de ne pas tenir compte des modèles avec $Z = 0,020$ pour le calcul de l'âge moyen de la binaire. L'overshooting étant un paramètre très peu contraint dans les étoiles, nous ne pouvons donner de préférence à l'une ou à l'autre catégorie de modèles de métallicité solaire. Par conséquent, nous calculons l'âge moyen des étoiles de la binaire en tenant compte des deux modèles de métallicité solaire, ce qui nous donne comme résultat final un âge de $6,0_{-0,7}^{+0,5} Ma$. Nous constatons que cet âge diffère fortement de l'âge moyen estimé de l'amas NGC 6231, de $3,8 \pm 0,5 Ma$ (voir section

2.2).

Initialement, notre approche était centrée sur deux modèles d'étoiles de masses et de rayons identiques à ceux que nous avons estimés à la section 1.2.4. Nous avons alors constaté que ces étoiles ne possédaient pas le même âge, ce à quoi nous ne nous attendions pas pour un système binaire n'ayant pas encore traversé de phase d'échange de matière par dépassement du lobe de Roche. Dès lors, nous avons choisi, pour différents âges donnés, des modèles d'étoiles de masses identiques à celles que nous avons estimés à la section 1.2.4. Nous avons alors constaté que les étoiles possédaient des rayons différents de ceux que nous avons estimés. Néanmoins, les incertitudes sur les rayons déterminés à partir de la photométrie ASAS étant assez importantes, les rayons théoriques des étoiles pour l'âge déterminé précédemment sont compatibles dans les barres d'erreurs avec les résultats photométriques.

A posteriori, nos deux modèles initiaux ne peuvent être rejetés de façon catégorique. En effet, les modèles sont calculés pour des étoiles isolées et non pour des étoiles binaires. Dès lors, la différence d'âge pourrait être expliquée par un dépassement du lobe de Roche de l'une et/ou de l'autre étoile, conduisant ainsi à un échange de matière. En effet, nous savons que lorsqu'il y a échange de matière entre deux étoiles, la détermination de leur âge est faussée. Néanmoins, bien qu'un dépassement du lobe de Roche ne soit pas impossible, différents facteurs semblent indiquer que ce scénario n'est pas pour autant probable. Premièrement, les facteurs de remplissage du lobe de Roche sont relativement éloignés de l'unité. Or, si un dépassement du lobe de Roche avait eu lieu par le passé, nous devrions nous attendre à ce que ces facteurs soient plus proches de l'unité. Deuxièmement, nous ne possédons pas d'indication quant à une éventuelle anomalie chimique de l'une ou de l'autre étoile, comme par exemple des raies d'azote anormalement intenses. Troisièmement, l'excentricité est non-négligeable et les vitesses de rotation des deux étoiles sont similaires.

Par ailleurs, il existe plusieurs facteurs d'incertitude quant aux rayons et aux âges des étoiles. Tout d'abord, rappelons l'allure générale du diagramme de Hertzsprung-Russell (voir Fig. 3.5) : la branche des étoiles de séquence principale est d'autant plus étendue en largeur que la masse des étoiles est élevée. Or, les droites de rayon constant dans ce diagramme sont presque parallèles à la courbe de séquence principale. Dès lors, l'incertitude sur le rayon des étoiles de séquence principale est d'autant plus élevée que celles-ci sont massives. Par ailleurs, comme nous l'avons spécifié tout au début de ce travail, l'étoile primaire évolue entre la phase de séquence principale et celle des géantes. Or, il n'existe pas de véritable relation masse-rayon pour une étoile de type géante. Ces deux sources d'erreurs peuvent avoir des répercussions lors de la détermination de l'âge des étoiles.

Une autre source d'incertitude provient de l'overshooting. En effet, nous avons vu que ce mécanisme de mélange a un impact sur les valeurs de k_2 et de $\dot{\omega}$ et donc sur la détermination de l'âge des étoiles, comme nous l'avons vu au début de cette section. Le mélange rotationnel est également source d'incertitudes dans l'estimation de l'âge des étoiles puisqu'il modifie la position des étoiles dans le diagramme de Hertzsprung-Russell. Néanmoins, nous avons montré à la section 2.2 que cet effet est négligeable dans le cas de la binaire HD 152218.

Finalement, il est intéressant de rappeler que nous sommes partis de l'hypothèse que les axes de rotation des étoiles sont alignés avec la normale au plan orbital. Or, nous avons présenté un

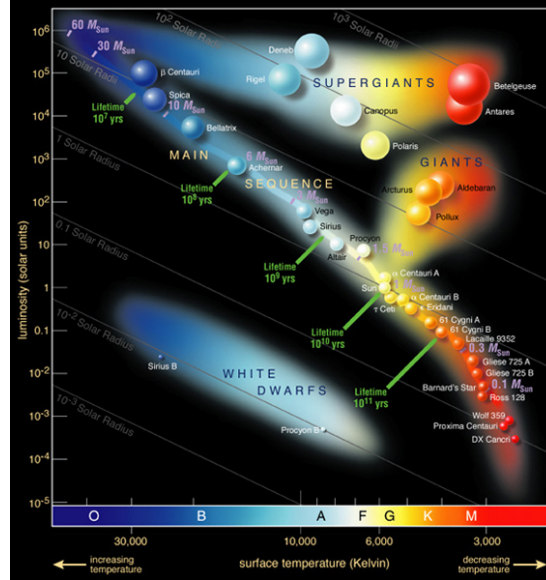


FIGURE 3.5 – Diagramme d’Hertzsprung-Russell théorique.

formalisme (équation 3.18) développé par Shakura [56] appliqué à des situations où les axes ne sont pas alignés. Etant donné que nous ne possédons pas de contraintes observationnelles concernant un désalignement possible des axes, nous ne pouvons malheureusement pas appliquer ce formalisme dans le cas présent. Néanmoins, Schmitt et al. [54] ont montré que, pour une valeur de k_2 donnée, le taux de mouvement des apsides prédit diminue avec l’angle de désalignement. Dès lors, si nous avons tenu compte d’un quelconque désalignement entre les axes, nous aurions obtenu une valeur de $\dot{\omega}$ plus faible en fonction de l’âge et donc un âge plus élevé pour les étoiles, augmentant d’autant plus l’écart entre l’âge ainsi obtenu et l’âge déterminé par les ajustements d’isochrones.

En définitive, il semblerait qu’il n’existe pas de biais évident dans nos résultats, bien que ceux-ci diffèrent de ceux rapportés dans la littérature. Nous jugeons ici utile de poursuivre cette réflexion et de vérifier que l’âge des étoiles que nous avons estimé est malgré tout en accord avec les propriétés générales des étoiles massives de l’amas. A cette fin, nous considérons toutes les étoiles de type O (excepté la binaire contenant l’étoile Wolf-Rayet WR 79) listées par Sana et al. [51]. Pour les systèmes binaires connus, nous avons corrigé les magnitudes observées de la contribution du compagnon en utilisant les rapports de brillance déduits d’études spectroscopiques dès lors qu’elles existaient. Dans le cas contraire, nous avons estimé le rapport de brillance à partir des types spectraux présentés par Sana et al. [51]. Nous avons adopté un module de distance de $11,07 \pm 0,04$ et un rapport $R_V = 3,3$. Les températures effectives et les corrections bolométriques sont tirées de [30] et de [31]. L’incertitude considérée est d’un demi sous-type spectral en température et en correction bolométrique, excepté dans les cas où les incertitudes sur le type spectral des étoiles est important, par exemple lorsque l’étoile secondaire n’est que très faiblement détectée. Nous avons placé les étoiles dans un diagramme de Hertzsprung-Russell (voir Fig. 3.6) et tracé les chemins d’évolution d’Ekström et al. [12] pour $Z = 0,014$, sans rotation et avec une vitesse de rotation égale à 40% de la vitesse critique. Nous constatons que les étoiles de type O semblent avoir un âge compris entre 3,0 et 6,3 Ma. Dès lors, nous en concluons que nos résultats restent cohérents avec ceux obtenus par comparaison avec des isochrones.

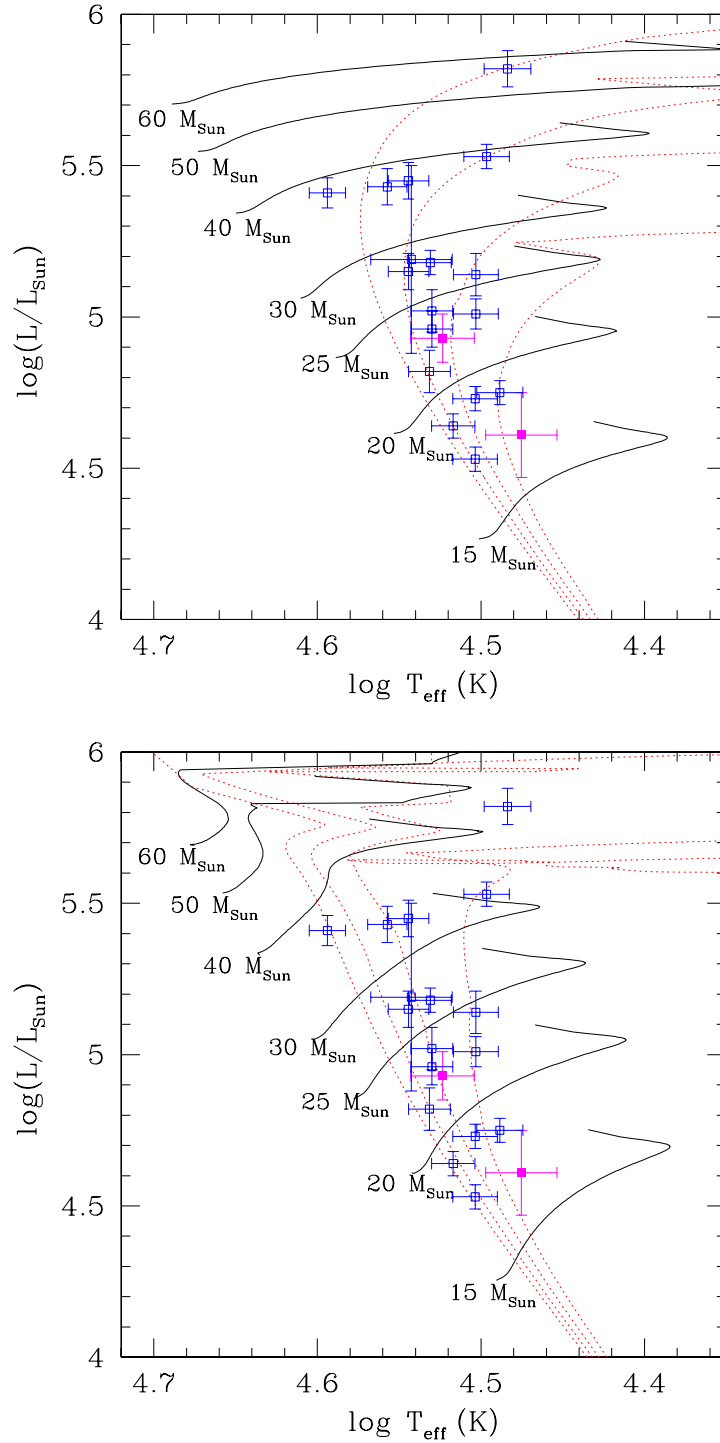


FIGURE 3.6 – Positions des étoiles de type O de l’amas NGC 6231 dans un diagramme de Hertzsprung-Russell. Les composantes de la binaire HD 152218 sont représentées en magenta. Les chemins d’évolution sont représentés par les courbes noires et sont tirés de [12]. Les lignes rouges pointillées représentent les isochrones pour des âges de 3,2, 4,0, 5,0 et 6,3 millions d’années (de gauche à droite). La figure en haut (resp. bas) correspond à des modèles sans (resp. avec) rotation.

Deuxième partie

Mouvement de précession dans les binaires HD 152218 et HD 191612



Chapitre 4

Particularités de HD 191612

Le système HD 191612 est une binaire massive appartenant à l'association Cyg OB3. Cette binaire est de grande période orbitale ($P_{orb} = 1548,3 \pm 7,4$ *jours*) et d'excentricité élevée ($e = 0,492 \pm 0,030$) [64]. Le type spectral de l'étoile primaire varie périodiquement entre les classes O6.5f?p et O8fp. L'étoile secondaire, découverte assez tardivement, semble être une étoile B précoce (B1-B3). Le rapport de masse vaut $0,496 \pm 0,031$ [64]. La composition en azote de l'étoile primaire semble être plus élevée que la composition en azote du Soleil. L'étoile secondaire ne devrait contribuer à la luminosité dans le visible qu'à raison de 10% et sa contribution dans le domaine de l'UV devrait être négligeable [29]. Les caractéristiques principales de l'étoile primaire de la binaire sont reprises dans le tableau suivant (voir Table 4.1).

| | Howarth & al. [20] | Wade & al. [64] | Marcolino & al. [29] |
|--|--------------------|-----------------------|----------------------|
| $T_{eff}(K)$ | 35000 ± 1000 | 35000 ± 1000 [20] | 36000 ± 2000 |
| $\log(g)(cgs)$ | $3,5 \pm 0,1$ | $3,5 \pm 0,1$ [20] | $3,75 \pm 0,20$ |
| $\log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)$ | 5,4 | 5,4 [20] | $5,45 \pm 0,10$ |
| $q = \frac{m_2}{m_1}$ | $0,483 \pm 0,044$ | $0,496 \pm 0,031$ | - |
| $M(M_{\odot})$ | ≈ 30 | ≈ 30 [20] | 39_{-17}^{+28} |
| $R(R_{\odot})$ | 14,5 | 14,5 [20] | $13,7_{-2,0}^{+2,3}$ |
| e | $0,438 \pm 0,038$ | $0,492 \pm 0,030$ | - |
| $P_{orb}(j)$ | 1542 ± 14 | $1548,3 \pm 7,4$ | - |
| $a \sin i(R_{\odot})$ | 989 ± 62 | 1059 ± 42 | - |

TABLE 4.1 – Caractéristiques principales de l'étoile primaire de HD 191612. Les données de Howarth et al. (2007) ont été déterminées par la meilleure solution orbitale. Wade et al. (2011) ont repris certaines des données de [20] et ont redéterminé les autres données par la meilleure solution orbitale. Les données de Marcolino et al. (2013) ont été déterminées au moyen des modèles d'atmosphère stellaire CMFGEN.

La catégorie Of?p a été introduite par Walborn en 1972 [65] pour décrire les étoiles HD 108 et HD 148937 qui présentent des particularités dans leurs spectres par rapport aux étoiles Of normales. L'étoile primaire de HD 191612 n'a été ajoutée à cette catégorie que plus tard [64]. Les étoiles Of?p présentent des raies d'émission C III à 4647 Å et 4650 Å d'intensités comparables aux raies d'émission voisines N III à 4634 Å et 4640 Å [36]. Ceci est le cas de l'étoile primaire

de la binaire HD 191612 durant les phases où son type spectral est le plus précoce. Par contre, durant les phases où son type spectral est plus tardif, l'émission C III est nettement plus faible et, dans ce cas, la notation fp est utilisée en lieu et place de la notation f?p. Le spectre de cette étoile varie donc de façon cyclique entre un état de faible émission et un état de plus forte émission.

Les raies de Balmer et He I de la binaire HD 191612 présentent une émission très variable en intensité et en vitesse sur une période de 538 jours¹ ainsi qu'une variation importante de leur largeur équivalente. La photométrie Hipparcos montre également une modulation sur la même période. Par contre, les raies d'absorption He II et métalliques ainsi que beaucoup de raies d'émission sont relativement constantes en intensité, tout en présentant des variations de vitesse radiale sur une période de 1542 jours, mettant ainsi en évidence une orbite binaire à double raie [20]. La région d'émission H α dominante semble être plus proche de l'étoile primaire que de l'étoile secondaire, suggérant ainsi que cette dernière ne devrait pas jouer un rôle important dans les variations d'intensité et de vitesse sur des périodes de l'ordre de 538 jours [19]. Par ailleurs, il n'est pas possible d'associer à ces étoiles une classe de luminosité globale car le profil de la raie He II à 4686 Å, qui est un critère de classification, varie. Enfin, l'intensité de la raie Si IV à 4089 Å, comparée aux intensités des raies He I voisines, suggère que l'étoile primaire est de classe V tandis que le doublet de résonance UV Si IV suggère que l'étoile est de classe III [20].

La courbe de lumière Hipparcos indique une faible amplitude et des variations quasi sinusoïdales. Lorsque la raie He I à 4471 Å est plus intense que la raie He II à 4542 Å, ce qui caractérise l'état O8, la luminosité de l'étoile est minimale tandis que lorsqu'elle est moins intense que la raie He II, ce qui caractérise l'état O6.5, la luminosité de l'étoile est maximale et il peut apparaître une raie d'émission superposée à la raie d'absorption de He I à 4471 Å. Cependant, s'il s'avère que la température effective de l'étoile ne change pas, alors la plus faible intensité de la raie dans l'état O6.5 peut s'expliquer par l'apparition de la raie d'émission. Il s'ensuivrait que la variation du type spectral ne serait qu'apparente [68].

L'étoile primaire de HD 191612 présente un champ magnétique important dans sa photosphère² [64]. L'intensité du champ est de 220 ± 38 G le long de la ligne de visée, ce qui correspond à une intensité au niveau des pôles de 1,5 kG pour un champ dipolaire [10]. La composante primaire de HD 191612 semble donc être un rotateur magnétique oblique, une version évoluée de θ^1 Ori C, avec un champ magnétique plus intense [10]. Son champ magnétique varie sur une période de 537,6 jours de façon approximativement sinusoïdale. Donati et al. [10] suggèrent que la rotation anormalement lente de HD 191612 par rapport aux étoiles O standards serait due à la dissipation de moment angulaire par le confinement du vent dans le plan de l'équateur magnétique par le champ magnétique. Etant donné que l'axe du champ magnétique est incliné par rapport à l'axe de rotation, un observateur extérieur voit le vent confiné sous un angle qui varie. Il apparaît donc une modulation rotationnelle des raies d'émission qui se forment dans le vent confiné. Les auteurs déduisent un âge de l'étoile de 3 à 4 millions d'années, en accord avec l'estimation de l'âge des étoiles de l'association Cyg OB3, ainsi que l'échelle de temps sur laquelle le freinage magnétique a eu lieu, de l'ordre de 1 million d'années, déduisant ainsi que le champ magnétique aurait été capable de ralentir l'étoile, en considérant que la dissipation de mo-

1. Ces variations ne sont pas reliées au mouvement orbital.

2. Au vu de la rotation lente et de la stabilité sur le long terme des variations, il semblerait que ce champ magnétique soit d'origine fossile plutôt que produit par effet dynamo [20].

ment angulaire est restée relativement constante au cours de l'évolution de l'étoile. Cependant, Wade et al. [64] constatent que le modèle de Donati et al. ne tient pas compte des variations non-négligeables du moment d'inertie, du taux de perte de masse et des caractéristiques magnétiques de l'étoile. En prenant une inclinaison de 30° , obtenue en faisant l'hypothèse que les moments angulaires orbital et rotationnel sont alignés, ils montrent qu'il existe une corrélation entre le champ magnétique et les processus responsables de la variabilité des raies et du continuum puisque les phases de minimum et de maximum du champ longitudinal coïncident avec les phases de maximum et de minimum de largeur équivalente de la raie $H\alpha$ [64].

Cependant, d'après les observations de XMM-Newton et de Chandra, la binaire apparaît superluminieuse dans les rayons X et d'autant plus brillante que les raies optiques sont intenses, bien que les spectres ne présentent pas l'émission intense en rayons X attendue d'un vent confiné par un champ magnétique. Par ailleurs, les raies sont larges et le spectre est dominé par une composante thermique froide, ce qui est en désaccord avec le modèle de rotateur magnétique [37], [20]. De plus, la période de rotation obtenue à partir de la vitesse rotationnelle, elle-même déterminée sur base des largeurs des raies d'absorption, est de l'ordre d'une quinzaine de jours, ce qui est nettement moins que les 538 jours attendus. La macro-turbulence pourrait induire des biais dans la détermination de la vitesse de rotation mais il semble peu probable qu'elle puisse expliquer, à elle-seule, cette grande différence de période.

Un scénario alternatif serait de considérer l'axe du champ magnétique presque aligné avec l'axe de rotation de l'étoile primaire et de supposer que l'axe de rotation précède lentement (avec une période de 538 jours) en raison des interactions de marée exercées par son compagnon. Du point de vue observationnel, une telle précession devrait induire des variations de la vitesse de rotation projetée et donc de la largeur des raies. Dans cette partie de notre travail, nous nous proposons de tester la plausibilité de ce scénario compte tenu de ce que nous connaissons du système binaire HD 191612.

Chapitre 5

Mouvement de précession

Jusque dans les années 1950, la variation de la période dans les systèmes binaires à éclipses s'expliquait par la rotation de l'axe des apsides ou par la présence d'un troisième corps dans le système, cette seconde alternative ne pouvant s'appliquer que dans un nombre restreint de cas. Une troisième explication, qui s'est avérée erronée par la suite, était celle de l'instabilité dynamique d'une des deux composantes dans les systèmes semi-détachés, donnant lieu à des pertes de masse [41].

C'est dans ce contexte historique que s'inscrivent les recherches de Kopal. Un système binaire où les deux étoiles ont une masse similaire est dynamiquement stable tant que les axes de rotation sont perpendiculaires au plan orbital, de sorte que les équateurs et l'orbite sont coplanaires. Une perturbation de cette situation donne lieu à une rotation généralisée autour de trois axes, de sorte que l'axe de rotation précesse autour d'une direction perpendiculaire au plan invariable du système et son inclinaison par rapport à ce plan peut présenter des fluctuations périodiques (nutaton) et des variations séculaires. En considérant les axes de rotation des étoiles de la binaire inclinés par rapport au plan orbital, des vitesses angulaires arbitraires et l'énergie cinétique due aux forces de marées exercées par le compagnon sur chacune des étoiles, il arrive à la conclusion que la variation de la période dépend non seulement de la rotation de l'axe des apsides mais également de termes périodiques variant légèrement en amplitude et en période, pointant du doigt un phénomène tout à fait nouveau dans les étoiles : la précession et la nutation des axes de rotation [23]. Jusqu'alors, l'étude de ces deux phénomènes a toujours été faite sur base des équations de Lagrange de la mécanique céleste pour des corps rigides. Ici, Kopal adopte un autre point de vue. Il part des équations de l'hydrodynamique des courants visqueux et dérive les taux de précession et de nutation avec comme seule hypothèse que les trois composantes de la vitesse angulaire sont indépendantes de la position relative et ne dépendent que du temps [24].

De cette manière, il dérive les équations Eulériennes généralisées qui gouvernent la précession et la nutation de corps visqueux sous leur propre attraction gravitationnelle dans le système d'axes fixes (x, y, z) [24] :

$$\begin{aligned} & A\dot{\omega}_x + (C - B)\omega_y\omega_z - D(\omega_y^2 - \omega_z^2) - E(\dot{\omega}_z + \omega_x\omega_y) - F(\dot{\omega}_y - \omega_z\omega_x) \\ & + 2\omega_x \int (yv'_0 + zw'_0) dm - 2\omega_y \int yu'_0 dm - 2\omega_z \int zu'_0 dm + \int D_1 P dV - \int D_1 \Phi dm \\ & = \int (z(\dot{v})'_0 - y(\dot{w})'_0) dm + \int \rho(y\mathcal{H} - z\mathcal{G}) dV \end{aligned} \quad (5.1)$$

$$\begin{aligned}
& B\dot{\omega}_y + (A - C)\omega_z\omega_x - D(\dot{\omega}_z - \omega_x\omega_y) - E(\omega_z^2 - \omega_x^2) - F(\dot{\omega}_x + \omega_y\omega_z) \\
& + 2\omega_y \int (xu'_0 + zw'_0) dm - 2\omega_z \int zv'_0 dm - 2\omega_x \int xv'_0 dm + \int D_2P dV - \int D_2\Phi dm \\
& = \int (x(\dot{w})'_0 - z(\dot{u})'_0) dm + \int \rho(z\mathcal{F} - x\mathcal{H}) dV
\end{aligned} \tag{5.2}$$

$$\begin{aligned}
& C\dot{\omega}_z + (B - A)\omega_x\omega_y - D(\dot{\omega}_y + \omega_z\omega_x) - E(\dot{\omega}_x - \omega_y\omega_z) - F(\omega_x^2 - \omega_y^2) \\
& + 2\omega_z \int (yv'_0 + xu'_0) dm - 2\omega_x \int xw'_0 dm - 2\omega_y \int yw'_0 dm + \int D_3P dV - \int D_3\Phi dm \\
& = \int (y(\dot{u})'_0 - x(\dot{v})'_0) dm + \int \rho(x\mathcal{G} - y\mathcal{F}) dV
\end{aligned} \tag{5.3}$$

où les trois composantes de la vitesse angulaire s'expriment en fonction des angles d'Euler (voir Fig. 5.1) dans le référentiel inertiel selon les relations suivantes :

$$\omega_x = \dot{\theta} \cos \phi + \dot{\psi} \sin \theta \sin \phi \tag{5.4}$$

$$\omega_y = \dot{\theta} \sin \phi - \dot{\psi} \sin \theta \cos \phi \tag{5.5}$$

$$\omega_z = \dot{\psi} \cos \theta + \dot{\phi} \tag{5.6}$$

où les coefficients A, B, C, D, E, F sont les moments et produits d'inertie définis par

$$\begin{cases}
A = \int (y^2 + z^2) dm \\
B = \int (z^2 + x^2) dm \\
C = \int (x^2 + y^2) dm \\
D = \int yz dm \\
E = \int zx dm \\
F = \int xy dm
\end{cases}$$

où u'_0, v'_0, w'_0 et $(\dot{u})'_0, (\dot{v})'_0, (\dot{w})'_0$ sont reliés aux vitesses et accélérations des déformations du corps en rotation par les relations suivantes :

$$\begin{cases}
u'_0 = a_{11}u' + a_{12}v' + a_{13}w' \\
v'_0 = a_{21}u' + a_{22}v' + a_{23}w' \\
w'_0 = a_{31}u' + a_{32}v' + a_{33}w' \\
(\dot{u})'_0 = a_{11}\dot{u}' + a_{12}\dot{v}' + a_{13}\dot{w}' \\
(\dot{v})'_0 = a_{21}\dot{u}' + a_{22}\dot{v}' + a_{23}\dot{w}' \\
(\dot{w})'_0 = a_{31}\dot{u}' + a_{32}\dot{v}' + a_{33}\dot{w}'
\end{cases}$$

où $u' = \dot{x}', v' = \dot{y}', w' = \dot{z}'$ sont les vitesses dans le système d'axes (x', y', z') attaché au corps en rotation et les a_{ij} sont les coefficients de la matrice de changement de coordonnées :

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix}$$

et sont donnés, en termes des angles d'Euler, par

$$\left\{ \begin{array}{l} a_{11} = \cos \psi \cos \phi - \cos \theta \sin \phi \sin \psi \\ a_{12} = -\sin \psi \cos \phi - \cos \theta \sin \phi \cos \psi \\ a_{13} = \sin \theta \sin \phi \\ a_{21} = \cos \psi \sin \phi + \cos \theta \cos \phi \sin \psi \\ a_{22} = -\sin \psi \sin \phi + \cos \theta \cos \phi \cos \psi \\ a_{23} = -\sin \theta \cos \phi \\ a_{31} = \sin \psi \sin \theta \\ a_{32} = \cos \psi \sin \theta \\ a_{33} = \cos \theta \end{array} \right.$$

où $\mathcal{F}, \mathcal{G}, \mathcal{H}$ sont des fonctions dépendant de la viscosité :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{F} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} \right) \\ \mathcal{G} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial z} \right) \\ \mathcal{H} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \sigma_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} \right) \end{array} \right.$$

où les σ_{ij} sont les composantes du tenseur de contraintes visqueuses, où les symboles D_1, D_2, D_3 sont des opérateurs définis par les relations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} D_1 \equiv y \frac{\partial}{\partial z} - z \frac{\partial}{\partial y} \\ D_2 \equiv z \frac{\partial}{\partial x} - x \frac{\partial}{\partial z} \\ D_3 \equiv x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \\ D_4 \equiv y \frac{\partial}{\partial y} + z \frac{\partial}{\partial z} \\ D_5 \equiv z \frac{\partial}{\partial z} + x \frac{\partial}{\partial x} \\ D_6 \equiv x \frac{\partial}{\partial x} + y \frac{\partial}{\partial y} \end{array} \right.$$

et, enfin, où ρ, P et Φ sont la densité, la pression et le potentiel gravitationnel respectivement. Les équations sont valables quelles que soient la taille et la forme du corps subissant des déformations arbitraires.

Dans les systèmes binaires proches, où les étoiles sont des corps fluides, il existe principalement deux forces induisant des déformations de l'étoile. La première est la rotation, qui a pour effet d'aplatir l'étoile au niveau des pôles et la deuxième est l'interaction de marée. Si les deux composantes d'une binaire possèdent une vitesse angulaire de rotation égale à la vitesse angulaire orbitale, alors les distorsions de marée sont plus importantes que les déformations induites par la force centrifuge. Si la rotation n'est pas synchronisée avec la révolution ou si les axes de rotation ne sont pas perpendiculaires au plan orbital, alors les distorsions de marée provoquent des déformations qui se propagent à la manière d'ondes à la surface et à l'intérieur de l'étoile. Des marées dynamiques apparaissent. Dans la suite de ce travail, nous ferons l'hypothèse que les marées dynamiques produites sont à symétrie sphérique.

Etant donné que la distorsion de marée est symétrique par rapport au rayon-vecteur du corps perturbé, nous introduisons un nouveau système de coordonnées cartésiennes (x'', y'', z'') dont l'origine est identique à celle des deux autres systèmes introduits précédemment, dont l'axe x'' coïncide avec le rayon-vecteur joignant les centres des deux étoiles et dont le plan (x'', y'')

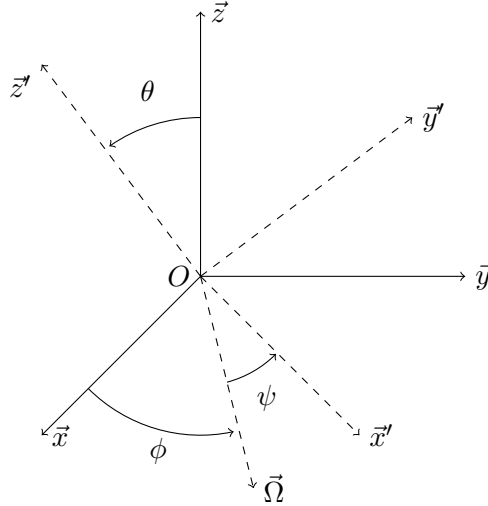


FIGURE 5.1 – Angles d'Euler.

coïncide avec le plan de l'orbite de la binaire. Ce système est en rotation par rapport au système inertiel avec une période égale à la période orbitale. Les relations entre ces deux systèmes de référence sont :

$$\begin{pmatrix} x'' \\ y'' \\ z'' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a''_{11} & a''_{21} & a''_{31} \\ a''_{12} & a''_{22} & a''_{32} \\ a''_{13} & a''_{23} & a''_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$$

où les coefficients a''_{ij} sont donnés par les relations suivantes :

$$\begin{cases} a''_{11} &= \cos u \cos \Omega - \cos i \sin \Omega \sin u \\ a''_{12} &= -\sin u \cos \Omega - \cos i \sin \Omega \cos u \\ a''_{13} &= \sin i \sin \Omega \\ a''_{21} &= \cos u \sin \Omega + \cos i \cos \Omega \sin u \\ a''_{22} &= -\sin u \sin \Omega + \cos i \cos \Omega \cos u \\ a''_{23} &= -\sin i \cos \Omega \\ a''_{31} &= \sin u \sin i \\ a''_{32} &= \cos u \sin i \\ a''_{33} &= \cos i \end{cases}$$

où Ω est la longitude de la ligne des noeuds à l'intersection entre les plans $z = 0$ et $z'' = 0$, mesurée à partir de l'axe x , i est l'inclinaison entre ces deux plans et u est la longitude de la masse perturbatrice dans le plan (x'', y'') , mesurée à partir du noeud.

Kopal [25] démontre que les moments et produits d'inertie d'un corps déformé par la rotation

et les marées sont donnés par

$$\left\{ \begin{array}{l} A = \frac{8\pi}{3} \int_0^{R_1} \rho r^4 dr + \frac{4k_{2,1}\omega_{z'}^2 R_1^5}{9G} P_2(a_{13}) - \frac{4k_{2,1}m_2 R_1^5}{3\Delta^3} P_2(a''_{11}) \\ B = \frac{8\pi}{3} \int_0^{R_1} \rho r^4 dr + \frac{4k_{2,1}\omega_{z'}^2 R_1^5}{9G} P_2(a_{23}) - \frac{4k_{2,1}m_2 R_1^5}{3\Delta^3} P_2(a''_{21}) \\ C = \frac{8\pi}{3} \int_0^{R_1} \rho r^4 dr + \frac{4k_{2,1}\omega_{z'}^2 R_1^5}{9G} P_2(a_{33}) - \frac{4k_{2,1}m_2 R_1^5}{3\Delta^3} P_2(a''_{31}) \\ D = -\frac{2k_{2,1}\omega_{z'}^2 R_1^5}{3G} (a_{23}a_{33}) + \frac{2k_{2,1}m_2 R_1^5}{\Delta^3} (a''_{21}a''_{31}) \\ E = -\frac{2k_{2,1}\omega_{z'}^2 R_1^5}{3G} (a_{33}a_{13}) + \frac{2k_{2,1}m_2 R_1^5}{\Delta^3} (a''_{31}a''_{11}) \\ F = -\frac{2k_{2,1}\omega_{z'}^2 R_1^5}{3G} (a_{13}a_{23}) + \frac{2k_{2,1}m_2 R_1^5}{\Delta^3} (a''_{11}a''_{21}) \end{array} \right.$$

où R_1 est le rayon de l'étoile considérée, m_2 la masse de son compagnon, G la constante gravitationnelle, $k_{2,1}$ la constante de structure interne définie au deuxième chapitre, P_2 le polynôme de Legendre d'ordre 2 et

$$\Delta = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos \phi}$$

la distance instantanée entre les étoiles. Les composantes de la vitesse angulaire du fluide dans le référentiel du corps en rotation sont données par

$$\begin{aligned} \omega_{x'} &= a_{11}\omega_x + a_{21}\omega_y + a_{31}\omega_z \\ \omega_{y'} &= a_{12}\omega_x + a_{22}\omega_y + a_{32}\omega_z \\ \omega_{z'} &= a_{13}\omega_x + a_{23}\omega_y + a_{33}\omega_z \end{aligned}$$

Les équations du mouvement peuvent alors être réécrites dans le système de coordonnées du corps en rotation :

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{x'} &= A'\dot{\omega}_{x'} + (C' - B')\omega_{y'}\omega_{z'} + \left(\frac{1}{3}C_2^0 - 2C_2^2\right)\omega_{x'} - 2S_2^2\omega_{y'} + C_2^1\omega_{z'} \\ &- \bar{C}'' \left[\lambda_1''(\dot{\omega}_{x''})_0 + (\omega_{y'}^2 - \omega_{z'}^2)\mu_1''\nu_1'' + (\nu_1''^2 - \mu_1''^2)\omega_{y'}\omega_{z'} + \lambda_1''\nu_1''\omega_{x'}\omega_{y'} - \lambda_1''\mu_1''\omega_{z'}\omega_{x'} \right. \\ &\quad \left. + \left(\lambda_1''\omega_{y''} + \frac{1}{3}\dot{\lambda}_3''\right)n \right] \end{aligned} \quad (5.7)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{y'} &= B'\dot{\omega}_{y'} + (A' - C')\omega_{z'}\omega_{x'} + \left(\frac{1}{3}C_2^0 + 2C_2^2\right)\omega_{y'} - 2S_2^2\omega_{x'} + S_2^1\omega_{z'} \\ &- \bar{C}'' \left[\mu_1''(\dot{\omega}_{x''})_0 + (\omega_{z'}^2 - \omega_{x'}^2)\lambda_1''\nu_1'' + (\lambda_1''^2 - \nu_1''^2)\omega_{z'}\omega_{x'} + \lambda_1''\mu_1''\omega_{y'}\omega_{z'} - \mu_1''\nu_1''\omega_{x'}\omega_{y'} \right. \\ &\quad \left. + \left(\mu_1''\omega_{y''} + \frac{1}{3}\dot{\mu}_3''\right)n \right] \end{aligned} \quad (5.8)$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{F}_{z'} &= C' \dot{\omega}_{z'} + (B' - A') \omega_{x'} \omega_{y'} - \frac{2}{3} C_2^0 \omega_{z'} + C_2^1 \omega_{x'} + S_2^1 \omega_{y'} \\
&\quad - \bar{C}'' \left[\nu_1'' (\dot{\omega}_{x'})_0 + (\omega_{x'}^2 - \omega_{y'}^2) \lambda_1'' \mu_1'' + (\mu_1''^2 - \lambda_1''^2) \omega_{x'} \omega_{y'} + \mu_1'' \nu_1'' \omega_{z'} \omega_{x'} - \lambda_1'' \nu_1'' \omega_{y'} \omega_{z'} \right. \\
&\quad \left. + \left(\nu_1'' \omega_{y''} + \frac{1}{3} \dot{\nu}_3'' \right) n \right]
\end{aligned} \tag{5.9}$$

où les moments d'inertie sont donnés par les relations suivantes :

$$\begin{cases} A' = B' = \frac{8\pi}{3} \int_0^{R_1} \rho r^4 dr - \frac{2k_{2,1} \omega_{z'}^2 R_1^5}{9G} + \frac{4k_{2,1} m_2 R_1^5}{3\Delta^3} \\ C' = \frac{8\pi}{3} \int_0^{R_1} \rho r^4 dr + \frac{4k_{2,1} \omega_{z'}^2 R_1^5}{9G} + \frac{4k_{2,1} m_2 R_1^5}{3\Delta^3} \end{cases}$$

où

$$\bar{C}'' = \frac{2k_{2,1} m_2 R_1^5}{\Delta^3}$$

où les cosinus directeurs sont donnés par

$$\begin{pmatrix} \lambda_j'' \\ \mu_j'' \\ \nu_j'' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{21} & a_{31} \\ a_{12} & a_{22} & a_{32} \\ a_{13} & a_{23} & a_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_{1j}'' \\ a_{2j}'' \\ a_{3j}'' \end{pmatrix}$$

et où les coefficients de déformation venant des secondes harmoniques des marées dynamiques sont donnés par

$$\begin{cases} C_2^0 = -\frac{6}{5} (1 + 2k_{2,1}) \left(\frac{\dot{\Delta}}{\Delta} P_2(\nu_1'') - n \nu_1'' \nu_2'' \right) \bar{C}'' \\ C_2^1 = \frac{6}{5} (1 + 2k_{2,1}) \left(\frac{\dot{\Delta}}{\Delta} \lambda_1'' \nu_1'' - \frac{1}{3} [n(\lambda_1'' \nu_2'' + \lambda_2'' \nu_1'') + \omega \mu_1'' \nu_1''] \right) \bar{C}'' \\ S_2^1 = \frac{6}{5} (1 + 2k_{2,1}) \left(\frac{\dot{\Delta}}{\Delta} \mu_1'' \nu_1'' - \frac{1}{3} [n(\mu_1'' \nu_2'' + \mu_2'' \nu_1'') - \omega \lambda_1'' \nu_1''] \right) \bar{C}'' \\ C_2^2 = \frac{3}{5} (1 + 2k_{2,1}) \left(-\frac{\dot{\Delta}}{2\Delta} (\lambda_1''^2 - \mu_1''^2) + \frac{1}{3} [n(\lambda_1'' \lambda_2'' - \mu_1'' \mu_2'') + 2\omega \lambda_1'' \mu_1''] \right) \bar{C}'' \\ S_2^2 = \frac{3}{5} (1 + 2k_{2,1}) \left(-\frac{\dot{\Delta}}{\Delta} \lambda_1'' \mu_1'' + \frac{1}{3} [n(\lambda_1'' \mu_2'' + \lambda_2'' \mu_1'') - \omega (\lambda_1''^2 - \mu_1''^2)] \right) \bar{C}'' \end{cases}$$

où n est le mouvement moyen journalier du système en révolution par rapport aux axes fixes et où les composantes de la force externe sont données par

$$\begin{cases} \mathcal{F}_{x'} = \frac{2k_{2,1} m_2 \omega_{z'}^2 R_1^5}{\Delta^3} \mu_1'' \nu_1'' \\ \mathcal{F}_{y'} = -\frac{2k_{2,1} m_2 \omega_{z'}^2 R_1^5}{\Delta^3} \lambda_1'' \nu_1'' \\ \mathcal{F}_{z'} = 0 \end{cases}$$

Dans le cas de marées à l'équilibre, Kopal [26] montre que $\omega_{x'} = \omega_{y'} = 0$ et $\omega_{z'} = cste$. Dans le cas où l'équateur du corps en rotation et son orbite sont coplanaires, il montre que $\omega_{x'} = \omega_{y'} = 0$ également.

Comme la distance entre les centres de masse des deux étoiles varie durant chaque cycle orbital, la hauteur de la marée stationnaire varie, ce qui provoque une distorsion de marée pulsante. Si la rotation et la révolution sont synchronisées, alors l'attraction mutuelle des deux étoiles donne lieu à des marées à l'équilibre, c'est-à-dire des marées stationnaires dans le système de coordonnées en rotation avec l'étoile, empêchant tout mouvement de précession ou de nutation de se produire. Pour qu'un mouvement de précession ou de nutation apparaisse, il faut donc que le système ne soit pas coplanaire et que $\omega_{x'}$ et $\omega_{y'}$ soient non nuls. Les forces selon x' et y' étant dès lors non nulles, la précession et la nutation qu'elles produisent sont des oscillations forcées. Ceci se produit dans le cas de corps déformables lorsque la distorsion induite par la rotation est beaucoup plus grande que celle produite par les marées, c'est-à-dire lorsque la vitesse angulaire de rotation est beaucoup plus grande que la vitesse angulaire orbitale. Si ces deux vitesses deviennent comparables, alors les mouvements de précession et de nutation (séculaires et périodiques) sont à la fois provoqués par la rotation des étoiles et par les marées [26].

Les perturbations des angles ϕ et θ peuvent être séculaires ou périodiques, ces dernières étant caractérisées par de courtes périodes égales à celle de l'orbite et de ses sous-multiples. Les variations séculaires sont de période longue.

Si la masse perturbatrice est ponctuelle, sans dimensions ni moment angulaire propre, la ligne des noeuds du plan équatorial de l'étoile en rotation et du plan orbital reculent de façon séculaire au même taux de mouvement uniforme et complètent leur régression en une période¹ U_j qui est reliée à la période orbitale P_{orb} par le rapport

$$\frac{P_{orb}}{U_j} = \frac{\sigma_j}{n} \quad (5.10)$$

où le taux de récession angulaire est donné par

$$\frac{\sigma_j}{n} = k_{2,j} \left(\left(1 + \frac{m_{3-j}}{m_j} \right) \left(\frac{R_j}{a} \right)^5 \left(\frac{\omega_{rot,j}}{n} \right)^2 + \frac{1}{h_j^2} \left(\frac{1}{3} + \frac{2}{5} \frac{\omega_{rot,j}}{n} \right) \frac{m_{3-j}}{m_j} \left(\frac{R_j}{a} \right)^3 \right) \quad (5.11)$$

où

$$h_j^2 = \frac{8\pi}{3m_j R_j^2} \int_0^{R_j} \rho r^4 dr \quad (5.12)$$

est un moment d'inertie adimensionné.

U_j est identique à la période de précession de l'axe de rotation, qui apparaît être synchronisée avec le mouvement des noeuds de telle sorte que les valeurs de ϕ et de Ω diffèrent toujours de 180° [26].

Si les deux corps possèdent chacun une extension spatiale et un moment angulaire non nul, alors leurs précessions et nutations deviennent interconnectées. Dans ce cas, nous avons alors la relation suivante entre période orbitale et période de précession :

$$\frac{P_{orb}}{U} = \frac{1}{2n} \left(\sigma_1 + \sigma_2 + \sqrt{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + 4\gamma_1\gamma_2} \right) \quad (5.13)$$

1. Par convention, l'indice j vaut 1 pour l'étoile primaire et 2 pour l'étoile secondaire.

où U est la période de régression dans le champ de force combiné et où, comme nous nous intéressons aux termes séculaires de la précession, le terme γ_j est donné par

$$\frac{\gamma_j}{n} = \frac{k_{2,j}}{(1-e^2)^2} \left(\frac{R_j}{a}\right)^5 \left(\frac{\omega_{rot,j}}{n}\right)^2 \left(1 + \frac{m_{3-j}}{m_j}\right) \quad (5.14)$$

Si les deux composantes de la binaire possèdent un moment angulaire non nul, les inclinaisons de leurs axes de rotation présentent un mouvement de nutation de période U' différente de U . Les amplitudes de nutation des deux composantes sont généralement différentes bien que les périodes soient identiques. Kopal [28] montre que la période de nutation est plus grande que la période de précession. Désignons par U'' la période de mouvement des apsides. Kopal [26] montre qu'en général, $U'' > U' > U > P_{orb}$. Ces inégalités sont d'autant plus grandes que le degré de concentration des composantes est élevé.

Du point de vue observationnel, les termes séculaires mis en évidence ne peuvent être observés qu'après un temps relativement long, tandis que les termes périodiques, de période plus courte, pourraient s'observer plus facilement. Cependant, l'amplitude de ces derniers ne croît pas avec le temps, ce qui peut limiter les possibilités d'observation.

En résumé, les mouvements de précession peuvent se présenter dans les systèmes binaires dès lors que l'axe de rotation d'au moins une des étoiles n'est pas perpendiculaire au plan orbital. Au fil du temps, les marées ont tendance à aligner les axes perpendiculairement à l'orbite, à circulariser l'orbite et à synchroniser les mouvements de rotation et orbital et, par là même, à diminuer les mouvements de précession.

Alexander [1] montre que l'amplitude de la précession du plan orbital est proportionnelle au rapport $\frac{h}{H_0}$ du moment angulaire rotationnel sur orbital. Dans les systèmes où une composante est compacte et l'autre composante remplit presque son lobe de Roche (binaires X par exemple), ce rapport est grand. Pour les systèmes binaires normaux, ce rapport n'est toutefois que de quelques pourcents et, par conséquent, l'oscillation du plan orbital est faible.

L'échelle de temps pour aligner les axes de rotation et la normale au plan orbital sous l'effet des marées est toujours plus grande que celle de la précession [1].

Le moment angulaire orbital varie périodiquement au cours d'un cycle orbital et ne présente pas de variations séculaires. Le moment angulaire total est la somme du moment angulaire orbital et des moments angulaires de rotation de chacune des étoiles :

$$\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{h}_1 + \vec{h}_2$$

La vitesse angulaire de précession uniforme est donnée par [1] :

$$-\mu_j h_j \cos \Theta \frac{H}{H_0} = \frac{2\pi}{U_j}$$

où Θ est l'angle constant entre les vecteurs de moments angulaires rotationnel et orbital et μ_j est une constante donnée par

$$\mu_j = \frac{3C_{T,j}}{(C_j + 2C_{R,j} - C_{T,j})(C_j + 3C_{T,j})}$$

avec

$$\begin{cases} C_j = m_j R_j^5 h_j^2 \\ C_{R,j} = \frac{\Delta^3}{9m_{3-j} |\cos \alpha_j \sin \alpha_j|} \\ C_{T,j} = \frac{k_{2,j} m_{3-j} R_j^5}{6 (a\sqrt{1-e^2})^3} \end{cases}$$

où α_j est l'angle entre la droite joignant les centres des étoiles et le vecteur vitesse angulaire moyenne de la composante j et a est le demi-grand axe de la binaire. La précession est rétrograde si $\Theta < \frac{\pi}{2}$ et directe si $\Theta > \frac{\pi}{2}$.

L'étude de la précession du plan orbital peut fournir des informations sur la structure et les propriétés dynamiques des composantes d'un système binaire, de la même manière que le mouvement apsidal est une méthode utilisée pour déterminer les constantes de structure interne k_i dès lors que l'orbite n'est pas circulaire. Si la précession n'est pas détectable (les observations pourraient donner une limite supérieure à la valeur de l'inclinaison i qui détermine l'amplitude de précession du plan orbital), cela suggère que les effets des marées ont provoqué l'alignement des axes. Si l'orbite n'est pas circulaire et si les composantes ne sont pas en rotation synchrone, il est vraisemblable que l'alignement spin-orbite n'ait pas encore eu lieu [1].

Les obliquités des étoiles, c'est-à-dire les angles spin-orbite, n'ont été mesuré que pour quelques binaires. Le désalignement entre les axes de rotation et orbital peuvent influencer les paramètres stellaires observés. Par exemple, les axes de rotation peuvent précesser, produisant des variations périodiques des vitesses de rotation projetées. La précession devrait également produire des petits changements dans l'inclinaison orbitale. Le désalignement influence aussi le taux de mouvement des apsides (voir équation (3.18)). La mesure des obliquités devrait donc être un élément important pour contraindre la formation et l'évolution des systèmes binaires.

5.1 Précession dans la binaire HD 152218

Les équations du mouvement de précession dans les systèmes binaires ayant été établies, nous sommes à présent en mesure de les appliquer à la binaire que nous étudions depuis le début de ce travail, à savoir HD 152218. A cette fin, nous utilisons les modèles de structure interne d'étoiles introduits dans la première partie de ce travail pour étudier l'évolution de la précession en fonction de l'âge de la binaire. A la section 3.9, nous avons précisé que les modèles avec une métallicité solaire, avec ou sans overshooting, sont plus représentatifs de la réalité que ceux avec une métallicité plus élevée. Dès lors, nous nous focaliserons uniquement sur les modèles avec une métallicité solaire.

Dans un premier temps, nous utilisons l'équation (5.11) pour déterminer le rapport entre la période orbitale et la période de précession de chacune des étoiles séparément. Pour ce faire, nous reprenons les résultats déterminés aux chapitres précédents et nous évaluons le terme h_j^2 , donné par l'équation (5.12), au moyen de la méthode d'intégration de Runge-Kutta d'ordre 5(4), similaire à celle utilisée à la section 2.1 pour calculer la constante de structure interne k_2 , implémentée en fortran 90. Les résultats sont repris dans les deuxièmes et troisièmes colonnes des

tableaux 5.1 et 5.2 et représentés dans le graphique 5.2. Sur ce graphique, nous représentons également la courbe d'évolution du rapport entre période orbitale et période de précession pour les modèles de Claret [7] d'une étoile de 20 masses solaires de métallicité $Z = 0,020$ avec overshooting ($\alpha_{ov} = 0,2$). Nous constatons que nos résultats sont cohérents avec ceux de Claret.

Dans un second temps, nous évaluons le rapport entre période orbitale et période de précession totale de la binaire au moyen de l'équation (5.13). Les résultats sont repris dans les quatrième et cinquième colonnes des tableaux 5.1 et 5.2 ainsi que dans le graphique 5.3. Comme attendu, nous constatons qu'autour de l'âge déterminé au chapitre 3, l'étoile secondaire contribue très peu au mouvement global, l'étoile primaire étant responsable de la majeure partie du mouvement de précession.

| Age (Ma) | $Z = 0,014$ $\alpha_{ov} = 0,0$ | | | |
|----------|------------------------------------|---------------|-------------|----------|
| | P_{orb}/U_1 | P_{orb}/U_2 | P_{orb}/U | $U(j)$ |
| 3,0 | 0,000603 | 0,000632 | 0,000635 | 8822,027 |
| 3,3 | 0,000617 | 0,000641 | 0,000645 | 8694,295 |
| 3,7 | 0,000640 | 0,000655 | 0,000660 | 8486,388 |
| 3,8 | 0,000649 | 0,000659 | 0,000665 | 8425,508 |
| 4,1 | 0,000666 | 0,000671 | 0,000679 | 8250,438 |
| 4,3 | 0,000686 | 0,000679 | 0,000693 | 8080,969 |
| 4,5 | 0,000707 | 0,000687 | 0,000712 | 7875,784 |
| 4,7 | 0,000729 | 0,000696 | 0,000733 | 7650,495 |
| 4,8 | 0,000737 | 0,000701 | 0,000740 | 7569,729 |
| 5,0 | 0,000767 | 0,000714 | 0,000769 | 7288,331 |
| 5,2 | 0,000794 | 0,000724 | 0,000796 | 7043,280 |
| 5,3 | 0,000803 | 0,000727 | 0,000805 | 6965,815 |
| 5,6 | 0,000856 | 0,000743 | 0,000857 | 6539,337 |
| 5,7 | 0,000873 | 0,000754 | 0,000874 | 6412,158 |
| 5,8 | 0,000893 | 0,000758 | 0,000894 | 6266,227 |
| 6,1 | 0,000972 | 0,000776 | 0,000973 | 5758,433 |
| 6,2 | 0,000995 | 0,000788 | 0,000996 | 5624,923 |
| 6,3 | 0,001028 | 0,000794 | 0,001029 | 5447,214 |
| 6,5 | 0,001100 | 0,000813 | 0,001100 | 5093,087 |
| 6,7 | 0,001191 | 0,000826 | 0,001192 | 4702,847 |
| 6,8 | 0,001237 | 0,000837 | 0,001238 | 4527,961 |
| 7,0 | 0,001371 | 0,000853 | 0,001371 | 4086,729 |
| 7,1 | 0,001403 | 0,000868 | 0,001403 | 3994,064 |
| 7,3 | 0,001517 | 0,000888 | 0,001517 | 3693,425 |

TABLE 5.1 – Rapport entre période orbitale et période de précession de chacune des étoiles de la binaire HD 152218 et période de précession totale pour des modèles de structure interne d'étoiles de métallicité solaire ($Z = 0,014$) sans overshooting.

L'âge de la binaire ayant été estimé à $6,0^{+0,5}_{-0,7}$ Ma, la période de précession correspondante est estimée à 6250 ± 750 jours. Cette période est nettement plus élevée que la période orbitale. Toutefois, si nous considérons l'intervalle de temps entre les observations IUE et les observations FEROS, de l'ordre de 8 ans, il s'avère que ces observations couvrent une partie non négligeable de la période de précession. Dès lors, nous pourrions nous attendre à des variations des vitesses rotationnelles projetées entre les données IUE et les données FEROS. L'absence de différences significatives (voir chapitre 1) suggère que les axes de rotation sont alignés avec l'axe perpendiculaire au plan orbital.

| Age (Ma) | $Z = 0,014$ $\alpha_{ov} = 0,2$ | | | |
|----------|------------------------------------|---------------|-------------|----------|
| | P_{orb}/U_1 | P_{orb}/U_2 | P_{orb}/U | $U(j)$ |
| 3,1 | 0,000592 | 0,000621 | 0,000624 | 8983,446 |
| 3,3 | 0,000602 | 0,000628 | 0,000631 | 8878,136 |
| 3,6 | 0,000618 | 0,000636 | 0,000640 | 8756,758 |
| 3,7 | 0,000623 | 0,000641 | 0,000645 | 8685,712 |
| 3,8 | 0,000627 | 0,000643 | 0,000648 | 8650,992 |
| 4,1 | 0,000648 | 0,000651 | 0,000660 | 8492,659 |
| 4,2 | 0,000654 | 0,000657 | 0,000666 | 8416,626 |
| 4,3 | 0,000658 | 0,000659 | 0,000669 | 8376,348 |
| 4,5 | 0,000675 | 0,000668 | 0,000683 | 8210,569 |
| 4,7 | 0,000687 | 0,000674 | 0,000692 | 8094,157 |
| 4,8 | 0,000698 | 0,000677 | 0,000702 | 7981,439 |
| 5,0 | 0,000718 | 0,000686 | 0,000721 | 7770,983 |
| 5,2 | 0,000737 | 0,000692 | 0,000740 | 7577,021 |
| 5,3 | 0,000749 | 0,000698 | 0,000752 | 7456,211 |
| 5,5 | 0,000769 | 0,000705 | 0,000771 | 7271,859 |
| 5,6 | 0,000791 | 0,000701 | 0,000792 | 7072,262 |
| 5,8 | 0,000818 | 0,000722 | 0,000820 | 6836,471 |
| 6,0 | 0,000859 | 0,000734 | 0,000860 | 6516,106 |
| 6,2 | 0,000895 | 0,000742 | 0,000896 | 6254,950 |
| 6,3 | 0,000916 | 0,000749 | 0,000917 | 6114,365 |
| 6,6 | 0,000997 | 0,000767 | 0,000997 | 5619,597 |
| 6,7 | 0,001024 | 0,000776 | 0,001024 | 5471,614 |
| 6,8 | 0,001065 | 0,000781 | 0,001066 | 5257,657 |
| 7,3 | 0,001314 | 0,000820 | 0,001315 | 4262,196 |

TABLE 5.2 – Rapport entre période orbitale et période de précession de chacune des étoiles de la binaire HD 152218 et période de précession totale pour des modèles de structure interne d'étoiles de métallicité solaire ($Z = 0,014$) avec overshooting.

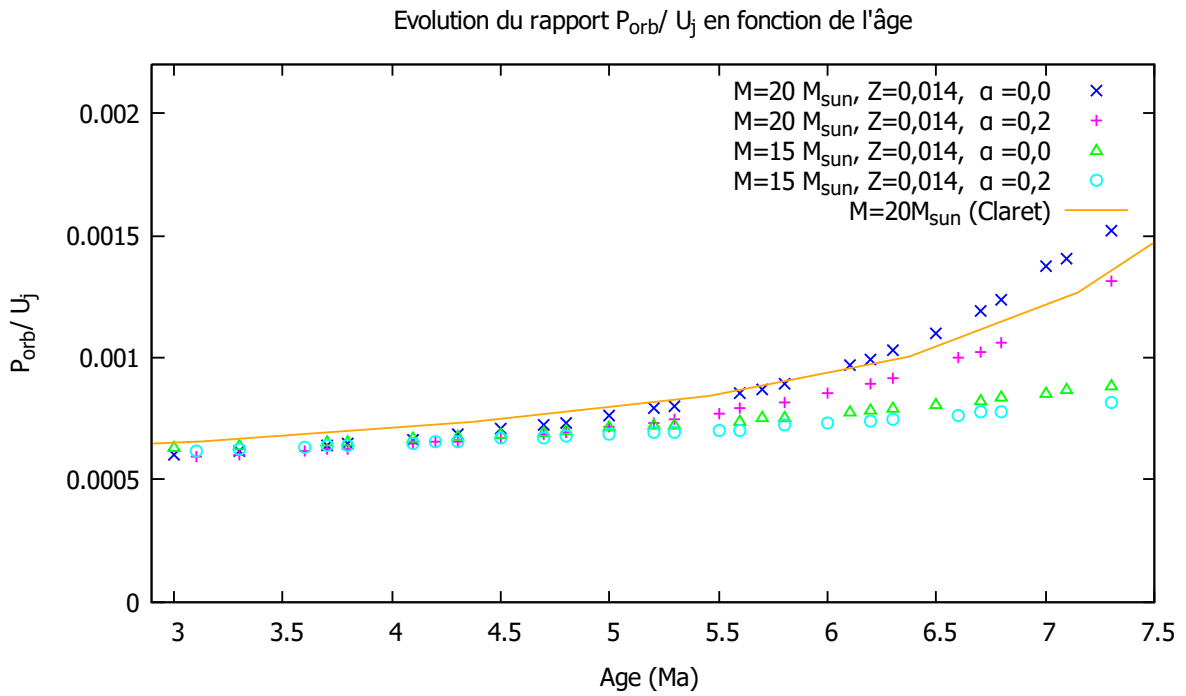


FIGURE 5.2 – Evolution du rapport entre période orbitale et période de précession en fonction de l'âge des étoiles de la binaire HD 152218.

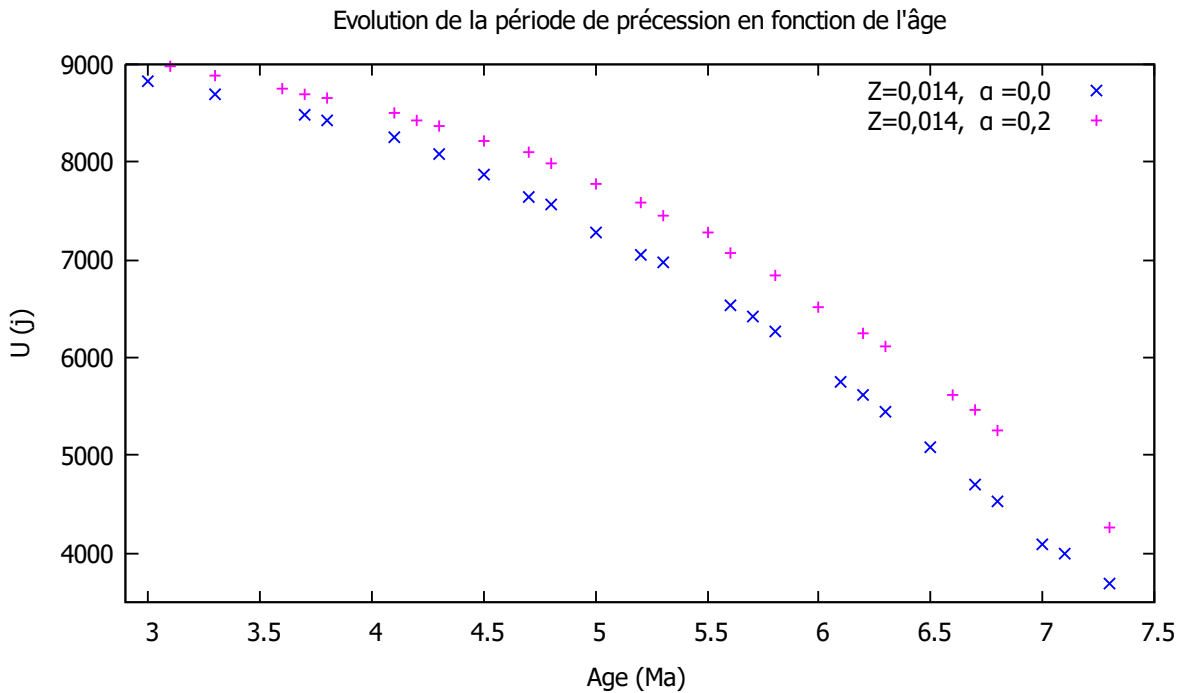


FIGURE 5.3 – Evolution de la période de précession totale en fonction de l'âge des étoiles de la binaire HD 152218.

5.2 Précession dans la binaire HD 191612

Nous avons brièvement introduit les particularités de la binaire HD 191612 au chapitre précédent et notamment la question de l'origine des variations en intensité et en vitesse de certaines raies sur une période de 538 jours. Dans cette section, nous montrons, comme nous pouvons nous y attendre au vu de l'étude similaire réalisée sur la binaire HD 152218, que la précession ne peut se faire sur une période de 538 jours si la période orbitale est de 1548,3 jours. Dans ce but, nous étudions l'évolution du rapport entre période orbitale et période de précession de l'étoile primaire au moyen des modèles de Claret [7] pour une étoile de 31,6 masses solaires, masse la plus proche de celle estimée pour notre étoile. Nous étudions uniquement l'étoile primaire, et ce pour deux raisons. Premièrement, la période de rotation de l'étoile secondaire n'est pas connue. Deuxièmement, au vu de l'étude réalisée sur la binaire HD 152218, nous nous attendons à ce que le résultat global dépende peu de l'étoile secondaire et soit fort proche de celui calculé pour l'étoile primaire seule. Dans un premier temps, nous adoptons l'hypothèse que la période de 538 jours reflète bien la période de rotation de la composante primaire. Les résultats sont repris dans le tableau 5.3 et représentés dans le graphique 5.4.

| Age (Ma) | $R_1(R_\odot)$ | $P/U_1(\times 10^{-5})$ | $U_1 \times 10^9(j)$ |
|----------|----------------|-------------------------|----------------------|
| 1,04510 | 8,3 | 0,00078 | 198,31372 |
| 1,95926 | 9,1 | 0,00090 | 172,6992 5 |
| 2,76234 | 10,2 | 0,00106 | 146,16595 |
| 3,45371 | 11,5 | 0,00130 | 118,67109 |
| 4,04862 | 13,4 | 0,00169 | 91,40256 |
| 4,56843 | 16,1 | 0,00243 | 63,70790 |
| 4,90845 | 19,5 | 0,00357 | 43,33054 |
| 5,21971 | 24,8 | 0,00595 | 26,02911 |
| 5,40567 | 29,8 | 0,00890 | 17,39641 |
| 5,62813 | 39,8 | 0,01590 | 9,73615 |

TABLE 5.3 – Rapport entre période orbitale et période de précession de l'étoile primaire de la binaire HD 191612 pour les modèles d'étoiles de $31,6M_\odot$ de Claret [7] pour une période de rotation de 538 jours.

Ces résultats montrent clairement que la période de précession est beaucoup trop élevée pour expliquer les variations observées sur une période de 538 jours.

L'analyse des profils de raies de l'étoile primaire suggère quant à elle une vitesse rotationnelle projetée compatible avec une période de rotation d'environ 15 jours [38]. En prenant comme période de rotation 15 jours au lieu de 538 jours, nous obtenons les résultats repris dans le tableau 5.4. Nous constatons ici aussi que la période de précession est beaucoup trop élevée pour expliquer les variations observées sur une période de 538 jours.

En définitive, il apparaît donc que le mouvement de précession ne peut expliquer les variations observées sur une période de 538 jours et ce, même si nous supposons une période de rotation nettement plus courte.

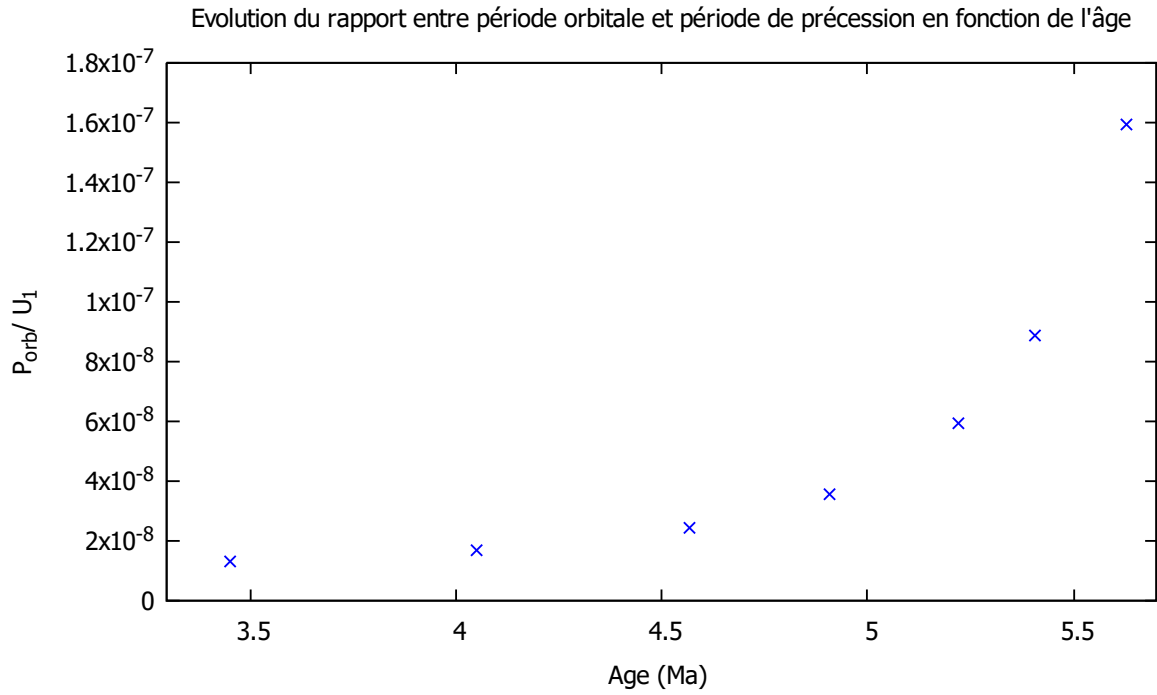
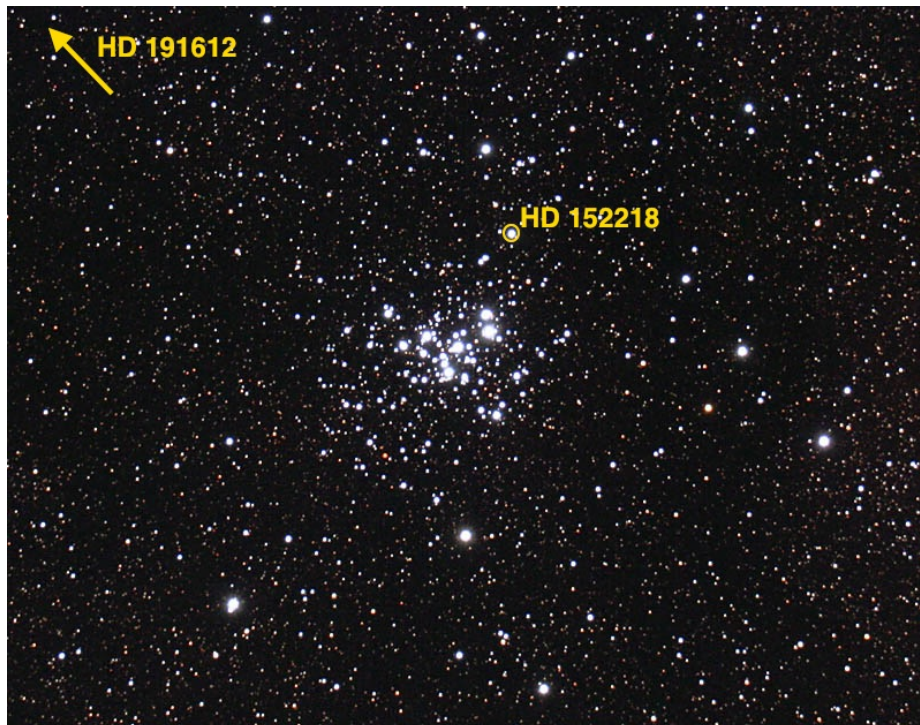


FIGURE 5.4 – Evolution du rapport entre période orbitale et période de précession en fonction de l'âge de l'étoile primaire de la binaire HD 191612 en supposant une période de rotation de 538 jours.

| Age (Ma) | $R_1(R_{\odot})$ | $P/U_1(\times 10^{-5})$ | $U_1 \times 10^9(j)$ |
|----------|------------------|-------------------------|----------------------|
| 1,04510 | 8,3 | 0,02191 | 7,06700 |
| 1,95926 | 9,1 | 0,02516 | 6,15384 |
| 2,76234 | 10,2 | 0,02973 | 5,20804 |
| 3,45371 | 11,5 | 0,03662 | 4,22801 |
| 4,04862 | 13,4 | 0,04755 | 3,25608 |
| 4,56843 | 16,1 | 0,06823 | 2,26911 |
| 4,90845 | 19,5 | 0,10034 | 1,54301 |
| 5,21971 | 24,8 | 0,16709 | 0,92661 |
| 5,40567 | 29,8 | 0,25008 | 0,61911 |
| 5,62813 | 39,8 | 0,44701 | 0,34637 |

TABLE 5.4 – Rapport entre période orbitale et période de précession de l'étoile primaire de la binaire HD 191612 pour les modèles d'étoiles de $31,6M_{\odot}$ de Claret [7] si nous prenons comme période de rotation 15 jours.

Epilogue



Conclusion

Tout au long de ce présent travail, nous avons abordé divers aspects théoriques et techniques du domaine de l'Astrophysique stellaire.

Dans un premier temps, nous avons déterminé les paramètres et les caractéristiques physiques des composantes de la binaire HD 152218 à partir des observations de ces étoiles. En parallèle, nous avons établi la méthodologie nécessaire à l'étude du mouvement des apsides suite aux interactions de marée dans un système binaire. Nous avons discuté des différents facteurs influençant ce mouvement ainsi que des limitations de nos modèles. Nous avons tenté, autant que possible, de rendre les passages mathématiques, qui peuvent parfois sembler rébarbatifs, plus compréhensibles en insistant tout particulièrement sur les aspects physiques sous-jacents. La confrontation entre les modèles théoriques et les observations donne des résultats très satisfaisants, dans le sens où elle nous a permis de déterminer avec une précision sans précédent le taux de mouvement des apsides de la binaire HD 152218. De plus, cela nous a amené à aborder un tout autre point, à savoir l'âge des étoiles de l'amas NGC 6231 dont fait partie la binaire HD 152218.

Dans un second temps, nous avons étudié l'influence des interactions de marée sur la précession de l'axe de rotation des composantes d'un système binaire. A partir des équations générales du mouvement, nous avons pu déterminer la période de précession de l'axe de rotation des étoiles. Nous avons tout d'abord appliqué notre modèle à la binaire HD 152218 pour déterminer si un tel mouvement de précession, révélateur d'un désalignement des axes de rotation et de la normale au plan orbital, pouvait être mis en évidence avec les données existantes. La période de précession que nous avons déterminée est suffisamment courte pour que les données existantes permettent d'y déceler des variations de la vitesse rotationnelle projetée dues à la précession. Le fait que nous n'ayons pas observé de telles variations plaide en faveur d'un alignement des axes de rotation avec la normale au plan orbital. Nous avons ensuite appliqué ce même modèle à la binaire HD 191612 dans le but d'expliquer les caractéristiques particulières présentes dans son spectre. Nous sommes arrivés à la conclusion que la période de précession est nettement trop élevée pour expliquer les variations particulières observées.

Dans le futur, des campagnes d'observations de la binaire HD 152218 nous permettront très certainement de davantage contraindre les paramètres physiques des étoiles et d'affiner nos résultats. Complexifier les modèles théoriques en incluant des phénomènes physiques tels que les vents stellaires et le transfert de matière d'une étoile à son compagnon par dépassement du lobe de Roche nous permettront d'appliquer l'étude du mouvement des apsides à des étoiles telles que celles de la binaire HD 152248, qui, à un moment de leur évolution, ont présenté des transferts de matière entre elles. En ce qui concerne la binaire HD 191612, de nouvelles observations per-

mettront de mieux contraindre les paramètres de l'étoile secondaire, et, par là même, d'étudier les caractéristiques particulières présentes dans les spectres de manière plus détaillée. Pour ce système, il sera également intéressant d'étudier la possibilité d'une quasi-résonance 1:3 entre la période de rotation de 538 jours et la période orbitale de 1548,3 jours.

Bien que nous ayons approfondi nos connaissances de la binaire HD 152218 et, dans une moindre mesure, de la binaire HD 191612, celles-ci sont encore loin de nous avoir livré tous leurs secrets !

Annexe A

Détermination des paramètres absolus de la binaire en considérant $f_p \leq f_s$

En effectuant une moyenne pour chacun des trois paramètres en ne tenant compte que des cas où $f_p \leq f_s$ (en jaune dans les tableaux 1.2), nous obtenons une inclinaison de $67,87^\circ$, un facteur de remplissage de l'étoile primaire de 0,68 et un facteur de remplissage de l'étoile secondaire de 0,69. Nous fixons alors dans *Nightfall* ces trois paramètres aux valeurs moyennes calculées et traçons la courbe de lumière représentée sur la figure suivante.

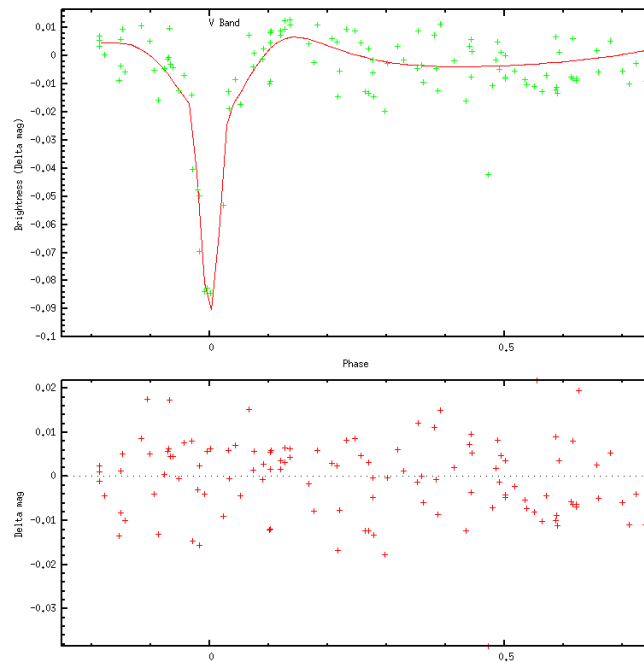


FIGURE A.1 – Courbe de lumière obtenue pour les valeurs moyennes des paramètres de la binaire (en haut) et écarts entre les observations et l'ajustement (en bas) en ne tenant compte que des cas où $f_p \leq f_s$.

Nous constatons que la courbe de lumière représente bien les données observationnelles, ce qui est cohérent avec la faible valeur du χ^2 ainsi obtenue, qui vaut 0,4192.

Bibliographie

- [1] M. E. ALEXANDER, *Precession and nutation in close binary systems*, Astrophysics and Space Science, Vol. 45, pp.105-117 (1976).
- [2] M. ASPLUND & al., *The Chemical Composition of the Sun*, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, Vol. 47, pp.481-522 (2009).
- [3] G. BAUME & al., *UBV I imaging photometry of NGC 6231*, Astronomy and Astrophysics Supplement Series, Vol. 137, pp.233-244 (1999).
- [4] R.A. BROOKER & T.W. OLLE, *Apsidal-motion constants for polytropic models*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 115, p.101 (1955).
- [5] I. BULUT & O. DEMIRCAN, *A new catalogue of eclipsing binary stars with eccentric orbits*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 378, p.179 (2007).
- [6] A. CLARET & A. GIMENEZ, *Evolutionary stellar models using Rogers and Iglesias opacities, with particular attention to internal structure constants*, Astronomy and Astrophysics Supplement Series, Vol. 96, n°2, pp.255-268 (1992).
- [7] A. CLARET, *Stellar models for a wide range of initial chemical compositions until helium burning*, Astronomy and Astrophysics Suppl., Vol. 109, pp.441-446 (1995).
- [8] P.S. CONTI, *Spectroscopic studies of O-type stars. III. The effective-temperature scale*, Astrophysical Journal, Vol. 179, pp.181-188 (1973).
- [9] T.G. COWLING, *On the motion of the apsidal line in close binary systems*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 98, p.734 (1938).
- [10] J.F. DONATI & al., *Discovery of a strong magnetic field on the O star HD 191612 : new clues to the future of ?1 Orionis C*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 365, pp.L6-L10 (2006).
- [11] P.P. EGGLETON, *Approximations to the radii of Roche lobes*, Astrophysical Journal, Part 1, Vol. 268, pp.368-369 (1983).
- [12] S. EKSTRÖM & al., *Grids of stellar models with rotation. I. Models from 0.8 to 120 M_{\odot} at solar metallicity ($Z = 0.014$)*, Astronomy and Astrophysics, Vol. 537, id.A146, 18pp. (2012).
- [13] R. FITZPATRICK, *An Introduction to Celestial Mechanics*, Cambridge University Press, Cambridge (2012).
- [14] R. FITZPATRICK, *Introduction to Celestial Mechanics, 2016* : <https://farside.ph.utexas.edu/teaching/celestial/Celestial/node130.html>
- [15] B. GARCIA & J.C. MERMILLIOD, *High-mass binaries in the very young open cluster NGC 6231. Implication for cluster and star formation*, Astronomy and Astrophysics, Vol. 368, pp.122-136 (2001).

- [16] A. GIMENEZ, *General-relativistic periastron advances in eclipsing binary systems*, Astrophysical Journal, Part 1, Vol. 297, pp.405-412 (1985).
- [17] P.M. HEJLESEN, *Studies in stellar evolution. III - The internal structure constants*, Astronomy and Astrophysics Supplement Series, Vol. 69, n°2, pp.251-262 (1987).
- [18] G. HILL & al., *Some new spectroscopic binary orbits in NGC 6231 and Sco OB1*, The Astronomical Journal, Vol. 79, n°11, pp.1271-1279 (1974).
- [19] I.D. HOWARTH & al., *Cross-correlation characteristics of OB stars from IUE spectroscopy*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 284, pp.265-285 (1997).
- [20] I.D. HOWARTH & al., *Towards an understanding of the Of?p star HD 191612 : optical spectroscopy*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 381, pp.433-446 (2007).
- [21] P. HUT, *Tidal Evolution in Close Binary Systems*, Astronomy and Astrophysics, Vol. 99, n°1, pp.126-140 (1981).
- [22] J. KILIAN & al., *The galactic distribution of chemical elements as derived from B-stars in open clusters. 1 : NGC 6231 : Stellar parameters and chemical abundances*, Astronomy and Astrophysics, Vol. 284, n°2, pp.437-446 (1994).
- [23] Z. KOPAL, *Close Binary Systems*, Chapman and Hall, London (1959).
- [24] Z. KOPAL, *The Precession and Nutation of Deformable Bodies*, Astrophysics and Space Science, Vol. 1, Issue 1, pp.74-91 (1968).
- [25] Z. KOPAL, *The Precession and Nutation of Deformable Bodies II*, Astrophysics and Space Science, Vol. 4, Issue 3, pp.330-364 (1969).
- [26] Z. KOPAL, *The Precession and Nutation of Deformable Bodies III*, Astrophysics and Space Science, Vol. 4, Issue 4, pp.427-458 (1969).
- [27] Z. KOPAL, *The Effects of Viscous Friction on Axial Rotation of Celestial Bodies*, Astrophysics and Space Science, Vol. 16, Issue 1, pp.3-51 (1972).
- [28] Z. KOPAL, *The Effects of Viscous Friction on Axial Rotation of Celestial Bodies II*, Astrophysics and Space Science, Vol. 16, Issue 3, pp.347-371 (1972).
- [29] W.L.F. MARCOLINO & al., *Phase-resolved ultraviolet spectroscopy of the magnetic Of?p star HD 191612*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 431, Issue 3, pp.2253-2260 (2013).
- [30] F. MARTINS & al., *A new calibration of stellar parameters of Galactic O stars*, Astronomy and Astrophysics, Vol. 436, pp.1049-1065 (2005).
- [31] F. MARTINS & B. PLEZ, *UBVJHK synthetic photometry of Galactic O stars*, Astronomy and Astrophysics, Vol. 457, pp.637-644 (2006).
- [32] S. MATHIS & F. REMUS, *The Environments of the Sun and the Stars - Chapter 4 : Tides in Planetary Systems and in Multiple Stars : a Physical Picture*, Lecture Notes in Physics 857 (2013).
- [33] G. MATHYS, *The upper main sequence of OB associations. I - Spectral types and lines of C and N of southern single-lined O stars*, Astronomy and Astrophysics Supplement Series, Vol. 76, n°3, pp.427-444(1988).
- [34] L.E. MUIJERES & al., *Predictions for mass-loss rates and terminal wind velocities of massive O-type stars*, Astronomy and Astrophysics, Vol. 537, A37, 13pp. (2012).
- [35] G. MUNHOVEN, *Méthodes numériques et éléments de programmation*, Cours du Master en Sciences Spatiales, Université de Liège (2014).

- [36] Y. NAZE & al., *The Peculiar Of?p Stars HD 108 and HD 191612 : The X-ray View*, Proceedings of the The X-ray Universe 2005, El Escorial, Madrid (Spain), Editor : A. Wilson, p.99 (2006).
- [37] Y.NAZE & al., *Towards an understanding of the Of?p star HD 191612 : phase-resolved multiwavelength observations*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 375, pp.145-153 (2007).
- [38] Y. NAZE & al., *The mysterious Of?p class and the magnetic O-star θ^1 Ori C : confronting observations*, Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica, Vol. 44, pp.331-340 (2008).
- [39] L.R. PENNY & al., *Doppler tomography of O-type binaries : The physical properties of seven systems*, Space Sciences Reviews, Vol. 66, Issue 1-4, pp.323-326 (1993).
- [40] C. L. PERRY & al., *A study of SCO 0B1 and NGC 6231. II - A new analysis*, Astronomy and Astrophysics Supplement Series, Vol. 90, n°2, pp.195-223 (1991).
- [41] M. PLAVEC, *Influence of precession and nutation on the period of eclipsing variables*, Bulletin of the Astronomical Institute of Czechoslovakia, Vol. 11, p.197 (1960).
- [42] G. POJMAŃSKI & G. MACIEJEWSKI, *ASAS-3*, Acta Astronomica 54, 153 (2004).
- [43] W. PRESS & al., *Numerical Recipes in Fortran 77 - The Art of Scientific Computing*, Cambridge University Press, 2nd Ed., Vol. 1 (1992).
- [44] D. RABOUD & al., *Geneva photometry in the young open cluster NGC 6231*, Astronomy and Astrophysics, Vol. 325, pp.167-177 (1997).
- [45] G. RAUW, *Celestial mechanics and space trajectories*, Cours du Master en Sciences Spatiales, Université de Liège (2014).
- [46] G. RAUW, *Massive binaries and colliding winds*, EAS Publications Series, Vol. 13, pp.293-316 (2004).
- [47] G. RAUW, *Thèse d'agrégation*, ULg 2007.
- [48] G. RAUW, *Variable Stars*, Cours du Master en Sciences Spatiales, Université de Liège (2015).
- [49] B. REIPURTH, *Handbook of Star Forming Regions Vol. II*, ed. Bo Reipurth, Astronomical Society of the Pacific, 401.
- [50] H. SANA & al., *The massive binary HD 152218 revisited : A new colliding wind system in NGC 6231*, New Astronomy, Vol. 13, Issue 4, pp.202-215 (2008).
- [51] H. SANA & al., *The massive star binary fraction in young open clusters - I. NGC 6231 revisited*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 386, Issue 1, pp.447-460 (2008).
- [52] H. SANA & al., *Binary Interaction Dominates the Evolution of Massive Stars*, Science, Vol. 337, pp.444-446 (2012).
- [53] J. SANTOS & E. BICA, *Reddening and age for 11 Galactic open clusters from integrated spectra*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 260, n°4, pp.915-924 (1993).
- [54] J.H.M.M. SCHMITT & al., *The α CrB binary system : A new radial velocity curve, apsidal motion and the alignment of rotation and orbit axes*, Astronomy and Astrophysics, Vol. 586, id.A104, 13pp. (2016).
- [55] R. SCUFLAIRE & al., *CLES, Code Liégeois d'Evolution Stellaire*, Astrophysics and Space Science, Vol. 316, Issue 1-4, pp.83-91 (2008).

- [56] N. I. SHAKURA, *On the Apsidal Motion in Binary Stars*, Soviet Astronomy Letters, Vol. 11, pp.224-226 (1985).
- [57] SIMBAD astronomical database : <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>
- [58] M. SINGH & U.S. CHAUBEY, *Mass loss from Wolf-Rayet stars*, Astrophysics and Space Science, Vol. 124, n°2, pp.389-396 (1986).
- [59] D.J. STICKLAND & al., *Spectroscopic binary orbits from ultraviolet radial velocities. Paper 25 : HD 152218*, The Observatory, Vol. 117, pp.213-217 (1997).
- [60] O. STRUVE, *Radial Velocities of Twenty Stars of Early Type in and Near the Galactic Cluster NGC 6231*, Astrophysical Journal, Vol. 100, p.189 (1944).
- [61] H. SUNG & al., *UBV RI and Ha photometry of the young open cluster NGC 6231*, The Astronomical Journal, Vol. 115, pp.734-744 (1998).
- [62] A. M. VAN GENDEREN & al., *VBLUW photometry of the association SCO OB1 (containing the open cluster NGC 6231) - A discussion on the evolutionary status of the hypergiant Zeta(1) SCO (B1Ia+)*, Astronomy and Astrophysics Supplement Series, Vol. 58, pp.537-548 (1984).
- [63] J.S. VINK & al., *Mass-loss predictions for O and B stars as a function of metallicity*, Astronomy and Astrophysics, Vol. 369, pp.574-588 (2001).
- [64] G.A. WADE & al., *Confirmation of the magnetic oblique rotator model for the Of?p star HD 191612*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 416, pp.3160-3169 (2011).
- [65] N.R. WALBORN, *Spectral classification of OB stars in both hemispheres and the absolute-magnitude calibration*, Astronomical Journal, Vol. 77, pp.312 - 318 (1972).
- [66] N.R. WALBORN & E.L. FITZPATRICK, *Contemporary optical spectral classification of the OB stars - A digital atlas*, Astronomical Society of the Pacific, Vol. 102, pp.379-411 (1990).
- [67] N.R. WALBORN & al., *The Remarkable Alternating Spectra of the Of?p Star HD 191612*, The Astrophysical Journal, Vol. 588, Issue 2, pp.1025-1038 (2003).
- [68] N.R. WALBORN & al., *A Period and a Prediction for the Of?p Spectrum Alternator HD 191612*, The Astrophysical Journal, Vol. 617, Issue 1, pp.L61-L64 (2004).
- [69] R. WICHMANN, *Nightfall User Manual*.