

Université de Montréal

Analyse de l'absorption circumstellaire variable de WD 1145+017

par
Maude Fortin-Archambault

Département Physique
Faculté des arts et des sciences

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

Août, 2019

© Maude Fortin-Archambault, 2019.

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

Analyse de l'absorption circumstellaire variable de WD 1145+017

présenté par:

Maude Fortin-Archambault

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Pierre Bergeron,	président-rapporteur
Patrick Dufour,	directeur de recherche
Julie Hlavacek-Larrondo,	membre du jury

Mémoire accepté le: 21 novembre 2019

RÉSUMÉ

WD 1145+017 est une étoile naine blanche polluée par des métaux avec un astéroïde en décomposition autour d'elle. Ce système est le premier à montrer la phase de décomposition active de l'objet polluant, et permet d'en apprendre sur cette phase du phénomène d'accrétion. Les différentes observations montrent un système très complexe qui est composé de plusieurs morceaux de l'objet rocheux, d'un disque de poussière et d'un disque de gaz, tous en orbite autour de la naine blanche polluée. Nous présentons un modèle de disque de gaz excentrique en précession conçu pour l'étude des zones d'absorption circumstellaire variables détectées pour WD 1145+017. Ce modèle, inspiré de celui récemment présenté par Cauley et al., calcule explicitement l'opacité du gaz pour toutes conditions physiques du disque prédéterminées et prédit la force et la forme de toutes les zones d'absorption, de l'ultraviolet au visible, à n'importe quelle phase du cycle de précession. Les réussites et échecs de ce modèle simple fournissent de l'information précieuse concernant les caractéristiques physiques du gaz qui entoure l'étoile, entre autres sa composition chimique, sa température et sa densité. Le modèle de disque excentrique met aussi en évidence le besoin de composantes supplémentaires, probablement des anneaux circulaires, pour expliquer la présence d'absorption à décalage de vitesse nul ainsi que celle de raies de Si hautement ionisé. Nous trouvons qu'une période de précession de 4.6 ± 0.3 ans peut reproduire avec succès la forme et le profil de vitesse observé pour la majorité des époques d'observation d'avril 2015 à janvier 2018, bien que des différences mineures à certains moments indiquent que la configuration géométrique supposée n'est probablement pas encore optimale. Finalement, nous montrons que notre modèle peut expliquer quantitativement le changement morphologique des zones d'absorption durant les transits de l'objet en orbite autour de l'étoile.

Mots-clés - Physique, Astrophysique et astrophysique, Étoile naine blanche, Disque circumstellaire

ABSTRACT

WD 1145+017 is a metal polluted white dwarf with an actively disintegrating asteroid orbiting around it. This system is the first to show the active decomposition phase of the accretion process. The different observed data show a complex system composed of many pieces of the rocky objects, a dust disk and a gaseous disk, all orbiting the polluted white dwarf. We present an eccentric precessing gas disk model designed to study the variable circumstellar absorption features detected for WD 1145+017. This model, inspired by one recently proposed by Cauley et al., calculates explicitly the gas opacity for any predetermined physical conditions in the disk, predicting the strength and shape of all absorption features, from the UV to the optical, at any given phase of the precession cycle. The successes and failures of this simple model provide valuable insight on the physical characteristics of the gas surrounding the star, notably its composition, temperature and density. This eccentric disk model also highlights the need for supplementary components, most likely circular rings, in order to explain the presence of zero velocity absorption as well as highly ionized Si lines. We find that a precession period of 4.6 ± 0.3 yrs can successfully reproduce the shape of the velocity profile observed at most epochs from April 2015 to January 2018, although minor discrepancies at certain times indicate that the assumed geometric configuration may not be optimal yet. Finally, we show that our model can quantitatively explain the change in morphology of the circumstellar feature during transiting events.

Keywords - Physics, Astronomy and astrophysics, White dwarf star, Circumstellar disk

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	iii
ABSTRACT	iv
TABLE DES MATIÈRES	v
LISTE DES TABLEAUX	vii
LISTE DES FIGURES	viii
CHAPITRE 1 : INTRODUCTION	1
CHAPITRE 2 : MODELING CIRCUMSTELLAR FEATURES OF WD1145+017	12
2.1 Abstract	13
2.2 Introduction	13
2.3 Observations	15
2.4 Photospheric Abundances	15
2.5 Gas Disk Model	17
2.5.1 Theoretical Framework	17
2.5.2 Disk Configuration	19
2.5.3 Opacity Calculation	19
2.6 Results	24
2.6.1 Density and Temperature	24
2.6.2 Disk Structure with Temperature Gradient	29
2.6.3 Zero Velocity Absorption Component	32
2.6.4 Precession period	34
2.6.5 Transit spectra	40
2.7 Conclusion	46
2.8 Appendix I	48

CHAPITRE 3 : CONCLUSION	51
BIBLIOGRAPHIE	53

LISTE DES TABLEAUX

2.I	WD 1145+017 atmospheric parameters and accretion rates	18
-----	--	----

LISTE DES FIGURES

1.1	Figure S5 de Vanderburg et al. 2015	5
1.2	Figure S4 de Vanderburg et al. 2015	6
1.3	Figure 6 de Rappaport et al. 2016	7
1.4	Figure 13 de Veras et al. 2017	9
2.1	New oxygen abundance	16
2.2	Mass fraction of elements for WD 1145+017	18
2.3	New carbon abundance limit	19
2.4	Geometric configuration of the rings	20
2.5	Line of sight velocity profile	22
2.6	Gravitational redshift around WD 1145+017	23
2.7	Modeled precession cycle for 5316.6 Å FeII line	25
2.8	Constant 6000 K model for HIRESb 2016.04.01 epoch	26
2.9	Problematic regions for HIRESb 2016.04.01 epoch	28
2.10	Constant 6000 K and 13,000 K models for HST 2016.03.28 epoch	28
2.11	Non-constant temperature model for HIRESb 2016.04.01 epoch	30
2.12	Non-constant temperature model for HST 2016.03.28 epoch	30
2.13	Non-constant temperature model for same regions presented in Figure 2.8	31
2.14	Example of a "zero velocity" component	34
2.15	Several regions that display zero-velocity/circular component	35
2.16	Circular components for highly ionized Si lines	36
2.17	Four best reproduced data epochs	38
2.18	Linear fit for the precession period	38
2.19	17 data epochs with fitted modeled precession cycle	39
2.20	Problematic data epochs with best model	41
2.21	Object positions during transit	43
2.22	Model during transits for two object sizes	44

2.23	Observed spectra during transits	45
2.24	Same regions as Figure 2.9 for 2015.04.11 epoch	48
2.25	Same regions as Figure 2.13 for 2015.04.11 epoch	49
2.26	Same regions as Figure 2.9 for 2018.01.01 epoch	49
2.27	Same regions as Figure 2.13 for 2018.01.01 epoch	50

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

Les étoiles naines blanches sont le produit de l'évolution d'une grande majorité des étoiles dans l'univers. En effet, lorsque sa masse est entre 0.8 et $8 M_{\odot}$, une étoile brûle son hydrogène, et ensuite l'hélium résultant de ce brûlage, pour créer du carbone et de l'oxygène. La prochaine étape de fusion nucléaire ne peut par contre pas être enclenchée, car la température au coeur de l'étoile n'est plus suffisante. L'objet résultant est alors un coeur dense composé de carbone et d'oxygène entouré d'une enveloppe d'hydrogène et/ou d'hélium, ce qu'on appelle une étoile naine blanche. Cette configuration découle du fait que ces étoiles sont des objets très petits, de l'ordre du rayon de la Terre, avec une masse de l'ordre de celle du Soleil. Cela résulte en une gravité de surface très élevée, qui fait couler tous les éléments les plus lourds vers le coeur et laisse flotter les éléments légers à la surface.

Après l'arrêt de la fusion nucléaire, l'étoile naine blanche passe le reste de sa vie à se refroidir tranquillement par radiation. Durant les premières phases de ce refroidissement, lorsque la température est encore suffisamment élevée, le procédé de lévitation radiative permet aux éléments plus lourds de flotter dans l'atmosphère et ceux-ci peuvent se manifester dans le spectre de l'étoile. Par contre, lorsque la température effective de la naine blanche descend sous environ 20,000 K, ce procédé perd de l'importance et les éléments lourds coulent sous les régions photosphériques ou la zone convective, dans un temps court en comparaison à la vie de l'étoile (Jura et Young, 2014). Le spectre observé devrait alors être simple, ne montrant que les raies d'absorption de l'hydrogène et/ou de l'hélium, selon la composition de l'atmosphère.

En revanche, lorsqu'on observe ces objets, il est possible de voir qu'entre 1/4 et 1/3 des étoiles naines blanches avec $T_{\text{eff}} < 20,000$ K montrent la présence d'éléments plus lourds que l'hydrogène et l'hélium dans leur atmosphère (Jura et Young, 2014). Ces éléments lourds doivent alors être des contaminants extérieurs, car ceux intrinsèques à l'étoile devraient avoir coulé sous l'atmosphère depuis longtemps. De plus, la contami-

nation observée doit être relativement récente, car on voit des éléments lourds qui n'ont pas encore eu le temps de couler.

Plusieurs scénarios ont été explorés pour trouver la source de ces éléments lourds contaminants. Une idée initialement proposée était celle de l'accrétion de matière interstellaire. Dupuis et al. ont exploré cette possibilité dans une série d'articles (1992, 1993a, 1993b) et ont proposé un modèle à deux phases. La première phase présente un taux d'accrétion très faible, ce qui correspond au moment où l'étoile navigue dans le milieu interstellaire de densité faible (la majorité de sa vie). C'est durant cette phase qu'une naine blanche devrait montrer un spectre dépourvu d'éléments lourds. La deuxième phase représente le moment où l'étoile serait en train de passer dans un nuage de matière interstellaire plus dense ou viendrait tout juste d'en sortir. Ce phénomène augmenterait considérablement le taux d'accrétion de matière, assez pour qu'il y ait une accumulation dans l'atmosphère qui serait visible à travers les raies d'absorption présentes dans le spectre observé.

Cette hypothèse semblait produire les bons ratios entre les différents éléments lourds, mais un problème majeur se présentait dans le fait que les abondances mesurées d'hydrogène accrété étaient toujours significativement plus basses que celles attendues, considérant la composition chimique typique des nuages de matière interstellaire. Pour expliquer ce désaccord, il fallait qu'un certain mécanisme empêche l'hydrogène interstellaire d'être accrété. Wesemael et Truran (1982) ont proposé un modèle selon lequel le faible champ magnétique en rotation de l'étoile naine blanche laisse passer les éléments lourds qui seraient accrétés sous forme de grains, mais bloque l'accrétion des atomes d'hydrogène ayant été ionisés par le rayonnement UV de l'étoile. Par contre, ce mécanisme ne semblait pas expliquer les abondances d'hydrogène dans tous les régimes de température et le désaccord était toujours présent (Farihi et al., 2010).

Dans les 15 dernières années, un autre scénario a été développé, proposant l'accrétion de planétésimaux pour expliquer la présence d'éléments lourds dans l'atmosphère des étoiles naines blanches. En effet, il est entièrement possible que certaines planètes ou astéroïdes, faisant partie du système planétaire de l'étoile durant sa vie sur la séquence principale, survivent à la phase géante rouge de celle-ci et soient toujours en orbite autour

de l'étoile naine blanche résultante. Ces corps peuvent potentiellement voir leur orbite perturbée et s'approcher de l'étoile naine blanche assez pour être détruite par les forces de marée, formant ainsi un disque de gaz et poussière. La matière qui composait l'objet peut alors être accrétée sur la surface de l'étoile naine blanche et se manifester dans le spectre de celle-ci.

Ce scénario permet de rendre compte des compositions chimiques observées sur les différentes étoiles (Jura et Young, 2014) et explique également les faibles abondances d'hydrogène, par le fait que les objets accrétés sont eux-mêmes rocheux, et alors majoritairement composés d'éléments lourds (avec quelques exceptions, Raddi et al. 2015). De plus, le processus d'accrétion de planétésimaux peut expliquer la présence d'un excès de flux dans le domaine infrarouge observé chez plusieurs étoiles naines blanches, qui était difficilement expliqué par un compagnon binaire. En effet, Jura (2003) a montré que cet excès peut être expliqué par la présence d'un disque de poussière près du rayon de marée de l'étoile. Debes et Sigurdsson (2002) ont modélisé la dynamique des planètes et comètes survivant la phase géante rouge de leur étoile et ont montré qu'il était possible d'amener celles-ci à une orbite assez rapprochée pour qu'elles soient détruites et forment un disque de poussière.

L'observation de ces disques est alors une autre fenêtre sur le processus d'accrétion de planétésimaux par les étoiles naines blanches et solidifie cette hypothèse. Une étape importante de ce processus qui est toujours non-expliquée, est le passage du corps entier en orbite près du rayon de marée au disque de poussière et gaz. Les mécanismes par lesquels le corps est désintégré restaient inconnus et non observés jusqu'en 2015, quand le télescope spatial Kepler de la NASA, durant la campagne K2, a observé pour la première fois une étoile naine blanche présentant plusieurs transits à différentes périodes et profondeurs dans sa courbe de lumière. Vanderburg et al. (2015) ont interprété les observations de WD 1145+017 comme étant la signature de plusieurs morceaux d'un corps en orbite autour de l'étoile, avec des périodes les plaçant près du rayon de marée de celle-ci.

La découverte de ce système ouvre alors cette importante fenêtre sur le processus d'accrétion de planètes, astéroïdes ou comètes, qui permet de confirmer ce scénario de

formation des étoiles naines blanches présentant des traces d'éléments lourds dans leur atmosphère. L'étude de ce système permet de comprendre les étapes de désintégration du corps en accréation en plus d'apporter les outils pour faire le lien entre la composition chimique de celui-ci et celle observée à la photosphère de l'étoile.

Depuis sa découverte, le système WD 1145+017 a fait l'objet d'un grand nombre d'études, que ce soit de l'analyse des nombreux transits, de l'excès infrarouge créé par un disque de poussière ou de l'analyse spectroscopique photosphérique et circumstellaire.

Vanderburg et al. (2015) ont présenté la première analyse des données prises avec le télescope Kepler ainsi qu'un suivi d'observations au sol, qui apportent une meilleure résolution en temps des transits. Ils ont trouvé un signal dominant de transit à une période de 4.5 heures ('A') et ont détecté 5 signaux plus faibles avec des périodes entre 4.5 et 5 heures à l'aide d'une analyse de Fourier, tout cela dans la courbe de lumière K2. En examinant les transits de la période dominante, les auteurs ont noté que leur forme et profondeur varient significativement durant les 80 jours d'observation. Les observations au sol ont montré quelques transits asymétriques séparés par la période dominante de 4.5 heures de K2. Ces transits sont d'une durée moyenne de 5 minutes, ce qui est plus long que le temps attendu pour un corps solide en transit devant une étoile naine blanche (environ une minute). Comme présenté dans la Fig. 1.1, les transits semblent indiquer que l'objet créant ces transits est entouré d'un nuage de poussière. Ce nuage produit des entrées ou sorties de transit étirées, qui allonge leur durée.

Les auteurs ont aussi obtenu des observations spectroscopiques du MMT blue channel spectrograph et ont pu détecter la présence d'éléments lourds tels que Mg, Al, Si, Ca, Fe et Ni dans la photosphère de l'étoile. Ils ont déterminé une température effective de 15,900 K pour l'étoile et détecté la présence d'un excès infrarouge à l'aide de photométrie d'archives. Ils ont pu reproduire cet excès avec l'émission d'un corps noir à environ 1,145 K venant d'une aire projetée 116 fois plus grande que celle de l'étoile, qui pourrait représenter un disque de poussière (Fig. 1.2).

Toutes ces constatations ont permis aux auteurs de proposer que le système observé est une étoile naine blanche avec probablement 6 planétésimaux (ou morceaux) en désintégration ainsi qu'un disque de poussière en orbite autour de celle-ci. La longue durée

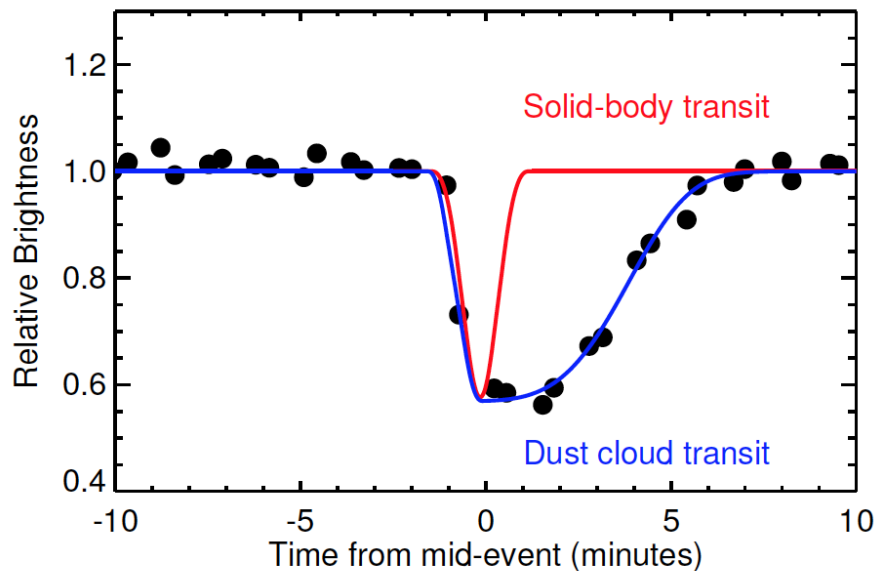


Figure 1.1 Comparaison entre le transit que crée un objet solide (rouge) et celui créé par un corps entouré d'un nuage de poussière (bleu). La courbe de lumière observée est en très bon accord avec la deuxième option comportant de la poussière (tiré de Figure S5 de Vanderburg et al., 2015).

des transits pourrait alors être expliquée par des nuages de poussière opaques qui entourent l'objet rocheux et augmente sa taille apparente.

Rappaport et al. (2016) ont fait l'analyse de 37 nuits d'observations photométriques prises entre novembre 2015 et janvier 2016 avec de petits et moyens télescopes au sol. Les auteurs ont détecté une diminution du flux d'en moyenne 10%, d'une durée d'environ une heure à l'endroit de la période 'A' détectée dans les données de K2. Cette diminution qui ne pouvait pas être résolue dans les observations K2 se révèle être composée de plusieurs creux plus courts dans le flux, qui varient en profondeur. La majorité de ces transits semblent dériver en phase par rapport à la période 'A', par environ 2.5 min/j.

Les auteurs ont proposé un scénario selon lequel ces multiples transits, tous près de la période dominante 'A', viendraient de fragments de l'objet principal qui se détachent et tombent sur des orbites légèrement plus petites et alors avec des périodes plus courtes. Cette hypothèse pourrait expliquer le fait que la seule période qui semble être

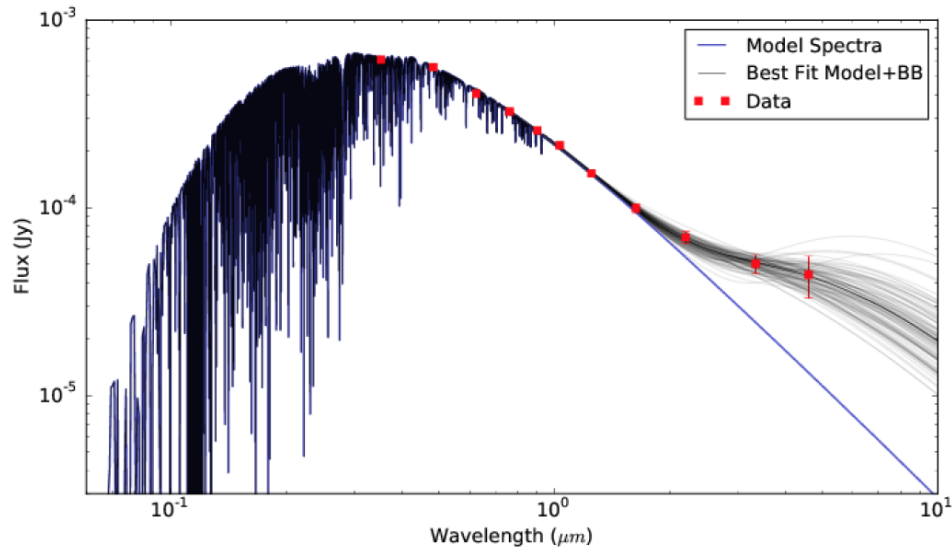


Figure 1.2 Comparaison entre les données photométriques (rouge) et les modèles de corps noirs additionnés au modèle d’atmosphère de naine blanche (noir) pour reproduire l’excès de flux dans l’infrarouge produit par la présence du disque de poussière (tiré de Figure S4 de Vanderburg et al., 2015).

permanente dans le signal est celle détectée par K2, où serait l’objet principal. Les autres signaux périodiques ont une profondeur qui varie et certains d’entre eux semblent avoir une durée de vie finie, qui peut aller jusqu’à quelques semaines.

Le processus proposé commence alors par le corps 'A' qui remplit sa sphère critique de potentiel, c’est-à-dire la sphère au-delà de laquelle les particules ne sont plus liées gravitationnellement à l’objet. Celui-ci peut alors perdre de petits fragments, qui sont libérés au point L1 et tombent sur une orbite plus petite. Ces fragments sont alors plus près de l’étoile et se font par ce fait réchauffer, ce qui crée une queue de vapeur, semblable à celle d’une comète. Cela produit une perte de masse et permet d’expliquer le profil asymétrique des transits. En effet, environ 70% des transits ont un temps de sortie plus long que le temps d’entrée et pour le 30% restant, c’est l’inverse.

Avec cette idée, les auteurs ont pu identifier la présence d’une quinzaine de fragments, certains avec une durée de vie finie et d’autres qui semblent présents tout au long des 37 nuits (Fig. 1.3). Cela impliquerait que le taux de détachement des fragments se-

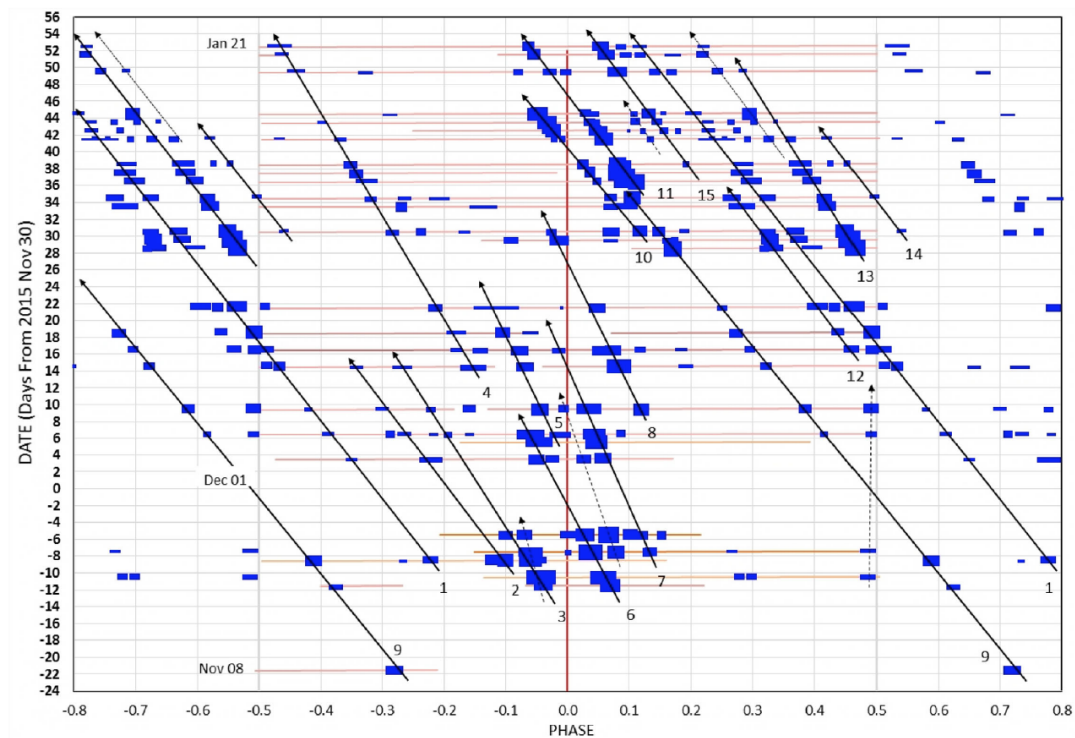


Figure 1.3 Diagramme en cascade (Waterfall diagram) qui montre une représentation globale des transits observés entre novembre 2015 et janvier 2016 présenté selon leur phase par rapport à la période "A" identifiée dans les données K2. Les lignes noires relient les transits qui seraient créés par le même objet qui est en dérive (tiré de Figure 6 de Rappaport et al., 2016).

rait autour d'un par quelque jours. Chacun de ceux-ci a une historique de profondeur des transits distincte des autres, ce qui indique que le relâchement de vapeur et poussière n'est pas constant. Les auteurs mentionnent aussi qu'ils ont pu manquer des transits moins profonds à cause de la taille des télescopes utilisés et qu'il est aussi possible qu'un fragment n'émettant pas de gaz ne produise pas de transit dû à sa très petite taille. Cela apporte alors une incertitude quant à la durée de vie de ces fragments. Il est aussi mentionné que les périodes "B" à "F" de K2 ne sont pas détectées, ce qui était attendu, à cause du type d'observation analysé. Finalement, les auteurs tiennent à souligner que ce qu'ils ont observé ne représente pas nécessairement le système à tout moment, car celui-ci semble évoluer drastiquement sur des périodes de quelques mois.

Veras et al. (2017) ont présenté un modèle numérique qui tente de reproduire la désintégration du corps en orbite autour de WD 1145+017. Ils utilisent le code PKDGRAV de simulation à N-corps pour modéliser des agrégats de petites roches tenues ensemble par l'auto-gravité. Leur analyse consiste à tester différents paramètres physiques de cet agrégat afin de comprendre sa décomposition et de déterminer quelle configuration peut rendre compte des nombreux transits irréguliers observés. Les paramètres libres de la simulation sont le type d'assemblage des petites roches, la présence d'un coeur plus ou moins dense, le nombre de particules, la densité, la masse du corps, l'excentricité de l'orbite et la rotation du corps.

Les simulations avec un profil de densité homogène, c'est-à-dire sans coeur et manteau différencié, ne reproduisent pas du tout le signal périodique des transits, car les corps se désintègrent en un évènement qui prend plus ou moins de temps, selon les autres paramètres assignés. Les auteurs trouvent que la dégradation du manteau d'un corps différencié peut reproduire les transits irréguliers observés. La Figure 1.4 présente la région de paramètres physiques pour laquelle cette désintégration partielle se produit.

Veras et al. (2017) ont conclu que le corps en désintégration en orbite autour de la naine blanche WD 1145+017 se situe juste à l'extérieur du rayon de Roche. Ils ont trouvé des contraintes fortes sur la densité et l'excentricité de l'orbite et une dépendance plus faible sur la variation de la masse et de la rotation du corps, pour avoir une désintégration du manteau qui produit des transits semblables aux observations.

Xu et al. (2016) ont présenté une analyse des données spectroscopiques Keck HIRES et ESI. À partir des paramètres atmosphériques présentés par Vanderburg et al. (2015), les auteurs ont déterminé la composition chimique de l'atmosphère et ont détecté la présence de 11 éléments lourds. En plus des raies métalliques photosphériques, les observations présentent plusieurs zones d'absorption avec des largeurs allant jusqu'à 300 km/s.

Ils proposent que cette absorption est causée par du gaz circumstellaire qui couvre environ 15 % de la surface de l'étoile. À partir de cette information, les auteurs proposent plusieurs scénarios pour relier la présence de ce gaz, du disque de poussière, de la pollution dans l'atmosphère et du corps en décomposition. Par exemple, ils proposent

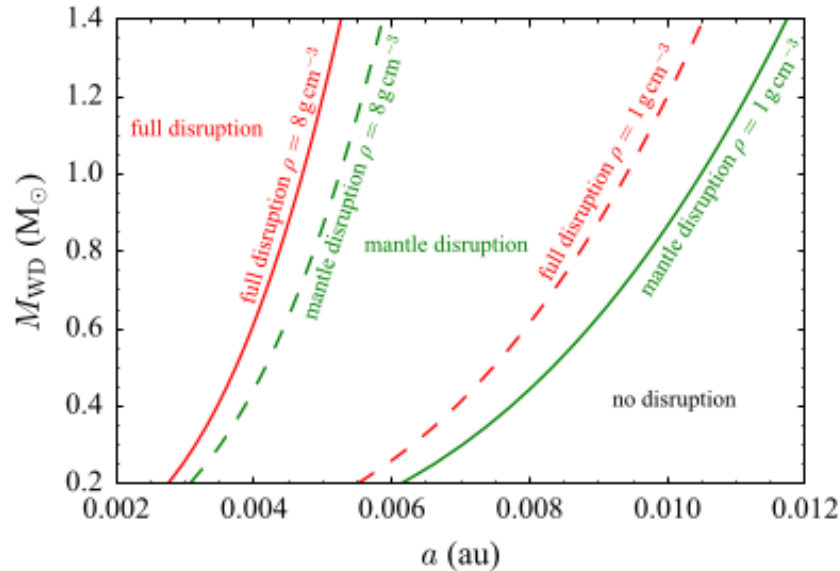


Figure 1.4 Présentation des régions de paramètres physiques pour lesquels le corps est complètement détruit, le manteau est détruit et lorsqu'il n'y a aucune perturbation (tiré de Figure 13 de Veras et al., 2017).

que le disque de poussière et la pollution pourraient venir d'un événement d'accrétion passé, à cause du temps nécessaire pour accumuler la grande masse d'éléments lourds présente dans l'atmosphère et du fait que le disque de poussière n'est pas aligné avec le gaz et l'orbite du corps.

Redfield et al. (2017) ont présenté des nouvelles données spectroscopiques obtenues avec le VLT à trois époques différentes (février, mars et avril 2016) ainsi qu'une époque de données Keck (novembre 2015). En comparant avec le spectre HIRES (avril 2015) présenté par Xu et al. (2016), les auteurs ont pu détecter pour la première fois l'évolution dans le temps de l'absorption circumstellaire. Ils ont refait l'analyse de la composition atmosphérique et ont obtenu des résultats en accord avec ce qui avait été présenté par Xu et al. (2016). Ils ont utilisé un modèle simple de trapézoïde qui dépend de 3 paramètres, une vitesse minimale, une vitesse maximale et la profondeur de la raie, pour faire l'analyse des zones d'absorption circumstellaire. Ils ont pu détecter une variation des profils de vitesse sur quelques mois, notamment la disparition de la composante décalée vers le bleu de la première époque de données et l'approfondissement de la composante décalée

vers le rouge. Les auteurs ont aussi observé une variation dans la profondeur des raies sur une échelle de temps de quelques minutes, qui peuvent être interprétées comme l'effet d'un transit du corps en décomposition. Cela implique alors que le matériel absorbant serait situé entre l'étoile et le corps en orbite. En effet, lorsque celui-ci passe dans la ligne de visée, il obscurcit une partie du matériel circumstellaire, affectant la forme et la profondeur des zones d'absorption. Les auteurs ont finalement exploré la possibilité qu'un disque de gaz excentrique et de l'accrétion magnétosphérique causent l'absorption observée et sa variabilité.

Cauley et al. (2018) ont élaboré l'idée du disque de gaz excentrique comme source de l'absorption circumstellaire. Le modèle qu'ils proposent est composé de 14 anneaux de gaz pour lesquels l'excentricité augmente linéairement avec la distance à l'étoile et les lignes apsidales sont décalées. Ils expliquent la variabilité de l'absorption en appliquant une précession au disque afin que le côté du disque qui est dans la ligne de visée, et donc le profil de vitesse, change avec le temps. Les paramètres exacts de la configuration ont été déterminés avec les contraintes de largeur et décalage de vitesse détectés à plusieurs époques d'observations. À l'aide des vitesses résultantes et d'une échelle de densité radiale et verticale, ils ont pu construire le profil de quelques raies en faisant une combinaison de profils gaussiens décalés selon la vitesse du gaz dans la ligne de visée à chaque endroit du disque obscurcissant la surface de l'étoile. En comparant leur modèle à la raie Fe II à 5316 \AA pour plusieurs époques de données différentes, les auteurs ont déterminé une période de précession de 5.3 ans.

Comme il est possible de voir, le système WD 1145+017 est très complexe et présente plusieurs avenues de recherche qui rassemblent différents domaines de l'astrophysique. L'aspect du système qui est l'objet de la recherche présentée dans ce mémoire est la modélisation du gaz circumstellaire. Le modèle présenté reprend la géométrie proposée par Cauley et al. (2018) et calcule le transfert radiatif à travers les 14 anneaux afin d'obtenir un spectre synthétique allant de l'ultraviolet au visible incluant l'absorption du disque. Ainsi, les profils de raie circumstellaire calculés sont construits à partir des opacités associées aux paramètres physiques du gaz. Le calcul simultané des nombreuses zones d'absorption circumstellaire permet d'obtenir de l'information sur ces paramètres

physiques tels que la température, la densité de masse et la composition chimique du gaz dans le disque. La comparaison du modèle avec les différentes époques d'observation nous permet de tester la validité et les limites de la géométrie proposée par Cauley et al. (2018) et de proposer des pistes d'améliorations pour la recherche future.

Le prochain chapitre présente l'article dans lequel nous rapportons les résultats du travail de recherche effectué. La section 2.3 rapporte les observations utilisées pour l'analyse du système. Dans la section 2.4, nous présentons l'analyse de la composition chimique photosphérique avec les plus récents paramètres physiques de l'étoile présentés par Coutu et al. (2019). La section 2.5 présente la description du modèle et de ses paramètres libres. Dans la section suivante, nous présentons les résultats de notre analyse de la température du disque (2.6.1), de la période de précession et la configuration géométrique (2.6.4), des composantes circulaires supplémentaires détectées (2.6.3) et de la spectroscopie durant un transit simple (2.6.5). Finalement, la section 2.7 résume nos conclusions et les avenues futures de recherche pour ce modèle.

Déclaration de l'étudiante

J'ai bâti le réseau de code qui prend les opacités calculées avec le modèle d'atmosphère stellaire TLUSTY/SYNSPEC¹ et calcule la structure du disque de gaz, les profils de vitesses et combine le spectre total de l'étoile et du disque pour différentes époques du cycle de précession. J'ai fait l'analyse photosphérique pour obtenir la composition chimique de l'atmosphère de l'étoile. J'ai fait l'analyse des données spectroscopiques afin de tester la structure géométrique et la structure en température, de déterminer la période de pression et de mettre des restrictions sur la taille de l'objet produisant les transits. Finalement, j'ai écrit la première version de l'article présenté dans le Chapitre 2 et j'ai produit toutes les figures de celui-ci.

¹<http://nova.astro.umd.edu/index.html>

CHAPITRE 2

Modeling of the Variable Circumstellar Absorption Features of WD 1145+017

M. Fortin-Archambault¹, P. Dufour¹, S. Xu²,

Submitted to *The Astrophysical Journal*

November 13, 2019

¹Département de Physique, Université de Montréal, C.P. 6128, Succ. Centre-Ville, Montréal, Québec H3C 3J7, Canada.

²Gemini Observatory, 670 N. A'ohoku Place, Hilo, HI 86720

2.1 Abstract

We present an eccentric precessing gas disk model designed to study the variable circumstellar absorption features detected for WD 1145+017, a metal polluted white dwarf with an actively disintegrating asteroid around it. This model, inspired by one recently proposed by Cauley et al., calculates explicitly the gas opacity for any predetermined physical conditions in the disk, predicting the strength and shape of all absorption features, from the UV to the optical, at any given phase of the precession cycle. The successes and failures of this simple model provide valuable insight on the physical characteristics of the gas surrounding the star, notably its composition, temperature and density. This eccentric disk model also highlights the need for supplementary components, most likely circular rings, in order to explain the presence of zero velocity absorption as well as highly ionized Si IV lines. We find that a precession period of 4.6 ± 0.3 yrs can successfully reproduce the shape of the velocity profile observed at most epochs from April 2015 to January 2018, although minor discrepancies at certain times indicate that the assumed geometric configuration may not be optimal yet. Finally, we show that our model can quantitatively explain the change in morphology of the circumstellar features during transiting events.

2.2 Introduction

It has become widely accepted now that the source of the heavy elements observed in the photosphere of some white dwarfs is accretion from tidally disrupted planets or planetesimals (see Jura et Young, 2014, and references therein). The discovery by Vanderburg et al. (2015) of an ongoing disintegration event around the white dwarf WD 1145+017 has recently solidified the confidence in this scenario, opening at the same time a new window onto our understanding of this process.

This unique system shows some remarkable characteristics. Six stable periods between 4.5 and 5 hours were detected in the original K2 light curve (Vanderburg et al., 2015). These periods have been interpreted as being the signature of several smaller objects that have broken off from one main body orbiting the star. These fragments are

thought to drift away from the main orbit and slowly disintegrate into dust and gas before being accreted onto the surface of the star (Rappaport et al., 2016, Veras et al., 2017). The system is evolving constantly, with changes in the light curve on timescales ranging from minutes to months (Gänsicke et al., 2016, Gary et al., 2017, Rappaport et al., 2016, 2018). At some point, there was even one transit deeper than 10% observed every 3.6 hours on average (Croll et al., 2017). As can be expected for such a system, the photosphere is highly contaminated with heavy elements (Xu et al., 2016), and it displays the typical infrared excess from the presence of a dust disk (Vanderburg et al., 2015).

High resolution spectroscopic data also uncovered the presence of wide asymmetric circumstellar features with linewidths of ~ 300 km/s (Xu et al., 2016). Interestingly, the circumstellar lines have evolved from being mostly red-shifted to blue-shifted within about two years (Redfield et al., 2017). Recently, Cauley et al. (2018) proposed an eccentric misaligned precessing gas disk model to explain the evolution of the circumstellar features. While this model was successful in following the evolution of the Fe II 5316 Å region over almost a two year period, it could not provide strong insights on the physical properties of the gas (abundances, temperature and density) nor provide the expected absorption profile across the whole electromagnetic spectrum.

The goal of this paper is thus to explicitly compute the circumstellar absorption profile of WD 1145+017 at any time, from the UV to the optical, for any given geometrical/physical structure given as input. As a first step, we fully explore the configuration presented by Cauley et al. (2018) in order to test its validity, limits and finally propose modifications and avenues of research for future studies.

The observational data we used are presented in § 2.3. An updated analysis of the photospheric chemical composition of WD 1145+017 is presented in § 2.4 while § 2.5 describes in detail the theoretical framework for our modeling of the precessing gas disk. Our results, including an analysis of the physical properties of the disk, its precession period, the need for additional components and the circumstellar absorption behavior during transits are presented in § 2.6. Finally, we present a summary of our findings and conclusions in § 2.7.

2.3 Observations

This study uses numerous intermediate/high resolution ($R = 14,000-40,000$) spectra from Keck I telescope taken with the High Resolution Echelle Spectrometer (HIRESb, HIRESr) and the Echellette Spectrograph and Imager (ESI) instruments. We also use data taken with the VLT (X-SHOOTER), HST (COS, March 28, 2016 data) as well as a light curve (taken simultaneously to Keck data) obtained from the University of Arizona’s 61 inch telescope. In total, there are 17 epochs of spectroscopic observations between April 2015 and May 2018. Details concerning these observations and the data reduction procedures have already been described at length in Xu et al. (2019, see also their Table 2 and 3).

2.4 Photospheric Abundances

The first detailed photospheric abundance analysis of WD 1145+017 was presented by Xu et al. (2016). This analysis, however, assumed the atmospheric parameters determined in Vanderburg et al. (2015), namely $T_{\text{eff}} = 15,900\text{K}$ and $\log g = 8.0$. Since this effective temperature determination was based on models that included an approximate amount of heavy elements (the circumstellar contamination of many lines was not known at the time) and assuming $\log g = 8.0$ (parallax measurement only became available with *Gaia* DR2 data release, Gaia Collaboration et al., 2018), the atmospheric parameters and abundance analysis need to be revisited. Using the same method and grids presented in detail in Coutu et al. (2019), we now obtain $T_{\text{eff}} = 14,500 \pm 900 \text{ K}$ and $\log g = 8.11 \pm 0.02$. Using those new parameters, we then calculate grids of synthetic spectra for each element and determine chemical abundances using, as in Xu et al. (2016), lines not contaminated by circumstellar absorption in HIRES data taken in March and April 2016 (2016.02.03 and 2016.03.02). While the strength and position of the circumstellar features change significantly on timescales of minutes to months (Redfield et al., 2017), we find no variation in abundances (from non-contaminated absorption lines) when determined from spectra taken at any other epochs compared to those determined from the March and April 2016 data.

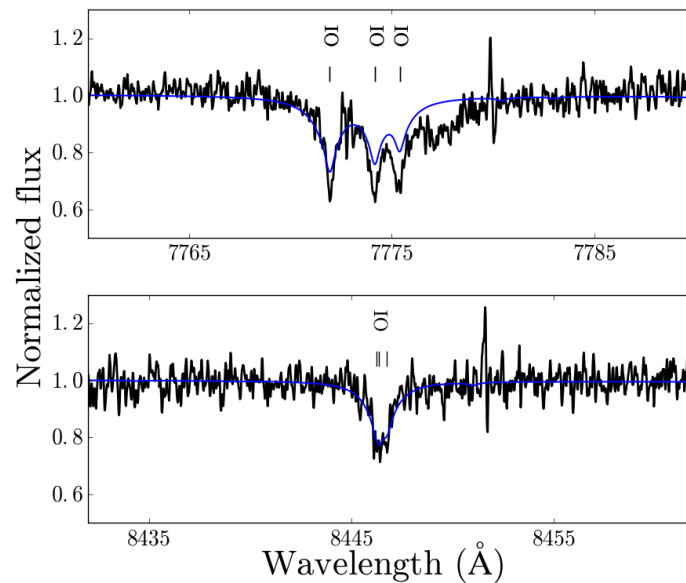


Figure 2.1 Oxygen absorption in the HIRESr data (2016.04.01). The top panel shows the O I triplet contaminated by circumstellar absorption. The bottom panel shows the non-contaminated O I 8446 Å line that is used for abundance determination ($\log \text{O}/\text{He} = -5.12$, blue line)

Xu et al. (2016) reported conflicting results regarding oxygen, as the 2 available lines they detected in low resolution spectra indicated very different abundances ($\log \text{O}/\text{He} = -3.7$ for the O I 7775 Å triplet and $\log \text{O}/\text{He} = -4.5$ for the O I 8446 Å line, see their Figure 1). This discrepancy was concerning because it was originally thought that the high abundance from the triplet could not be explained by circumstellar absorption since these lines originate from energy levels ~ 9 eV above the ground level. However, there is now evidence suggesting the presence of a hot component in the system (for example, the presence of Si IV lines in the UV, see section 2.6.3). Moreover, the new higher resolution data from HIRESr (2016.03.02 epoch) clearly show that the red portion of the O I triplet is contaminated by circumstellar absorption (see Figure 2.1). Hence, we decided to use only the O I 8446 Å line for the photospheric abundance determination and our updated value is now $\log \text{O}/\text{He} = -5.12 \pm 0.35$. With this updated oxygen abundance measurement, the mass fraction of oxygen, which was extremely high ($\sim 60\%$) accor-

ding to Xu et al. (2016), is now compatible with the expectation from accretion of bulk Earth-like material (see Figure 2.2).

Using HST data in the UV (2016.03.28), we are also able to obtain limits for N and S. Carbon is also possibly detected (although the lines are severely contaminated by circumstellar absorption, the presence of core features with the correct radial velocity suggests that the carbon is indeed photospheric, see Figure 2.3).

Our final photospheric abundance determinations (or limits) for each element are presented in Table 2.I. Finally, we measure that the radial velocity from photospheric lines in the optical (too much contamination from circumstellar disk for reliable measurements in the UV) is 43 ± 2 km/s, which corresponds, once we remove the gravitational contribution of 35.3 ± 0.8 km/s, to a proper motion of 8 ± 3 km/s.

2.5 Gas Disk Model

2.5.1 Theoretical Framework

In order to account for the varying asymmetrical circumstellar absorption features seen in the spectra of WD 1145+017, a simple elliptical precessing gas disk model similar to that proposed by Cauley et al. (2018) is developed. Here, we aim to explicitly compute all circumstellar absorption, from UV to optical at various times in the cycle assuming the same geometric configuration, but based on detailed opacity calculations for the physical conditions present in the disk. The disk is presented edge-on with a non-negligible width covering about half of the star surface. Note that, as noted by Cauley et al. (2018), this configuration is probably not the only one able to reproduce the circumstellar absorption features as the reality may certainly be more complex. However, by exploring in detail the successes and failures of this simple configuration, we can get a much deeper physical insight that will be valuable for future studies of this system. The remainder of this section provides details on the opacity calculations, the gas disk construction and free parameters that are used to adjust it to match the various epochs of observation obtained in the last 4 years.

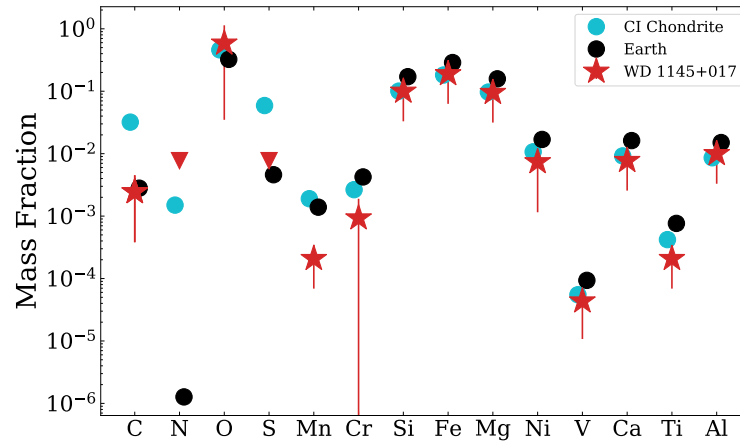


Figure 2.2 Mass fraction of elements accreted in the photosphere of WD 1145+017.

Tableau 2.I WD 1145+017 atmospheric parameters and accretion rates

T_{eff}	$14,500 \pm 900 \text{ K}$		
$\log g$	8.11 ± 0.02		
Ion	$\log n(Z)/n(\text{He})$	M^a (10^{20} g)	\dot{M}^b (10^8 g s^{-1})
H	-5.0 ± 0.20
C	~ -7.5	1.9	0.0837
N	< -7.0	< 6.9	< 0.339
O	-5.12 ± 0.35	600	29.9
Mg	-5.91 ± 0.20	146	7.19
Al	-6.89 ± 0.20	17	0.875
Si	-5.89 ± 0.20	179	8.97
S	< -7.0	< 16	< 0.963
Ca	-7.0 ± 0.20	20	0.151
Ti	-8.57 ± 0.20	0.64	0.0528
V :	$-9.25 : \pm 0.25$	0.14	0.0118
Cr	-7.92 ± 0.40	3.1	0.248
Mn	-8.57 ± 0.20	0.73	0.0586
Fe	-5.61 ± 0.20	680	52.4
Ni	-7.02 ± 0.30	28	0.207
total	...	1497	100

Notes.

^a Current mass in the white dwarf's convection zone (Dufour et al., 2017).

^b Accretion rate assuming a steady state.

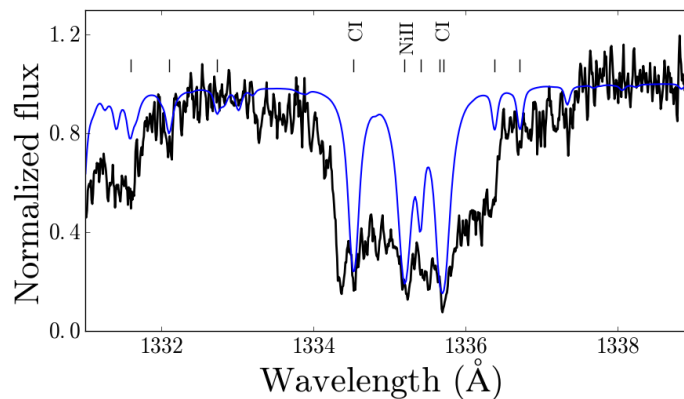


Figure 2.3 Possible detection of photospheric carbon (see core of strongest predicted lines) blended with circumstellar absorption features. Unidentified tickmarks indicate the position of iron lines.

2.5.2 Disk Configuration

Following Cauley et al. (2018), the disk is constructed with 14 eccentric misaligned rings in the xy plan. There are 3 parameters governing the position of the rings and they each vary linearly between their value for the innermost and outermost ring. The perihelion distances vary between $15.93 R_*$ and $23.64 R_*$, the eccentricities vary between 0.25 and 0.30 and finally, we assume a 78° shift between the apsidal lines of the innermost and outermost rings. Each ring has a radial width of $0.5 R_*$ with $R_* = 0.0118 R_\odot$, as determined from our updated stellar parameters. The 14 rings are confocal and the common focus is where the star is positioned. An example of the configuration at an arbitrary moment in the precession cycle is shown in Figure 2.4. The model disk is also precessing. The precession period is equal for the 14 rings, so the rotation of the configuration is solid. The absorption from this disk can be calculated at any time t (or angle of rotation of the rings) to predict the shape of the circumstellar features (see section 2.6.4).

2.5.3 Opacity Calculation

The disk is positioned edge-on in our line of sight. To compute the total circumstellar absorption, we divide the surface of the star that is covered by the disk in a 20×20

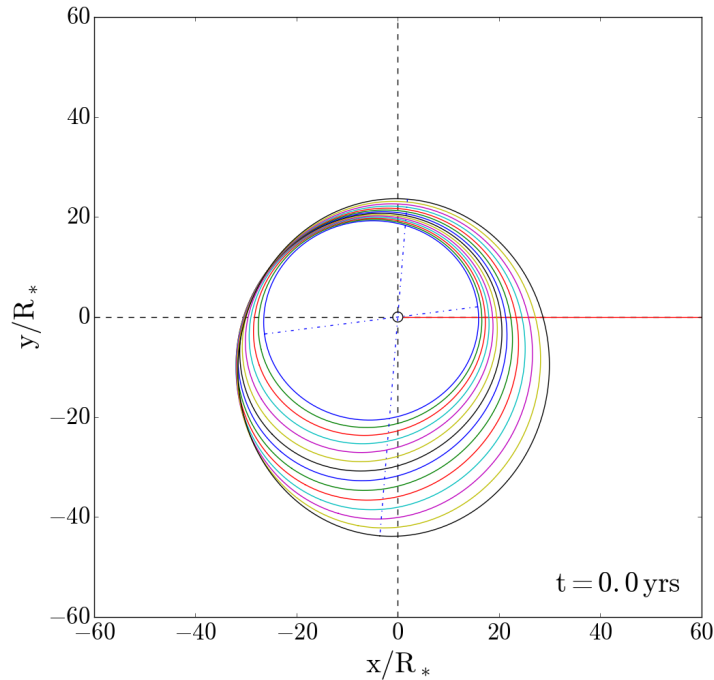


Figure 2.4 Configuration of the 14 eccentric gas rings. The dashed blue lines represent the apsidal line of the innermost and outermost rings, the red line is the line of sight and the black circle is the position of the star.

grid in the yz plan. Each grid box is composed of 14 layers representing the 14 gas rings, each with an opacity specifically computed from the physical parameters at that point in the disk. We compute the radiation transmitted through the disk at each line of sight by attenuating the specific intensity from the star at that angle with an exponential $e^{-\sum_{\text{ring}} \kappa_{\nu} dm}$, where κ_{ν} is the opacity for the column mass dm of the ring (Doppler shifted appropriately using the velocity profile, see below) and the sum is done over the 14 ring layers. We thus do not consider emission or multiple scatterings through the rings in this simple model. The spectrum is then obtained, as usual, by integrating the specific intensities over the surface of the star (limb darkening is thus automatically taken into account in the procedure).

To compute the opacities, we need to attribute physical parameters everywhere in the disk (i.e we need the temperature, the mass density and the chemical composition to

describe the gas in each cell). We first assume that the chemical composition of the disk is the same as that of the photosphere, an assumption that appears to be excellent to the first order (see section 2.6.1). We exclude, however, hydrogen and helium since we see no circumstellar absorption from these elements (moreover, they are not expected to be a significant part of a tidally disrupted asteroid).

For the values of the mass density, we use vertical and radial structures for the disk similar to those proposed by Cauley et al. (2018) assuming the disk temperature approximation described in Melis et al. (2010). The density structure is computed from the input value of the density of the innermost ring in the middle plane of the disk ($z = 0$), $\rho_0(r_{in})$, which is a free parameter of the model. The middle plane values for the following rings are given by

$$\rho_0(r) = \rho_0(r_{in}) \times \left(\frac{r_{in}}{r}\right)^2 \quad (2.1)$$

where r is perihelion distance of the rings and r_{in} represents the value for this innermost ring. From this, we compute the vertical scale of each ring using

$$\rho(z) = \rho_0 e^{-z^2/H^2} \quad (2.2)$$

where ρ_0 is density at $z = 0$ for each ring and H is the scale height given by (Melis et al., 2010),

$$H = \left(\frac{2kT_{gas}D^3}{GM_*\mu}\right)^{1/2}, \quad (2.3)$$

where T_{gas} is the gas temperature, D the distance from the star, M_* the mass of the star ($0.656 M_\odot$) and $\mu = 2.4 \times 10^{-23}$ g. The density profile is symmetric around the $z = 0$ plane and is also equal around a ring.

For simplicity, we first use a constant temperature throughout the disk. While this approximation allows a fair representation, at certain epochs, for most circumstellar absorption features in the optical, this simple model is clearly insufficient to reproduce all features, indicating that a more complex temperature structure is needed. We thus also

experiment with some temperature gradients in the gas (see section 2.6.2).

Using the physical structure for the disk described above (temperature, density and abundances), we compute the opacity of the rings in each grid box using the public atmospheric code package TLUSTY/SYNSPEC³. The synthetic spectrum code SYNSPEC has a special mode called "iron curtain", which takes the temperature, electronic density and chemical composition as input to compute the opacity of a uniform slab of gas with those parameters. The electronic density, an a priori unknown quantity, is obtained by first running the atmospheric code TLUSTY with a one layer input having the temperature, mass density and abundances fixed to the desired values.

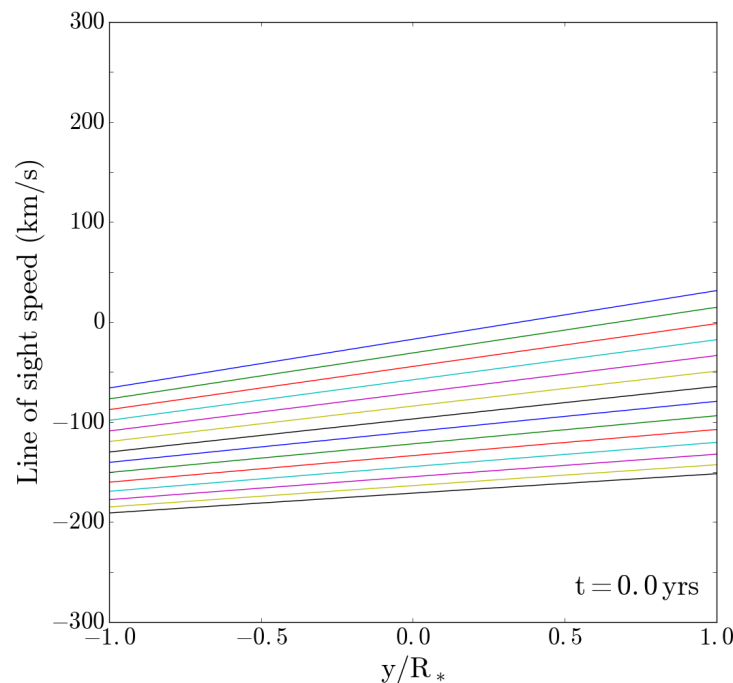


Figure 2.5 Radial velocity profile of each ring across the line of sight for the $t = 0$ yrs configuration. The colors for each ring matches the colors used in Figure 2.4.

Once the opacity in each grid cell has been calculated, Doppler velocity shift due to the revolution of the gas in the rings is applied. The line of sight velocity is simply the keplerien orbital velocity (x component)

³<http://nova.astro.umd.edu/index.html>

$$v = \sqrt{GM_* \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right)}. \quad (2.4)$$

where r is the distance from the star, and a the semi-major axis of the ellipse.

The line of sight velocity profile for the geometric configuration displayed earlier is presented in Figure 2.5. We can then see that for this particular configuration, the profile is almost entirely red-shifted. As the disk precesses, different ranges of line of sight velocities can be obtained, producing, as observed for WD 1145+017, circumstellar feature shifts from $\sim +200$ km/s to -200 km/s.

Finally, although only a small component, we also include the gravitational redshift, $v_{grav} = \frac{GM_*}{cr}$ (see Figure 2.6). This additional shift slightly changes the shape of the circumstellar features as the velocity shift varies along a ring and is different for each ring.

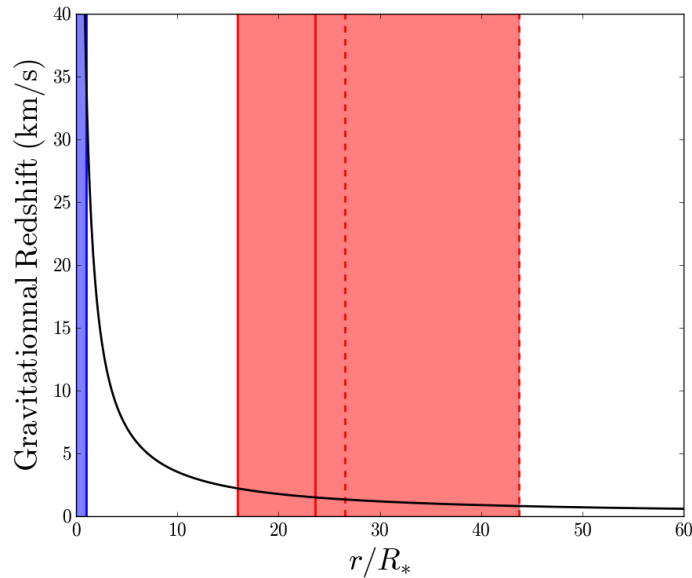


Figure 2.6 Gravitational redshift as a function of distance from WD 1145+017 (black curve). The blue area represents the position of the star and the red area the position of the disk. The full red lines show the position of the perihelion for the innermost and outermost rings, and the dashed red lines show the aphelion distances.

Figure 2.7 shows an example of the resulting circumstellar absorption for the 5316

Å FeII line during the entire precession cycle of the disk. In the next sections, we compare in detail the predictions of this simple model with absorption features observed at different epochs, from both optical and UV data.

2.6 Results

2.6.1 Density and Temperature

We first determine the combination of free parameters that best represent the shape and depth of the circumstellar features. We start with the HIRESb optical spectra for the 2016.04.01 epoch which presents almost entirely red-shifted features. We first find the time (angle) in the precession cycle that best reproduces the overall shape of the absorption features. This time is henceforth used as the zero point of the precession period. Once the disk is well positioned, we try different combinations of central density and gas temperature in order to reproduce the depth of all circumstellar features simultaneously. We test wide ranges from 3000 K to 30,000 K (in step of 1000 K) and 1×10^{-7} g/cm³ to 5×10^{-5} g/cm³. We find that the combination that best reproduces the shape of a fair amount of the circumstellar features is a central density of $(6.0 \pm 1.0) \times 10^{-6}$ g/cm³ and a temperature of 6000 ± 1000 K, which we will use in what follows (the quoted uncertainties are conservative values based on clearly inferior fit using adjacent grid points in our parameter space). We note that the total integrated mass for the eccentric rings assuming this structure is 2.1×10^{16} g (somewhere between the mass of Uranus and Neptune’s rings, or about a millionth of the mass of Saturn’s rings), a value that should only be considered a rough order of magnitude estimate, given all the approximations involved. Nevertheless, this is significantly smaller than the total amount of material present in the star’s photosphere (see Table 2.I). Also, the lifetime of the gas, given by the estimated mass of the gas disk divided by the total accretion rate (derived assuming steady state), would be much less than a year, indicating that the gas must be replenished completely on a very short timescale (see also Xu et al., 2016, for a similar discussion). However, since it has been recently proposed that convective overshooting may also have a significant effect on the diffusion coefficients and mass of the mixed

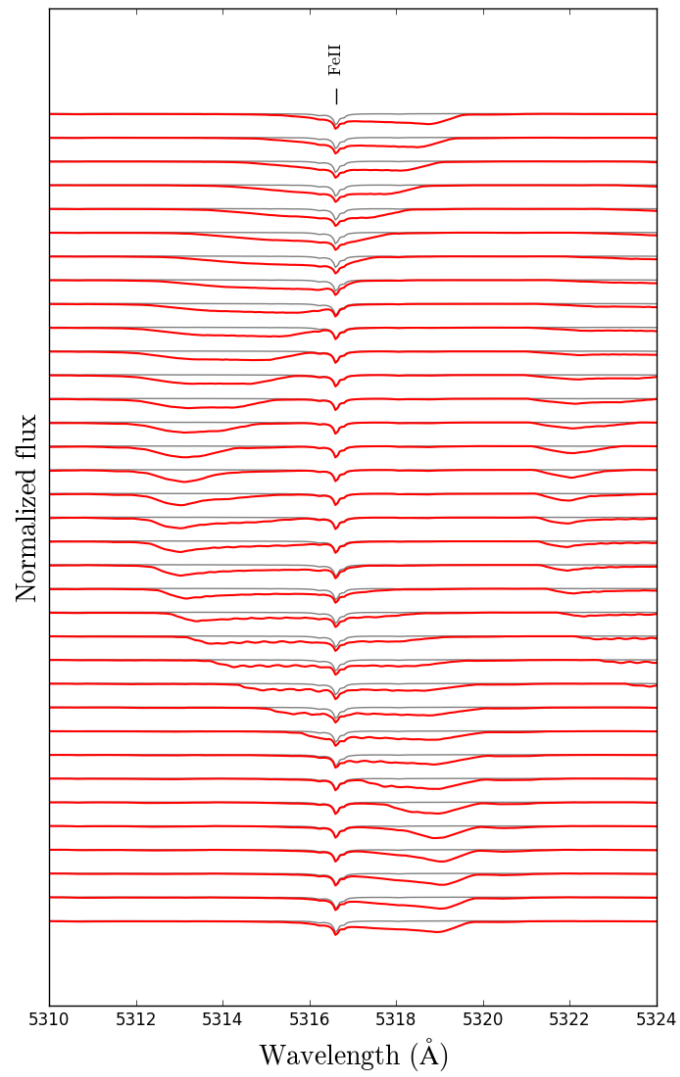


Figure 2.7 Precession cycle in steps of about 10° for the 5316.6 Å FeII line. In gray is the photospheric model and in red is the precessing disk model.

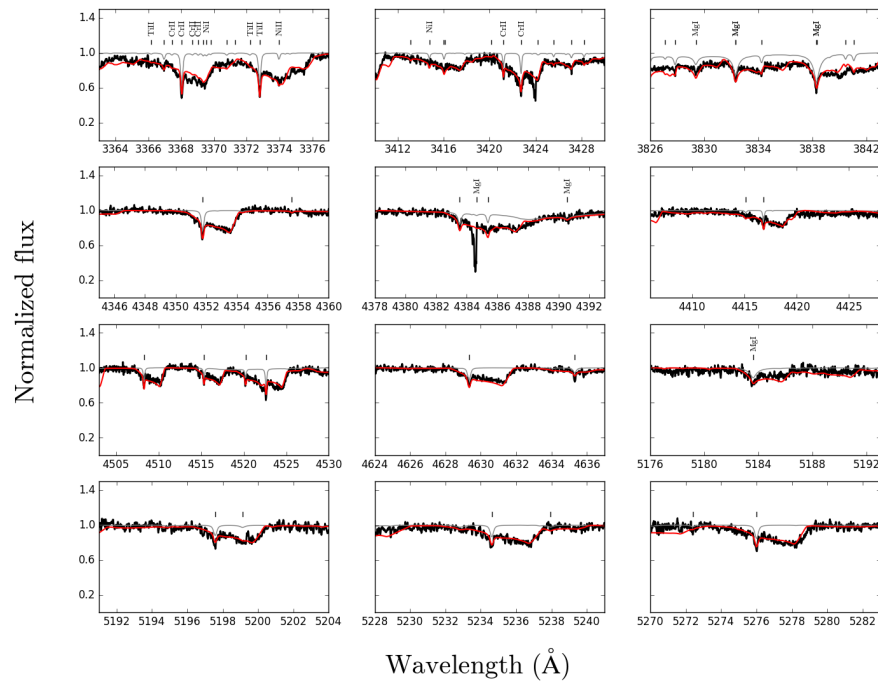


Figure 2.8 Selected regions from the HIRESb 2016.04.01 data (black). The modeled circumstellar features (red) are shown for a central density of $6 \times 10^{-6} \text{ g/cm}^3$ and a temperature of 6000 K. The gray line represent the photospheric contribution alone. The unidentified lines are iron.

region in helium-rich white dwarfs Cunningham et al. (2019), it is probably best not to acquiesce literally yet to interpretations based on 1D convection zone models.

In Figure 2.8, we show examples of lines that are reproduced very well with this simple model. It is interesting to note that the depths for several elements (Mg, Ca, Cr, Ti, Fe, Ni) are all reproduced simultaneously with this model, indicating that the assumed input abundances, which are the ones found from the photospheric analysis, are an excellent first order approximation.

There are, however, regions where the model does not match as well, or predicts lines that are not observed (see Fig 2.9). While these lines appear to require a different gas temperature to be reproduced, we found no constant temperature model that is satisfactory.

We can also compare the prediction from our model with data taken in the UV with HST only a few days before the HIRESb data. Since the number of transitions is much greater in the UV, the circumstellar and stellar features cannot be isolated and they practically form a superposed continuum of lines. Nevertheless, Figure 2.10 shows that the 6000 K model reproduces most of the absorption quite successfully with the exception of a few notable lines arising from higher energy levels. In particular, we note the presence of two strong Si IV lines (~ 1394 and 1402\AA), indicating that a much higher temperature is needed (note that similar circumstellar Si IV lines were also detected in two hotter polluted white dwarfs, PG 0843+516 and SDSS 1228+1040, see Gänsicke et al., 2012). Increasing the temperature to 13,000 K can produce such strong lines (it also increases the depth of the circumstellar carbon component) without causing too many changes in the parts that were previously well reproduced with the 6000 K model (see blue line in Figure 2.10).

Although the hotter disk model accounts for these particular lines, it also predicts features where there are none, for example the Fe line we see around 1396\AA . This indicates that our constant temperature approximation is not sufficient to simultaneously explain all the circumstellar features.

We also note the presence of unaccounted for symmetric components not red-shifted (the strong lines near ~ 1394 and 1402\AA that are not reproduced by either temperature

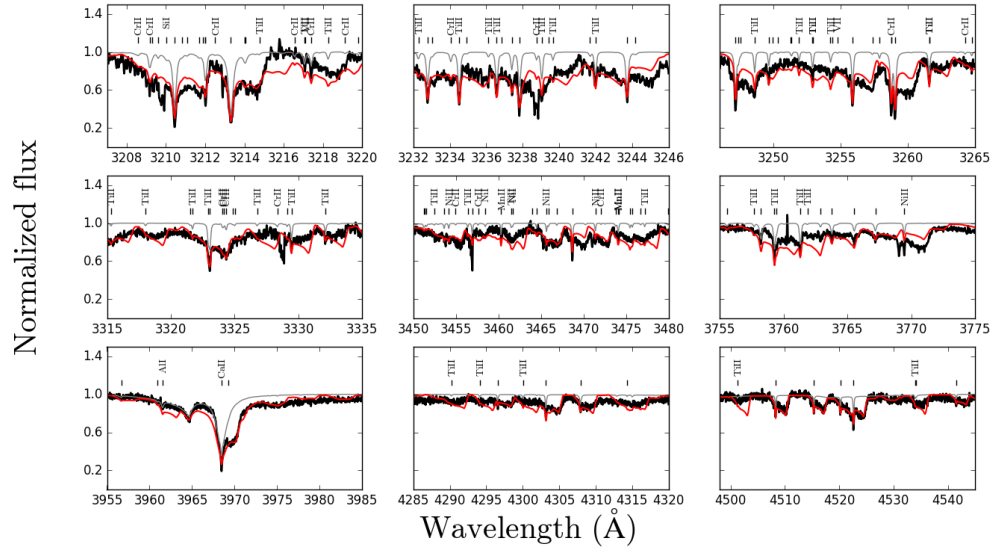


Figure 2.9 Selected regions in the HIREsb 2016.04.01 spectrum badly reproduced by the constant temperature model. The red and grey lines are the same models presented in Figure 2.8.

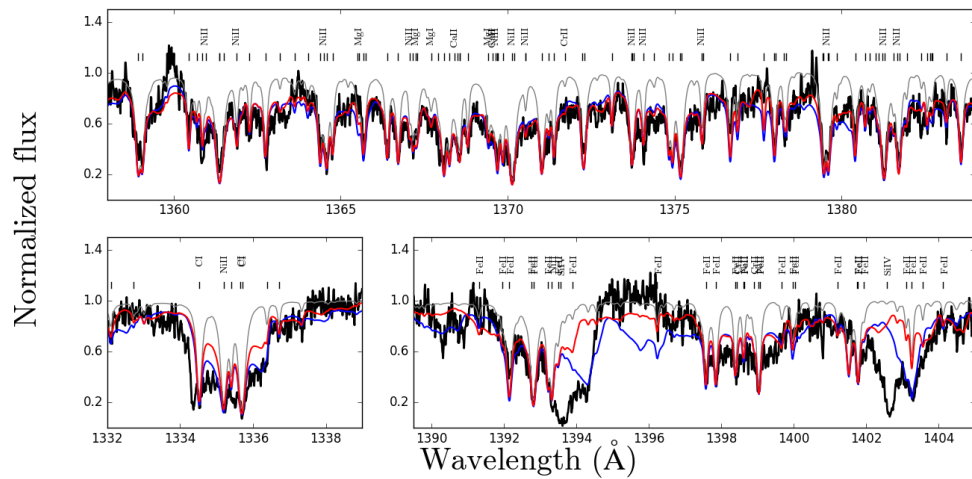


Figure 2.10 Selected regions from the 2016.03.28 HST spectrum. The red and grey lines are the same models presented in Figure 2.8 and the blue line shows the combined model of the star photosphere and the disk for a temperature of 13,000 K. The unidentified lines are iron.

models). These features most probably originate from a circular, or very low eccentricity, gas ring situated further out than the eccentric disk. Our analysis of these "zero shift/circular components" is presented in section 2.6.3.

2.6.2 Disk Structure with Temperature Gradient

The computation structure of our model allows us to look at the opacity in each grid box in order to track where particular lines are formed and thus assess what the physical parameters needed to form them are. We find that the denser central parts of the disk need to be hotter to form lines from higher energy levels, and the outer parts of the disk need to be cooler to create the many less energetic lines. We thus use this information to test different simple temperature structures that have hotter central regions, and cooler outer regions.

As described in section 2.5.2, the vertical width of the disk is divided in 20 boxes that have a density structure symmetric around the central plane. We explore temperature structures constructed the same way, that is they are also symmetric around the central plane, but for the sake of simplicity we keep this vertical structure constant throughout the 14 rings (thus 10 vertical layers, from the central to the outer temperature values). We also simply assume, for this little experiment, a linear variation of the temperature. We attribute a 13,000 K value for the central layer and the 9 others are scaled linearly with a step of 1100 K, bringing the outer temperature to 3100 K. These parameters were obtained by testing different central temperatures and steps and comparing the resulting models with certain features in the data that are affected by these changes. The central density is kept at $6 \times 10^{-6} \text{ g/cm}^3$, and since the vertical density structure of each ring depends on the gas temperature (see scale height Eq. 2.3), we use the mean value of the structure, which in this case is 8050 K. We note that this simple temperature structure is not physical, and that a detailed analysis using a temperature structure obtained from first principle, which is beyond the scope of this paper, should eventually be performed. Nevertheless, this experiment is very useful to gain some valuable insights on the physical conditions present in the disk.

Results from this non-constant temperature model are shown in Figure 2.11 and 2.12

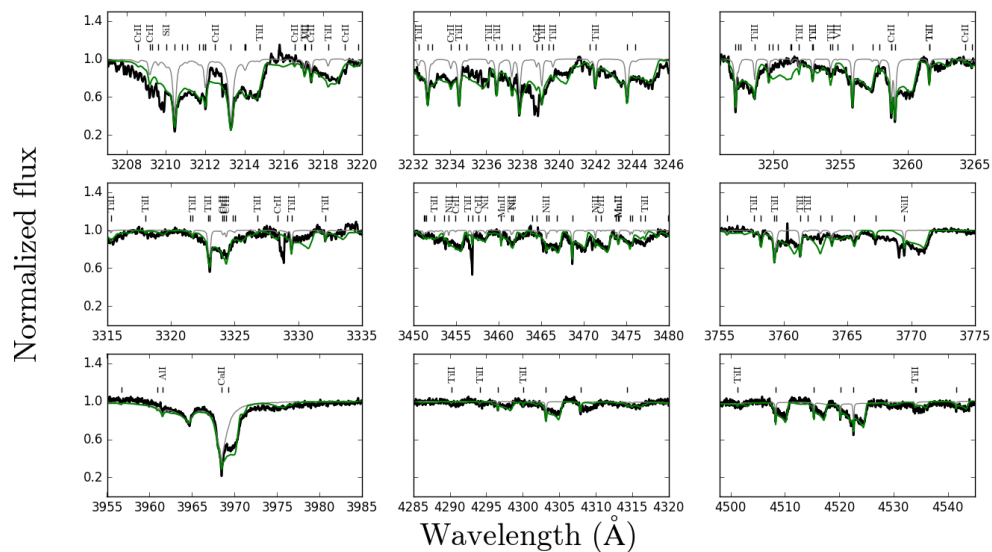


Figure 2.11 Same regions of the HRESb 2016.04.01 spectrum as presented in Figure 2.9 with our model including a vertical temperature structure (green). The unidentified lines are iron.

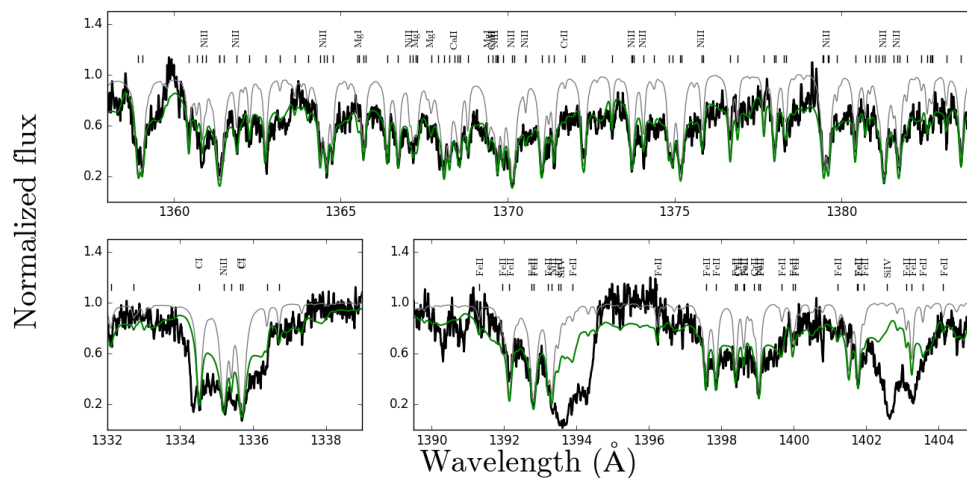


Figure 2.12 Same regions of the 2016.03.28 HST spectra as presented in Figure 2.10 with the temperature structure model in green.

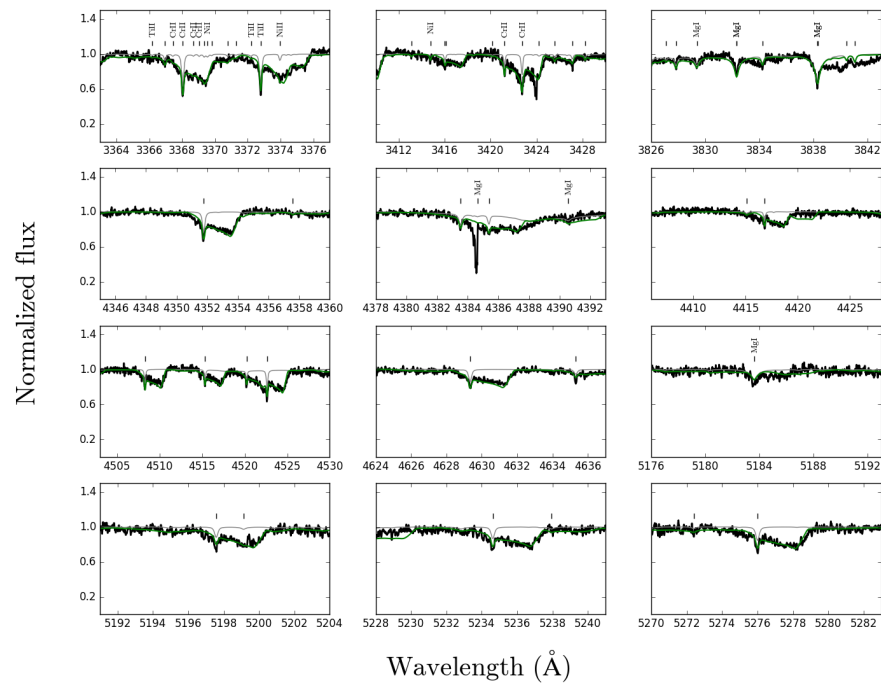


Figure 2.13 Same regions of the 2016.04.01 HIRESb data epoch presented in Figure 2.8, with our model including a vertical temperature structure (green).

for the same regions presented Figure 2.9 and 2.10. Although the agreement is much better than the constant temperature models, there are still a few problems. In particular, the lines from higher lower energy level displayed in Figure 2.10 are still not deep enough even with the much hotter central regions of the disk. As for the regions that were well reproduced with the 6000 K model in Figure 2.8, the change in temperature structure has little impact on those lines, with the exception of a few (for example, magnesium near 3840 Å, see Figure 2.13). This simple model also produces an O I absorption feature similar to what is observed in the ~ 7775 Å triplet (see Figure 2.1), although it is predicted too deep.

These shortcomings are not surprising given that the structure we implemented is very simple and probably not realistic. The vertical temperature scale is probably not linear and there must also be a radial temperature scale. We also do not take into account that the rings are eccentric, meaning there are parts of the same ring that are closer to the star, and thus probably hotter, than others. It is also possible that the chemical composition of the disk is not exactly the same as that determined in the photosphere, thus affecting the relative depths of some circumstellar features from different elements. Nevertheless, considering all those approximations, this simple model does a fairly good job at reproducing the majority of the circumstellar absorption features from the UV to the optical, while providing, at the same time, some interesting insights to the real physical structure of the disk.

2.6.3 Zero Velocity Absorption Component

We briefly mentioned, in the previous section, the presence of components with practically zero velocity shift that were contributing significantly to the Si IV profiles. Similar stationary components, although not as strong as the silicon ones, can also be observed in the circumstellar absorption profiles of many elements in the optical (see Figure 2.14 for an example). Such absorption features cannot be reproduced using our eccentric disk model. These features are relatively narrow, symmetric and blue-shifted by almost exactly the value, within the uncertainties, of the gravitational redshift, indicating that the source of this absorption is located at a distance where the redshift is ~ 1 km/s at

most. These features can thus be used to confirm (or determine independently) the mass of the white dwarf. These blue-shifted (relative to the photosphere) features are present at all the epochs and appear to be stable. A similar feature was also detected for the H and K Ca lines in the spectra of the white dwarf WD 1124-293 by Debes et al. (2012), which they interpreted as evidence for circumstellar gas.

The value of the blueshift and the symmetry of the features suggest they originate from a circular component situated beyond the farthest point of the eccentric disk ($43.75 R_*$, see Figure 2.6). We thus experimented with adding the absorption produced by an additional gas ring with a radial width of $0.5 R_*$ and with radii between 44 and $70 R_*$ (well inside the semi-major axis of the main transiting bodies). We assumed, for simplicity, the same vertical density structure as the one for the eccentric rings, and we computed the central densities from the radial scale in respect to the inner value of the disk, which gives values between 8×10^{-7} and $3 \times 10^{-7} \text{ g/cm}^3$ respectively. We also tested several temperatures (assumed constant throughout the ring) similar to those we found for the eccentric disk. Note that these ring properties are just for exploratory purposes and are certainly not unique (there is not much to be gained at this point by adding another layer of free parameters).

Examples of the resulting absorption for two 8050 K rings situated respectively at 44 and $70 R_*$ are shown in Figure 2.15. Both rings produce features at the desired velocity shift from the photospheric line, but the ring farthest from the star produces, as expected, narrower lines, which seem to best reproduce the observations. The closer ring, however, seems to better represent the depth of the features (except for Ni that is not well reproduced by either models) but given this is a simple constant temperature model, we refrain from drawing any definitive conclusion at this point.

A similar circular ring model can also be used to reproduce the zero velocity Si IV component observed in the UV (1393.76 and 1402.77 \AA lines, see bottom right panel of Figure 2.10). However, a much higher temperature is needed to produce transitions from this highly ionized species. Figure 2.16 shows the result from a constant 19,000 K ring model with a central density of $1 \times 10^{-6} \text{ g/cm}^3$ situated $44 R_*$ from the star (presented here with the constant 13,000 K eccentric disk model which was doing a better job at

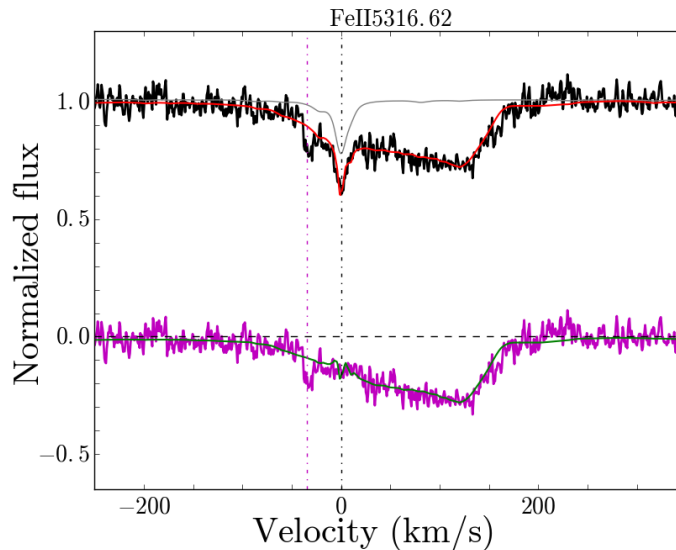


Figure 2.14 Example of a "zero velocity" component for the 5316.6 Å Fe II line. Top : photospheric (gray) and gas disk model (red). Bottom : gas disk model (green) and data (magenta) from which we subtracted the photospheric model in order to better display the additional component (magenta dotted line at minus the gravitational redshift).

reproducing the shifted Si IV features, see Figure 2.10). While these parameters seem to reproduce the width and depth quite nicely, it is difficult to explain the presence of such a hot ring further away than the cooler eccentric disk. More elaborate ring models are clearly needed to fully understand the exact nature of those absorption features.

2.6.4 Precession period

Now equipped with an eccentric ring model that can convincingly reproduce most of the circumstellar features present in the HIRES and HST data (2016.04.01 and 2016.03.28, respectively), we next try to apply it to reproduce circumstellar features present in spectroscopic data taken at other epochs.

Cauley et al. (2018) first estimated the precession period of the disk to be ≈ 5.3 yrs, a value that we wish to revisit now that we have data covering a larger part of the cycle. We first try to find the position in the precession cycle that best reproduces the circumstellar features for each epoch of observation. This is done by rotating the geometric

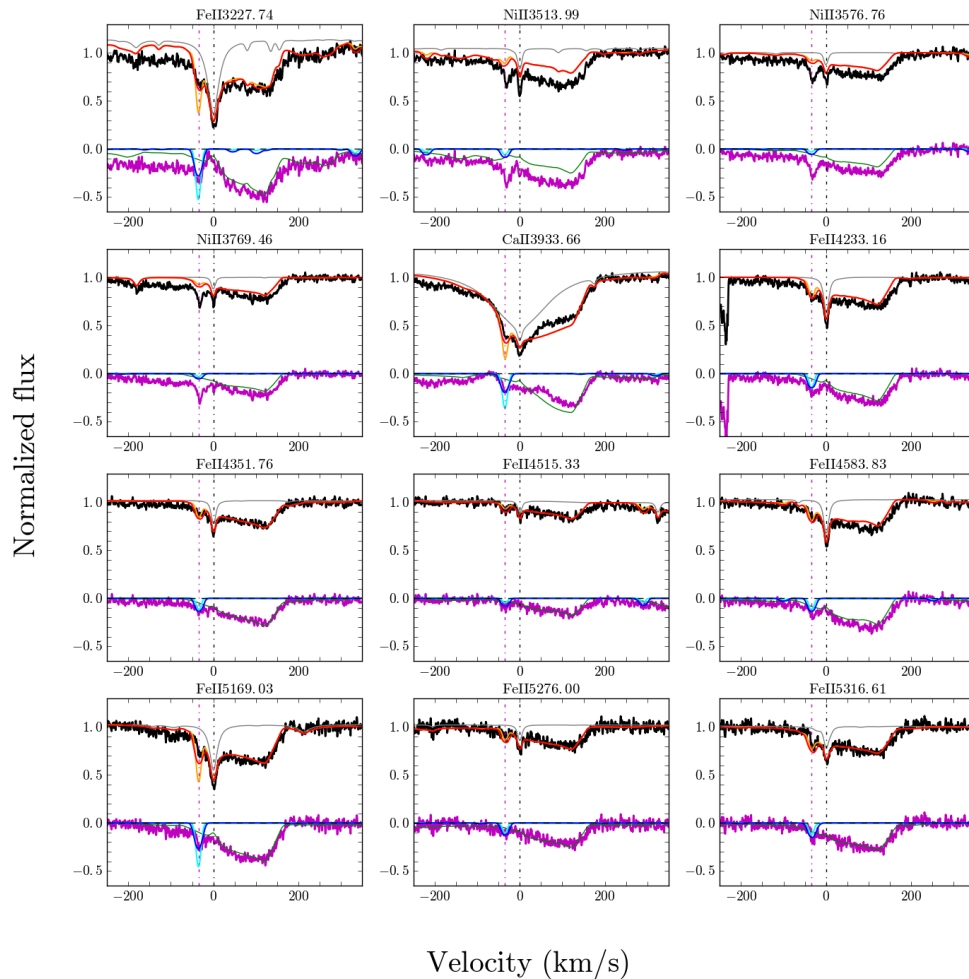


Figure 2.15 Several regions that display the zero velocity/circular component for the 2016.04.01 data. Top of each panel shows the observed spectrum (black), the photospheric model (gray) and the disk model with a supplementary circular ring at $44 R_*$ (red) and $70 R_*$ (orange). The bottom of each panel shows the data from which we subtracted the photospheric contribution (magenta). The eccentric disk component is shown in green while the circular ring components for $44 R_*$ and $70 R_*$ are shown in blue and cyan, respectively.

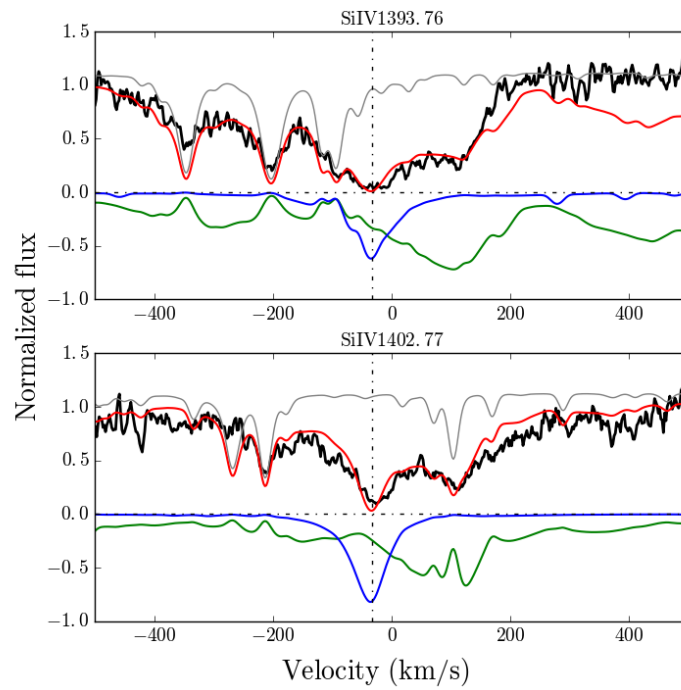


Figure 2.16 Circular + eccentric disk model in the Si IV region (2016.03.28 data). The circular ring has a constant temperature of 19,000 K, central density of $1 \times 10^{-6} \text{ g/cm}^3$ and is situated at $44 R_*$. The blue and green lines represent the circular and eccentric disk components, respectively, the grey line the photosphere flux and the red line the combination of the three.

configuration presented in Figure 2.4, and by calculating the corresponding absorption from the disk, until the shape of the circumstellar features are optimally reproduced. Of the remaining epochs of data available (see Table 3 of Xu et al., 2019), we find there are 3 other times where the quality of the fit is particularly good and similar to that presented in Figures 2.11 and 2.13, namely 2015.04.11, 2017.03.06 and 2018.01.01 (note that epochs very near these dates are also acceptable). These four epochs are roughly 1 year apart and cover a good fraction of a whole cycle. Figure 2.17 shows a zoom on the 5316.6 Fe II line for these dates (Figures similar to Fig. 2.11 and 2.13 at these dates are presented in Appendix I).

From the angle of rotation (relative to the 2016.04.01, our zero point) needed to reach the configuration on the cycle that best matches the observed velocity profiles, we determine the corresponding phase at each epochs. Assuming that the precession rate is constant, we can perform a linear fit to the phases and obtain the precession period of the disk (see Figure 2.18). We find a precession period of 4.6 ± 0.3 yrs, a slightly shorter value than the one estimated by Cauley et al. (2018). It is interesting to note that the best fit with our assumed configuration is obtained, as in Cauley et al. (2018), for a retrograde precession while GR-driven precession should be prograde. It is possible that there exists a different configuration that would better fit with prograde precession or that some disk pressure terms indeed contribute to produce a retrograde precession (see Miranda et Rafikov, 2018), but discriminating between these possibilities is beyond the scope of this paper.

Figure 2.19 shows the prediction of our eccentric disk model in the region of the Fe II 5316.6 line, a well isolated feature that is covered by all spectroscopic data, for all 17 epochs using this fitted period and zero point. In general, the model reproduces the overall shape and velocity spread for most of the epochs, although there are admittedly times where the the match is not perfect, or not good at all. In fact, there are some epochs for which there is no angle anywhere on the cycle that can reproduce the observed velocity profile.

In particular data taken in November and December 2016 seem to have narrower and deeper features and are almost centered on the photospheric line, which can never be

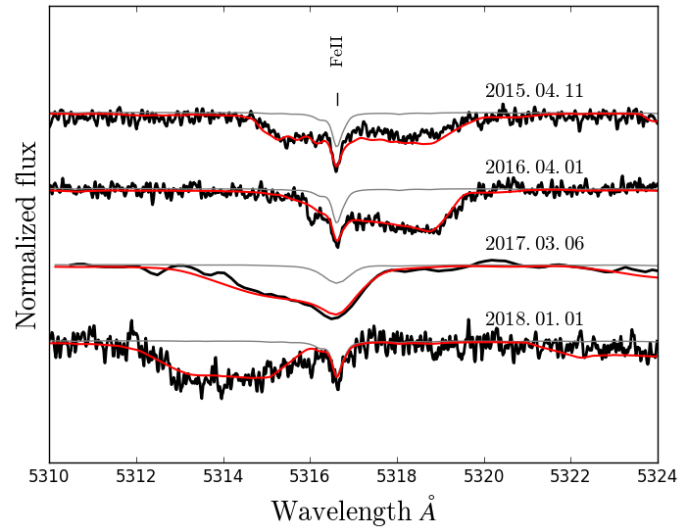


Figure 2.17 Best match in the precession cycle for the Fe II 5316.6 at 4 different epochs. Photospheric synthetic spectrum is in gray and the model including gas disk absorption is in red.

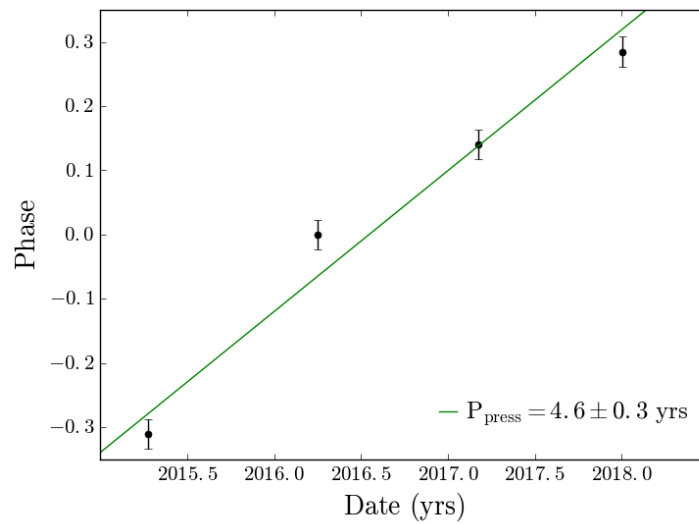


Figure 2.18 Linear fit of the phases (green) for our best modeled epochs (black dots).

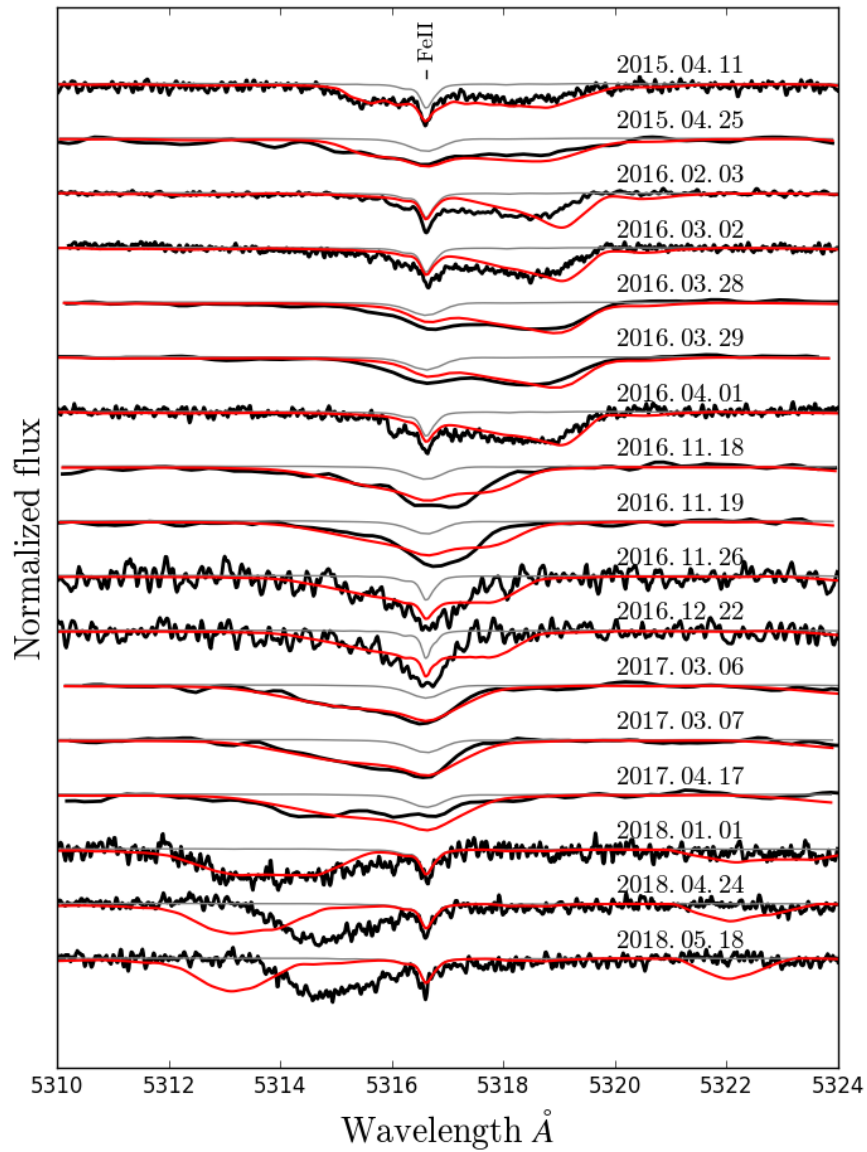


Figure 2.19 Circumstellar absorption model for the 5316.6 Å Fe II line for each 17 epochs of data available assuming a precession cycle of 4.6 yrs. The cycle has been anchored to the fitted zero phase point in Figure 2.18. Photospheric model spectrum is in gray while the combined eccentric disk + photosphere is in red.

reproduce by our model. Figure 2.20 shows that the velocity width for the 2016.11.26 data is around 190 km/s and the model produces a wider feature of around 265 km/s. The April and May 2018 epochs are also problematic, as the features appear to have returned toward lower velocity shift much faster than predicted by the 4.6 yr period model. Note the model can produce narrow and deep features similar to those observed, but only at much greater velocities than observed (profiles produced at times where the velocity shift is lower are much wider, see Figure 2.7).

While it is possible that the assumed constant precession rate is at fault here, these shortcomings are most probably an indication that the real geometric configuration of the eccentric disk is actually different than the one we are exploring in this paper. It is likely that some parameters that describe this configuration, namely the perihelion distances of the rings, eccentricities and angular shift of the apsidal line between the different rings, need to be tweaked a bit in order to achieve better results (for example, narrow features at lower velocities can probably be obtained with a smaller angular shift between rings that would be a bit farther from the star). Finding the exact configuration in this manner, however, is a very time consuming task that is outside the scope of this paper. A better approach left for future studies would probably be to invert the problem and infer the disk structure from the observed velocity profiles (for example, see Manser et al., 2016).

2.6.5 Transit spectra

Simultaneous ground based photometric and spectroscopic observations of WD 1145+017 were secured on March 28, 2016 (two transits were covered with the 61'-inch telescope in Arizona while, at the same time, multiple 10 minutes sub-exposures were obtained with the Keck/ESI spectrograph). One interesting characteristic that was uncovered by these observations was that the circumstellar features were much shallower during the transit than out of transit (see Xu et al., 2019, for details). Using our simple eccentric model, it is possible to explain, in a semi-quantitative way, the behavior of the absorption features by simply blocking completely certain areas before integrating over the stellar surface, mimicking the passage of the asteroid (or disintegrating chunks detached from it) on our line of sight. For simplicity, we consider circular blocking objects

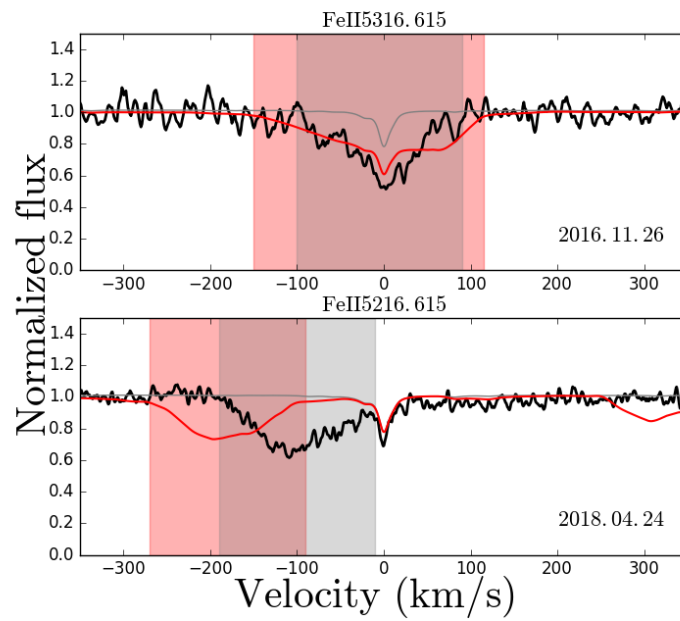


Figure 2.20 Two epochs of observation where the model is unable to reproduce the velocity profiles at any time in the cycle. Red line shows our best attempt to model the shape of the circumstellar features. The red and gray shaded areas correspond to the velocity spans of the model and observed features respectively.

(consisting of the solid disintegrating rocky body + optically opaque gas cloud) situated at $\sim 101 R_*$ (Keplerian distance for a 4.5h orbit around a $0.656 M_\odot$ star) with diameters of 5000, 11,250 and 14,700 km. We also assume that the objects orbit in the same plane as the gas disk. For each object size, we compute the expected spectrum for 7 different positions during the transit (see Figure 2.21).

The first noteworthy result of this experiment is that the 5000 km transit, which blocks only 9% of the surface of the star, barely has a detectable effect on the resulting spectrum at any point during the transit. We find that in order to have a noticeable effect, the blocking object has to be big enough to block not only a large part of the disk, but also regions of the star not covered by the disk. We estimate that the diameter thus has to be at least ~ 6900 km for a detectable depth variation during a transit. Figure 2.22 shows the resulting spectrum in the region of the 5169.03 Fe II line at the different moments during the transit for diameters of 11,250 and 14,700 km, blocking respectively 45% and 80% of the surface of the star.

First of all, we observe that the features are systematically deeper for the 14,700 km body transit. This can be explained by the fact that this larger body blocks, relative to the smaller one, a larger fraction of the photosphere that is not covered by the eccentric disk. Note that had the transiting object blocked only part of the star that has no part of the eccentric disk in the line of sight, then the circumstellar features would have been deeper than when out of transit. Since the absorption features become shallower during transits (Xu et al., 2019), this confirms that the disintegrating asteroid and the disk are orbiting in the same plane, as suspected (if the orbit of the blocking body was inclined in relation to the eccentric disk, the circumstellar features would first become deeper, then shallower and then deeper again before returning to normal). It is also interesting to note that the shape of the features evolves during the transit, the most red-shifted side being more affected in the beginning of the transit while the lower velocity part is affected towards the end of the transit. This is a behavior that is expected given the line of sight velocities across the disk at this particular time (see Figure 2.5). Unfortunately, the time resolution and signal-to-noise ratio from our March 28, 2016 observations are insufficient to detect such minute changes during the transit. Nevertheless, our simple

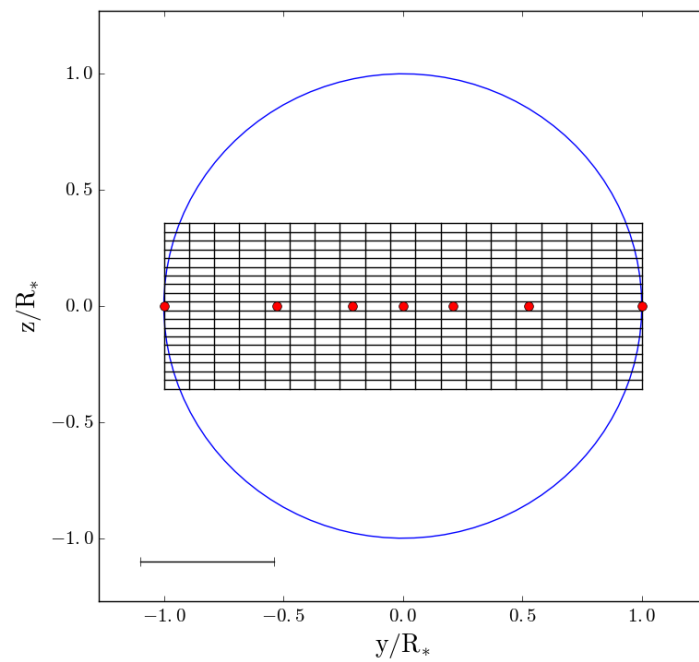


Figure 2.21 Position of the center of a blocking body (red dot) at 7 different positions during the transit (t_1 to t_7 from left to right). The grid corresponds to the surface covered by the disk. Error bar in the lower left corner corresponds to 5000 km.

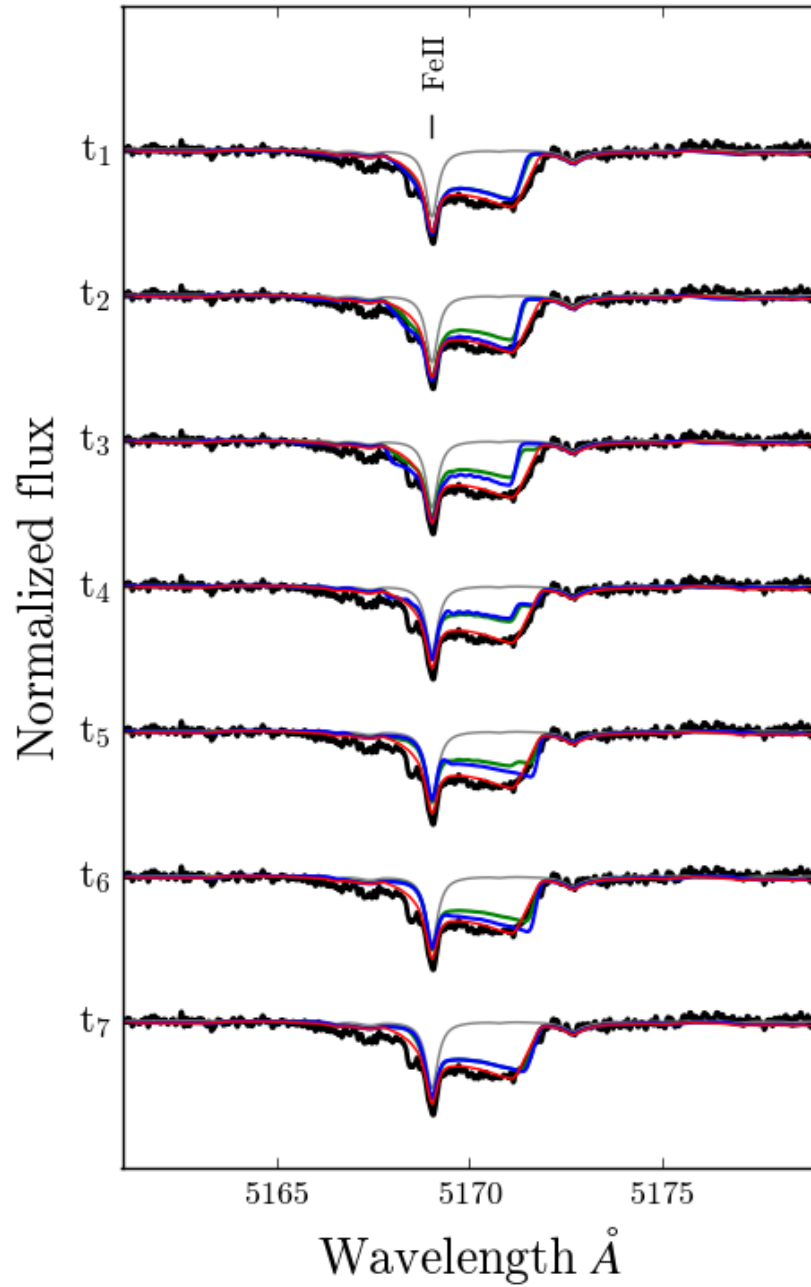


Figure 2.22 Fe II 5169.03 line for the 7 positions of Figure 2.21 for diameters of 11,250 km (green) and 14,700 km (blue). Photospheric model is in grey and the out of transit absorption is in red.

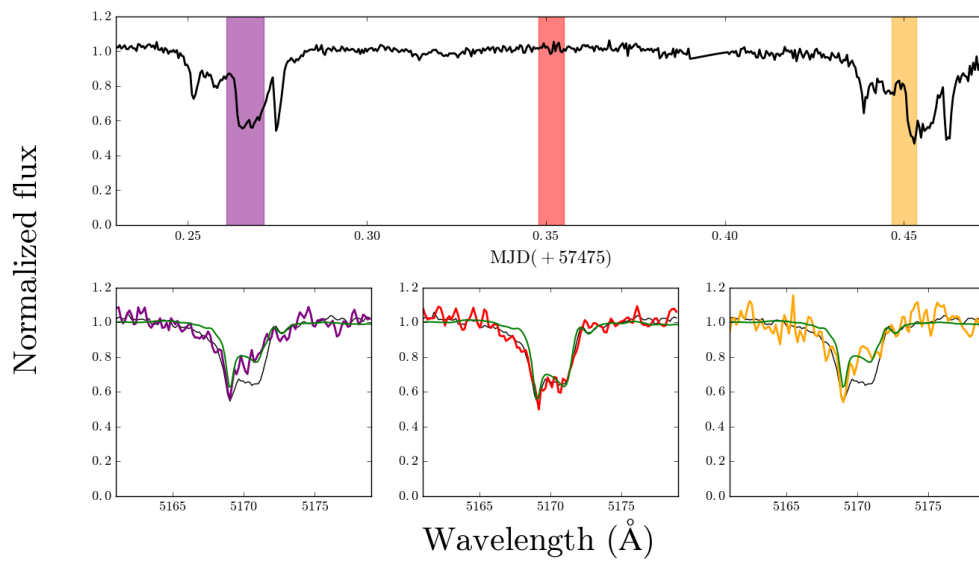


Figure 2.23 Predicted and observed shape of the FeII 5169 absorption feature in and out of transit. Top : 61'-inch light curve obtained on 2016.03.28 (black). Bottom : subexposure of the ESI spectra for the three moments identified with the shaded areas in the top panel. Presented in black is the mean spectra outside the transit while the green line represents the predicted shape of the circumstellar feature according to our model at time t_4 (first and third panel) and out of transit (middle panel).

model is able to successfully produce a reduction of the depth of the absorption features similar to those measured during the 2016.03.28 transits. Given that the light curve shows $\sim 40\%$ dips during transits, we can also rule out a body as large as 14,700 km since it would cover 80% of the star surface (note there is the very likely possibility, however, that the transiting body is not totally optically thick, in which case it could indeed be much larger). Taking our simple 11,250 km diameter blocking area, we can compare the resulting shape of the circumstellar features at various points during the transit.

Figure 2.23 shows the predicted shape of the Fe II 5169 region approximately at the maximum of the transit (corresponding to t_4 in Figure 2.22) as well as when out of transit. While the temporal resolution and signal-to-noise of the sub-exposures are not sufficient to allow a better characterization of the transiting body, it is encouraging that this simple model is sensitive to details of the physical characteristics of the transiting object. The model also predicts, as observed, that the change in depths of the various absorption features are not the same for every transition, which is a reflection of the fact that they are not all formed at the same place in the disk. Moreover, it also naturally explains the shallower transits observed in the UV (see Xu et al., 2019, for a semi-analytical explanation of this phenomenon). In a forthcoming publication, we will attempt to extract a more detailed comprehension of the physical conditions in the disk based on the variation in depth of the various transitions during transiting events.

2.7 Conclusion

This paper first presented an updated analysis, based on new atmospheric parameters, of the photospheric composition of WD 1145+017. In particular, we now find that the somewhat high oxygen abundance problem reported in a previous study (Xu et al., 2016) disappeared thanks in part to new high resolution spectroscopic data showing that some of the lines previously used for the abundance determination were contaminated by circumstellar absorption features. Our updated analysis now shows that the chemical abundance pattern observed at the photosphere is, to the first order, very close to what is expected for the accretion of a rocky body with bulk Earth composition.

We next developed an eccentric precessing disk model similar to that proposed by Cauley et al. (2018) in order to reproduce the numerous variable circumstellar features observed over time in the spectra of WD 1145+017. One of the main advantages of this model in comparison to that of Cauley et al. (2018) is that it predicts the shape of all circumstellar features from the UV to the optical using opacity calculations based on the assumed physical conditions of the disk. While the considered physical structure and dynamical configuration are certainly not a perfect representation of reality (in particular the very approximate temperature structure assumed), this simple model is able to reproduce the majority of the circumstellar features, from UV to optical, at numerous epochs during the precession cycle. Based on our calculations, the abundances for the circumstellar gas also appear to be about the same as those determined from the photosphere (no adjustment is needed to reproduce the relative depths from different elements). We also estimate that the total mass of the gas present in those rings is on the order of $\sim 10^{16}$ g, close to the mass of Uranus and Neptune’s ring systems.

This eccentric disk model for circumstellar absorption also highlights the need for supplementary components, as some features cannot be accounted for by it. In particular, the numerous symmetrical zero velocity features (relative to the gravitationally red-shifted photospheric lines) observed in the optical probably indicate the presence of a supplementary low eccentricity ring outside the eccentric ring system. Furthermore, an additional low eccentricity component of hot gas is also needed to explain the presence of highly ionized species such as Si IV in the UV.

We find that a precession period of 4.6 ± 0.3 yrs is able to reproduce relatively well the observed shape of the velocity profile from April 2015 to January 2018, although some epochs, notably Nov/Dec 2016 and Apr/May 2018, are more challenging. Minor adjustments on the disk parameters (perihelion distances of the rings, eccentricities and angular shift of the apsidal line between the different rings) could probably provide an even better representation of the circumstellar features, a task left for future studies.

Finally, our simple model can also be used to confirm in a more quantitative way the semi-analytical description presented in Xu et al. (2019), that is the anti-correlation between the circumstellar line strength and the transit depth, the shallower transit in the

UV and the alignment of the orbital plane for the gas disk and the blocking fragment.

To conclude, considering the numerous approximations used in the construction of this eccentric disk model, its ability to reproduce a fair number of the observed characteristics of this system over time is quite satisfying. Future studies will aim at improving the physical structure of the rings (in particular implement a more realistic temperature structure) in order to better characterize the various components in orbit around WD 1145+017. A full analysis of all spectroscopic data available, including multiple epochs of HST data, will be presented elsewhere once the model has been improved and refined to a more satisfactory level.

2.8 Appendix I

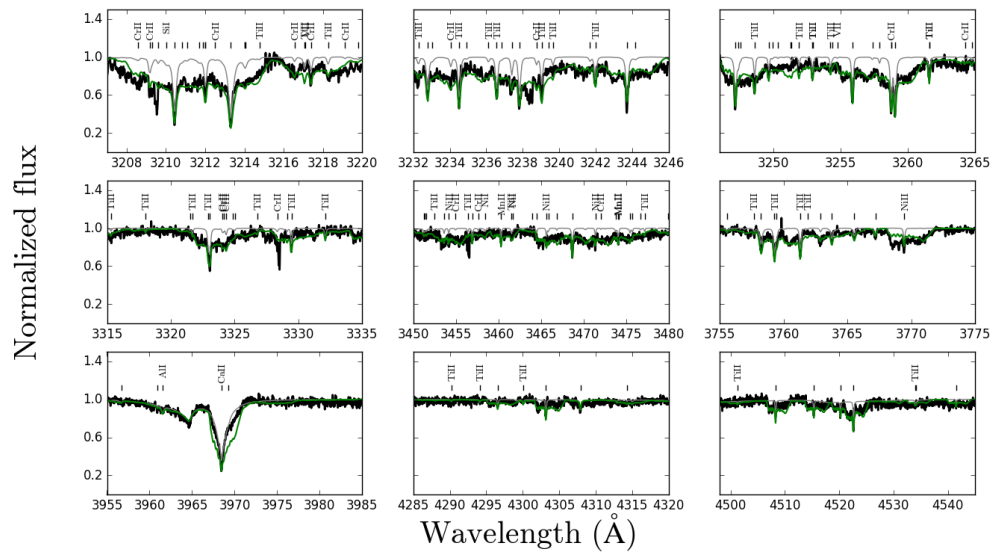


Figure 2.24 Same regions presented in Figure 2.11 for the 2015.04.11 HRESb epoch.

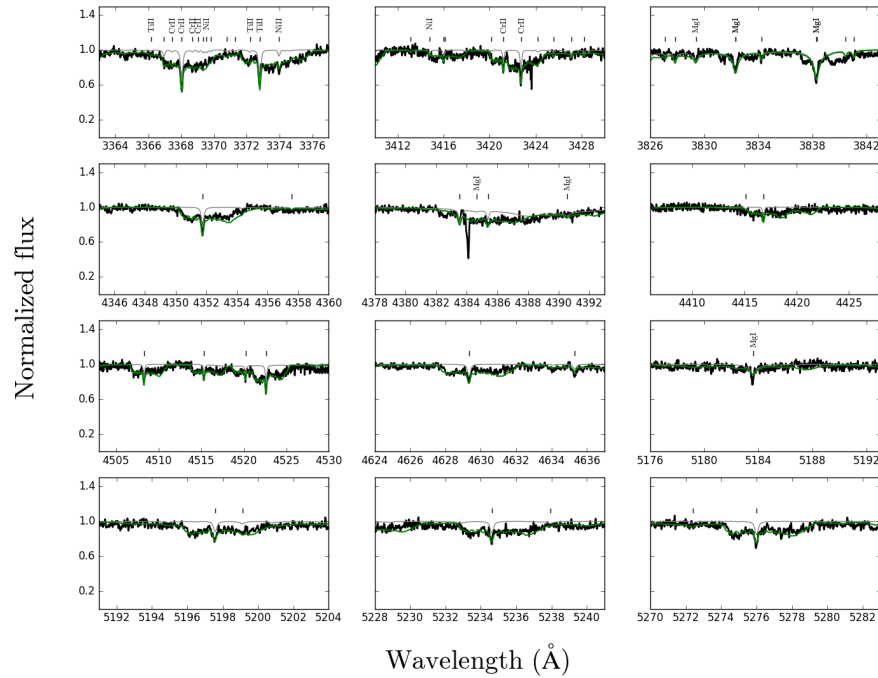


Figure 2.25 Same regions presented in Figure 2.13 for the 2015.04.11 HIRESb epoch.

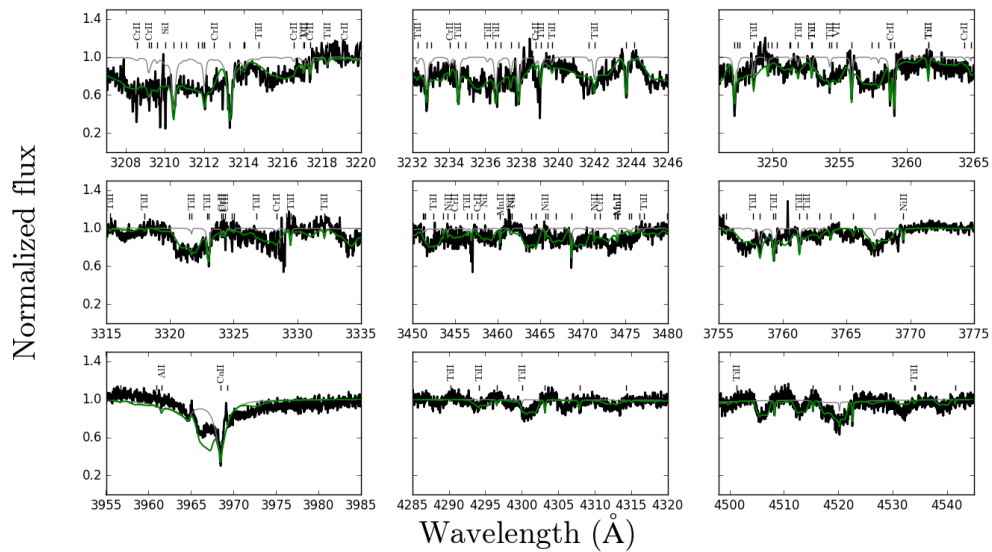


Figure 2.26 Same regions presented in Figure 2.11 for the 2018.01.01 HIRESb epoch.

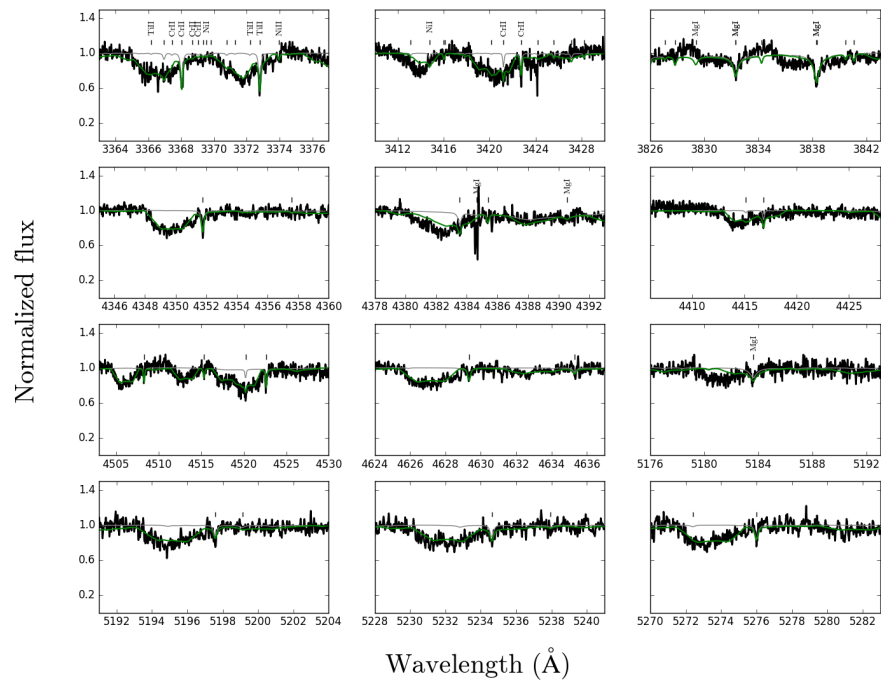


Figure 2.27 Same regions presented in Figure 2.13 for the 2018.01.01 HIRESb epoch.

CHAPITRE 3

CONCLUSION

Le but de la recherche présentée était de faire l'analyse des zones d'absorption circumstellaires asymétriques et variables détectées à plusieurs époques de données spectroscopiques du système WD 1145+017. La source proposée de ces composantes est un disque gazeux excentrique en précession autour de l'étoile naine blanche (Cauley et al., 2018). La géométrie proposée est reprise afin de construire un modèle calculant de façon explicite l'absorption causée par le disque du domaine de l'ultraviolet au visible. Les paramètres libres du modèle, la température et la densité de masse centrale, sont variés afin de reproduire la présence et la profondeur des zones d'absorption observées. La première approximation de température constante n'est pas suffisante pour reproduire simultanément les raies dans les différents domaines du spectre. Ajouter une structure verticale linéaire améliore nettement la situation et reproduit une très grande fraction des zones d'absorption. Bien sûr, cette structure simple n'est pas physique et ne tient pas compte de la différence de distance à l'étoile à travers le disque, qui devrait induire un gradient radial de température. Il est possible de voir les manquements de la structure simple proposée, à l'endroit de transitions plus énergétiques telles que les raies de SiIV dans l'ultraviolet, pour lesquelles la profondeur n'est pas reproduite. C'est pourquoi il sera important dans le futur de construire un profil de température physique tenant compte de l'influence de l'étoile et de l'interaction entre les différents anneaux du disque.

La précession de notre disque modélisé est utilisée afin de reproduire les profils de vitesse des zones d'absorption dans les différentes époques de données. Ce type d'analyse permet de déterminer la période de précession du disque et de vérifier si la configuration géométrique peut reproduire toutes les époques. Sans tenir compte des vraies différences de temps, nous sommes capable de reproduire le profil de vitesse de 4 époques (ou groupes d'époques). En effectuant un ajustement linéaire de la phase dans le cycle de ces 4 périodes, il nous est possible trouver une période de 4.6 ans, qui reproduit bien le cycle général (sans reproduire précisément les profils pour toutes les époques). Même

avec cette période, nous trouvons des époques pour lesquelles aucun moment du cycle de précession ne produit un profil satisfaisant. Tout cela nous indique que la géométrie implémentée dans le modèle n'est pas représentative de la réalité et à partir des différences avec les données, nous donnons des pistes de modifications. Nous proposons qu'il serait intéressant dans le futur, d'inverser le problème et de déduire la configuration géométrique à partir des différents profils de vitesse. Nous avons ensuite fait l'ajout d'anneaux de gaz circulaires au-delà des 14 anneaux du disque excentrique. L'absorption résultante permet de reproduire les composantes stationnaires, décalées vers le bleu par rapport aux composantes photosphériques, détectées dans le domaine du visible, ainsi que les raies de SiIV détectées dans le spectre ultraviolet, au même décalage de vitesse. Ces composantes ayant été soulignées par le fait que le disque excentrique ne les reproduit pas. Nous avons posé des contraintes sur les paramètres nécessaires pour reproduire la largeur, la profondeur et le décalage des composantes. Les raies de SiIV nécessitent une température de 19,000 K, qui est difficilement explicable si loin de l'étoile. Il est important de mentionner que ces anneaux supplémentaires sont ajoutés sans raison dynamique, mais seulement pour reproduire empiriquement ce qui est observé dans le spectre. La raison de leur présence est une question qui devra être explorée dans le futur.

Finalement, nous avons testé l'hypothèse selon laquelle un transit de l'objet en décomposition peut expliquer les variations à courte échelle de temps des composantes circumstellaires. Nous déterminons qu'un simple objet circulaire qui cache $\sim 45\%$ de la surface de l'étoile, placé sur une orbite alignée avec celle du disque, peut reproduire au premier ordre le changement de profondeur observé dans les données à faible résolution obtenues durant un transit. Malgré le fait que l'objet réel n'est certainement pas circulaire, ceci est une bonne première approximation de sa taille et confirme que son transit peut agir sur les composantes circumstellaires présentes dans le spectre du système.

En bref, la comparaison du modèle simple et idéalisé, présenté dans ce mémoire, avec les nombreuses époques de données spectroscopiques nous a permis d'en apprendre sur les paramètres physiques du disque gazeux. Les problèmes rencontrés ont révélé plusieurs avenues différentes pour le futur de l'analyse du système intéressant et complexe en orbite autour de l'étoile naine blanche WD 1145+017.

BIBLIOGRAPHIE

- P. Wilson Cauley, Jay Farihi, Seth Redfield, Stephanie Bachman, Steven G. Parsons et Boris T. Gänsicke. Evidence for Eccentric, Precessing Gaseous Debris in the Circumstellar Absorption toward WD 1145 + 017. *ApJL*, 852(2):L22, Jan 2018.
- S. Coutu, P. Dufour, P. Bergeron, S. Blouin, E. Loranger, N. F. Allard et B. H Dunlap. Analysis of Helium-Rich White Dwarfs Polluted by Heavy Elements in the Gaia Era. *arXiv e-prints*, page arXiv :1907.05932, Jul 2019.
- Bryce Croll, Paul A. Dalba, Andrew Vanderburg, Jason Eastman, Saul Rappaport, John DeVore, Allyson Bieryla, Philip S. Muirhead, Eunhyu Han, David W. Latham, Thomas G. Beatty, Robert A. Wittenmyer, Jason T. Wright, John Asher Johnson et Nate McCrady. Multiwavelength Transit Observations of the Candidate Disintegrating Planetesimals Orbiting WD 1145+017. *The Astrophysical Journal*, 836(1):82, Feb 2017.
- Tim Cunningham, Pier-Emmanuel Tremblay, Bernd Freytag, Hans-Günter Ludwig et Detlev Koester. Convective overshoot and macroscopic diffusion in pure-hydrogen-atmosphere white dwarfs. *MNRAS*, 488(2):2503–2522, Sep 2019.
- J. H. Debes, M. Kilic, F. Faedi, E. L. Shkolnik, M. Lopez-Morales, A. J. Weinberger, C. Slesnick et R. G. West. Detection of Weak Circumstellar Gas around the DAZ White Dwarf WD 1124-293 : Evidence for the Accretion of Multiple Asteroids. *ApJ*, 754(1):59, Jul 2012.
- John H. Debes et Steinn Sigurdsson. Are There Unstable Planetary Systems around White Dwarfs? *ApJ*, 572(1):556–565, Jun 2002.
- P. Dufour, S. Blouin, S. Coutu, M. Fortin-Archambault, C. Thibeault, P. Bergeron et G. Fontaine. *The Montreal White Dwarf Database : A Tool for the Community*, volume 509 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 3. 2017.
- J. Dupuis, G. Fontaine, C. Pelletier et F. Wesemael. A Study of Metal Abundance Pat-

- terns in Cool White Dwarfs. I. Time-dependent Calculations of Gravitational Settling. *ApJS*, 82:505, Oct 1992.
- J. Dupuis, G. Fontaine, C. Pelletier et F. Wesemael. A Study of Metal Abundance Patterns in Cool White Dwarfs. II. Simulations of Accretion Episodes. *ApJS*, 84:73, Jan 1993a.
- J. Dupuis, G. Fontaine et F. Wesemael. A Study of Metal Abundance Patterns in Cool White Dwarfs. III. Comparison of the Predictions of the Two-Phase Accretion Model with the Observations. *ApJS*, 87:345, Jul 1993b.
- J. Farihi, M. A. Barstow, S. Redfield, P. Dufour et N. C. Hambly. Rocky planetesimals as the origin of metals in DZ stars. *MNRAS*, 404(4):2123–2135, Jun 2010.
- Gaia Collaboration, A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, C. Babusiaux, C. A. L. Bailer-Jones, M. Biermann, D. W. Evans, L. Eyer et al. Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties. *A&A*, 616:A1, août 2018.
- B. T. Gänsicke, A. Aungwerojwit, T. R. Marsh, V. S. Dhillon, D. I. Sahman, Dimitri Veras, J. Farihi, P. Chote, R. Ashley, S. Arjyotha, S. Rattanasoon, S. P. Littlefair, D. Pollacco et M. R. Burleigh. High-speed Photometry of the Disintegrating Planetesimals at WD1145+017 : Evidence for Rapid Dynamical Evolution. *The Astrophysical Journal*, 818(1):L7, Feb 2016.
- B. T. Gänsicke, D. Koester, J. Farihi, J. Girven, S. G. Parsons et E. Breedt. The chemical diversity of exo-terrestrial planetary debris around white dwarfs. *MNRAS*, 424(1): 333–347, Jul 2012.
- B. L. Gary, S. Rappaport, T. G. Kaye, R. Alonso et F. J. Hambschs. WD 1145+017 photometric observations during eight months of high activity. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 465(3):3267–3280, Mar 2017.
- M. Jura. A Tidally Disrupted Asteroid around the White Dwarf G29-38. *ApJL*, 584(2): L91–L94, Feb 2003.

- M. Jura et E. D. Young. Extrasolar Cosmochemistry. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 42(1):45–67, May 2014.
- Christopher J. Manser, Boris T. Gänsicke, Thomas R. Marsh, Dimitri Veras, Detlev Koester, Elmé Breedt, Anna F. Pala, Steven G. Parsons et John Southworth. Doppler imaging of the planetary debris disc at the white dwarf SDSS J122859.93+104032.9. *MNRAS*, 455(4):4467–4478, Feb 2016.
- C. Melis, M. Jura, L. Albert, B. Klein et B. Zuckerman. Echoes of a Decaying Planetary System : The Gaseous and Dusty Disks Surrounding Three White Dwarfs. *ApJ*, 722(2):1078–1091, Oct 2010.
- Ryan Miranda et Roman R. Rafikov. Fast and Slow Precession of Gaseous Debris Disks around Planet-accreting White Dwarfs. *ApJ*, 857(2):135, Apr 2018.
- R. Raddi, B. T. Gänsicke, D. Koester, J. Farihi, J. J. Hermes, S. Scaringi, E. Breedt et J. Girven. Likely detection of water-rich asteroid debris in a metal-polluted white dwarf. *MNRAS*, 450(2):2083–2093, Jun 2015.
- S. Rappaport, B. L. Gary, T. Kaye, A. Vanderburg, B. Croll, P. Benni et J. Foote. Drifting asteroid fragments around WD 1145+017. *MNRAS*, 458(4):3904–3917, Jun 2016.
- S. Rappaport, B. L. Gary, A. Vanderburg, S. Xu, D. Pooley et K. Mukai. WD 1145+017 : optical activity during 2016-2017 and limits on the X-ray flux. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 474(1):933–946, Feb 2018.
- Seth Redfield, Jay Farihi, P. Wilson Cauley, Steven G. Parsons, Boris T. Gänsicke et Girish M. Duvvuri. Spectroscopic Evolution of Disintegrating Planetesimals : Minute to Month Variability in the Circumstellar Gas Associated with WD 1145+017. *ApJ*, 839(1):42, Apr 2017.
- Andrew Vanderburg, John Asher Johnson, Saul Rappaport, Allyson Bieryla, Jonathan Irwin, John Arban Lewis, David Kipping, Warren R. Brown, Patrick Dufour, David R. Ciardi, Ruth Angus, Laura Schaefer, David W. Latham, David Charbonneau, Charles

Beichman, Jason Eastman, Nate McCrady, Robert A. Wittenmyer et Jason T. Wright. A disintegrating minor planet transiting a white dwarf. *Nature*, 526(7574):546–549, Oct 2015.

Dimitri Veras, Philip J. Carter, Zoë M. Leinhardt et Boris T. Gänsicke. Explaining the variability of WD 1145+017 with simulations of asteroid tidal disruption. *MNRAS*, 465(1):1008–1022, Feb 2017.

F. Wesemael et J. W. Truran. Accretion of grains and element abundances in cool, helium rich whitedwarf. *ApJ*, 260:807–814, Sep 1982.

S. Xu, M. Jura, P. Dufour et B. Zuckerman. Evidence for Gas from a Disintegrating Extrasolar Asteroid. *ApJL*, 816(2):L22, Jan 2016.

Siyi Xu, Na'ama Hallakoun, Bruce Gary, Paul A. Dalba, John Debes, Patrick Dufour, Maude Fortin-Archambault, Akihiko Fukui, Michael A. Jura, Beth Klein, Nobuhiko Kusakabe, Philip S. Muirhead, Norio Narita, Amy Steele, Kate Y. L. Su, Andrew Vanderburg, Noriharu Watanabe, Zhuchang Zhan et Ben Zuckerman. Shallow Ultraviolet Transits of WD 1145+017. *AJ*, 157(6):255, Jun 2019.