



UNIVERSIDAD
NACIONAL
DE LA PLATA



Facultad de Ciencias
**Astronómicas
y Geofísicas**
UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA

Tesis para obtener el grado académico de
Doctorado en Astronomía

***CARACTERIZACIÓN DE COMPONENTES DE ESTRELLAS BINARIAS
MASIVAS GALÁCTICAS***

Lic. Cinthya Nazarena Rodríguez

Director: Dr. Gabriel Ferrero

Co-Director: Dr. Omar G Benvenuto

Resumen

Las estrellas masivas cumplen un papel fundamental en la evolución del universo, donde la mejor manera de caracterizarlas globalmente es estudiarlas formando sistemas binarios donde se vean las dos componentes en los espectros (sistemas SB2) y que además muestre eclipses en su curva de luz. Existe un sesgo observacional para sistemas con cocientes de masa pequeños ($q < 0.3$). Por ende, para conseguir una muestra homogénea es necesario expandir el análisis a este tipo de sistemas, y la manera es obteniendo datos de alta resolución.

Con esta motivación buscamos una muestra de sistemas binarios observados por el monitoreo *OWN Survey* (aún en ejecución) con el criterio de que tengan una buena señal a ruido en sus espectros (ópticos). Así, nos quedamos con 5 sistemas binarios espectroscópicos, donde la mayoría son sistemas binarios de un sólo espectro (sistemas SB1) esperando encontrar sistemas con cocientes de masa bajos.

El grueso de la tesis se centra entonces en realizar un análisis espectral de estos sistemas con espectros tomados por el *OWN* y tomados por mí para esta tesis en particular. Medimos velocidades radiales y ajustamos una solución orbital del sistema. Para los sistemas con datos fotométricos, buscamos eclipses y realizamos un estudio espectro-fotométrico en conjunto. Además, revisitamos las clasificaciones espectrales de cada componente. Analizamos el ensanchamiento de las líneas de los espectros buscando caracterizar la velocidad de rotación proyectada en el cielo y la macroturbulencia, con los cuales después estudiamos cuantitativamente el sistema, calculando así parámetros físicos importantes como la temperatura efectiva y la gravedad superficial.

Por otro lado, observamos algunos de estos sistemas en infrarrojo buscando indicios de la compañera, en donde podría detectarse una estrella de pre-secuencia (que no se observa en el rango óptico). Además, realizamos la distribución espectral de energía con todos los datos fotométricos en la base de la herramienta del observatorio virtual *vosa*, buscando también excesos en infrarrojo.

Por último, en los casos donde es posible, calculamos *tracks* evolutivos e isocronas para armar un diagrama HR donde comparamos estos modelos con los valores obtenidos de la observación. Además, realizamos un estudio de la evolución mareal del sistema.

Índice general

Resumen	III
1. Introducción	1
1.1. Sistemas binarios masivos	2
1.2. Distribución de los parámetros orbitales	3
1.3. Formación de estrellas masivas	8
1.4. Evolución estelar	9
2. Observaciones	11
2.1. OWN Survey	11
2.2. Selección de la muestra	11
2.3. Descripción de las observaciones	12
2.4. Procesamiento de los datos	16
2.4.1. Pre-reducción	16
2.4.2. Extracción de los espectros	17
2.4.3. Calibración en longitud de onda	17
2.4.4. Normalización	18
3. Metodología	21
3.1. Binarias espectroscópicas	21
3.2. Herramientas	22
3.2.1. IRAF	22
3.2.2. IACOB-BROAD	23
3.2.3. IACOB-GBAT	24
3.2.4. FOTEL	25
3.2.5. PHOEBE	26
3.2.6. Código de evolución estelar en sistemas binarios	28
4. Análisis	31
4.1. HM1-8	31
4.1.1. Observaciones	32
4.1.2. Análisis espectral	33

4.1.3.	Modelo del sistema binario	42
4.1.4.	Evolución del sistema por causa de la fuerza de marea	46
4.1.5.	Exceso infrarrojo	51
4.1.6.	Resumen y conclusiones	52
4.2.	HD 165246	55
4.2.1.	Observaciones	56
4.2.2.	Análisis espectroscópico	56
4.2.3.	Modelo binario	60
4.2.4.	Estado evolutivo del sistema	64
4.2.5.	Exceso infrarrojo	72
4.2.6.	Resumen y conclusiones	73
4.3.	HD 101190	75
4.3.1.	Observaciones	75
4.3.2.	Análisis espectroscópico	75
4.3.3.	Emisión en el infrarrojo	84
4.3.4.	Resumen y conclusiones	85
4.4.	HD 96622	87
4.4.1.	Observaciones	88
4.4.2.	Análisis espectral	88
4.4.3.	Análisis del ensanchamiento espectral	93
4.4.4.	Emisión en el infrarrojo	93
4.4.5.	Resumen y conclusiones	94
4.5.	HD 96946	96
4.5.1.	Observaciones	96
4.5.2.	Análisis espectral	96
4.5.3.	Sobre detectabilidad de la componente secundaria	97
4.5.4.	Emisión en el infrarrojo	100
4.5.5.	Resumen y conclusiones	101
5.	Conclusiones generales	103
	Índice de Tablas	111
	Índice de Figuras	121
	Bibliografía	132

Capítulo 1

Introducción

A una estrella se la considera como masiva si tiene la suficiente masa como para sufrir un colapso gravitacional en su núcleo al fin de su vida, terminando como un objeto compacto. Según [Poelarends et al. \(2008\)](#), la masa con la que debe entrar a la secuencia principal de edad cero (ZAMS) debe ser mayor a $8\text{--}12 M_{\odot}$ para una metalicidad solar, y decrece significativamente para metalicidades bajas. Las estrellas masivas comprenden tipos espectrales entre los O y B tempranos, al inicio de su evolución, y luego se encuentran como estrellas Wolf-Rayet (WR), Variables Luminosas Azules (LBV), etc.

Las estrellas masivas cumplen un papel fundamental en la evolución del universo. Son estrellas con altas luminosidades que se mantienen muy calientes a lo largo de su evolución. Esto hace que liberen una gran cantidad de fotones ionizantes, principalmente en el ultravioleta (UV). Además, estas luminosidades generan fuertes vientos estelares que barren todo el medio a su alrededor. El fin de la vida de estas estrellas se da de forma violenta, donde la mayoría de ellas producen supernovas, liberando gran cantidad de energía radiativa, energía cinética y sintetizando nuevos elementos químicos – principalmente carbono, nitrógeno y oxígeno formados durante su evolución, más numerosos elementos pesados creados durante la explosión (ver [Maeder and Mermilliod, 1981](#)) –. Dada la combinación de los vientos, *outflows*¹ masivos, la expansión de regiones HII y las explosiones de supernova, estas estrellas son la fuente principal de la mezcla y la turbulencia en el medio interestelar de las galaxias. La turbulencia, combinada con la rotación diferencial, produce además dínamos galácticos que generan campos magnéticos galácticos los cuales a su vez interactúan con frentes de onda de supernovas, acelerando rayos cósmicos. Estos rayos cósmicos, junto con la radiación UV y la disipación de la turbulencia, son las principales fuentes de calentamiento del medio interestelar, generando la emisión del polvo en el infrarrojo lejano. Por lo tanto, las estrellas masivas afectan el proceso de formación de otras estrellas y planetas, al igual que la física, química y estructura morfológica de su galaxia huésped ([Kennicutt, 2005](#)).

Dada su importancia, en los últimos años se ha tratado de caracterizar este tipo de estrellas enfrentándose a un problema. Las estrellas masivas son de evolución rápida, comprendiendo unos pocos millones de años desde que entra a secuencia principal hasta que explota como supernova ([Limongi and Chieffi, 2006](#)), haciendo difícil su detección. Además, dada su rápida evolución, nunca terminan de alejarse completamente de la nube molecular donde se forman, por lo que pasan toda su vida en regiones rodeadas

¹Flujos de material que se expulsan por los polos de las estrellas.

de polvo, dificultando su observación en el rango óptico. Debido a esto, no hay un gran número de estrellas masivas bien caracterizadas. Recientemente, se han comenzado diferentes seguimientos y análisis de estrellas masivas a lo largo de todo el cielo para conseguir una mejor estadística. Es el fin de esta tesis aportar al conocimiento general de las estrellas masivas a través de sistemas binarios masivos, realizando un análisis exhaustivo sobre una muestra de éstos, combinando el conocimiento observacional y teórico, aumentando así el número de estrellas con parámetros astrofísicos determinados. A continuación comentamos sobre la importancia de estos sistemas binarios masivos.

1.1. Sistemas binarios masivos

Desde recientes décadas resultó evidente que la mayoría de las estrellas masivas se encuentran dentro de sistemas binarios cercanos, donde la distancia entre las estrellas es, a lo sumo, unas decenas de veces sus radios. [Sana et al. \(2012\)](#) encuentran que el 70 % de las estrellas O interactúan con una compañera. Además, [Kobulnicky et al. \(2014\)](#) encuentran una fracción de binariedad de 65 %–80 % para períodos menores a 10^4 días, mientras que [Sana \(2017\)](#) encuentra que el porcentaje intrínseco de binariedad, corregido por sesgos observacionales (*bias*), está entre el 50 % y el 70 %. Los sistemas binarios tienen gran implicancia en la formación, evolución y fase final de las estrellas (desde la fase de pre-secuencia, hasta la explosión en una supernova). Sólo una minoría de estas estrellas evolucionan sin ser perturbadas. Para estrellas tempranas ubicadas en cúmulos abiertos con edades menores a 3 Ma, el efecto de binariedad en la evolución es despreciable ([Sana et al., 2012](#)).

En particular, los sistemas binarios con cocientes de masa ($q = M_2/M_1$) bajos ($q \lesssim 0.2$) implican un desafío para los modelos de formación estelar dado que se conoce poco sobre ellos, por lo que se torna importante caracterizarlos.

Además, los sistemas binarios espectroscópicos y eclipsantes son importantes a la hora de determinar la masa de las componentes. Este parámetro es uno de los más importantes ya que delimita cómo será la formación y evolución de una estrella. Aún al día de hoy hay muy pocas estrellas masivas con masas conocidas mediante un método robusto como puede ser un análisis espectro-fotométrico. En el trabajo [Rodríguez and Ferrero \(2022\)](#) realizamos una recopilación de la bibliografía de todas las estrellas masivas con medidas de masas precisas, donde encontramos 54 estrellas galácticas con masas $M > 8 M_{\odot}$. En la Figura 1.1 se puede ver un diagrama masa vs. temperatura efectiva mostrando todas las estrellas de esta muestra. Se puede ver que las estrellas enanas y gigantes se agrupan en una franja. Se asume que esta distribución de masas refleja las diferencias espectrales mientras que las clases de luminosidad se deben a efectos del viento y de evolución.

Dado que las estrellas se expanden a medida que evolucionan, si el sistema binario tiene períodos orbitales de hasta 1500 días, en algún momento se da transferencia de masa entre sus componentes ([Podsiadlowski et al., 1992](#)). La estrella más masiva puede expulsar toda su envoltura y perder gran parte de su masa original, modificando también su velocidad de rotación debido a la pérdida de momento angular. Mientras tanto, la compañera recibe masa y momento angular, lo que da a lugar a procesos de mezcla en su interior y modifica su camino evolutivo ([Brott et al., 2011](#)). En la mayoría de los casos, después de esta interacción no se espera poder reconocer al sistema binario como tal, debido a la gran

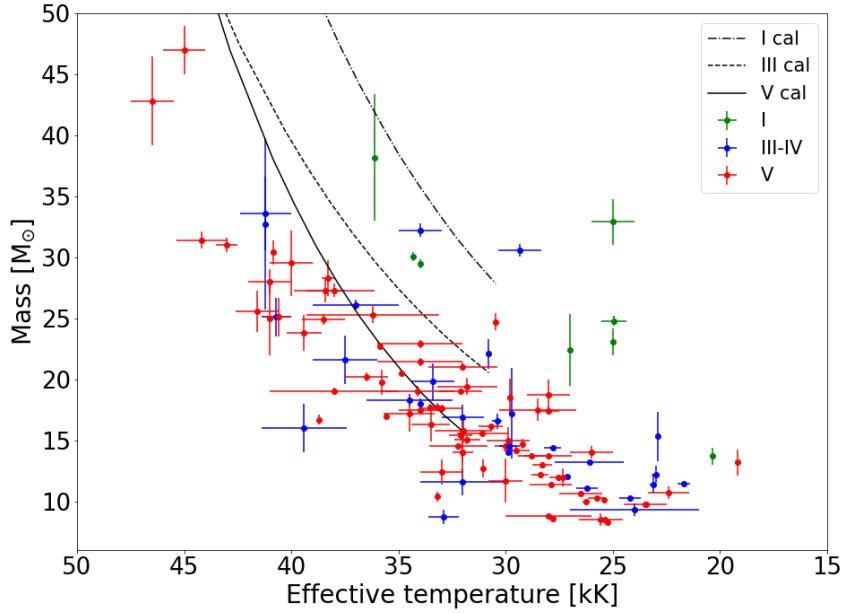


Figura 1.1: Diagrama Masas vs. Temperatura efectiva. La muestra corresponde a estrellas con masas $8 M_{\odot} \leq M \leq 43 M_{\odot}$ y temperaturas entre $10\,000 \text{ K} \leq T_{ef} \leq 47\,000 \text{ K}$. Las líneas indican calibraciones de [Martins et al. \(2005\)](#) para diferentes clases de luminosidad.

diferencia de las luminosidades de las componentes y a su gran período ([de Mink et al., 2013](#)). Por otro lado, se supone que el 24 % de los sistemas más cercanos eventualmente se fusionarán ([Sana et al., 2012](#)).

Al caracterizar estrellas masivas en sistemas binarios es importante tener en cuenta las relaciones entre los parámetros orbitales, ya que éstas cuantifican los valores óptimos para las diferentes técnicas observacionales.

1.2. Distribución de los parámetros orbitales

La fracción precisa de estrellas O en sistemas binarios y su importancia en diferentes escenarios, son determinados por la distribución de parámetros orbitales. Las relaciones entre la masa de la primaria, el cociente de masas, el período orbital, la excentricidad, la edad, la metalicidad y su entorno se han comenzado a cuantificar con precisión recientemente (ver [Duchêne and Kraus, 2013](#), para una revisión de esto).

En la Figura 1.2 se encuentran en un diagrama de parámetros (período vs. cociente de masa q^2) todas las técnicas por las cuales se pueden detectar componentes secundarias en sistemas binarios. En particular, para sistemas binarios de doble espectro (SB2), la secundaria debe ser comparable en luminosidad con la primaria para que ambas sean observadas en los espectros. Dado que las estrellas de secuencia

²en este caso se define q como la masa de las compañeras sobre la masa de la componente primaria

principal siguen una relación masa–luminosidad muy empinada, cuando la componente primaria es una estrella temprana de secuencia principal, solo se pueden detectar compañeras para $q > 0.25$.

En principio, muchas de las técnicas pueden encontrar compañeras en sistemas con un cociente de masa mayor a 0.3 (ver Figura 1.2), por lo que la densidad de binarias en esta zona del espacio de parámetros es más confiable. Esto nos lleva a separar este análisis en dos rangos de cocientes de masas: por un lado, sistemas con $q = 0.3 - 1$; y por otro lado, $q = 0.1 - 0.3$. En este último caso, la estadística es menos certera.

Moe and Di Stefano (2017) realizan un estudio estadístico de una muestra de estrellas dentro de la cual se encontraban 44 estrellas masivas tipo SB2, más de 170 000 binarias eclipsantes de la Nube Mayor de Magallanes (consideradas como estrellas tipo B en base a criterios fotométricos) y 25 estrellas tipo O con compañeras detectadas interferométricamente³. A partir del análisis de esa muestra, proponen que las propiedades de las componentes secundarias en sistemas binarios masivos se comportan según 3 regímenes: primero, un período orbital corto, $P \leq 20$ días, y una excentricidad baja, $e \leq 0.4$, que favorecen un cociente de masa promedio de $q \sim 0.5$; segundo, la frecuencia de compañeras para períodos intermedios tiene un máximo en $\log P$ (días) ≈ 3.5 (semieje mayor $a \approx 10$ u.a.), favoreciendo cocientes de masas $q \approx 0.2 - 0.3$; y finalmente, compañeras con períodos largos $\log P$ (días) $\approx 5.5-7.5$ ($a \approx 200-5000$ u.a.), que suelen pertenecer a sistemas jerárquicos, cuya distribución de cocientes de masas va entre 0.1 y 1 y es bastante consistente con parejas formadas aleatoriamente a partir de la función inicial de masas.

En dicho trabajo, Moe and Di Stefano (2017) definen los siguientes parámetros que caracterizan la estadística de la binariedad y las distribuciones:

- $f_{\log P, q > 0.3}(M_1, P)$: es la frecuencia de compañeras por primaria por intervalo logarítmico unitario de período orbital ($\log P, 1 + \log P$) con cocientes de masa $q \equiv M_{comp}/M_1 > 0.3$.
- $\gamma_{smallq}(M_1, P)$ y $\gamma_{largeq}(M_1, P)$: describen la probabilidad de distribución (p_q) del cociente de masas p (ver Figura 1.3). Se adopta la probabilidad de distribución como una ley de potencias para cada rango de q : $p_q \propto q^\gamma$ con pendientes

$$\gamma = \begin{cases} \gamma_{smallq} & \text{para } 0.1 < q < 0.3 \\ \gamma_{largeq} & \text{para } 0.3 < q < 1 \end{cases}$$

- $\mathcal{F}_{win}(M_1, P)$: fracción de exceso de estrellas “mellizas” (aquellas con $q > 0.95$), relativo a la componente subyacente de la ley de potencia γ_{largeq} .
- $\eta(M_1, P)$: pendiente de la ley de potencia que describe la distribución de excentricidades $p_e \propto e^\eta$ para valores de excentricidad $0 < e < e_{max}$, donde $e_{max}(P) = 1 - \left(\frac{P}{2 \text{ días}}\right)^{-2/3}$ para $P > 2$ días.

³Notemos que las compañeras detectadas interferométricamente podrían no estar ligadas gravitacionalmente a la estrella primaria. Además, sus períodos se han estimado usando la tercera ley de Kepler a partir de la distancia a la primaria proyectada en el cielo. En los casos en que realmente estén ligadas, podrían ser las terceras (o cuartas, etc.) componentes de sistemas jerárquicos.

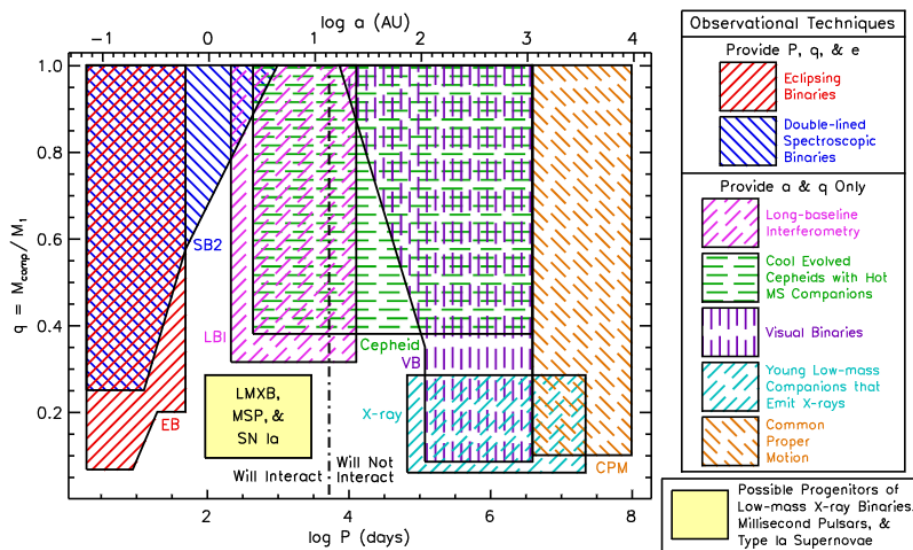


Figura 1.2: Diagrama esquemático de detección de compañeras según diferentes técnicas observacionales (regiones encerradas en líneas sólidas) como función del período orbital y el cociente de masas (definido como la masa de las compañeras sobre la masa de la primaria). Las distintas técnicas consideradas son: binarias espectroscópicas (azul), binarias eclipsantes (rojo), interferometría de larga base (magenta), cefeidas (verde), binarias visuales (violeta), emisiones en rayos-X (cian) y CMP (naranja). Se espera que las binarias de baja masa en rayos-X, púlsares del milisegundo y supernovas tipo Ia deriven de sistemas donde la primaria es una estrella temprana con una secundaria de baja masa ($q \approx 0.1 - 0.3$) con períodos iniciales moderados ($P \approx 100 - 3000$ días). Estos se muestran en la región amarilla. Sólo se muestran las técnicas observacionales donde el período orbital P y el cociente de masas q se pueden estimar y la compañera es una estrella no degenerada de pre-secuencia principal o de secuencia principal. Asumiendo una excentricidad promedio de $e \approx 0.5$, sólo binarias con períodos largos, $\log P$ días ≤ 3.7 (mostrado en línea punteada y discontinua), pueden interactuar a partir del punto de llenado (*overflow*) del lóbulo de Roche, mientras la primaria evoluciona a su fase de gigante. Imagen tomada de [Moe and Di Stefano \(2017\)](#).

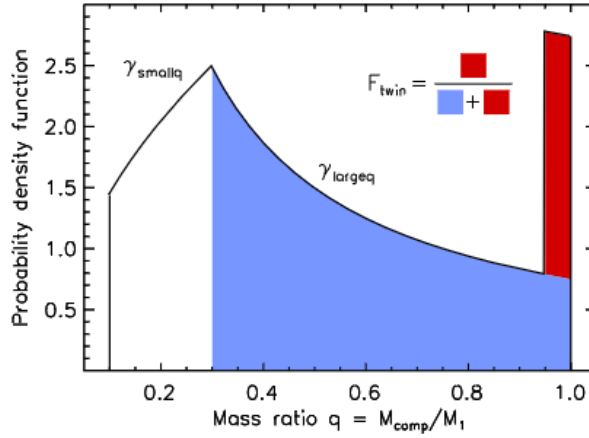


Figura 1.3: Distribución de probabilidad del cociente de masas p_q . Para modelarla se utilizan 3 parámetros diferentes: (a) la pendiente γ_{smallq} para $q=0.1-0.3$, (b) la pendiente γ_{largeq} para $q=0.3-1$, (c) la fracción de exceso \mathcal{F}_{twin} de componentes "mellizas" con $q=0.95-1$, relativa a la componente subyacente de la ley de potencias γ_{largeq} a lo largo de $q=0.3-1$. En este caso en particular $\gamma_{smallq}=0.5$, $\gamma_{largeq}=-1.0$ y $\mathcal{F}_{twin}=0.1$. La función de distribución de probabilidad está normalizada de modo que $\int_{0.3}^{1.0} p_q dq = 1$. Figura tomada de [Moe and Di Stefano \(2017\)](#).

A continuación comentamos brevemente cómo estos parámetros estadísticos definen las distribuciones de los parámetros orbitales más importantes.

Distribución de los períodos. La distribución de períodos presenta un pico para sistemas binarios masivos con períodos cortos ([Moe and Di Stefano, 2017](#); [Rizzuto et al., 2013](#)). La distribución de períodos para sistemas con compañeras cercanas está sesgada hacia períodos más cortos que 20 días, como se puede ver en la Figura 1.4. Para poblar la zona de períodos largos se necesitan datos de varios meses (o incluso años) para monitorear bien el sistema.

Distribución del cociente de masas. Para binarias tempranas, las pendientes γ_{largeq} y γ_{smallq} decrecen a medida que aumenta la separación entre las componentes. Para primarias de tipo O y B tempranas, las pendientes de la ley de potencias son $\gamma_{largeq} \approx -1.5$ y $\gamma_{smallq} \approx 0$ a lo largo del intervalo de semiejes $a \sim 1 - 10$ UA ([Evans et al., 2015](#); [Moe and Di Stefano, 2015](#); [Rizzuto et al., 2013](#); [Sana et al., 2014](#)). Esto indicaría que para valores de q pequeños y órbitas pequeñas, con $a \leq 1$ UA, todos los valores de q deberían encontrarse con una probabilidad similar.

Para primarias masivas, la frecuencia de compañeras con $q = 0.05 - 0.1$ parecen ser tan alta como aquellas con $q = 0.1 - 0.15$, aún a períodos cortos $P < 10$ días ([Moe and Di Stefano, 2015](#)).

Por otra parte, en general, los sistemas de largo período tienden a tener cocientes de masas pequeños. Además, existe un déficit de sistemas con $q = 0.8 - 1$ que parece ser intrínseco de las binarias tempranas ([Moe and Di Stefano, 2017](#)).

Todo esto se puede ver representado en la Figura 1.4, donde se muestra un diagrama $\log(P)$ vs q . Allí notamos que para períodos cortos, el cociente de masa puede variar en un gran rango de valores; y los períodos largos caen en una zona de cociente de masa bajos (aunque para largos períodos sólo tienen 3 valores), con una completitud de 20%–50%.

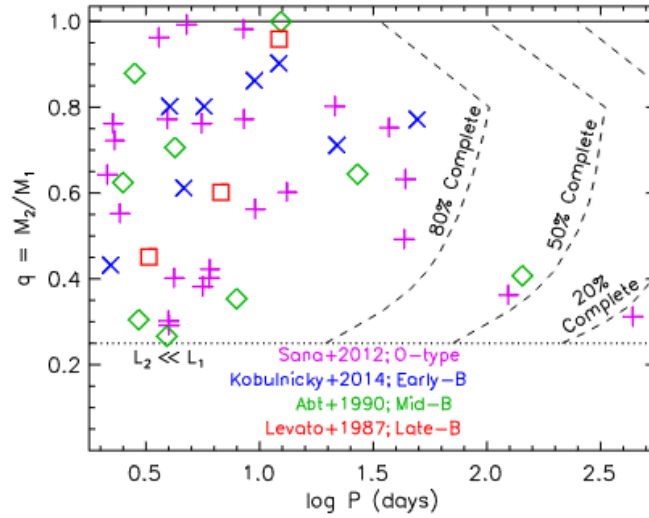


Figura 1.4: Cocientes de masa en función del período orbital para los 4 surveys considerados en el trabajo de [Moe and Di Stefano \(2017\)](#). Sistemas SB2 tempranos con primaria en secuencia principal sólo pueden detectar compañeras con $q > 0.25$ (línea punteada). Tomando $M_a = 10 M_\odot$, $e = 0.5e_{max}$ y una cadencia y sensibilidad media de los *surveys* espectroscópicos, se muestra los niveles de completitud a 80 %, 50 % y 20 % (líneas a trazos). SB2 de corto período con $P < 20$ días abarcan el intervalo de $q \approx 0.25 - 1$. Por otro lado, sistemas de largo período con $P = 100 - 500$ días abarcan sólo sistemas SB2 con $q \approx 0.3 - 0.4$, aún aunque los *surveys* espectroscópicos son sustancialmente incompletos en esta zona del espacio de parámetros.

Distribución de las excentricidades. Notemos que sólo se pueden utilizar las binarias espectroscópicas para cuantificar, sin sesgo, la distribución de excentricidad para binarias tempranas. En el trabajo de [Moe and Di Stefano \(2017\)](#) los autores analizan la distribución de excentricidad en el rango $0 < e < e_{max}$, donde e_{max} es un límite superior para e definido por $e_{max}(P) = 1 - \left(\frac{P}{2\text{días}}\right)^{-2/3}$ para $P > 2$ días, mientras que para $P < 2$ días consideran que el sistema está circularizado ($e = 0$). En la Figura 1.5 tenemos un diagrama e vs. $\log P$ donde podemos ver que para períodos menores a 10 días los sistemas tienden a excentricidades bajas (órbitas casi circulares), mientras que para $P > 10$ días sí se pueden encontrar sistemas más excéntricos. Cabe notar que para períodos muy largos casi no hay datos de excentricidad y los pocos que hay alcanzan altas excentricidades ($e > 0.3$).

Uno de los objetivos de esta tesis es estudiar sistemas que en principio son SB1, pero que en realidad puede tratarse de un SB2 con compañeras de muy baja luminosidad. En este contexto, estaríamos frente a sistemas con cociente de masas por debajo de la cota $q > 0.25$. Si un sistema resulta SB2 tendremos cotas mínimas para variables como, por ejemplo, la masa. Si además el sistema es eclipsante, juntando ambas técnicas obtendremos parámetros astrofísicos absolutos de cada componente. Por ende para esta tesis vamos a utilizar estas dos técnicas para realizar el análisis de los sistemas. Además, buscamos obtener soluciones orbitales que caractericen los períodos de los sistemas. Dado que tenemos datos de un largo período de tiempo, esperamos encontrar algún sistema con período largo y, aumentar el número de estrellas que caen en esa zona en el diagrama 1.4. De todas formas, en el trabajo de [Moe and Di Stefano \(2017\)](#) sólo utilizan 44 estrellas, por lo que es importante tener valores de todos los períodos

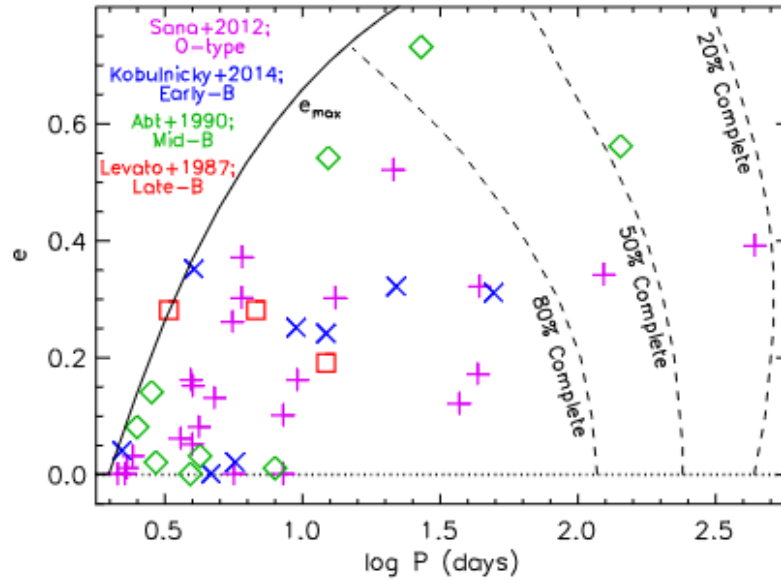


Figura 1.5: Excentricidad en función del $\log P$ para los 4 *surveys* considerados en el trabajo de [Moe and Di Stefano \(2017\)](#). La línea negra representa la excentricidad máxima esperada. Se adopta $M_1 = 10 M_\odot$, $q = 0.4$, orientaciones aleatorias, una sensibilidad y cadencia media de los *survey* espectroscópicos, y se muestra los niveles de completitud a 80 %, 50 % y 20 % (líneas a trazos). Podemos notar que a cortos períodos los sistemas tienden a circularizarse.

para aumentar la estadística.

De todo este análisis, [Moe and Di Stefano \(2017\)](#) concluyen que las binarias cercanas se forman por fragmentación del disco y migración, mientras que las binarias lejanas se forman por fragmentación del núcleo, aunque aún hay muchas incertezas de si los sistemas binarios se forman juntos o son dos estrellas que luego se ligan gravitacionalmente. Por lo que, en las siguientes sección comentamos sobre el paradigma actual de la formación y evolución de estrellas masivas aisladas.

1.3. Formación de estrellas masivas

Aún hay mucho que no se sabe sobre la formación estelar pero a grandes rasgos siguen la siguiente secuencia. Comenzando con una nube molecular gigante, se forman núcleos o filamentos fríos y densos, inducidos por la fragmentación de la nube, debido a la gravedad y turbulencia ([Mac Low and Klessen, 2004](#)), esto produce una acumulación del gas, que se mantiene ligado gravitacionalmente y provee las condiciones iniciales para el colapso ([Klessen et al., 2005](#); [Padoan and Nordlund, 2002](#)).

El colapso gravitacional se da en los núcleos hacia una protoestrella ópticamente densa, cuya estructura se mantiene por presión ([Bate, 2000](#)). Luego, comienza la acreción de material hacia la protoestrella mientras esta evoluciona hacia la secuencia principal. Posteriormente, se disipa la envoltura externa haciendo visible lo que llamamos una estrella de pre-secuencia principal, junto a su disco de acreción. Para objetos de baja masa, la acreción termina antes de que comience la quema de hidrógeno, pero un objeto

masivo comienza a quemar hidrógeno y produce vientos impulsados por radiación al mismo tiempo que acreta y evoluciona hacia la secuencia principal (Kudritzki and Puls, 2000).

Una vez formadas las estrellas masivas, éstas interactúan con el entorno provocando la ruptura de la nube. Cuando el remanente de la nube se disipa, da lugar a un cúmulo que alberga estrellas tipo O y B o asociaciones estelares OB, donde también se encuentran estrellas de baja masa formadas en el camino (Zinnecker et al., 1993).

La formación en sí misma de las estrellas masivas se reduce a tres posibles explicaciones: (a) el colapso monolítico y la acreción de disco; (b) la acreción competitiva y crecimiento de objetos fugitivos (*runaway*); y (c) colisiones estelares y fusiones (Zinnecker and Yorke, 2007).

La teoría del colapso monolítico propone que las estrellas masivas se forman a partir de un núcleo autogravitante, debido a turbulencias internas, donde las tasas de acreción son lo suficientemente grandes como para ganarle a la presión de radiación. La acreción competitiva considera que casi todas las estrellas masivas se forman en cúmulos estelares con alta población de estrellas de baja masa. Se plantea que la nube molecular densa tiene semillas de proto-estrellas distribuidas dentro de la nube y que se condensan en las regiones más densas. Esta condensación puede crecer en masa al acretar gas de baja densidad en la nube. Por último, es posible que se de una serie de colisiones entre estrellas masivas, especialmente en zonas de la nube muy densas, las cuales terminan fusionándose.

La fusión de estrellas es raro que se dé, sólo es relevante para las estrellas más masivas en cúmulos jóvenes. Ahora, comparamos la formación monolítica y de acreción competitiva. En el caso de colapso monolítico se propone que la masa se une antes de que el proceso de formación comience, mientras que en el caso de acreción competitiva, la masa se une durante la formación. La fortaleza de esta última es que provee un mecanismo físico para juntar la masa. El potencial gravitatorio del *clump* concentra una cantidad de material gaseoso significativa hacia el centro, el cual termina acretándose por la proto-estrella masiva.

Si la nube molecular inicial tiene campos magnéticos fuertes, afectará notablemente en si las estrellas masivas se forman de manera aislada o en un grupo (Crutcher and Troland, 2007). Mas aún, en entornos de gran formación estelar, la densidad del gas inicial puede ser tan alta que las colisiones estelares se tornan importantes durante la formación de estrellas masivas.

Una vez que los posibles sistemas binarios entran en secuencia principal se torna importante el modelo de evolución de las componentes, si están bien separadas⁴, o mediante una evolución binaria, donde se consideran la interacción de ambas componentes. Entonces, para esta tesis también contamos con un modelo de un código de evolución presentado en Benvenuto and De Vito (2003). En la siguiente sección comentamos un poco más sobre evolución estelar.

1.4. Evolución estelar

Se torna importante para varias áreas dentro de la astrofísica construir modelos de la evolución de estrellas masivas. Para modelar la evolución de estas estrellas es necesario conocer sus parámetros fundamentales (masa, radio, luminosidad, y temperatura), pero además se debe considerar la velocidad de

⁴Consideramos un sistema separado a aquellos cuya distancia entre las estrellas sea mayor que el radio de cada una.

rotación (Maeder and Meynet, 2000), la tasa de pérdida de masa (Chiosi et al., 1979, 1978), la mezcla en su interior (Maeder and Conti, 1994), y la posibilidad de que en realidad estemos frente a un sistema múltiple. Las estrellas masivas viven todas sus etapas evolutivas en unos pocos millones de años. Ingresan a la secuencia principal aún inmersas en las nubes que las formaron Beech and Mitalas (1994); Wood and Churchwell (1989), lo que implica que generalmente comienzan a ser visibles cuando ya están algo evolucionadas.

Dado que gran parte de la región central de las estrellas masivas es convectiva, se vuelve importante tratarlo correctamente, en particular, incluyendo dos efectos importantes: semiconvección y *overshooting*⁵. Además, las estrellas masivas tienen una gran pérdida de masa, $\dot{M} \sim 10^{-6} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, lo que provoca que el material de las capas externas sea expulsado de la estrella y deje al descubierto regiones del interior estelar cuya composición química fue modificada por los procesos de fusión nuclear. Una estrella muy masiva puede llegar a perder la mitad de su masa a lo largo de la secuencia principal (en su quema de hidrógeno en el núcleo). Por último, se debe considerar la rotación de las estrellas. La velocidad tangencial en el ecuador de la estrella puede ser de hasta una fracción apreciable de la velocidad de rotación crítica⁶. Esto produce un proceso adicional de mezcla (además de la mezcla por convección). Por ende, esto complejiza el modelado de la evolución de las estrellas masivas, dado que estos efectos no están completamente entendidos.

La tesis está estructurada de la manera explicada a continuación. En el capítulo 2 se presenta el *survey* de donde tomamos la muestra de objetos para esta tesis, junto con una descripción de los datos tomados y su procesamiento (para el cual aprendí a usar algunas herramientas y desarrollé otras). En el capítulo 3 se comenta sobre binarias espectroscópicas y herramientas utilizadas para esta tesis. En el capítulo 4 se explicita el análisis global realizado sobre la muestra final de sistemas: HM1 8, HD165246, HD101190, HD96622 y HD96946. Finalmente, en el capítulo 5 se encuentran las conclusiones generales de esta tesis.

⁵En evolución estelar el término *overshooting* denota cualquier proceso que puede extender el efecto de mezcla de un flujo convectivo más allá de la región de inestabilidad de la estratificación

⁶Se denomina velocidad de rotación crítica a aquella para la cual la fuerza centrífuga iguala a la fuerza gravitatoria. En términos de la velocidad angular ω , está dada por $\omega^2 = GM/R^3$, siendo M y R la masa y el radio de la estrella.

Capítulo 2

Observaciones

2.1. OWN Survey

Dado que la multiplicidad de sistemas masivos aún es un tema abierto, en las últimas décadas se han comenzado programas que obtienen datos de una gran cantidad de estrellas masivas. En particular, el *OWN Survey* (Barbá et al., 2014, 2010, 2017; Gamen et al., 2007, 2008a) surgió como un monitoreo espectroscópico de estrellas O y WN del hemisferio sur, observadas con espectrógrafos de alta resolución ($R > 10\,000$) y con buena relación señal a ruido ($\text{SNR} \gtrsim 100$), con el objetivo de caracterizar variabilidad y multiplicidad de estrellas masivas. Para la muestra del *OWN* se consideraron todos los objetos sin información de variabilidad en velocidad radial ni multiplicidad en el *Galactic O Stars catalog* (GOSC; Maíz-Apellániz et al., 2004) y en el *VIIth Catalogue of Galactic Wolf-Rayet Stars* (van der Hucht, 1999). El *OWN Survey* comenzó en 2005 y, hasta el momento, ha observado aproximadamente 9400 espectros de alrededor de 360 estrellas. Esto ha permitido la obtención de 68 nuevas soluciones orbitales de sistemas múltiples (varios de ellos detectados por primera vez gracias al *OWN Survey*), entre los cuales se cuentan 34 sistemas SB2 (líneas de 2 estrellas), 31 sistemas SB1 (se observan líneas de una sola estrella) y un sistema SB3 (donde se observan líneas de 3 estrellas). Además, se obtuvieron 15 soluciones orbitales preliminares de otros tantos sistemas y se han detectado por primera vez otras 60 estrellas, variables en velocidad radial.

Hoy en día el *OWN Survey* también incluye estrellas del *Galactic O-star Spectroscopic Survey* (GOSSS, ver Maíz Apellániz et al., 2016, y las referencias allí mencionadas); y el *Near-Infrared Photometric Monitoring of Galactic Star Forming Regions* (NIP, Barbá et al. 2011).

2.2. Selección de la muestra

En la muestra completa del *OWN Survey*, los sistemas espectroscópicos de doble línea (SB2) muestran una distribución de cocientes de masas $q = M_b/M_a$ (donde usualmente M_a es la estrella más masiva) que va entre 0.3 y 1.0 como se puede ver en la Figura 2.1 (ver Barbá et al., 2017). La no detección de sistemas con $q < 0.3$ podría estar relacionada con un sesgo observacional, ya que cocientes de masa pequeños implican cocientes de luminosidades pequeños, lo cual genera dificultades para detectar espec-

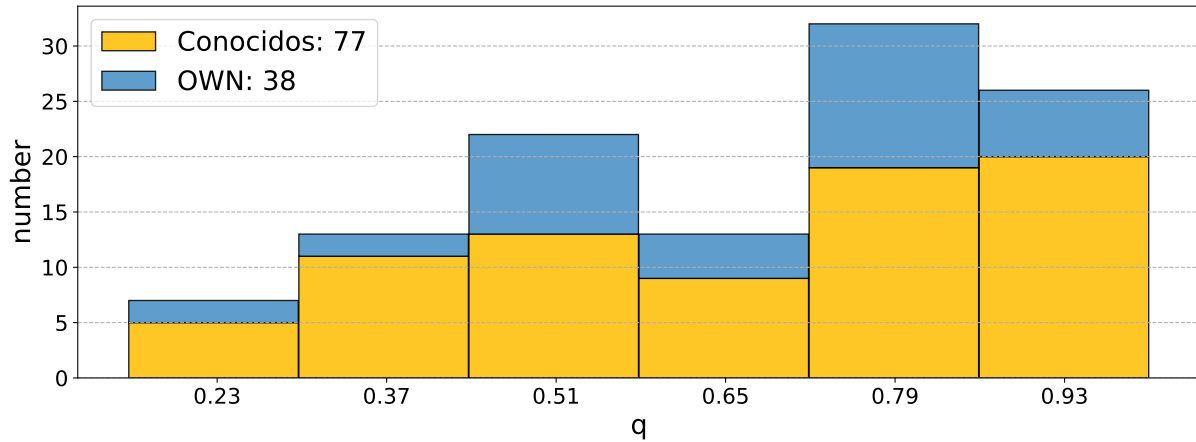


Figura 2.1: Histograma de cantidad de sistemas con cocientes de masas conocidos. En amarillo se muestran aquellos q obtenidos en la bibliografía y en azul los obtenidos con datos del *OWN*. Se puede ver que la mayoría de sistemas tienen cocientes de masas $q > 0.8$, con un pequeño pico alrededor de $q \sim 0.5$. La falta de sistemas con $q < 0.3$ se podría deber a un sesgo observacional.

tróscopicamente la componente secundaria. Otra causa de la no detección de estos sistemas podría ser de que se tratan de sistemas con períodos moderadamente largos (de varias semanas o incluso meses) donde una de las componentes es un rotador rápido, por lo que sus líneas espectrales quedan diluidas dentro del continuo de la componente de líneas angostas, lo que hace que sean difíciles de identificar. Este problema se puede explorar estudiando sistemas SB1 de corto período, usando espectros que combinen una gran resolución espectral con un alta relación señal a ruido (SNR).

Para realizar este trabajo de tesis, del conjunto general de sistemas binarios (o múltiples) descubiertos gracias al *OWN Survey*, seleccionamos aquellos sistemas que tuvieran espectros con las mejores relaciones señal ruido, quedándonos con los siguientes sistemas: HM1 8, un sistema conocido como SB2 antes de esta tesis, del cual existían datos fotométricos aún no analizados; HD 165246, una binaria conocida como SB1, con nuevas observaciones espectroscópicas sin inspeccionar y datos fotométricos de Kepler sin analizar; HD 101190, un sistema en principio SB1 pero que podría albergar una tercer componente; HD 96622 y HD 96946, sistemas también en principio SB1, sin ninguna solución orbital publicada, de los cuales también tenemos nuevas observaciones para sumar al análisis.

2.3. Descripción de las observaciones

Las observaciones hechas para el *OWN Survey*, y en particular para esta tesis, consisten en espectros *echelle* de alta resolución que se obtuvieron en varios telescopios ubicados en Argentina y Chile. Del lado argentino se utilizó el instrumento REOSC del telescopio Jorge Sahade de 2.15 m de diámetro, ubicado en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), en San Juan¹. Del lado chileno se hizo uso del espectrógrafo *echelle* del telescopio Irénée du Pont, de 2.5 m de diámetro², y el espectrógrafo

¹<https://casleo.conicet.gov.ar/reosc-ds-dc/>

²<https://www.lco.cl/irenee-du-pont-telescope/>

Cuadro 2.1: Muestra de los sistemas binarios seleccionados para esta tesis. La magnitud mostrada es la del filtro V que muestra SIMBAD. La columna de estado se refiere a la configuración de los sistemas antes de estudiarlos en esta tesis: SB1 son binarias espectroscópicas de una línea, SB2 son de doble línea, y la E indica que el sistema es eclipsante. La última columna indica la cantidad de espectros obtenidos (algunos del *OWN*, otros tomados por nosotros) para estudiar estos sistemas.

Sistema	Ascensión recta [h m s]	Declinación [° ' "]	Magnitud mag	Tipo espectral	Estado	N
HM1 8	17:19:04.4	-38:49:04.9	12.5	O5III(f)	SB2	27
HD 165246	18:06:04.7	-24:11:43.9	7.6	O8V(n)	SB1E	55
HD 101190	11:38:09.9	-63:11:49.0	7.3	O6IV((f))	SB1	33
HD 96622	11:06:59.8	-59:40:04.4	8.9	O9.2IV	SB1	32
HD 96946	11:08:51.8	-60:45:33.9	8.5	O6.5III(f)	SB1	58

Cuadro 2.2: Características técnicas de los espectrógrafos con los que se tomaron datos para esta tesis.

Observatorio	Telescopio	Espectrógrafo	Rango espectral [Å]	Poder resolvente
Gemini	Gemini South	GHOST	~ 3600 – 10000	80 000
Gemini	Gemini South	IGRINS	~ 14500 – 24500	45000
CASLEO	Jorge Sahade (2.15 m)	REOSC	~ 3500 – 7500	12 600
Las Campanas	Irénée du Pont (2.5 m)	Echelle	~ 3600 – 10100	40 000
La Silla	MPG/ESO (2.2 m)	FEROS	~ 3600 – 9200	48 000
Las Campanas	Clay-Magellan (6.5 m)	MIKE	~ 3200 – 5000 (blue) ~ 4900 – 10000 (red)	28 000 22 000

MIKE instalado en el telescopio Clay-Magellan de 6.5 m³, ambos ubicados en el Observatorio Las Campanas (LCO). También se utilizaron espectros del instrumento FEROS tomados con el telescopio MPG/ESO de 2.2m de diámetro⁴, en el observatorio de La Silla. Por otro lado, se hizo uso además del Observatorio Gemini. En particular se tomaron datos con el nuevo instrumento GHOST⁵ y el instrumento visitante IGRINS⁶, ubicados en el telescopio Gemini Sur de 8.1 m. GHOST es un espectrógrafo de alta resolución del cual obtuvimos datos durante su etapa de *System Verification*, mientras que IGRINS es un espectrógrafo de alta resolución en el rango del infrarrojo cercano. Este último fue considerado con la idea de poder detectar indicios de la componente secundaria, si ésta es estrella de pre-secuencia principal. En la Tabla 2.2 se encuentran las principales características de los espectrógrafos observados.

En el CASLEO se empleó el espectrógrafo echelle REOSC, en su configuración de dispersión cruzada (DC), montado en el foco Cassegrain del telescopio reflector de 2.15 m. Los detectores utilizados fueron el CCD TK1024⁷ de 1024 x 1024 píxeles de 24 μm de lado y el CCD SOPHIA de 2048 x 2048 píxeles de 15 μm de lado, la cámara de adquisición y guiado fue la StellaCam. Con el CCD TK1024 utilizamos como dispersor cruzado la red de 400 líneas/mm en un ángulo de aproximadamente 7° 30' lo que permite incluir 26 órdenes que cubren una región de 3525Å a 6150Å. Para el nuevo CCD SOPHIA

³<https://www.lco.cl/magellan-telescopes/>

⁴<https://www.eso.org/public/teles-instr/lasilla/mpg22/>

⁵<https://www.gemini.edu/instrumentation/ghost>

⁶<https://www.gemini.edu/instrumentation/igrins>

⁷caracterizado en Baume et al. (2017).

utilizamos la red de 270 y 580 en un ángulo de aproximadamente $5^\circ 40'$, incluyendo 29 órdenes que cubren la región de 3550-6700 Å para la red de 580, y 31 órdenes que cubren el rango 3650-7500 Å para la red 270. La ranura utilizada fue de $250 \mu\text{m}$ y se emplearon tiempos de exposición de ~ 30 minutos, dependiendo de la magnitud del objeto y de las condiciones climáticas de observación. En varias ocasiones, para poder alcanzar una $\text{SNR} \sim 100$, evitando a la vez la contaminación por rayos cósmicos, se hicieron dos observaciones seguidas de media hora que luego combinamos. Si bien los datos de CASLEO son de un poder resolvente considerablemente más bajo que el resto de los instrumentos, son útiles para tener un buen muestreo de la curva de VR.

En LCO la mayoría los espectros se obtuvieron mediante el espectrógrafo *échelle* que se encuentra montado en el telescopio Irénée du Pont de 2.5 m utilizando una ranura de 1 segundo de arco. Un total de 63 órdenes son observados en el detector cubriendo un rango espectral de ~ 3480 a 9000 \AA . El CCD es un SITE2K de 2k por 2k píxeles de $24 \mu\text{m}$ de lado. Algunos espectros fueron tomados con el espectrógrafo MIKE el cual genera dos espectros *échelle* simultáneamente, uno azul y uno rojo, en dos CCDs diferentes de 2048×4096 píxeles cada uno, donde cada píxel tiene $15 \mu\text{m}$ de lado. La cobertura espectral es de aproximadamente $3200\text{--}5000 \text{ \AA}$ para el brazo azul y $4900\text{--}10000 \text{ \AA}$ para el rojo.

En el Observatorio La Silla del ESO, Chile, se tomaron espectros con el espectrógrafo FEROS (*Fiber fed Extended Range Optical Spectrograph*), montado en el telescopio MPG de 2.2m. Este es un espectrógrafo de banco, alimentado por dos fibras ópticas (una en la estrella y otra en el cielo) que permite obtener espectros con una cobertura espectral de $\sim 3600\text{--}9200 \text{ \AA}$. El CCD es un EEV de $2\text{k} \times 4\text{k}$.

En el observatorio Gemini (en particular Gemini Sur) se obtuvieron datos con el nuevo instrumento GHOST (*Gemini High-resolution Optical Spectrograph*). Este es un espectrógrafo de banco y cuenta de 2 *Integral Field Unit* (IFU). Tiene un diseño *échelle* de 'pupila-blanca' (*white-pupil design*) con un brazo a 65° ; luego de colimar la luz, ésta se separa en 530 nm en un brazo azul y uno rojo. El espectro se guarda en un detector $4\text{K} \times 4\text{K}$ para el espectro azul y en un detector $6\text{K} \times 6\text{K}$ para el espectro rojo. El rango total en longitud de onda es 363-950 nm. Los datos se tomaron como parte del programa *System Verification* (ID: GS-2023A-SV-104) durante el mes de mayo de 2023. El instrumento se usó en el modo de objeto único en alta resolución, con un binning espectral \times espacial de 1×2 (esta configuración es la sugerida para obtener un mejor SNR.).

También en Gemini sur se obtuvieron datos con el instrumento visitante IGRINS (*Immersion Grating Infrared Spectrometer*), que es un espectrógrafo de alta resolución en el infrarrojo cercano. La luz se dispersa en dos brazos del espectrógrafo cubriendo las bandas H y K, para lo cual tiene dos detectores en infrarrojo de $2\text{K} \times 2\text{K}$. EL rango total de longitud de onda que cubre es de $1.45\text{--}2.45 \mu\text{m}$.

Para poder realizar la calibración en longitud de onda en los espectros del REOSC (CASLEO) y el *échelle* del du Pont (LCO), se obtuvieron lámparas de torio (Th) y argón (Ar) para usar de comparación. Éstos fueron obtenidos inmediatamente antes o después de obtener el espectro del objeto, con el telescopio en la misma posición. En cada noche de cada turno de observación se tomaron, además, imágenes de calibración, i.e. *bias* y *flats*.

En las Tablas 2.3 y 2.4 se encuentra la información de los turnos de observación de los cuales fui PI y co-I tanto para Gemini como para CASLEO, en este último observé tanto de manera remota como visitante.

Cuadro 2.3: Tiempo obtenido en el Observatorio Gemini para esta tesis usando IGRINS en Gemini Sur. PI: Investigadora Principal. Co-I: Co-Investigadora en programas de la PI Rebeca Higa (en las propuestas se especificó que algunas observaciones serían destinadas a esta tesis). Los números de programa mayores a 400 corresponden a *Poor Weather*.

Programa	Rol	Tiempo obtenido (hr)	Observado (hr)
GS-2022B-Q-324	PI	2.49	2.70
GS-2022B-Q-402	PI	6.14	0.00
GS-2023A-Q-202	Co-I	0.56	0.47
GS-2023A-Q-402	Co-I	7.68	7.33
GS-2023B-Q-331	PI	0.58	0.00
GS-2023B-Q-404	PI	6.66	1.25

Cuadro 2.4: Tiempo obtenido en el Complejo Astronómico el Leoncito para esta tesis usando el telescopio Jorge Sahade 2.15m, con el instrumento REOSC en dispersión cruzada. PI: Investigadora Principal. Co-I: Co-Investigadora en programas del grupo GEMAE.

Programa	Rol	Tiempo obtenido (d)	Modo
JS-2019A-10	co-I	7	Visitante
JS-2020A-10	PI	7	Cancelado por pandemia
JS-2021A1-10	co-I	6	Remoto
JS-2021B-15	co-I	15	Remoto
JS-2022A-10	co-I	12	Remoto
JS-2022B-03	co-I	12	Visitante
JS-2023A-10	co-I	6	Visitante
JS-2023B-03	co-I	16	Visitante

2.4. Procesamiento de los datos

La técnica espectroscópica busca dispersar la radiación electromagnética de la estrella de manera que sobre un detector se pueda registrar la intensidad en cada (intervalo de) longitud de onda. En particular cuando se trabaja con espectrógrafos *echelle* lo que se busca es hacer más eficiente el sistema de dispersión y obtener así, alta resolución y una amplia cobertura en longitud de onda. Cuando se obtiene el espectro de un objeto celeste se necesita obtener además, espectros de calibración para que se pueda extraer la información deseada de los datos obtenidos.

En este trabajo, todos los datos de CASLEO y del espectrógrafo *echelle* del *du pont* (Observatorio Las Campanas) fueron obtenidos y procesados indistintamente por los diferentes miembros de nuestro equipo de trabajo⁸ utilizando las tareas de IRAF y un mismo procedimiento estándar para cada uno de los sistemas observacionales. En particular, los datos de CASLEO de los años 2019,2021,2022 fueron reducidos por mí y la Lic. Higa (miembro del grupo GEMAE).

La generalidad del proceso es descripto a continuación:

- Pre-reducción de datos: Se corrigen todos los datos por *overscan* y se recortan las imágenes quedándonos sólo con el área deseada (eliminando así los píxeles usados por el *overscan* por ejemplo), y luego fueron corregidos por *bias* y *flats*.
- Extracción de los espectros: se determinó la traza de cada uno de los órdenes en los objetos de ciencia y posteriormente, estas fueron empleadas para extraer los espectros de las lámparas de comparación.
- Calibración en longitud de onda: trabajando con las lámparas de comparación se halló la función que relaciona los píxeles con las longitudes de onda.
- Normalización de los espectros: se utilizaron diferentes técnicas para normalizar cada orden de los espectros de CASLEO y LCO. Para el resto de los datos ya teníamos el espectro total juntando todos los órdenes, así que normalizamos el espectro completo.

2.4.1. Pre-reducción

En lo que sigue, se describe la secuencia de tareas que constituyen el proceso de reducción básica preliminar empleado para tratar los datos del CASLEO. Con los datos de LCO se procedió de igual manera. La única diferencia es que los datos de CASLEO no fueron corregidos por *flats*, mientras que los de LCO sí. Esto se debe a que en los *flats* de CASLEO no queda igualmente iluminado todo el CCD, lo que generaría más ruido sobre los datos al intentar corregirlos.

El primer paso de la reducción fue restarle a todas las imágenes (calibración, objetos y lámparas de comparación) el *overscan*. La corrección por *overscan* es una manera precisa de quitar patrones del *bias* de las imágenes. Esta corrección se hace ya que en el momento de lectura del CCD se puede sobreescanear, agregando lecturas ficticias en la electrónica sin que haya una presencia real de píxeles físicos.

⁸Consideramos equipo de trabajo a los miembros del Grupo de Estrellas Masivas y Agrupaciones Estelares (GEMAE; <http://gemae.fcaglp.unlp.edu.ar>) perteneciente a la FCAG y al IALP, y a los miembros del OWN Survey.

Luego, se recortaron las imágenes para descartar zonas que no queremos (como las filas que contienen la información del *overscan*), y así quedarnos con las partes del CCD que tiene la información deseada. Para esto utilizamos la tarea `CCDPROC` disponible en el paquete `CCDRED` de `IRAF`.

Antes de cada observación se toman 10 *bias* para luego generar un *bias combinado*, por lo que el siguiente paso fue realizar una estadística de éstos para corroborar que no haya anomalías en ellos. Para esto utilizamos la tarea `imstat` dentro del paquete `IMUTILS`. Con los *bias* aceptables generamos un *bias* promedio (utilizando la tarea `ZEROCOMBINE` del paquete `CCDRED`), el cual restamos a los objetos de ciencia y las lámparas de comparación.

Para los datos de LCO, la corrección por *flat* se hace utilizando *Milky Flats*, los cuales se toman con un difusor instalado en el espectrógrafo. Éstos se toman durante el día, tratando que el sol esté lo más alto posible sobre el horizonte (sin caer directamente sobre el telescopio o el espectrógrafo), y se toman varios durante el turno para evitar variaciones del patrón de iluminación. Similarmente a los *bias*, se hace una estadística y los aceptables se combinan con la tarea `FLATCOMBINE` y se restan del resto de las imágenes.

2.4.2. Extracción de los espectros

Para la extracción de los distintos órdenes de los espectros se utilizó la tarea `APALL` del paquete `APEXTRACT` (dentro de `TWODSPEC`). Para el CCD TK1024 tenemos 26 órdenes y para SOPHIA 29 y 31 órdenes para las redes 580 y 270, respectivamente.

Para realizar una buena extracción se comienza con un objeto brillante, donde cada apertura se encuentre fácilmente, y luego se utiliza de referencia para el resto de los espectros de ciencia de la noche (y eventualmente de las siguientes noches si éstas son consecutivas). Esto se realizó de manera interactiva para corroborar que se extraiga correctamente el fondo del cielo y que se centren bien los diferentes órdenes. Una vez que están bien definidas las aperturas, se buscan las trazas de cada orden y se ajustan polinomios para su debida extracción. Una vez que fueron extraídos los espectros de ciencia, se vuelve a correr la tarea `APALL` para extraer las lámparas de comparación, aunque éstas no se hicieron de manera interactiva sino que se utilizaron los mismos parámetros que para los espectros de ciencia.

2.4.3. Calibración en longitud de onda

Una vez que tenemos los espectros extraídos, se utilizan las lámparas de comparación para calibrar en longitud de onda mediante la tarea `ECIDENTIFY` del paquete `ECHELLE`.

Comenzamos por identificar líneas en una lámpara de comparación comparando los órdenes con los de un atlas de Torio-Argón identificado y mapeado, el cual fue facilitado por `CASLEO`. Primero se identifican algunas líneas de aproximadamente 5 órdenes ubicados en el medio y se deja a la tarea hacer un primer ajuste de la solución. Una vez corroborado que las líneas ajustadas son correctas, se van agregando las cantidades de línea que ajusta, siempre mirando que este ajuste sea correcto, de caso contrario se eliminan las líneas mal calculadas y se realiza de nuevo. Una vez que tenemos un ajuste de alrededor 900 líneas con una dispersión en velocidad radial menor a 1 km/s, damos el ajuste por bueno y aplicamos esa solución al resto de las lámparas mediante la tarea `ECREIDENTIFY`.

El próximo paso es asignar la calibración de cada lámpara a su correspondiente espectro de ciencia, lo cual se realizó mediante la tarea `REFSPECTRA` del paquete `ONEDSPEC`. Por último, se linealiza la dispersión con la tarea `DISPCOR` (también del paquete `ONEDSPEC`). Como paso extra calculamos la velocidad heliocéntrica de cada espectro, la cual queda guardada en el encabezado de los espectros (no corregimos por ella).

2.4.4. Normalización

Para el posterior análisis espectroscópico de los datos es necesaria una precisa normalización del continuo de los espectros. Este proceso se realizó con diferentes herramientas dependiendo de a qué instrumento corresponden los espectros.

Como fue mencionado anteriormente, los espectros provenientes de los instrumentos MIKE (LCO), FEROS (La Silla), GHOST y IGRINS (Gemini) ya fueron reducidos por las pipelines hechas por los diferentes observatorios por lo que no los reducimos nosotros, pero aún así hay que normalizarlos. Para realizar esto utilizamos la herramienta `SUPPNET` (Rózański et al., 2022). Ésta utiliza una red neuronal *SUPP Network*, la cual fue entrenada con espectros sintéticos que permiten al modelo encontrar líneas (absorción y emisión) presentes en los espectros y recupera un pseudo-continuo en regiones donde no se puede hacer manualmente, por ejemplo en regiones con líneas muy mezcladas. Además, se aplica la técnica de aprendizaje activo para encontrar posibles *biases* que pueden aparecer al entrenarla con espectros sintéticos y así extender su aplicabilidad cuando no hay líneas presentes en el espectro.

Por otro lado, los espectros tomados en CASLEO y Las Campanas son espectros *echelle* y por tanto están divididos en órdenes, los cuales están superpuestos a la función de sensibilidad del sistema observacional, que debe ser removida. Para caracterizar ésta escribimos un código en `PYTHON`, el cual primeramente limpia los órdenes de picos presentes que no provienen del objeto, normaliza los órdenes y los combina para obtener un único espectro.

Para limpiar los picos espúreos de los órdenes utilizamos el parámetro *Z-Score* modificado⁹. Este método utiliza la mediana (M) y la desviación absoluta de la mediana (MAD) para calcular este parámetro

$$z(i) = 0.6745 [\Delta flujo(i) - M]/MAD$$

donde $\Delta flujo(i) = flujo(i) - flujo(i-1)$ y $MAD = median(|\Delta flujo(i) - M|)$. EL factor 0.6745 es el 0.75 cuartil de la distribución estándar normal, hacia donde MAD converge. Entonces, calculamos el *array* de $\Delta flujo$ y a cada entrada le calculamos su respectivo *Z-score* modificado, y luego los graficamos. Definimos un valor umbral a partir del cual estamos seguros que los picos son espúreos y se pueden remover. Finalmente, removemos los picos definiéndolos como aquellos donde el valor absoluto del *Z-Score* modificado es mayor al valor umbral.

Para el normalizado en sí de los órdenes ajustamos un polinomio de legendre para caracterizar el continuo y luego se lo dividimos al orden, quedando así normalizado.

Finalmente, la unión de los ordenes la dividimos en la unión de las longitudes de onda mediante

⁹Basado en el método explicado en <https://towardsdatascience.com/removing-spikes-from-raman-spectra-8a9fdda0ac22>.

la función *wave-little-interpol* definida en el paquete SPECTRUM, basado en ASTROPY¹⁰. Luego unimos los flujos haciendo una suma, pero antes hacemos una corrección por bordes a los órdenes para disminuir el ruido allí y que al sumar no se incremente el ruido.

¹⁰Disponible en <https://github.com/hamogu/spectrum/blob/master/spectrum/coadd.py>

Capítulo 3

Metodología

Para esta tesis trabajamos con sistemas binarios, en principio de un solo espectro (SB1), tratando de detectar las componentes secundarias en los espectros, y les aplicamos técnicas espectroscópicas para caracterizarlos.

3.1. Binarias espectroscópicas

El primer paso fue inspeccionar visualmente los espectros, en busca de asimetrías que nos ayuden a reconocer líneas de la componente secundaria, la cual no era claramente distinguible en los espectros ópticos. Una vez hecho esto, procedimos a medir velocidades radiales (VR) de la componente primaria y, cuando fue posible, de la secundaria. Analizando las mediciones de las velocidades radiales de las componentes del sistema nos permite obtener la mayor parte de los parámetros orbitales del mismo y, además, determinar las masas mínimas de las estrellas que lo componen.

En un sistema binario, la VR de una estrella varía en el transcurso del tiempo debido a que las componentes están ligadas gravitacionalmente, por ende la presencia de una afecta a la otra y ambas describen sendas órbitas alrededor del centro de masa del sistema. La VR general, para cualquiera de las componentes de un sistema binario, se puede calcular con la siguiente expresión:

$$VR_i = \pm K_i [\cos \theta + e \cos \omega] + V_\gamma \quad (3.1)$$

donde, K_i es la semiamplitud de la curva de velocidad radial para la componentes primaria (signo +) y secundaria (signo -), θ la anomalía verdadera, ω la longitud (o argumento) del periastro, e la excentricidad de la órbita y V_0 la velocidad sistémica (la velocidad del centro de masa). A su vez, K se puede calcular como:

$$K_i = \frac{2\pi a_i \sin i}{P(1 - e^2)^{1/2}} \quad (3.2)$$

donde P es el período orbital, a_i el semieje mayor de cada componente, e i la inclinación de la órbita respecto al plano tangente al cielo.

Los parámetros que describen el movimiento binario quedan bien determinados por un conjunto de observaciones que estén bien distribuidas en la fase orbital, especialmente en las regiones de máximo

y mínimo en las VRs. Estas dos regiones son conocidas como fases de cuadraturas ya que las estrellas se encuentran próximas a los puntos nodales y el radio vector de cada estrella desde el baricentro es perpendicular a la línea de observación.

Para cuantificar las velocidades radiales realizamos un ajuste de gaussiana(s) a los centros de las líneas consideradas. En particular las estrellas O presentan en su mayoría líneas de helio. Estos ajustes lo hicimos a través de las tareas `SPLIT` y `FXCOR` de `IRAF`, explicadas en la Sec. 3.2.1.¹ Una vez hechas las mediciones, las utilizamos para calcular, mediante un ajuste a la ec. (3.1), los parámetros orbitales que definen la órbita kepleriana. Por otro lado, si las binarias espectroscópicas son además eclipsantes, es decir que presentan en su curva de luz un descenso en magnitud en las fases donde $VR \approx V_y$, podemos también calcular la inclinación del sistema y con ésta obtener los parámetros astrofísicos absolutos de las componentes, en particular las masas absolutas de las mismas.

Para esto empleamos un código llamado `FOTEL`, el cual será explicado en la Sec. 3.2.4, o el código `PHOEBE`, explicado en la Sec. 4.2.3. Ambos códigos permiten un ajuste en conjunto de la curva de velocidad radial y la curva de luz del sistema, y así se obtienen la solución orbital del mismo y los parámetros que caracterizan las estrellas.

3.2. Herramientas

Para realizar esta tesis varias herramientas de análisis y manejo de datos fueron utilizadas. A continuación explicaremos el funcionamiento general de cada una.

3.2.1. IRAF

IRAF es el acrónimo de *Image Reduction and Analysis Facility* y corresponde a un sistema de *softwares* con un amplio conjunto de paquetes para el análisis y procesado de datos astronómicos. Fue desarrollado a mediados de los años '80 y fue escrito por el instituto *National Optical Astronomy Observatories* (NOAO) en Tucson, Arizona. Hoy en día, su desarrollo y mantenimiento ha sido discontinuado, aunque existe una comunidad que lo actualiza². En esta tesis hicimos uso de `IRAF` para reducir los espectros que fueron tomados y para obtener medidas de velocidades radiales.

La mediciones de velocidades radiales se llevaron a cabo con la tarea `SPLIT`, la cual provee una manera interactiva de desplegar y analizar espectros (en este caso la utilizamos para ajustar gaussianas a las líneas espectrales); y con la tarea `FXCOR`, que calcula velocidades radiales a partir de hacer una correlación cruzada de Fourier entre los espectros observados y un espectro de referencia.

Para la reducción de datos se utilizaron varias tareas que se explican brevemente a continuación:

- `CCDPROC`: Esta tarea procesa imágenes CCD para corregir y calibrar por defectos en el detector, el ruido de lectura, nivel de cero (*bias*), corriente de oscuridad, respuesta del detector, iluminación y

¹Con la tarea `SPLIT` podemos ajustar una o varias gaussianas, mientras que `FXCOR` realiza una correlación cruzada entre el espectro observado y uno de referencia.

²<https://github.com/iraf-community/>. También cabe mencionar que mientras redactábamos la versión final del manuscrito de esta tesis, el *Community Science and Data Center* (CSDC) y la Oficina Gemini de USA (US NGO) de NOIRLab lanzaron una versión modernizada de `IRAF`, identificada como v2.18.

patrones de interferencia (*fringing*). También limpia líneas y columnas defectuosas.

- **APALL**: Esta tarea provee funciones que definen, modifican, trazan y extraen aperturas de espectros en dos dimensiones. Los pasos para realizar esto son:
 - Especificar un número de espectros y asignar aperturas por defecto.
 - Recentrar las aperturas de referencia seleccionadas.
 - Cambiar el tamaño de las aperturas guiándonos con el ancho de los perfiles de los espectros.
 - Identificar líneas o columnas de la imagen inicial y trazar las posiciones de los perfiles de los espectros a una nueva imagen; luego se ajusta una función suavizada a los perfiles trazados y se re-centran las aperturas en cada punto de dispersión de la imagen.
 - Extraer el flujo en las aperturas seleccionadas a un espectro unidimensional.
- **ECIDENTIFY/ECREIDENTIFY**: Se identifican líneas de emisión en el espectro *echelle* de la lámpara de comparación y se determina la función de dispersión. Los resultados de las identificaciones de las líneas y la función de dispersión son guardadas para referencia futura y para ser usada por la tarea **ECREIDENTIFY**, para pasar la misma determinación de líneas y función de dispersión a otro espectro *echelle*.
- **REFSPECTRA**: Con esta tarea se puede definir el espectro de referencia cuya solución de dispersión se aplica a un espectro de un objeto.

3.2.2. IACOB-BROAD

Una de las maneras más directas para caracterizar la rotación estelar es a partir del ensanchamiento que provoca en los perfiles de las líneas espectrales. Adicionalmente, hay otro mecanismo de ensanchamiento llamado macroturbulencia (caracterizado por una velocidad v_m), provocada por la turbulencia. Cabe notar que estos fenómenos representan el ensanchamiento de las líneas a gran escala.

Con la idea de poder realizar medidas de la velocidad de rotación de una manera sistemática, se crea la herramienta **IACOB-BROAD**, relacionada directamente con el proyecto **IACOB** ([Simón-Díaz and Herrero, 2014](#)). Esta herramienta, escrita en IDL, caracteriza el ensanchamiento de las líneas en espectros OB, calculando la velocidad de rotación en el ecuador proyectada en el plano del cielo ($v \sin i$) y la macroturbulencia. Está basada en una combinación de transformadas de Fourier (FT) y la metodología *goodness of fit* (GOF), ambas permiten obtener, de manera independiente, la contribución rotacional al ensanchamiento del perfil de la línea. Una combinación de ambos métodos lleva a una mejor estimación de $v \sin i$ y v_m , y además ayuda a detectar soluciones espúreas.

La técnica de la transformada de Fourier se basa en la identificación del primer cero en la transformada de Fourier del perfil de línea, y transforma la frecuencia asociada σ en velocidad de rotación proyectada con la relación

$$\frac{\lambda}{c} v \sin i \sigma = 0.66 \quad (3.3)$$

donde λ es la longitud de onda central y c es la velocidad de la luz (Simón-Díaz and Herrero, 2007a). Luego, la técnica GOF se basa en un ajuste del perfil de la línea, en el cual el perfil teórico es convolucionado con varios perfiles de ensanchamiento y se comparan con el perfil observado mediante un χ^2 (Ryans et al., 2002). Mientras que la GOF permite una caracterización completa del ensanchamiento por rotación y macroturbulencia, la identificación del primer cero en el método FT sólo provee la medida de la velocidad de rotación proyectada. En este último caso, para estimar el ensanchamiento por macroturbulencia se necesita una comparación adicional de perfiles sintéticos ensanchados por rotación y macroturbulencia, y los perfiles observados. Al finalizar, se obtiene el valor de $v \sin i$ de varias maneras: el correspondiente al primer cero de la transformada de Fourier; $v \sin i$ y v_m obtenidos con el GOF (con los parámetros libres); el valor de $v \sin i$ que resulta del GOF pero considerando $v_m = 0$ (tomando sólo la rotación como ensanchamiento); y v_m calculada con el GOF suponiendo que $v \sin i$ es la que sale de FT. Además, esta herramienta devuelve una salida gráfica con toda la información descripta de la caracterización del ensanchamiento.

3.2.3. IACOB-GBAT

Dentro del proyecto IACOB también fue desarrollada la herramienta IACOB *Grid-Based Tool* (IACOB-GBAT), la cual realiza espectroscopía cuantitativa de espectros ópticos de estrellas tipo O, utilizando líneas de hidrógeno y helio en el óptico (Simón-Díaz et al., 2011b). Está diseñada para proveer una manera rápida y objetiva de determinar parámetros estelares y sus incertezas asociadas dentro de un tiempo computacional razonable. Los espectros sintéticos utilizados para comparar con el espectro observado provienen de una grilla precalculada de modelos de atmósferas estelares y un ajuste según el perfil de las líneas (aquí se utilizan los modelos de atmósfera FASTWIND, Puls et al., 2005a). Los parámetros considerados en los modelos FASTWIND son:

- Temperatura efectiva y gravedad superficial.
- Abundancia de helio y microturbulencia.
- Radio de la estrella.
- Parámetros del viento: exponente de la ley de velocidad β y fuerza del viento $Q = \dot{M}/(v_\infty R)^{1.5}$, donde \dot{M} es la tasa de pérdida de masa, v_∞ es la velocidad terminal del viento, y R el radio de la estrella.
- Metalicidad.

El análisis espectroscópico se realiza con una serie de programas escritos en IDL siguiendo los siguientes pasos.

Como punto de partida, el usuario debe proporcionar un espectro observado, indicando el poder resolvente, la velocidad de rotación proyectada $v \sin i$, el ensanchamiento extra de las líneas por macroturbulencia v_m (indicado también como Θ_{RT} en Simón-Díaz et al., 2011b) y, opcionalmente, la magnitud visual absoluta M_v y la velocidad terminal v_∞ . Además, para crear la grilla de modelos, se debe seleccionar una metalicidad apropiada e indicar el rango de variación de los parámetros libres. Para cada modelo

en la sub-grilla, se calcula una cantidad χ_L^2 , con

$$\chi_L^2 = \frac{1}{N} \sum_{\lambda=1}^{N_\lambda} \frac{(F_{m,\lambda} - F_{o,\lambda})^2}{\sigma_L^2},$$

donde $F_{m,\lambda}$ y $F_{o,\lambda}$ son los flujos normalizados correspondientes a los espectros sintéticos y observados, respectivamente; $\sigma_L = (S/N) - 1$ da cuenta de la relación señal a ruido de la línea; y N_λ es el número de puntos de frecuencia en la línea. Bajo condiciones ideales χ_L^2 corresponde al valor de χ^2 reducido.

En un segundo paso, los valores de χ_L^2 para cada modelo se corrigen por posibles defectos en las líneas sintéticas. Para realizar esto, se calcula la desviación estándar para cada línea de los residuos $\sigma_c = \sigma_{F_{m,\lambda} - F_{o,\lambda}}$ del modelo; esto resulta en un valor mínimo de χ_L^2 para una dada línea. Luego, se aplica la siguiente corrección

$$\chi_{L,c}^2 = \chi_L^2 \frac{\sigma_L^2}{\sigma_c^2}$$

Considerando los valores individuales de $\chi_{L,c}^2$, más los pesos adoptados para cada línea, se calcula un χ_T^2 global:

$$\chi_T^2 = \sum_{L=1}^{N_L} \omega_L \chi_{L,c}^2$$

donde N_L es el número de líneas.

Por último, se crea una figura donde se muestra un resumen de los resultados obtenidos con una mejor visualización. Esta incluye, por ejemplo, la distribución de varios de los parámetros utilizados en el análisis y paneles en los que se muestran las líneas de hidrógeno y helio observadas y sintéticas, utilizadas en el ajuste, para que el usuario compare visualmente.

3.2.4. FOTEL

FOTEL es el acrónimo de *fotometric elements* y es un programa creado para hallar una solución orbital usando simultáneamente datos de velocidad radial y datos fotométricos de sistemas binarios, además de derivar sus parámetros orbitales y físicos (Hadrava, 2004). El programa necesita de un archivo inicial con datos de velocidades radiales y/o magnitudes, y valores iniciales de las variables a ajustar.

El modelo físico que utiliza para el cálculo de las velocidades radiales supone a las componentes del sistema como masas puntuales moviéndose en órbitas keplerianas alrededor del centro de gravedad del sistema. Como en general la forma de las estrellas puede cambiar, por ejemplo si hubiera distorsiones o debido al mismo movimiento orbital del sistema, esta suposición no es suficiente. Por eso, FOTEL permite elegir entre un modelo con equipotenciales de Roche y uno con elipsoides triaxiales para caracterizar las estrellas; este último es menos costoso computacionalmente y en general da resultados satisfactorios. Por otro lado, la geometría de los eclipses se representa con un modelo de ocultación de dos discos con radio aparente $R_{a/b}$ para cada componente, considerando el oscurecimiento al limbo, y así obtiene luminosidades oscurecidas durante cada uno de los eclipses.

Todos los datos del archivo de entrada se separan en conjuntos llamados *datasets*, y las soluciones se obtienen a partir de la minimización de la cantidad $\Sigma_{(O-C)^2}$ como función de los elementos orbitales,

donde O representa el valor observado de una variable (es decir de la tabla de entrada) y C es el valor calculado por el modelo. La sumatoria se hace sobre todos los puntos del archivo de entrada. A diferencia de las curvas de velocidad radial, donde la sumatoria se puede escribir como funciones lineales de los elementos, las curvas de luz no lo son. Para este caso la minimización se lleva a cabo a través del algoritmo *simplex* (Kallrath and Linnell, 1987). Un *simplex* es una figura geométrica en el espacio de los parámetros. El algoritmo busca los vértices de este *simplex* y calcula la función de los parámetros allí. Luego descarta el valor máximo y el mínimo y el *simplex* se reacomoda, comenzando el ciclo de nuevo. Este proceso se itera hasta que converge al mínimo de la función de parámetros. Para más información ver Hadrava (2004) o el apéndice de mi tesis de licenciatura³.

3.2.5. PHOEBE

PHOEBE (acrónimo de *PHysics Of Eclipsing BinariEs*) es un software para modelado de binarias eclipsantes. En su primera versión (Prša and Zwitter, 2005, PHOEBE LEGACY) se basaba en el código de Wilson–Devinney (Wilson and Devinney, 1971), mientras que hoy en día existe una versión re-escrita en PYTHON (Prša et al., 2016, versiones 2.0 en adelante). El modelo que utiliza presenta una descripción analítica de órbitas de sistemas binarios, movimiento apsidal y efectos del tiempo que le toma viajar a la luz; la distorsión de las estrellas debida a mareas y rotación asincrónica; propiedades radiativas de cada componente del sistema, incluyendo modelos atmosféricos, oscurecimiento por gravedad, oscurecimiento al limbo e irradiación de cada estrella sobre la otra; entre otras cosas.

Como PHOEBE LEGACY sigue la lógica del modelo de Wilson-Devinney, también heredó sus limitaciones, que se volvieron evidentes al aparecer fotometría ultra precisa. El modelo ya no puede producir ajustes adecuados a las curvas de luz con la precisión del método de binarias eclipsantes. Además, se han descubierto una gran cantidad de estrellas triples y sistemas múltiples, los cuales presentan variaciones en los tiempos de los eclipses debido a efectos del tiempo de viaje de la luz y efectos dinámicos, la presencia de planetas circumbinarios y sistemas múltiples eclipsantes.

El cálculo de la cantidad de flujo detectado de una binaria eclipsante se torna complicado ya que hay una superficie distorsionada de las componentes. Por eso, en las nuevas versiones se utiliza la geometría de Roche, que caracteriza aproximadamente esa distorsión, y además tiene en cuenta otros fenómenos como la variación del brillo superficial por el oscurecimiento gravitacional, oscurecimiento al limbo y reflexiones, entre otras cosas. Las superficies eran tradicionalmente discretizadas uniformemente a lo largo de la colatitud y la longitud en trapezoides planos para las cuales se asume uniformidad local. El principal problema de este método es que la superficie de la estrella es aproximada por una malla que no la cubre completamente, y además se vuelve más complicado cuando las estrellas están distorsionadas. Para resolver este problema, se reemplazaron los trapezoides por triángulos, donde el método ahora es discretizar la superficie en un conjunto de triángulos quasi-equiláteros y quasi-isométricos. Así cada elemento de superficie tiene aproximadamente la misma área, independientemente de la posición o qué tan distorsionada esté la superficie. Una mejora respecto al método anterior es que se puede discretizar cualquier cuerpo en 3D, independientemente de su forma, mientras que la malla de trapezoides se basaba

³<http://sedici.unlp.edu.ar/handle/10915/72341>

en formas cercanas a la esférica (Prša et al., 2016).

Como el movimiento de los dos cuerpos alrededor del centro de masa queda descrito con las ecuaciones de Kepler, la órbita depende del semieje mayor a , el período orbital P_{orb} , el cociente de masas q , la excentricidad e y la velocidad sistémica V_γ ; por otro lado, la orientación de la órbita queda definida con la inclinación i y el argumento del periastro ω . Mientras que este formalismo explica las posiciones dinámicas de los cuerpos en las órbitas, no describe la posición donde el observador ve los cuerpos, debido a que la velocidad de la luz es finita. Para abordar este problema, PHOEBE define el tiempo de referencia t_0 con respecto al baricentro de todo el sistema, con la posibilidad de que el baricentro se pueda mover a velocidad constante a lo largo del espacio.

En la última versión de PHOEBE se puede comparar fácilmente modelos sintéticos, y elegir el más apropiado y eficiente para un sistema específico. Los algoritmos incluidos para hallar la solución se dividen en tres categorías: estimadores, optimizadores y *samplers*.

Los estimadores buscan calcular soluciones iniciales rápidas para un subconjunto de elementos relevantes del sistema. Éstos incluyen periodogramas para curvas de luz y velocidad radial, obteniendo así un período orbital; también ajusta una órbita kepleriana y propone valores para el tiempo de pasaje por la conjunción superior T_0 , la excentricidad e , el argumento del periastro ω_0 y la velocidad sistémica v_γ , además de la inclinación i y el semieje mayor proyectado $a \sin i$. Por otro lado, calcula las fases del mínimo, el ingreso y la salida de los eclipses, y utiliza esos valores para estimar T_0 de la conjunción superior y ω_0 . Además, utiliza una red neuronal con los valores de la curva de luz de entrada y propone valores para T_0 , el cociente de temperaturas efectivas $T_{eff,2}/T_{eff,1}$, la suma de los radios equivalentes normalizados al semieje mayor de la órbita $(R_{equiv,1} + R_{equiv,2})/a_{orb}$, $e \sin \omega_0$, $e \cos \omega_0$ e i . Todos los estimadores trabajan en el espacio de las fases y los datos de entrada pueden ser agrupados (“*binned*”) para mantener la eficiencia cuando se tiene grandes conjuntos de datos.

En cuanto a los optimizadores, la nueva versión incluye varios envoltorios (*wrappers*) de algoritmos de optimización del paquete de PYTHON, SCIPY (Virtanen et al., 2020), los cuales buscan mejorar el ajuste cuando ya se tiene una solución inicial cercana a la final. Al igual que con los estimadores, PHOEBE propone valores para los parámetros ajustados, además de el valor de la función de mérito, la cual mide qué tan parecidos son los datos con el modelo ajustado antes y después de aplicar la optimización.

Por último, los *samplers* exploran la forma del espacio de parámetros local y provee posteriores⁴ robustos e incertezas que muestran las degeneraciones que se dan entre algunos parámetros. Por ejemplo la estimación de la luminosidad del sistema está fuertemente relacionada con los valores de las temperaturas efectivas.

Para inspeccionar el espacio de parámetros se utiliza un método de estadística bayesiana: *Markov Chain Monte Carlo* (MCMC), el cual estima la función de densidad de probabilidad posterior, incluyendo correlaciones entre la muestra de parámetros, usando como función de mérito el logaritmo de la probabilidad. PHOEBE utiliza un *wrapper* del paquete EMCEE (Foreman-Mackey et al., 2013), el cual usa distribuciones para las estimaciones iniciales de los parámetros (*priors*) y la muestra inicial, mientras que trabaja con la función de mérito y la paralelización. Por el otro lado, también es posible muestrear

⁴En la estadística bayesiana la conjunción de las probabilidades a priori de las hipótesis permite calcular la probabilidad a posteriori de cada una

el espacio de parámetros con el *Dynamic Nested Sampled*, el cual es otro método bayesiano, el cual, a diferencia del MCMC, permite explorar y tratar con posteriores multimodales el muestreo. Se puede acceder a los resultados de muestrear con cualquiera de los algoritmos mencionados accediendo a las distribuciones posteriores, donde se representan las incertezas de cada valor y las correlaciones entre parámetros muestreados. Cuando estas distribuciones son lo suficientemente gaussianas, los posteriores pueden ser convertidos en distribuciones gaussianas multivariantes, las cuales representan los posteriores como la media y una matriz de covarianza. Al correr este modelo sobre muestras de las distribuciones posteriores, PHOEBE puede calcular y mostrar estos modelos individuales o el modelo medio, y propagar 1σ , 3σ o 5σ en flujo o velocidad radial.

La versión 2.3 de PHOEBE, así como todas sus versiones anteriores, se pueden encontrar en su página web⁵.

3.2.6. Código de evolución estelar en sistemas binarios

La evolución de sistemas binarios puede ser muy diferente al de considerar cada estrella aisladamente; principalmente porque si las estrellas están lo suficientemente cerca, la primaria llenará su lóbulo de Roche y se da lugar a la transferencia de masa hacia la estrella acretora, o hacia fuera del sistema. En este trabajo tomamos en cuenta este proceso de evolución haciendo uso del código descrito en [Benvenuto and De Vito \(2003\)](#). A continuación se resumirá el funcionamiento del código.

Este código cuantifica la tasa de transferencia de masa \dot{M} y está basado en la técnica de Henyey modificada ([Kippenhahn et al., 1967](#)), la cual resuelve un conjunto de ecuaciones diferenciales de la evolución estelar con la inclusión de efectos hidrodinámicos y de la tasa de pérdida de masa. Esta última es calculada durante los episodios de transferencia de masa, de manera implícita, realizando un proceso iterativo.

Para realizar esto se resuelven las ecuaciones de la evolución estelar, considerando los objetos con simetría esférica, sin rotación ni campos magnéticos. Bajo estas condiciones, las ecuaciones a resolver son:

- La ecuación de Euler para un fluido en movimiento

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} - \frac{Gm_r}{r^2}$$

donde v es la velocidad de un volumen infinitesimal de fluido, t el tiempo, r su distancia al centro de la estrella, ρ su densidad, P la presión en ese punto, m_r la masa contenida dentro del radio r y G la constante de gravitación universal.

- La definición de la velocidad

$$\frac{\partial r}{\partial t} = v$$

⁵<http://phoebe-project.org/>

- La ecuación de la conservación de masa

$$\frac{\partial m_r}{\partial r} = 4\pi r^2 \rho$$

- La ecuación de balance energético

$$\frac{\partial l_r}{\partial r} = 4\pi r^2 \rho \left(\epsilon_{nuc} - \epsilon_v - T \frac{\partial S}{\partial t} \right)$$

donde l_r es la luminosidad, ϵ_{nuc} es la energía nuclear generada por unidad de masa, ϵ_v es la energía producida en forma de neutrinos (la cual usualmente escapa de la estrella sin interactuar con la materia), T es la temperatura y S la entropía.

- La ecuación de transporte radiativo de energía

$$\frac{\partial T}{\partial r} = -\frac{3}{4ac} \frac{\kappa_\rho}{T^3} \frac{l_r}{4\pi^2 r^2}$$

donde el primer término es la inversa de la conductividad térmica y κ_ρ es la opacidad de la materia

- la ecuación de transporte convectivo de energía

$$\frac{\partial T}{\partial r} = \nabla_{conv} \frac{T}{P} \frac{\partial P}{\partial r}$$

Las ecuaciones se resuelven considerando el problema en coordenadas lagrangianas donde ξ es la variable independiente, definida como

$$\xi = \ln \left(1 - \frac{m_r}{M_a} \right)$$

Cuando la masa de la estrella es variable, es conveniente reescribir el operador derivada como

$$\frac{\partial}{\partial t} \Big|_{m_r} = \frac{\partial}{\partial t} \Big|_{\xi} + \frac{\partial \xi}{\partial t} \Big|_{m_r} + \frac{\partial}{\partial \xi} \Big|_t$$

En esta formulación, se obtienen las dependencias de las derivadas con la tasa de pérdida de masa, lo cual es importante ya que esta debe ser tomada como una nueva variable a ser modificada en el código.

Con el fin de obtener una simulación realista de la evolución de las estrellas, es recomendable tratar a la masa de la estrella con un esquema de Henyey de diferencias finitas. Consecuentemente, se debe considerar una integración de la capa exterior de una porción de la estrella, la cual es tan delgada que el cambio en la luminosidad debido a pérdida de masa por los episodios de transferencia de masa ocurren dentro de la porción diferencial finita del modelo, siempre y cuando la capa externa tiene una fracción de masa, de alrededor de 1^{-5} de la masa de la estrella.

En cuanto a la evolución de los parámetros orbitales del sistema, una primera aproximación es calcular la evolución conservativa, es decir que se toman la masa total y el momento angular orbital como constantes. De la definición del momento angular total de la órbita, usando la tercera ley de Kepler, se

puede tomar

$$\frac{\dot{a}}{a} = 2\frac{\dot{J}}{J} + \dot{M}_a \left(\frac{1}{M_a + M_b} - \frac{2}{M_a} \right) + \dot{M}_b \left(\frac{1}{M_a + M_b} - \frac{2}{M_b} \right)$$

donde $\frac{\dot{J}}{J}$ representa la pérdida de momento angular, M_a y M_b las masas de cada componente y, \dot{M}_a y \dot{M}_b las tasas de pérdidas de masa de las mismas.

Si se considera una transferencia de masa no conservativa, se produce una pérdida del momento angular del sistema. Siguiendo el método detallado en [Rappaport et al. \(1982\)](#) y [Rappaport et al. \(1983\)](#), se puede describir el momento angular con dos parámetros libres: β , que representa la fracción de pérdida de masa de la estrella primaria que es acretada por la secundaria, y el momento angular específico α de la masa perdida por el sistema en unidades de $\frac{2\pi a_b}{P}$; entonces podemos escribir

$$\delta J = \alpha \delta M_a (1 - \beta) \frac{2\pi a_b^2}{P}$$

donde δM_a es un incremental de masa perdida por la estrella donora, δJ es el momento angular incremental de la masa perdida por el sistema y, a_b y P son el semieje mayor (de la órbita de la secundaria) y el período, respectivamente.

Si consideramos las pérdidas de momento angular debidas exclusivamente a la eyección de materia del sistema, esta última ecuación puede ser re-escrita como

$$\delta J = \alpha(1 - \beta) \sqrt{G(M_a + M_b)a_b} \delta M_a$$

Ésta es una ecuación diferencial para J (o a) como función de la masa de la estrella donora M_a . Por la definición de β , podemos tomar

$$\dot{M}_a = -\beta \dot{M}_b$$

por lo que obtenemos una ecuación diferencial de la separación orbital.

Entonces, el código explicado puede obtener la evolución de cada estrella del sistema y encontrar automáticamente el comienzo y el final de los estadios de transferencia de masa, cuantificando la tasa de pérdida de masa del objeto de manera implícita y consistente en sí misma.

Cabe mencionar que existe una actualización del código donde se incorpora la rotación de las estrellas siguiendo la aproximación *shellular*. De acuerdo a lo explicado en [Zahn \(1992\)](#), la rotación (en particular la rotación diferencial) produce turbulencia, y en la zona radiativa de las estrellas esta turbulencia es mayor en la dirección horizontal que el la vertical⁶. La rotación *shellular* entonces considera que la velocidad angular de la estrella es constante en superficies de nivel. Un ejemplo de aplicación de código incluyendo rotación se puede ver en el trabajo [Putkuri et al. \(2022\)](#).

⁶Esto se debe a que en la dirección vertical hay un gradiente térmico estable que se opone a la fuerza del movimiento del fluido.

Capítulo 4

Análisis

4.1. HM1-8

El sistema binario HM1-8 (HM1 VB10; $\alpha = 17^{\text{h}} 19^{\text{m}} 04^{\text{s}}.4$, $\delta = -38^{\circ} 49' 05''$) pertenece al cúmulo abierto Havlen & Moffat No. 1 (HM1 = C 1715-387; $l = 348.7^{\circ}$, $b = -0.8^{\circ}$). Este es un grupo compacto de estrellas, situado en la parte interna de la Galaxia, mas allá del brazo de Sagitario, a $d = 2.805_{-0.157}^{+0.146}$ kpc (Bailer-Jones et al., 2021). Este cúmulo abierto fue descrito por primera vez por Havlen and Moffat (1977). Varios años después, Vázquez and Baume (2001) realizaron observaciones fotométricas y polarimétricas y descubrieron que este cúmulo se encuentra altamente enrojecido ($E_{B-V} = 1.84 \pm 0.07$ mag). Luego Maíz Apellániz and Barbá (2018) encontraron un valor para la extinción en la banda V de $A_V = 5.678 \pm 0.054$ mag, y el valor de la magnitud en esta banda corregida por extinción resulta $V_0 = 6.798$ mag.

HM1-8 fue clasificada como una estrella O8 (Havlen and Moffat, 1977), y subsecuentemente clasificada como O5 V (Massey et al., 2001), y luego como O5 III(f) (Gamen et al., 2008a; Sota et al., 2014). Por otro lado, su naturaleza binaria fue descubierta por Gamen et al. (2008a) quienes encontraron un período orbital de 5.9 días y masas mínimas de $31 M_{\odot}$ y $15 M_{\odot}$, indicando que la componente secundaria también es una estrella de tipo espectral OB.

En mi tesis de licenciatura re-estudiamos este sistema con nuevas observaciones y propusimos reclasificar la primaria como una O5 II-III y la secundaria como O9.7 V. Además, confirmamos que el sistema es efectivamente de doble espectro (SB2), por lo que medimos velocidades radiales ajustando la línea de He I $\lambda 5876$ tanto para la primaria como para la secundaria, con las cuales calculamos la solución orbital del sistema. Encontramos que el período era comparable con el encontrado por Gamen et al. (2008a) ($P = 5.8786 \pm 0.0001$ días), con una excentricidad de $e = 0.16 \pm 0.01$. También contamos con datos fotométricos donde se detectó el eclipse primario, con lo cual pudimos estimar parámetros fundamentales como la inclinación y las masas absolutas del sistema¹.

En el dominio de los rayos X, Nazé et al. (2013a) observaron el cúmulo HM1 con el satélite *XMM-Newton* y realizaron un estudio donde caracterizaron propiedades generales de las estrellas pertenecientes a HM1, incluyendo HM1-8. Del análisis espectral obtuvieron que la estrella presenta una emisión térmica

¹Mi tesis de licenciatura se puede encontrar en <http://sedici.unlp.edu.ar/handle/10915/72341>

con temperatura de $T = 0.93 \pm 0.07$ keV. Además, analizan el valor de L_X/L_{BOL} ya que se relaciona directamente con el tipo de emisión que presenta la fuente; éste tiene un valor típico de 10^{-7} para vientos de estrellas O (Nazé et al., 2013b; Nebot Gómez-Morán and Oskinova, 2018) y para valores mayores a este se asume que la emisión de la fuente es no térmica, dando indicio de que hay una región de colisión de vientos (Chlebowski, 1984, 1989; Sana et al., 2006). En el trabajo de Nazé et al. (2013b) encuentran que HM1 8 es la estrella, dentro de las demás O, con emisión más dura ($L_X/L_{\text{BOL}} = 10^{-7}$). Sin embargo para mi tesis de licenciatura re-estudiamos esta estrella en particular y realizando un análisis espectral similar al de Nazé et al. (2013b) encontrando que $L_X/L_{\text{BOL}} = 10^{-8}$, lo cual nos indica que probablemente la emisión sea sólo emisión térmica de los vientos de las componentes de HM1 8. La principal diferencia entre nuestro análisis y el de Nazé et al. (2013b) es el rango espectral considerado donde la fuente emite en rayos-X. Ellos toman el rango entero de *XMM-Newton* (0.5-10 keV), mientras que nosotros realizamos un análisis visual de las diferentes bandas y concluimos que este sistema sólo emite entre 0.5-3 keV; así nos aseguramos de no estar introduciendo ruido al análisis.

Para esta tesis decidimos extender el estudio comenzado en mi tesis de licenciatura; por un lado, realizamos un desentramado espectral (*disentangling*) para encontrar espectros separados para cada una de las componentes de HM1 8, lo cual nos permitió volver a clasificar cada componente y actualizar el modelo binario con nuevas medidas de velocidades radiales, y por último realizamos un análisis de la evolución del sistema debida a la fuerza de mareas y del estadio evolutivo en el que se encuentra cada estrella. Este análisis derivó en una publicación en la revista MNRAS en el 2021 (Rodríguez et al., 2021).

4.1.1. Observaciones

Para realizar el análisis de este sistema contamos con datos espectroscópicos en el óptico, tomados por el OWN Survey, y también datos fotométricos en la banda *V*, obtenidos durante un monitoreo de asociaciones OB (Massey et al., 2012). Además, buscamos datos de archivo en rayos X del satélite *XMM-Newton*.

En este caso, los espectrógrafos utilizados para obtener los datos son el espectrógrafo *echelle* montado en el telescopio du Pont de 2.5 m, el *Magellan Inamori Kyocera Echelle* (MIKE) que se encuentra en el telescopio Clay-Magellan de 6 m, ambos en el Observatorio de Las Campanas; y el *Fibre-fed optical echelle spectrograph* (FEROS) en el telescopio de 2.2 m en el Observatorio de La Silla. Los espectros de Las Campanas fueron reducidos utilizando IRAF. En el caso de las observaciones del du Pont se aplicó un *binning* de 2×2 . Los espectros de FEROS fueron reducidos con el código (*pipeline*) estándar de reducción en el paquete MIDAS que proporciona el *European Southern Observatory* (ESO). Se tomaron tiempos de exposición típicos de 30 – 40 minutos, lo cual provee espectros con una relación señal a ruido de aproximadamente 30 para el azul, y 100 hacia el rojo.

Los datos fotométricos fueron tomados en el filtro *V* con tiempos de exposición entre 10 y 30 s. Estos fueron tomados con dos telescopios: el telescopio *Yale* de 1 m en el *Cerro Tololo Interamerican Observatory* (CTIO) operado por el consorcio SMARTS², y el telescopio *Swope* de 1 m en el Observatorio de Las Campanas. Combinando ambas observaciones, obtenemos un total de 924 medidas en la banda *V*,

²Small & Moderate Aperture Research Telescope System

con errores típicos de 0.007 mag.

4.1.2. Análisis espectral

Cálculo de velocidades radiales

Ya que HM1 8 es un sistema binario SB2, pudimos medir las longitudes de onda centrales de las líneas espectrales ajustando funciones gaussianas a los perfiles de línea, utilizando la tarea `SPLIT` de `IRAF`. Para mi tesis de licenciatura habíamos medido velocidades radiales en las líneas He I $\lambda 5876$ para ambas componentes, y además He II $\lambda 4542$ y He II $\lambda 5411$ para la primaria. Para esta tesis medimos además las líneas C III $\lambda 5696$ y C IV $\lambda 5812$ (sólo visibles en la primaria), ya que son las menos afectadas por vientos y por tanto representan mejor el movimiento del centro de masa de la estrella.

Las medidas de velocidades radiales heliocéntricas se encuentran en la Tabla 4.1 (tanto las medidas anteriores como las nuevas). Las longitudes de onda de referencia fueron tomadas del NIST *Atomic Spectra Database Lines*, para He I $\lambda 5876$, C III $\lambda 5696$ y C IV $\lambda 5812$; y de [Striganov and Sventitskii \(1968\)](#), para las líneas de He II. En la Tabla 4.1 también se encuentran las velocidades radiales calculadas a través del método de correlación cruzada con plantillas (*templates* de los espectros de cada una de las componentes por separado).

Método de desentramado espectral (*disentangling*)

A los espectros observados les aplicamos el método de desentramado espectral (*disentangling*). Este método consiste en aplicarle operaciones a un conjunto de espectros observados y obtener plantillas (*templates*) de cada componente del sistema binario, es decir, espectros que presenten líneas sólo de cada estrella individual; y, simultáneamente, calcular las velocidades radiales de cada estrella. A continuación explicaremos brevemente el método, desarrollado por [González and Levato \(2006\)](#).

Suponemos que contamos con espectros de un sistema binario SB2, bien muestreados a lo largo de las distintas fases orbitales, y que conocemos al menos una estimación de las velocidades radiales de cada espectro, que llamaremos VR_a y VR_b para la primaria y secundaria, respectivamente.

Un primer método realiza un corrimiento (o desplazamiento) Doppler llevando las líneas de la componente primaria a su longitud de onda en reposo (es decir desplazamos los espectros una cantidad $-VR_a$ en velocidad) y cuando sumamos todos los espectros observados vemos las líneas de la primaria intensificadas y las de la secundaria dispersas. Finalmente, se divide por la cantidad de espectros utilizados y se recupera las intensidades originales de las líneas de la componente primaria, mientras que las de la secundaria quedan diluídas. De manera análoga, se aplica el corrimiento Doppler de la velocidad de la componente secundaria ($-VR_b$), para que sus líneas queden en sus longitudes de onda en reposo, y luego al sumar los espectros y dividir por la cantidad de los mismos, obtener un espectro con las líneas de la primaria diluídas. Así, calculamos un espectro para cada componente que es una aproximación de un espectro de una estrella individual (*template*).

El segundo método, toma los *templates* obtenidos y calcula velocidades radiales con la técnica de correlación cruzada de Fourier, es decir correlaciona cada *template* con los espectros observados y cuantifica el corrimiento en longitud de onda entre un espectro observado y el *template*, el cual, luego, se

Cuadro 4.1: Medidas de velocidad radial (en km s^{-1}) para las componentes de HM1 8. Las etiquetas 'a' y 'b' indican las componentes primaria y secundaria, respectivamente. Los valores medidos cerca de las conjunciones (marcados con *) no fueron utilizados en la solución orbital. Se indican las líneas espectrales utilizadas para cada medida y sus longitudes de onda en reposo, así como el instrumento utilizado para cada observación.

HJD 2400000+	He I $\lambda 5876$ 5875.62 Å		He II $\lambda 5412$ 5411.52 Å		He II $\lambda 4542$ 4541.59 Å		C III $\lambda 5696$ 5695.92 Å		C IV $\lambda 5812$ 5811.98 Å		Correlación cruzada a b	Instrumento
	a	b	a	a	a	a	a	a				
53873.858	93.5	-227.0	107.0	65.4	89.3	95.4	90.8	-213.4	du Pont echelle			
53874.870	109.4	-255.4	121.4	154.0	102.5	113.0	106.6	-245.1	du Pont echelle			
53877.785	-100.5	-	-99.7	-77.5	-109.2	-108.4	-115.1	172.8	du Pont echelle			
53920.751	78.7	-209.0	91.1	90.3	79.4	77.1	73.6	-203.0	du Pont echelle			
53921.734	116.6	-275.3	137.2	126.2	122.7	112.8	112.7	-262.7	du Pont echelle			
53937.635	-17.5	-	10.5	13.4	13.6	-5.6	-2.5*	-41.6*	du Pont echelle			
53938.710	100.3	-264.0	111.9	117.8	105.1	108.9	97.6	-247.0	du Pont echelle			
53954.570	-48.7	-	-51.7	-54.4	-76.4	-69.1	-75.1	100.4	MIKE			
53954.586	-41.6	-	-45.7	-46.5	-63.2	-61.9	-72.0	88.7	MIKE			
53955.588	22.4	-	-	-	47.0	66.2	25*	-	MIKE			
53987.508	-36.6	-	-39.2	-25.8	-67.4	-61.0	-17*	-	du Pont echelle			
53988.504	-157.6	264.9	-157.3	-150.0	-158.0	-170.9	-167.4	282.0	du Pont echelle			
53989.517	-95.4	159.7	-81.4	-86.0	-92.3	-99.8	-104.5	174.9	du Pont echelle			
53990.520	-13.3	-	17.1	51.3	20.8	-1.8	-0.7*	-50.7*	du Pont echelle			
53991.527	110.6	-242.0	101.3	107.3	148.5	158.4	99.6	-236.3	du Pont echelle			
54198.868	-18.5	-	3.5	23.9	-17.7	-35.3	-2.5*	-58.4*	du Pont echelle			
54257.750	-11.9	-	-10.1	-	-13.0	-32.3	-7.1*	-51.4*	du Pont echelle			
54258.805	-172.7	267.1	-159.8	-149.7	-172.1	-165.1	-163.7	263.8	du Pont echelle			
54600.726	-123.5	176.0	-110.5	-111.6	-121.1	-122.8	-129.6	183.4	FEROS			
54626.784	120.4	-282.7	141.6	115.5	110.5	127.4	112.4	-261.6	FEROS			
54953.803	-73.0	-	-65.0	-63.4	-78.9	-79.4	-88.4	108.6	FEROS			
54956.807	80.1	-203.6	80.7	85.8	73.2	79.9	74.8	-194.0	FEROS			
54961.793	113.4	-293.8	131.0	142.8	107.0	117.0	105.9	-272.1	du Pont echelle			
54964.682	-164.7	273.1	-138.2	-147.3	-153.5	-165.1	-179.0	271.0	du Pont echelle			
54976.747	-139.8	207.1	-126.0	-131.4	-135.3	-135.7	-149.0	218.9	FEROS			
56813.780	115.4	-261.6	143.1	117.2	118.4	120.3	109.8	-251.7	du Pont echelle			
56815.818	-150.4	253.7	129.3	-135.3	-152.0	-156.7	-158.7	262.2	du Pont echelle			

traduce a velocidad radial. Esto lo realizamos a través de la tarea `FXCOR` de `IRAF`. Finalmente, obtenemos un nuevo conjunto de velocidades radiales para cada espectro observado. Con éstas volvemos a calcular unos nuevos *templates* de los espectros de las estrellas realizando así un proceso iterativo de cálculo de *templates* y velocidades radiales que mejoran con cada iteración. Este proceso se repite hasta que la diferencia entre las velocidades radiales calculadas en una iteración y en la siguiente sea menor a cierta tolerancia.

Las medidas de velocidades radiales obtenidas anteriormente (ajustando gaussianas) fueron utilizadas como punto inicial para el método de *disentangling*. Si bien no es necesario tener un *template* para iniciar el proceso de *disentangling*, el proceso de convergencia mejora considerablemente con uno. Por lo cual, utilizamos como primeros *templates* modelos de `FASTWIND`, correspondientes a una T_{eff} de 41 000 K y 33 000 K para la primaria y secundaria, respectivamente; y $\log g = 4.0$ para ambas componentes (estos valores los obtuvimos de calibraciones hechas para los respectivos tipos espectrales de las componentes en [Martins et al. 2005](#)). Además, se estimaron valores de la velocidad de rotación proyectada ($v \sin i$) del ajuste gaussiano de la línea $\text{He I } \lambda 5876$. Luego de 20 iteraciones, el proceso de *disentangling* convergió.

La convergencia mejoró cuando utilizamos, para el proceso de correlación cruzada, sólo las líneas más intensas de cada componente, por lo que nos centramos en $\text{He II } \lambda 4542$, $\text{He II } \lambda 5412$, $\text{O III } \lambda 5592$, $\text{C IV } \lambda 5812$, $\text{He I } \lambda 5876$ y $\text{He II } \lambda 6683$ para la componente primaria; y en $\text{He I } \lambda 4922$, $\text{He I } \lambda 5876$ y $\text{He I } \lambda 6678$ para la secundaria. Los *templates* fueron obtenidos combinando 10 espectros con buena SNR que fueron observados cerca de las cuadraturas orbitales. Ambos se muestran en la figura 4.1, junto con un espectro compuesto, obtenido de la suma de 4 espectros tomados en la segunda cuadratura. Los valores de las velocidades radiales calculadas por este método también se encuentran en la Tabla 4.12. Se puede ver, comparando con los valores obtenidos del ajuste gaussiano, que los resultados son consistentes.

Debido a que la región donde se encuentra este sistema está altamente enrojecida, se producen ciertos efectos en los espectros, por ejemplo que la SNR no sea uniforme en todo el rango espectral. En esta situación, diferencias pequeñas en el continuo al normalizar, podrían afectar el resultado del *disentangling*. Por otro lado, los espectros muestran una gran cantidad de bandas interestelares difusas (DIBs), sobre todo hacia el rojo. Al realizar el *disentangling* estas DIBs no se logran eliminar del todo, produciendo un continuo no homogéneo. Afortunadamente, estas DIBs no afectan las líneas tomadas para medir velocidades radiales, ni las que se usan para clasificar espectralmente.

Clasificación espectral

La clasificación espectral de cada una de las componentes del sistema se realizó basándonos en los *templates* obtenidos de cada una por separado. Para eso seguimos los criterios planteados en el *Galactic O-star Spectroscopic Survey* (GOSSS), de [Sota et al. \(2011\)](#) (actualizados en [Maíz Apellániz et al., 2016](#)) A los *templates* de cada componente se les cambió el poder resolvente para que sea parecido al de este catálogo, i.e. $R \sim 2500$.

En el espectro de la primaria se puede ver que el perfil de la línea $\text{He I } \lambda 4471$ tiene una intensidad menor a la de $\text{He II } \lambda 4542$, así que siguiendo los criterios de clasificación de [Sota et al. \(2011\)](#), en mi tesis de licenciatura clasificamos esta estrella como una O5 III. Pero, si comparamos el espectro de

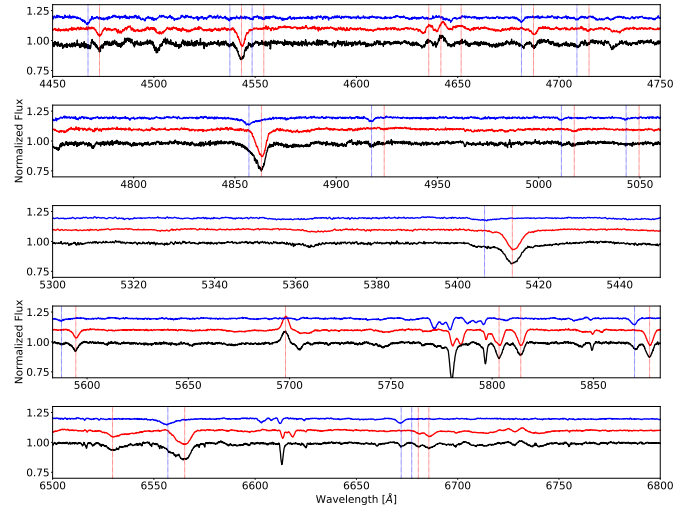


Figura 4.1: *Templates* obtenidos del método de *disentangling* (para la primaria en rojo, para la secundaria en azul), comparados con un espectro compuesto generado al combinar los mejores 4 espectros tomados durante la segunda cuadratura. En cada panel se graficaron líneas verticales mostrando las longitudes de onda desplazadas por corrimiento Doppler de la primaria (en rojo) y la secundaria (en azul): He I $\lambda 4471$, He II $\lambda 4542$, Si III $\lambda 4553$, N III $\lambda 4634/41$, C III $\lambda 4651$, He II $\lambda 4686$, He I $\lambda 4713$, H β , He I $\lambda 4922$, He I $\lambda 5016$, He I $\lambda 5047$, He II $\lambda 5412$, O III $\lambda 5592$, C III $\lambda 5696$, C IV $\lambda 5801-12$, He I $\lambda 5876$, He II $\lambda 6527$, H α , He I $\lambda 6678$ y He II $\lambda 6683$.

esta componente con HD 96843 y HD 193682 que son estándares de tipos espectrales O5 III y O4.5 IV respectivamente, podemos ver la semejanza de la primaria con HD 193682 (ver Fig 4.2). Cabe mencionar que aún no hay asignada una estándar de tipo espectral O4 III, por eso no se encuentra en la comparación. También consideramos que las emisiones N III $\lambda 4634/41/42$ tiene una intensidad semejante a la absorción He II $\lambda 4686$, lo cual indica el calificador (f). Por lo tanto, re-clasificamos a la estrella primaria del sistema HM1 8 como una estrella O4.5 IV(f).

En el espectro de la estrella secundaria de HM1 8, identificamos las siguientes líneas de absorción: He I $\lambda 4388$, 4471 y 4713, He II $\lambda 4686$, 4542 (débil), y Si III $\lambda 4553$, indicando una estrella de tipo espectral O tardía o B temprana. Además, las intensidades relativas de He II $\lambda 4686$ y He I $\lambda 4713$ designan una clase de luminosidad V. En la Fig 4.3, se grafica el espectro de HM1 8b junto con las estándares del GOSSS: AE Aur (O9.5 V), ν Ori (O9.7 V); y de Sota et al. (2011): τ Sco (B0 V) y HD 2083 (B0.2 V). Comparando la intensidad de la línea He II $\lambda 4542$ con Si III $\lambda 4553$, se puede ver que el espectro de la secundaria se parece más al de ν Ori. Esto además concuerda con la intensidad relativa de He II $\lambda 4686$ y He I $\lambda 4471$. Por lo tanto, la estrella secundaria se clasifica como una O9.7 V.

Análisis del ensanchamiento de las líneas espectrales

Con el fin de caracterizar la velocidad de rotación de las componentes de HM1 8, se realizó un análisis del ensanchamiento de las líneas espectrales en cada estrella. Para esto se utilizó la herramienta IACOB-BROAD (Simón-Díaz and Herrero, 2014), que determina la velocidad de rotación proyectada $v \sin i$ y la macroturbulencia v_{mac} de una estrella OB. Siguiendo las recomendaciones de Simón-Díaz and Herrero

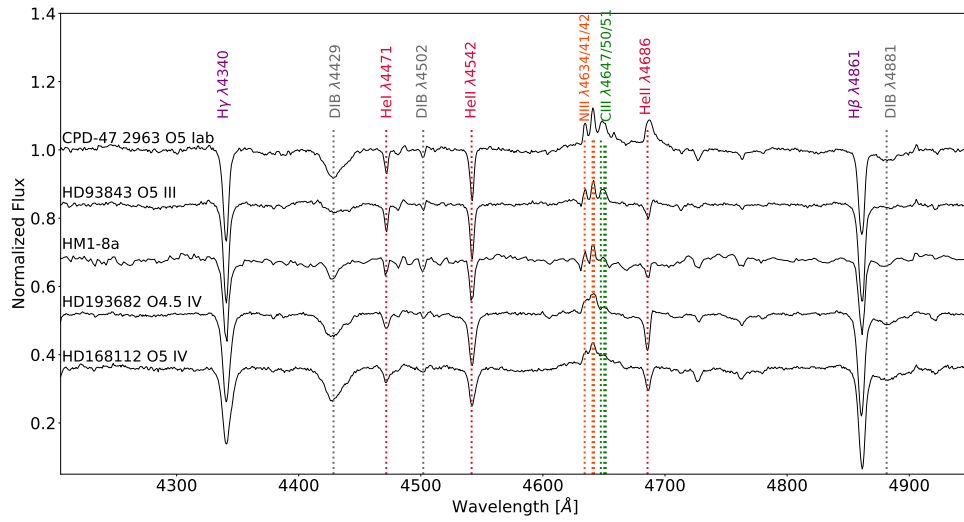


Figura 4.2: Comparación de HM1 8a con estándares espectroscópicas definidas en [Maíz Apellániz et al. \(2016\)](#).

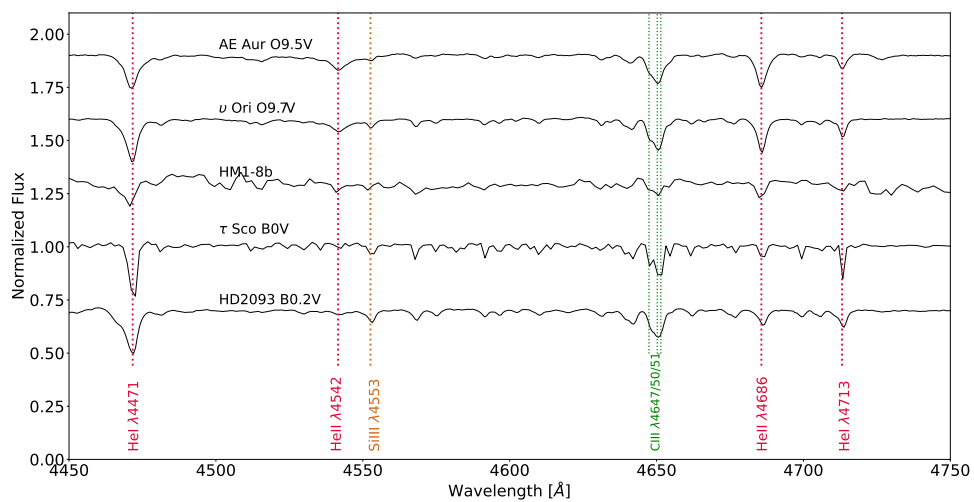


Figura 4.3: Comparación entre el template de HM1 8b y las estándares espectroscópicas para los tipos espectrales O9.5 V, O9.7 V, B0 V, y B0.2 V.

(2007b) se trabajó con líneas de absorción metálicas, ya que son las menos afectadas por otras causas de ensachamiento además de la rotación. Consideramos la línea C IV $\lambda 5812$ para la componente primaria pero para la secundaria no encontramos ninguna línea metálica apta para este tipo de análisis, por lo que tomamos la línea He I $\lambda 5876$.

Este estudio se aplicó a 3 tipos de espectros: los *templates* de cada componente por separado, un espectro compuesto formado por 3 espectros observados en la fase de la segunda cuadratura, y un espectro de FEROS (también en cuadratura). Para trabajar con los *templates* hay que tener un cuidado extra, ya que como la herramienta contempla estrellas individuales, se debe corregir cada uno por su respectivo factor de dilución. Éstos fueron estimados a partir de las magnitudes calibradas (según el tipo espectral, Martins and Plez 2006a), entendiendo al factor de dilución como una estimación de la fracción de flujo observado que pertenece a una componente específica, comparada con el flujo total. Encontramos factores de 0.8 y 0.2 para la primaria y secundaria, respectivamente.

El mejor ajuste se obtuvo utilizando el espectro compuesto y se puede ver en Fig. 4.4, donde se grafica el espectro alrededor de la línea seleccionada (C IV $\lambda 5812$ y He I $\lambda 5876$ para la primaria y secundaria, respectivamente) y los distintos ajustes hechos con los dos métodos mencionados antes: transformada de Fourier y *Goodness-of-fit*. Además se grafica la transformada de Fourier en un esquema amplitud vs. $v \sin i$, mostrando el primer mínimo, que se utiliza para calcular en primera instancia la velocidad de rotación proyectada.

Para la estrella primaria se encontró que $v_a \sin i = 105 \pm 14 \text{ km s}^{-1}$ y $v_{\text{mac},a} = 67 \pm 6 \text{ km s}^{-1}$. La velocidad de macroturbulencia, entendida como causas de ensanchamiento además de la rotación, es de un valor significativo, lo cual implica la existencia de otros factores de ensanchamiento como movimientos cíclicos en la superficie debido a inestabilidades turbulentas (Simón-Díaz et al., 2017). Los valores derivados para la secundaria son: $v_b \sin i = 82 \pm 15 \text{ km s}^{-1}$ y $v_{\text{mac},b} = 22 \pm 7 \text{ km s}^{-1}$, donde el ensanchamiento queda completamente dominado por la rotación.

Espectroscopía cuantitativa

Se realizó un análisis cuantitativo de las componentes del sistema para estimar sus parámetros atmosféricos: la temperatura efectiva T_{eff} , la gravedad superficial $\log g$ y la fuerza del viento Q , definida como $Q = \dot{M} / (v_{\infty} R)^{1.5}$ donde v_{∞} es la velocidad terminal. Para esto se utilizó la herramienta *Grid-Based Automatic Tool* del proyecto IACOB (IACOB-GBAT), la cual está escrita en IDL y compara un espectro observado con una grilla de modelos FASTWIND (Havlen and Moffat, 1977; Puls et al., 2005b), convolucionándolos con su correspondiente $v \sin i$ y v_{mac} ; finalmente selecciona el modelo que mejor ajusta, a través de un test de χ^2 . Este análisis se basa en técnicas estándares para estrellas O, usando líneas ópticas de H y He (para más detalles ver Sec. 3.2.3 o Simón-Díaz et al. 2011a)

Corrimos IACOB-GBAT sobre el template de HM1 8a, eligiendo como parámetros iniciales de $T_{\text{eff},a}$ y $\log g_a$ los valores tabulados para una estrella O5 III de las calibraciones de Martins et al. (2005). Los modelos fueron ensanchados según los parámetros de $v_a \sin i$ y $v_{\text{mac},a}$ calculados con IACOB-BROAD, fijando algunos valores. Primero, las abundancias de helio fueron fijadas en $Y_{\text{He}}=0.10$ que es un valor típico para estrellas masivas galácticas. El exponente β también fue fijado al valor típico de $\beta=0.8$. Por

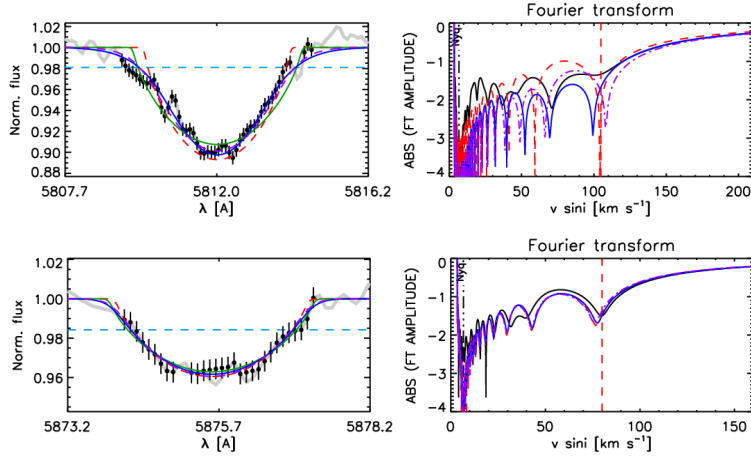


Figura 4.4: Caracterización del ensanchamiento de las líneas espectrales para la componente primaria (arriba) y secundaria (abajo) de HM1 8, calculado mediante la herramienta IACOB-BROAD. Izquierda: C IV $\lambda 5812$ de la primaria y He I $\lambda 5875$ de la secundaria en el espectro compuesto (línea negra). Superpuestos se encuentran: el ajuste de la transformada de Fourier (rojo), el GOF (azul), GOF sin considerar macro-turbulencia (verde), y GOF tomando la velocidad de rotación proyectada de la transformada de Fourier (violeta). La línea horizontal azul es la estimación del nivel de ruido. Derecha: transformada de Fourier para los distintos métodos, mostrando el primer mínimo (línea vertical roja), donde $v \sin i$ es calculada (el esquema de colores es igual al explicado arriba).

último, tenemos que darle al programa un valor de la velocidad de microturbulencia, ξ , para lo cual hemos hecho corridas a diferentes valores para comparar y notamos que el ajuste es insensible a este valor, por lo tanto tomamos el valor mínimo que puede tomar: $\xi=5 \text{ km s}^{-1}$. Para el ajuste consideramos las siguientes líneas: H α , H β , y H γ ; He I $\lambda 4471$ y 5876 ; y He II $\lambda 4542$ y 5412 , ya que son líneas típicas que caracterizan a las estrellas O. Los valores obtenidos se encuentran en la Tabla 4.2 y la comparación del *template* con el modelo que mejor ajusta se encuentra en la Fig 4.5. Se puede notar la concordancia entre el *template* y el modelo FASTWIND.

Para HM1 8b también usamos su respectivo *template*, tomando valores iniciales de $T_{\text{eff},b}$ y $\log g, b$ de Martins et al. (2005) para una estrella O9.5 V, y nuevamente los modelos se convolucionan con las $v_b \sin i$ y $v_{\text{mac},b}$ obtenidas con IACOB-BROAD. Para el ajuste consideramos todas las líneas visibles de esta componente: H α , H β , H γ , He I $\lambda 4471$, 4713 , 4922 , 5015 y 5876 ; y He II $\lambda 4542$, 4686 y 5411 . Los parámetros calculados se encuentran en la Tabla 4.2 y la salida del IACOB-GABT (para este ajuste se dejó fijo $\log g_b = 4.0$ ya que, debido a la poca intensidad de las líneas, no lograba ajustar este parámetro; el valor considerado es típico para estrellas enanas). En la Figura 4.6 se grafica el *template* de la secundaria con el modelo FASTWIND que mejor ajusta, y se puede ver que el ajuste es bueno.

Algo a tener en cuenta es que al realizar el análisis sobre los *templates* de cada estrella por separado, debemos considerar el cociente de flujos entre las componentes, por lo cual necesitamos multiplicar a cada *template* por su respectivo factor de dilución. Como fue explicado con anterioridad, los factores de dilución se calculan a partir del cociente de flujos, que se estima de los tipos espectrales y la magnitud calibrados. Como vimos en esta sección, los valores apropiados son $f_a=0.8$ y $f_b=0.2$ para la primaria y

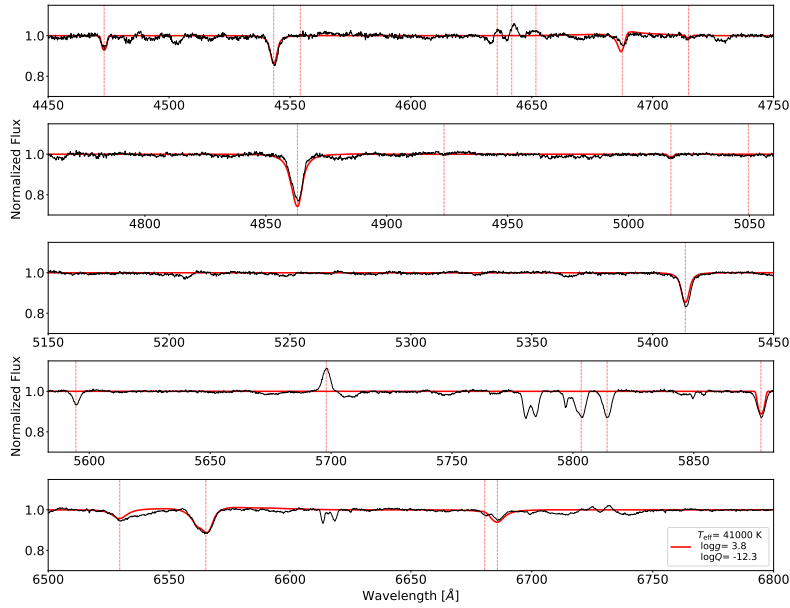


Figura 4.5: *Template* de HM1 8_a obtenido con el método de *disentangling*, comparado con el modelo FASTWIND que mejor ajusta (parámetros en la Tabla 4.5). En cada panel se trazan líneas verticales mostrando las longitudes de onda desplazadas de He I $\lambda 4471$, He II $\lambda 4542$, Si III $\lambda 4553$, He II $\lambda 4686$, He I $\lambda 4713$, H β , He I $\lambda 4922$, He I $\lambda 5016$, He I $\lambda 5047$, He II $\lambda 5411$, O III $\lambda 5592$, He I $\lambda 5875$, He II $\lambda 6527$, H α , He I $\lambda 6678$, He II $\lambda 6683$.

secundaria, respectivamente.

Efecto Struve-Sahade

Al realizar una inspección visual de los espectros notamos cambios en la intensidad relativa de la línea He I $\lambda 7065$ en ambas cuadraturas. Estas variaciones podrían estar asociadas al efecto Struve-Sahade. Entendemos este efecto como el aumento (debilitamiento) aparente de líneas de absorción de ambas componentes a medida que se acercan (alejan) al observador; esto es diferente al concepto tradicional donde sólo varían las líneas de la secundaria (ver Linder et al., 2007). La primera vez que se detectó este efecto fue en Pickering and Bailey (1896), y desde entonces se ha intentado explicar este efecto sin lograr reproducirlo del todo, por lo cual se sospecha que varios mecanismos son los que lo producen (Bagnuolo et al., 1999; Linder et al., 2007; Palate et al., 2013). En Abdul-Masih et al. (2020) presentan un modelo que considera a las estrellas como una superficie geométrica tridimensional que produce perfiles de línea a ciertas fases y orientaciones. Con este modelo logran reproducir el efecto Struve-Sahade en el sistema HD 165052.

En la Fig. 4.7 se muestra la línea He I $\lambda 7065$ para dos espectros FEROS en cuadraturas opuestas para representar el efecto Struve-Sahade. Además, graficamos el cociente de los anchos equivalentes He I $\lambda 7065$ /He I $\lambda 5876$ para ambas componentes. Como la línea He I $\lambda 5876$ no presenta este efecto, al graficar este cociente a lo largo de las fases se evidencia el cambio del ancho equivalente de la línea He I $\lambda 7065$, especialmente para la secundaria. Para analizar la confiabilidad de las variaciones espectrales,

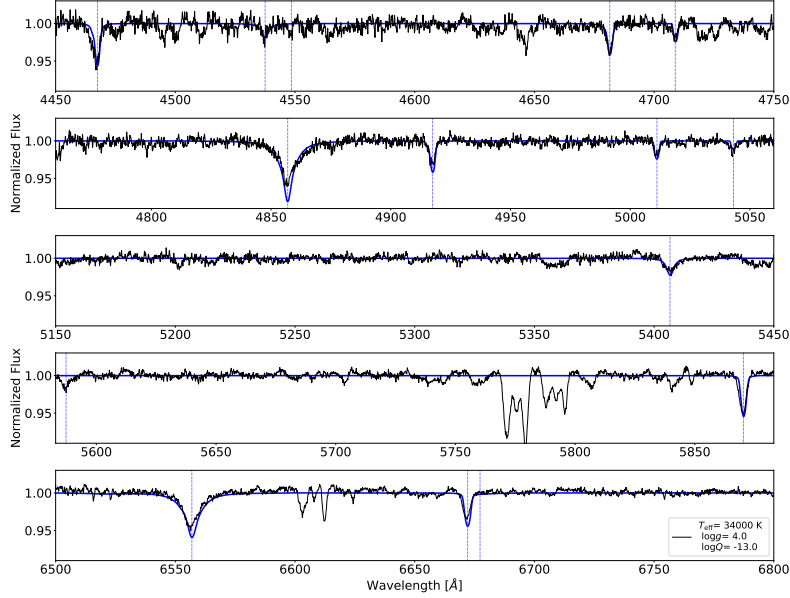


Figura 4.6: *Template* de HM1 8_b (obtenido del método de *disentangling*), comparado con el modelo FASTWIND que mejor ajusta (los parámetros se encuentran en la Tabla 4.5). En cada panel se graficaron líneas verticales representando las longitudes de onda desplazadas de He I $\lambda 4471$, He II $\lambda 4542$, Si III $\lambda 4553$, He II $\lambda 4686$, He I $\lambda 4713$, H β , He I $\lambda 4922$, He I $\lambda 5016$, He I $\lambda 5047$, He II $\lambda 5411$, O III $\lambda 5592$, He I $\lambda 5875$, He II $\lambda 6527$, H α , He I $\lambda 6678$, He II $\lambda 6683$.

Cuadro 4.2: Parámetros obtenidos del análisis cuantitativo espectral para ambas componentes del sistema HM1 8.

Parámetro	Primaria	Secundaria
$v \sin i$ [km s ⁻¹]	105 ± 14	82 ± 15
v_{mac} [km s ⁻¹]	67 ± 6	22 ± 7
T_{eff} [K]	41200 ± 1200	34500 ± 1200
log g [dex]	3.76 ± 0.15	4.0 (fijo)
log Q [dex]	-12.3 ± 0.1	-13.0 ± 0.3
Parámetros fundamentales adoptados:		
M_V [mag]	-5.2	-3.7
R [R_{\odot}]	11.0 ± 0.2	5.7 ± 0.1
log (L/L_{\odot}) [dex]	5.49 ± 0.04	4.61 ± 0.04
M_{sp} [M_{\odot}]	26.8 ± 8.2	< 9.7

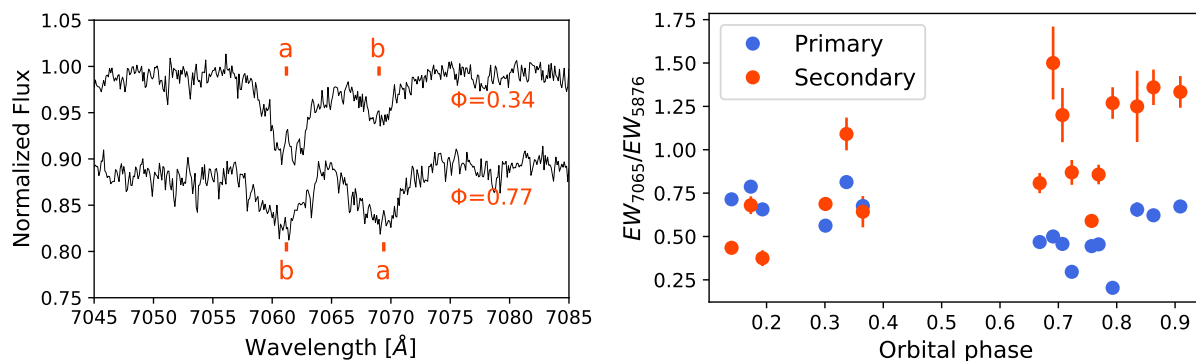


Figura 4.7: Izquierda: dos espectros de FEROS alrededor de la línea He I $\lambda 7065$, en dos cuadraturas diferentes (una con la secundaria acercándose y la otra cuando se aleja) donde el efecto Struve-Sahade puede verse. Derecha: Cociente de los anchos equivalentes de He I $\lambda 7065$ sobre He I $\lambda 5876$ vs. la fase orbital, para ambas componentes del sistema HM1 8. Se puede notar que el cociente cambia con la fase orbital, siendo más evidente en las medidas de la secundaria.

calculamos el ancho equivalente de la DIB $\lambda 5850$ en los mismos espectros donde se detectan los cambios, y encontramos que es constante con un 5 % de error, lo cual es mucho menor al cambio que presenta He I $\lambda 7065$. Por lo tanto, los cambios en el ancho equivalente de He I $\lambda 7065$ son reales, no son debidos al ruido ni a errores en la normalización. Aún así, debemos tener en cuenta que alrededor de He I $\lambda 7065$ se encuentran DIBs débiles ($\lambda \lambda 7061.0$, 7062.5 y 7069.0), lo que podría estar afectando la medición de los anchos equivalentes.

Órbita espectroscópica

Para mi tesis de licenciatura, estimamos el período del sistema a través de la tarea PDM (*phase dispersion minimization*, Stellingwerf 1978) de IRAF, la cual consiste en minimizar la varianza de los datos con respecto a una curva de velocidad radial; y vimos que el valor estimado del período era compatible con el encontrado por Gamen et al. (2008b). Este período fue utilizado como valor inicial para el cálculo de la órbita espectroscópica (los valores iniciales del resto de los parámetros se estimaron a partir de una inspección visual de las curvas de velocidad radial). Se ajustó la solución orbital con el programa FOTEL (Hadrava, 2004), utilizando los datos de velocidades radiales medidos para la línea He I $\lambda 5876$ (Tabla 4.1). Para este trabajo incluimos también en el ajuste el resto de las líneas medidas mostradas en la Tabla 4.1 como distintos *datasets*. El código convergió rápidamente, dejando todos los parámetros libres. En particular, las soluciones encontradas con las medidas hechas en He I $\lambda 5876$ y con la correlación cruzada de los espectros desentramados muestran el menor error. Por lo tanto, consideramos la solución calculada a partir de las medidas obtenidas por correlación cruzada como representativa del sistema binario. Los parámetros que caracterizan la órbita se muestran en la Tabla 4.3.

4.1.3. Modelo del sistema binario

Al poner en fase las observaciones fotométricas con el período hallado con la solución orbital espectroscópica pudimos observar una pequeña disminución del brillo del sistema en una fase cercana a

la conjunción inferior (la estrella primaria atrás de la secundaria), por lo que interpretamos esto como la detección del eclipse principal del sistema, es decir cuando la componente primaria queda parcialmente oculta por la estrella secundaria, como se muestra en la Figura 4.9 (representada en el plano del cielo). Bajo esta suposición, ajustamos un modelo a los datos fotométricos utilizando el código FOTEL. La estimación inicial de los elementos orbitales (P , T_0 , e , ω , $K_{a,b}$), fueron tomados de la solución orbital, y fijamos los valores de la temperatura efectiva, coeficientes de oscurecimiento al limbo, magnitudes y radios. Los coeficientes de oscurecimiento al limbo fueron tomados de [Castelli and Kurucz \(2003\)](#) (donde consideran una función lineal); mientras que $T_{\text{eff } a,b}$ y $\log g_{a,b}$ son los calculados por el código IACOB-GBAT en el análisis cuantitativo. Las magnitudes en la banda V para cada estrella fueron calculadas considerando los factores de dilución y la magnitud aparente del sistema ($m_V = 12.52$ mag; [Reed, 2003](#)).

Para esta tesis hicimos algunas suposiciones sobre los parámetros astrofísicos de las estrellas dado que presenta un eclipse parcial poco profundo y no detectarse bien los tiempos de inicio y final el eclipse, además de no ver el eclipse secundario, no podemos calcular al mismo tiempo los radios, las temperaturas y la inclinación del sistema, así que tomamos cotas para el cálculo de estos parámetros.

La luminosidad de cada estrella se estima considerando la distancia calculada por [Bailer-Jones et al. \(2021\)](#), $d = 2805^{+146}_{-157}$ pc, la extinción en la banda V de [Maíz Apellániz \(2018\)](#), $A_V = 5.678 \pm 0.054$ mag, las correcciones bolométricas de [Martins and Plez \(2006a\)](#), $BC_a = -3.67$ mag y $BC_b = -2.97$ mag, y el cociente de flujos calculado con anterioridad. Luego, con la expresión de Stefan-Boltzmann inferimos valores para los radios. Considerando el rango de variación de la luminosidad obtenemos 3 conjuntos de radios posibles, los cuales le damos como entrada a FOTEL para determinar la inclinación (también tendremos un rango en el que puede variar). Los parámetros calculados se listan en Tabla 4.3, y la curva de luz modelada, junto con los datos fotométricos en función de la fase orbital, se muestran en la Figura 4.8.

Para mantener la intensidad del eclipse debemos considerar que a más luminosidad, más grandes serán los radios y menor será la inclinación orbital, y por ende masas absolutas mayores. Los valores más pequeños de masas se obtienen con las luminosidades más bajas y los radios más pequeños. Los rangos determinados por los diferentes radios y luminosidades se tienen en cuenta para calcular el rango de variación de la inclinación. Estos errores se propagan a la estimación de otros parámetros relacionados con la inclinación, como la masa de cada estrella y el semieje mayor de la órbita.

En la Figura 4.9 se encuentra representada la configuración del sistema en las conjunciones inferior (fase orbital $\Phi = 0.9$) y superior ($\Phi = 0.4$), de acuerdo a la solución orbital obtenida y los parámetros físicos derivados. Se muestra el sistema en el plano del cielo, como lo vería un observador. Cabe notar que debido a la excentricidad del sistema, el eclipse primario (que es bastante poco profundo) se ve cerca del pasaje del periastro, pero el eclipse secundario no sucede, debido a que la separación entre las estrellas es mayor en la conjunción superior.

Por completitud, también realizamos un gráfico $\log L - \log T_{\text{eff}}$ (se puede ver en la Figura 4.10), donde las trayectorias evolutivas y las isocronas fueron calculadas con el modelo descrito en [Benvenuto and De Vito \(2003\)](#). Asumimos abundancia solar con $Z = 0.014$ y un *overshooting* moderado con $\alpha_{\text{OV}} = 0.2$. No consideramos para estos modelos la rotación de las estrellas, lo cual es correcto ya que las componentes del sistema rotan mucho más despacio que la velocidad de ruptura (ver más abajo). Tomando los valores

Cuadro 4.3: Solución obtenida con FOTEL tomando como datos de entrada las medidas de velocidades radiales y los datos fotométricos conjuntamente. Para los parámetros que no tienen errores, consideramos los valores extremos que pueden tomar propagando los errores de los valores de la solución orbital, representados a la izquierda (valores mínimos) y derecha (valores máximos).

Elemento	Valor		
Solución orbital espectroscópica			
P [d]	5.87820 ± 0.00008		
T_0 [HJD -2 400 000]	$56\,815.30 \pm 0.09$		
e	0.14 ± 0.01		
V_γ^a [km s ⁻¹]	-20.2		
V_γ^b [km s ⁻¹]	-11.5		
ω [°]	119 ± 10		
K_a [km s ⁻¹]	143 ± 2		
K_b [km s ⁻¹]	273 ± 3		
$q = M_b/M_a$	0.52 ± 0.02		
$a_a \sin i$ [R _☉]	16.4 ± 0.1		
$a_b \sin i$ [R _☉]	31.3 ± 0.4		
$M_a \sin^3 i$ [M _☉]	28.4 ± 0.7		
$M_b \sin^3 i$ [M _☉]	14.6 ± 0.4		
r.m.s _(O-C) ^a [km s ⁻¹]	4.5		
r.m.s _(O-C) ^b [km s ⁻¹]	5.8		
Parámetros fijos			
V_a [mag]	12.8		
V_b [mag]	14.3		
T_{eff}^a [K]	41 200		
T_{eff}^b [K]	34 500		
M_{V_a} [mag]	-5.4	-5.2	-5.0
M_{V_b} [mag]	-3.9	-3.7	-3.5
R_a [R _☉]	11.6	10.8	9.6
R_b [R _☉]	6.2	5.8	5.1
Parámetros derivados			
i [°]	68.0	70.0	72.0
a [R _☉]	51.6	50.7	50.3
M_a [M _☉]	35.0	33.6	32.4
M_b [M _☉]	18.2	17.7	17.0
r.m.s _(O-C) fotometría [mag]	0.013		

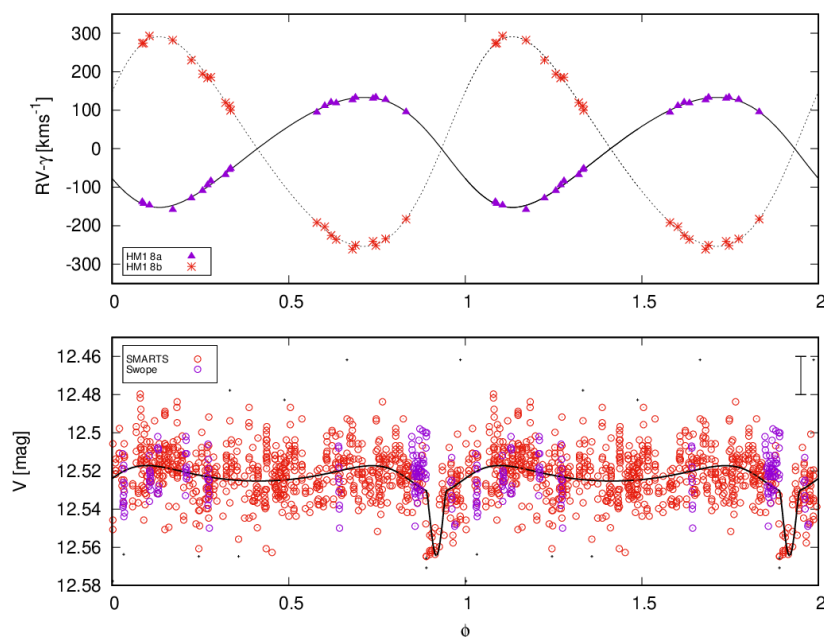


Figura 4.8: Panel superior: curva de velocidad radial para el sistema HM1 8 cuyas medidas fueron obtenidas por el método de correlación cruzada y cuyas fases se calcularon utilizando las efemérides de la Tabla 4.3. La velocidad sistémica fue sustraída de las medidas de velocidad radial. La línea sólida y triángulos representan la estrella primaria, y la línea a puntos y las cruces, a la secundaria. Las barras de error asociadas son menores que el tamaño de los símbolos. Panel inferior: curva de luz en el filtro V , en función de la fase calculada con el mismo período que la de velocidad radial. Los puntos rojos representan las observaciones del telescopio Yale de 1-m (SMARTS); los puntos violetas, del telescopio Swope. Los puntos más pequeños representan datos que no fueron considerados para el ajuste (3σ clipping). La línea sólida muestra el mejor ajuste obtenido con FOTEL. La barra de error representa el error típico de la fotometría.

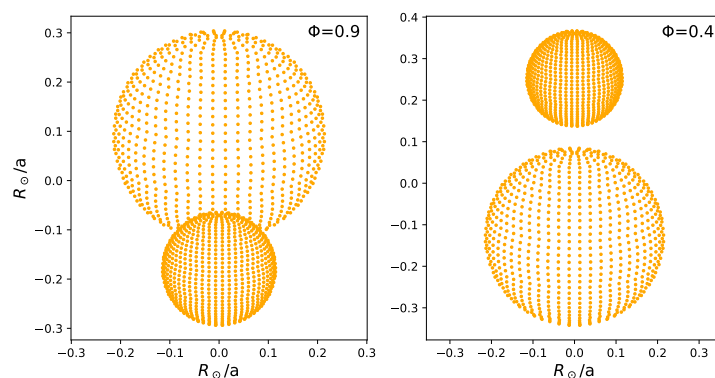


Figura 4.9: Modelo de la configuración del sistema binario HM1 8 proyectado en el plano del cielo durante las fases de conjunción (izq. superior, der. inferior), realizado con PHOEBE.

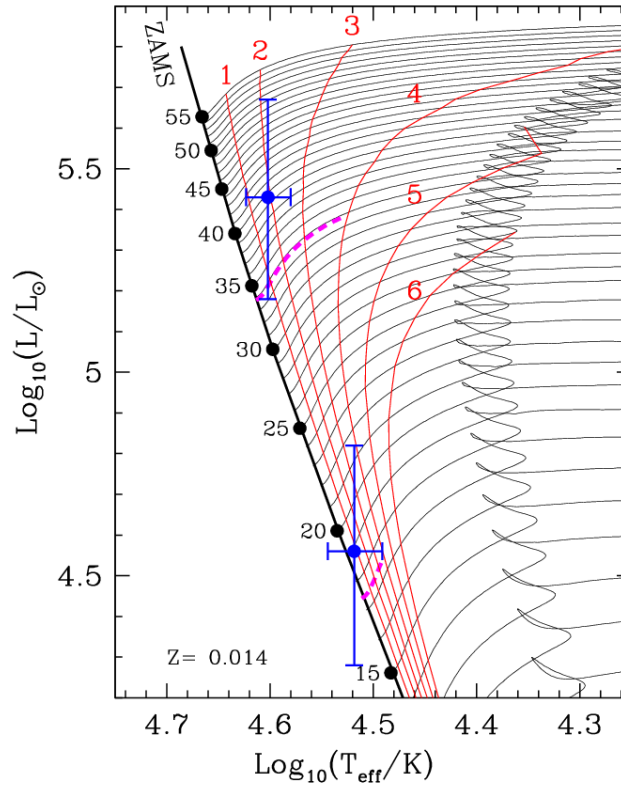


Figura 4.10: Diagrama $\log L - \log T_{\text{eff}}$. Las líneas negras representan los caminos evolutivos (con composición solar) de estrellas individuales desde $11 M_{\odot}$ hasta $55 M_{\odot}$. Las líneas rojas muestran las isocronas calculadas cada 1 Ma. La línea magenta a trazos indica la evolución de cada componente del sistema HM1 8 hasta 4 Ma. Los puntos azules, junto a las barras de error corresponden a la luminosidad y temperatura efectiva dadas en la Tabla 4.5. Estos caminos evolutivos se calcularon aplicando el modelo descrito en [Benvenuto and De Vito \(2003\)](#).

obtenidos de la Tabla 4.3 y las tasas de pérdida de masa derivadas de los modelos, se puede deducir la masa de cada componente en la Secuencia Principal de Edad Cero (*Zero Age Main Sequence, ZAMS*): $M_a = 34^{+3}_{-2} M_{\odot}$ y $M_b = 17.9^{+2}_{-1} M_{\odot}$, considerando una edad del sistema de 2 Ma. En la Figura 4.10 podemos ver en línea magenta los tracks evolutivos de estas masas mencionadas hasta una edad de 4 Ma. Es importante notar que el sistema tendrá desbordamientos del lóbulo de Roche alrededor de una edad de 4.8 Ma, pero actualmente consideramos que el sistema es más joven y ambas estrellas están separadas.

4.1.4. Evolución del sistema por causa de la fuerza de marea

Realizamos un estudio de la evolución del sistema HM1 8 debida a la fuerza de marea (evolución mareal), comparando los resultados con las cantidades observadas. En particular, observacionalmente encontramos que el sistema es excéntrico, lo cual es un indicio de que el sistema no ha sufrido desbordamientos de los lóbulos de Roche (RLOF) y por lo tanto las componentes del sistema se encuentran separadas. Si el sistema estuviera en un estado de RLOF, la órbita sería casi circular. Entonces, resulta interesante estimar el tiempo de circularización del sistema.

Para computar la evolución mareal del par se necesita resolver 6 ecuaciones diferenciales ordinarias no lineales, las cuales corresponden a la evolución del semieje mayor a (o, equivalentemente, el período orbital P_{orb}), la excentricidad e , la velocidad de rotación angular ω_i de cada componente y la inclinación de sus ejes de rotación i_i con respecto al plano orbital.

Las ecuaciones mareales dadas por [Repetto and Nelemans \(2014\)](#), las cuales son una generalización de las de [Hut \(1981\)](#) (ver también [Belczynski et al., 2008](#)), fueron calculadas de manera implícita, con un algoritmo de diferencias finitas adecuado para sistemas que pueden alcanzar una situación de equilibrio. La resolución de estos cálculos fue hecha por el Dr. Benvenuto y aquí sólo usamos los resultados.

Adoptando unas masas iniciales de las componentes de $33.8 M_{\odot}$ y $17.9 M_{\odot}$ para la primaria y secundaria respectivamente, y considerando una edad de 2 Ma para el sistema, se logra evolucionar a los valores observados actualmente. Como mencionamos antes, se toma una abundancia solar, *overshooting* moderado y se obvian los efectos de la rotación estelar; sin embargo, la rotación sí se considera en la evolución mareal. Esto no es contradictorio ya que la rotación de las componentes es mucho más lenta que la rotación crítica, y por ende el mezclado interno (*internal mixing*) debido a la rotación es un efecto menor. Por el contrario, sí se necesita considerar el intercambio entre el momento angular que aporta la rotación y el que corresponde a la órbita para tratar correctamente la evolución mareal.

Para computar la evolución mareal, primero necesitamos conocer cómo evolucionan las masas, los radios y los radios de giro k de las componentes³, los cuales fueron calculados con el código presentado en [Benvenuto and De Vito \(2003\)](#) y los resultados se pueden ver en la Figura 4.11. Como tratamos en el modelo con funciones continuas y con derivadas continuas, éstas fueron tabuladas de antemano, ignorando los efectos de las mareas en el tratamiento de la evolución (esta es una aproximación natural ya que HM1 8 es un sistema con componentes bien separadas).

Analizamos la evolución mareal considerando 3 escenarios diferentes, tomando diferentes condiciones iniciales. Definimos los casos I, II, y III con diferentes valores iniciales de período orbital, excentricidad y velocidad angular para estudiar qué tan sensible es la evolución con respecto a estos parámetros. Además, analizamos cómo cambia la evolución al cambiar el valor de la inclinación del eje de rotación, así como también al cambiar la velocidad angular de la secundaria. Encontramos que estas variaciones casi no influyen en la evolución mareal, por lo que nos limitamos solamente a los casos I, II y III mencionados con anterioridad. Definimos $\varpi_i = (\omega_i)_{\text{inic}}/(\omega_i)_{\text{cr}}$, donde $(\omega_i)_{\text{inic}}$ es la tasa de rotación inicial y $(\omega_i)_{\text{cr}}^2 = GM_i/R_i^3$ es la tasa de rotación crítica si la estrella fuera esférica. Vale aclarar que utilizamos $(\omega_i)_{\text{cr}}$ sólo para estimar la relevancia de la rotación en las ecuaciones de estructura. Considerando que las componentes del sistema tienen una velocidad tangencial de rotación proyectada del orden de los 100 km s^{-1} y los valores de masas y radios presentados en la Figura 4.11, encontramos que $\varpi_i \approx 1/7$, lo cual justifica el uso de caminos evolutivos sin considerar la rotación.

Definimos los diferentes casos de la siguiente manera:

- Caso I: Consideramos $(e)_{\text{inic}} = 0.29$; $\varpi_1 = 0.20$; $(i_1)_{\text{inic}} = 1.0$; $\varpi_2 = 0.20$; $(i_2)_{\text{inic}} = 1.0$ y variamos el período orbital: $(P_{\text{orb}})_{\text{inic}} = 5.705, 5.848, 5.994, 6.144, \text{ y } 6.297$ días.
- Caso II: Consideramos $(P_{\text{orb}})_{\text{inic}} = 6.000$ días; $\varpi_1 = 0.20$; $(i_1)_{\text{inic}} = 1.0$; $\varpi_2 = 0.20$; $(i_2)_{\text{inic}} = 1.0$

³Los radios de giro k están dados por la expresión $I = k^2 MR^2$, donde I es el momento de inercia de la estrella.

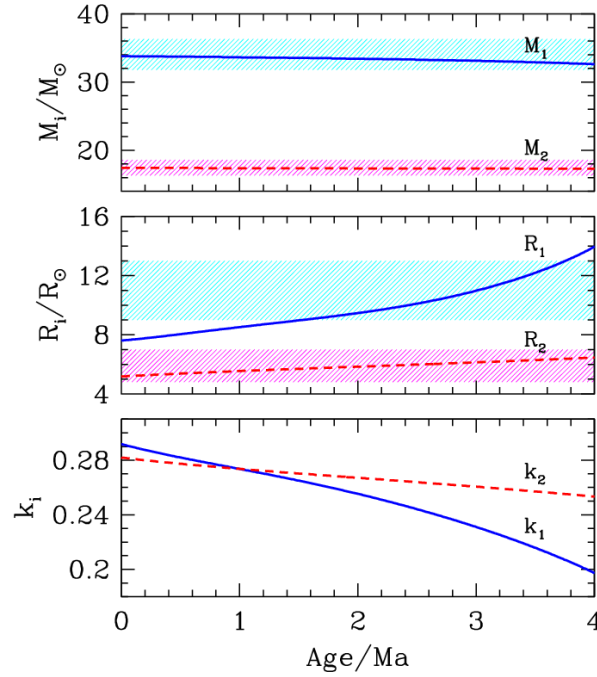


Figura 4.11: Evolución de las masas (panel superior) y radios (panel del medio) con sus correspondientes incertezas. En el panel inferior se muestran los radios de giro de cada componente de HM1 8.

y variamos la excentricidad: $(e)_{\text{inic}} = 0.20, 0.220, 0.242, 0.266, \text{y } 0.293$.

- Caso III: Consideramos $(P_{\text{orb}})_{\text{inic}} = 5.900$ días; $(e)_{\text{inic}} = 0.20$; $(i_1)_{\text{inic}} = 1.0$; $\varpi_2 = 0.20$; $(i_2)_{\text{inic}} = 1.0$ y variamos la velocidad angular de la primaria: $\varpi_1 = 0.100, 0.150, 0.225, 0.337, \text{ y } 0.506$.

Los resultados más importantes se muestran en la Figura 4.12, de los cuales podemos ver que la excentricidad inicial del sistema fue mayor que la observada actualmente y hay una clara tendencia a la circularización. Además, el tiempo necesario para alcanzar la excentricidad observada es de alrededor de 2 Ma en el mejor de los casos, comparable con el valor que obtuvimos del camino evolutivo de la componente primaria (ver el panel superior de la Figura 4.12). También podemos ver que la circularización se alcanzaría a una edad de aproximadamente 5 Ma. En el panel inferior de la Figura 4.12 se muestra la evolución del período orbital, y podemos notar que cambia poco, dado que las componentes de la binaria están separadas a una distancia relativa mucho mayor que el tamaño de cada una. Como resultado, el intercambio de momento angular entre las componentes es mínimo.

Por completitud, presentamos en la Figura 4.13 la evolución mareal de HM1 8 donde vemos que a una edad de 2 Ma coinciden con los valores observados del sistema. Notar que para una edad de 2 Ma coinciden los valores modelados del período orbital, excentricidad y velocidades de rotación con las observadas; y además, bajo este modelo, el período la componente primaria se sincronizará con el orbital alrededor de los 4 Ma, mientras que la secundaria lo hará alrededor de los 5 Ma.

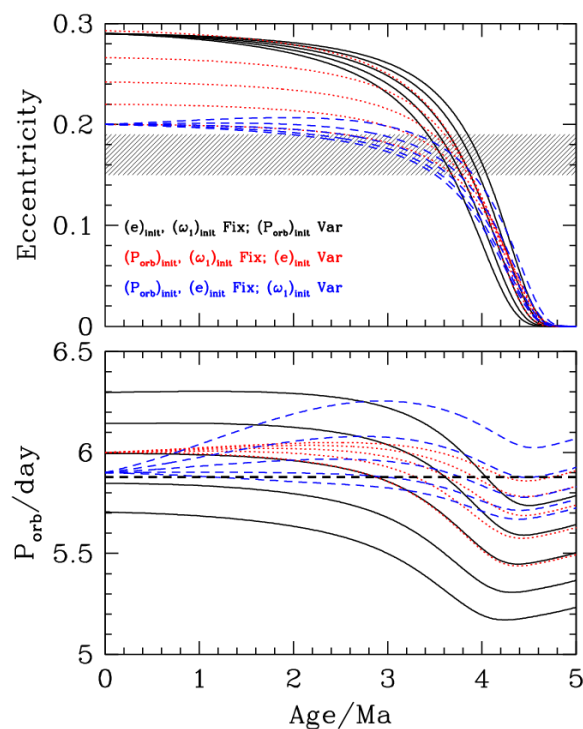


Figura 4.12: Evolución tidal del sistema HM1 8 de acuerdo al modelo descrito en el texto principal. Los paneles muestran la evolución temporal de la excentricidad y período de la órbita. Las líneas negras representan el caso I: evolución de 5 casos con diferentes valores iniciales del período. La curva superior corresponde con el mayor período orbital inicial. Las líneas a puntos rojas representan el caso II: la evolución temporal para 5 diferentes valores iniciales de la excentricidad. La curva superior representa el mayor valor de excentricidad inicial, para el cual los valores de e y P con la evolución varían más lentamente. Las líneas a trazos azules representan el caso III: la evolución temporal para 5 valores diferentes de la velocidad inicial de rotación para la primaria. Nuevamente, la curva superior corresponde al mayor valor de $\varpi_{1,\text{init}}$, para el cual el período y la excentricidad muestran una evolución más lenta. La región sombreada en el panel superior y la línea horizontal negra en el panel inferior muestran los valores observados de excentricidad y período.

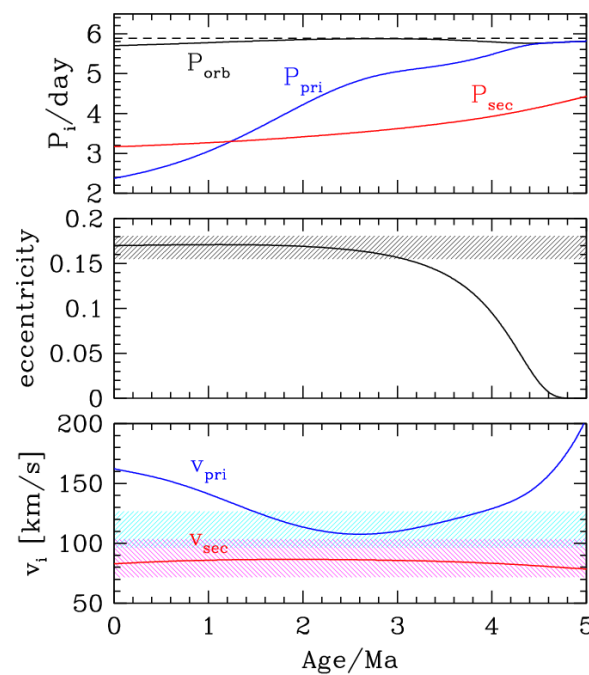


Figura 4.13: Evolución de los períodos orbitales y de rotación de cada componente, excentricidad de la órbita y velocidades de rotación de un sistema con masas como las que corresponden a HM1 8. Aquí asumimos $(P_{orb})_{init} = 5.70$ días, $(P_{pri})_{init} = 2.37$ días, $(P_{sec})_{init} = 3.17$ días, $(e)_{init} = 0.17$; $(i_1)_{init} = (i_2)_{init} = 0.0$. Para esta configuración particular, encontramos que una edad de 2 Ma coincide con el período orbital, excentricidad y velocidades de rotación observadas. En el panel inferior la región de color cyan (magenta) representa la incerteza en la velocidad de rotación de la primaria (secundaria). Notar que la componente primaria se sincronizará alrededor de los ≈ 4 Ma, mientras que la secundaria lo hará a los 5 Ma.

4.1.5. Exceso infrarrojo

Por último, a los efectos de investigar la posible presencia de otros objetos en el sistema, se construyó una distribución espectral de energía (SED) a partir de los datos fotométricos hallados mediante una búsqueda en todas las bases de datos conectadas con *vosa*⁴. Luego, ajustamos un modelo de la SED del sistema, calculado como la suma de dos modelos de atmósfera TLUSTY, donde utilizamos como suposiciones iniciales modelos con temperaturas efectivas, gravedades y absorción en el visual lo más similares posibles a las obtenidas en el estudio espectro-fotométrico del sistema descrito en las secciones anteriores. A continuación, *vosa* ajustó dichos parámetros, obteniéndose el mejor ajuste para $T_{eff,a,b} = 40000, 32500$ K, $\log g_{a,b} = 3.5, 4.0$ y $A_V = 5.73$ mag. Las metalicidades se mantuvieron fijas e iguales a la metalicidad solar. El resultado del ajuste puede verse en la Fig. 4.14 y reproduce correctamente la SED observada en casi todo el rango espectral considerado.

Sin embargo, *vosa* encuentra un flujo superior al esperado en los filtros infrarrojos W1 ($\lambda_{central} \approx 3.35 \mu\text{m}$) y W4 ($\lambda_{central} \approx 22.1 \mu\text{m}$) de la misión WISE. *vosa* indica automáticamente estos flujos como posibles excesos infrarrojos (*suspicious excess*).

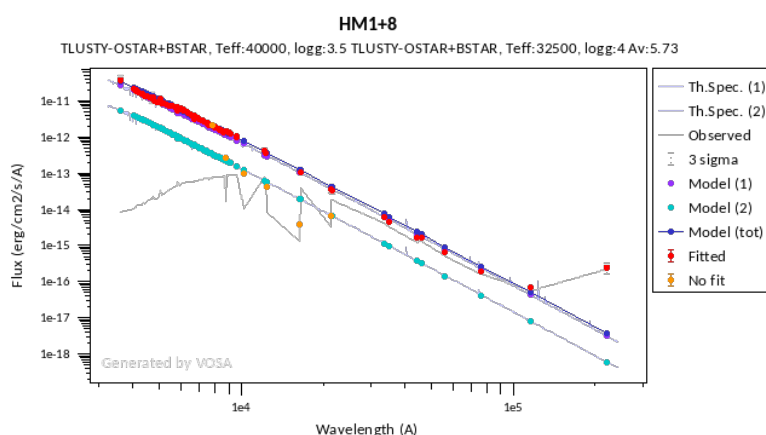


Figura 4.14: Distribución espectral de energía de HM1 8 ajustada con *vosa*. Los puntos rojos indican las mediciones fotométricas corregidas por extinción. Los puntos y la curva azul, representan el modelo calculado sumando los modelos de la primaria (puntos celestes) y de la secundaria (violetas). El último punto rojo hacia la derecha indica el flujo en la banda W4 de WISE, que se discute en el texto. Los puntos naranjas son puntos que no fueron considerados para el ajuste.

A fin de analizar la posibilidad de que los flujos en dichas bandas estén ligados a alguna compañera adicional del sistema, en primer lugar inspeccionamos visualmente todas las imágenes ópticas e infrarrojas de esa zona del cielo disponibles en ALADIN⁵. Notamos en ellas la existencia de emisiones sumamente

⁴VOSA (acrónimo de *Virtual Observatory SED Analyzer*) es una herramienta diseñada para buscar datos fotométricos de objetos en catálogos accesibles a través del Observatorio Virtual (VO), buscar modelos teóricos de espectros y calcular su fotometría sintética, realizar tests estadísticos para determinar qué modelos reproducen mejor los datos fotométricos e identificar automáticamente posibles casos de excesos infrarrojos. Se encuentra disponible en <http://svo2.cab.inta-csic.es/theory/vosa/>. Ver Bayo et al. (2008).

⁵ALADIN es un atlas interactivo de la esfera celeste que permite visualizar imágenes digitales del cielo, superponer catálogos astronómicos y acceder interactivamente a datos e informaciones relacionados tanto con los catálogos como con las imágenes.

extendidas en varias bandas del IR cercano y medio en toda la zona del cúmulo HM1, que parecen conectadas también con las regiones de formación estelar cercanas RCW 121 y RCW 122. En particular, puede notarse que las emisiones en las bandas W1 y W4 (ver Fig. 4.15) se superponen con la línea de visión hacia HM1 8. Entendemos que los supuestos excesos infrarrojos señalados por vosa en nuestro sistema son en realidad, muy probablemente, las emisiones de estas estructuras y, por tanto, no se deben a otras componentes de HM1 8.

4.1.6. Resumen y conclusiones

Para esta tesis extendimos el estudio realizado sobre el sistema HM1 8, volviendo a analizar los datos de espectroscopía y fotometría que teníamos disponibles. Así pudimos llevar a cabo una descripción exhaustiva del sistema, cuyo análisis incluye el desentramado espectral, el cálculo de una solución orbital mejorada, la actualización de la clasificación espectral de las componentes, y la determinación de parámetros fundamentales del sistema. Además, modelamos de la evolución mareal de la binaria, y la comparamos con los resultados observacionales.

Aplicamos el método de *disentangling* espectral a los espectros observados, encontrando así los espectros *template* de cada una de las componentes por separado. A los mismos les calculamos las velocidades radiales y llevamos a cabo un análisis espectral cuantitativo.

La binaria HM1 8 es un sistema eclipsante muy masivo cuyas componentes, clasificadas como O4.5 IV y O9.7 V, están caracterizadas por la órbita relativa del sistema, con un período $P = 5.8782$ días, el cual es muy cercano al reportado por [Gamen et al. \(2008b\)](#). También obtuvimos una nueva solución orbital utilizando las medidas de velocidades radiales calculadas a partir de la correlación cruzada de los *templates* de cada componente con los espectros observados. La órbita es excéntrica ($e = 0.14$) con su eje mayor apuntando muy cerca de nuestra línea de la visual. Además, el cociente de masas encontrado $q \sim 0.5$ es de los valores más comunes para sistemas binarios masivos en el OWN Survey, de acuerdo a [Barbá et al. \(2017\)](#).

Agregando la fotometría (en donde se detecta el eclipse primario) obtuvimos la inclinación del sistema ($i = 70^\circ$), y encontramos masas absolutas de $M_a = 33.6 M_\odot$ y $M_b = 17.7 M_\odot$ para la primaria y secundaria, respectivamente, resultando así el sistema más masivo conocido.

Obtener masas absolutas confiables de las estrellas es de gran importancia, más cuando estamos estudiando estrellas masivas. Antes de nuestro estudio, la estrella gigante más temprana con masa conocida (calculada con el método de binarias eclipsantes) era HD152248b, una estrella O7 III con $M = 30.1 \pm 0.4 M_\odot$ ([Mayer et al., 2008](#)), y la subgigante más temprana era HD152218a, una O9 IV con $M = 19.8 \pm 1.5 M_\odot$ ([Rauw et al., 2016](#)). Además la masa dinámica hallada para la secundaria es cercana a la de la otra estrella O9.7 V galáctica cuya masa se conoce bien, HD152218b ([Rauw et al., 2016](#)), con $M = 15.0 \pm 1.1 M_\odot$.

Por otro lado, estudiamos la evolución mareal del sistema, resolviendo las ecuaciones de [Repetto and Nelemans \(2014\)](#), de donde encontramos que la circularización de la órbita se alcanza en unos 4 Ma, y como la edad del sistema es menor, este resultado es consistente con el hecho de que las observaciones

Ver [Bonnarel et al. \(2000\)](#)

conducen a una solución orbital excéntrica. Además, la evolución del período muestra pequeños cambios a lo largo del tiempo, lo que corresponde con un intercambio de momento angular débil, como es de esperarse en binarias donde la distancia entre las componentes es considerablemente más grande que los tamaños individuales de las mismas.

Finalmente realizamos un análisis de excesos infrarrojos con la herramienta del observatorio virtual *vosa* en la cual cargamos toda la fotometría disponible en su base de datos y ajustamos un modelo a la SED del sistema. El ajuste es bueno en casi todas las bandas, salvo en W1 y W4 (WISE) donde se ven posibles excesos IR. Por lo tanto, inspeccionamos imágenes en varias bandas infrarrojas y notamos una gran cantidad de emisión extendida. Además, el cúmulo HM1 parece estar asociado con las regiones de formación estelar RCW 122 y RWC 121, por lo cual creemos que ese posible exceso se deba a alguna(s) de estas estructuras y no a una posible compañera del sistema.

Poniendo en contexto los resultados obtenidos, cabe notar que no hay muchas estrellas masivas completamente caracterizadas, y menos estrellas con masas dinámicas confiables. En este caso, la componente primaria es una estrella O4.5 IV, lo que la hace la subgigante más temprana de la que se tenga una caracterización completa. Finalmente, es importante remarcar que las diferentes técnicas utilizadas para el análisis de HM1 8 dan resultados consistentes, por lo que los parámetros fundamentales encontrados son robustos.

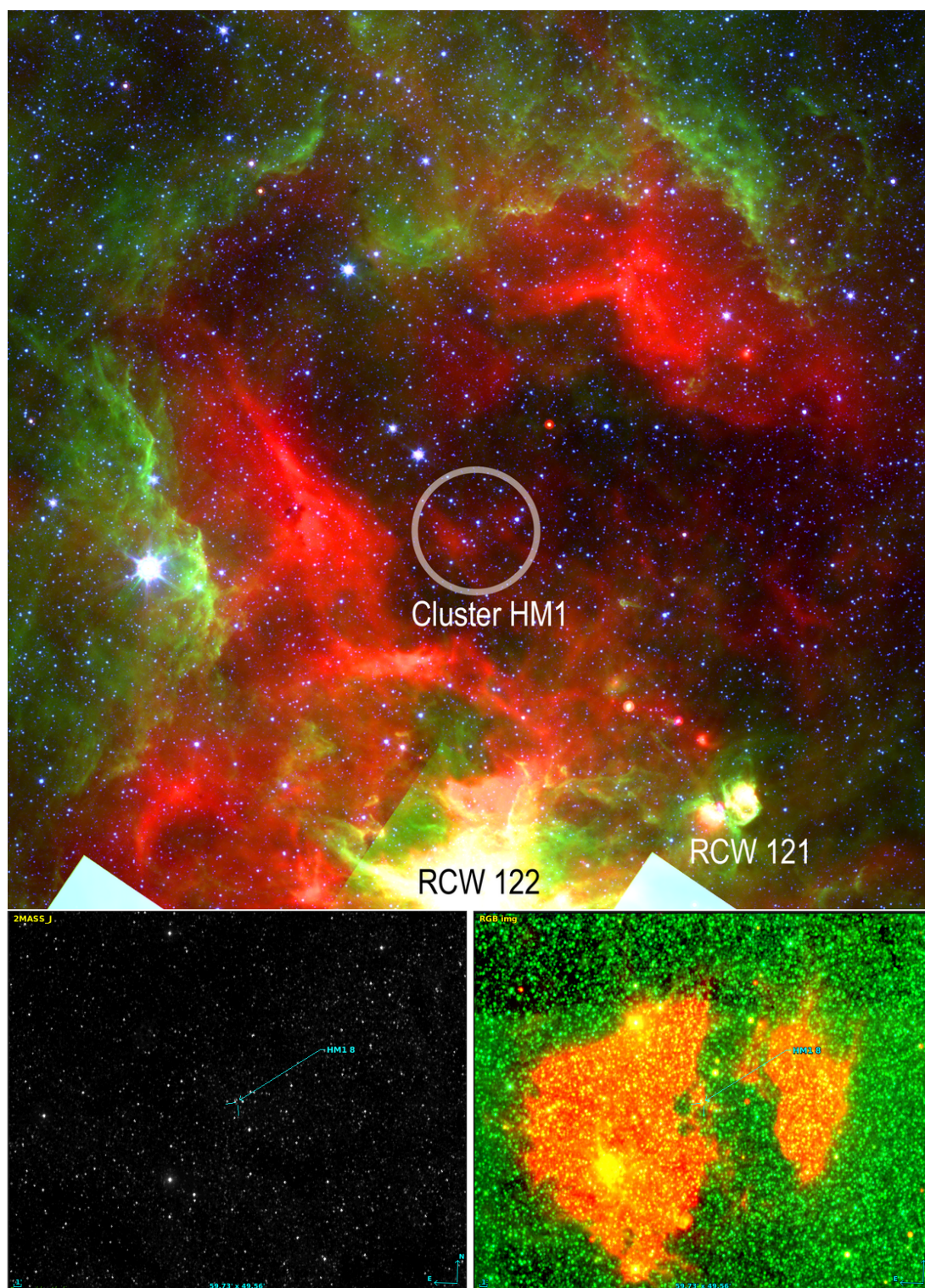


Figura 4.15: Emisión IR alrededor de HM1 8. *Panel superior*: imagen compuesta del cúmulo abierto HM1 y sus alrededores en el IR medio a partir de datos del telescopio espacial Spitzer. Rojo: banda $24\ \mu\text{m}$; verde: $8\ \mu\text{m}$; azul: $4.5\ \mu\text{m}$. Se indican las regiones de formación estelar RCW 121 y RCW 122. Crédito de la imagen: NASA Spitzer Space Telescope. *Inferior izquierda*: imagen de la banda J de 2MASS. *Derecha*: imagen compuesta. Rojo (verde): banda W4 (W1) de WISE; azul: banda J de 2MASS. Pueden verse claramente, en color rojizo, las extensas regiones de emisión en la banda W4 y la emisión difusa, aún más extendida, en color verdoso, correspondiente a la banda W1. Tómese en cuenta que el panel superior está girado respecto a los inferiores. En estos últimos, RCW 122 es la emisión amarilla más brillante al sudeste de HM1 8.

4.2. HD 165246

HD165246 (CPD-24 6208, $\alpha_{2000} = 18^{\text{h}}06^{\text{m}}04.7^{\text{s}}$, $\delta_{2000} = -24^{\circ}11'43.9''$, $V = 7.6$) se encuentra en el cúmulo abierto NGC 6530, el cual está inmerso en la región HII Messier 8 (M8, también conocida como Nebulosa de la Laguna). Fue inicialmente clasificada por [Walborn \(1973\)](#) como una O8V(n). [Otero \(2007\)](#) descubrió que se trata de un sistema binario eclipsante a través del estudio de datos de ASAS3, reportó por primera vez un período de 4.5928 d, y derivó las efemérides $T_{MIN,I} = \text{HJD } 2\,452\,383.888 + 4^{\text{d}}.5928 \times E$.

[Mayer et al. \(2013\)](#) obtuvieron por primera vez un modelo binario del sistema, tomando 13 espectros de FEROS (La Silla Observatory) del archivo de la *European Southern Observatories* (ESO) entre 2006 y 2009, y midieron sus velocidades radiales. Así calcularon el período, $P = 4.592706$ d, encontrando un valor similar al de [Otero \(2007\)](#). También derivan una solución orbital y notan que las semiamplitudes y la velocidad sistémica variaban de una línea a otra línea y, a pesar de que no encontraron indicios de la estrella secundaria, atribuyen estas diferencias a la presencia de líneas débiles de la compañera. Basados en esto, estimaron la función de masa empleando la media de la semiamplitud de las líneas de HeII $\lambda 4542$ y 4686 , que deberían estar presentes sólo en el espectro de la primaria. Encuentran que la semiamplitud de la primaria es $K_a = 55.9 \pm 1.0 \text{ km s}^{-1}$ lo cual lleva a una función de masa $f(m) = 0.0824 M_{\odot}$. Debido a la gran velocidad de rotación y que el sistema presenta eclipses, consideran que la inclinación debe ser grande, entonces para alcanzar esa función de masa, el cociente de masas debe ser un valor pequeño, alrededor de 0.17. Bajo esta suposición, determinan, para la primaria, una masa $M_a \approx 22 M_{\odot}$, un radio $R_a \approx 7.4 \pm 0.2 R_{\odot}$ y una alta velocidad de rotación $v_a = 244 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$, por lo que estamos frente a una rotadora rápida. Sin embargo, estos resultados son estimativos, ya que la secundaria no es visible en los espectros.

Unos años después, [Johnston et al. \(2017\)](#) volvieron a estudiar este sistema usando fotometría del satélite Kepler en su misión K2, obteniendo alrededor de 30 días consecutivos de datos de ciencia. Como HD 165246 es un sistema brillante, saturó los pixeles de Kepler, desparramando la señal a lo largo de varios de ellos. Para asegurarse de estar tomando sólo brillo de este sistema, hicieron pruebas con varias máscaras, corroborando que la binariedad y variabilidad de las curvas de luz pertenecen a la misma fuente. Considerando estos datos, logran mejorar la solución encontrada por [Mayer et al. \(2013\)](#), utilizando el módulo EMCEE dentro del paquete de PHOEBE; esta rutina realiza un *Markov Chain Monte Carlo* (MCMC) bayesiano. De este análisis, encuentran una correlación entre el cociente de masas y los potenciales Ω_a y Ω_b , pero mejores datos espectroscópicos eran necesarios para caracterizar esta correlación.

Por último, en [Johnston et al. \(2021\)](#) obtuvieron 160 espectros nuevos, tomados con el espectrógrafo HERMES, ubicado en el Instituto de Astrofísica de las Canarias (IAC). Para maximizar la relación señal a ruido (SNR) calculan el perfil *Least Squares Deconvolved* (LSD), el cual realiza una convolución de una serie de funciones δ intensidades dadas a una cierta longitud de onda (dada con una máscara) para calcular un perfil de línea promediado del espectro entero. Entonces, el aumento de SNR esperado es proporcional a \sqrt{N} , donde N es el número de líneas espectrales incluidas en la máscara. Luego, estudiaron las variaciones del perfil de línea a lo largo del tiempo para investigar las causas del ensanchamiento

de las mismas, como la rotación y las pulsaciones. Ellos llevaron a cabo un análisis de las frecuencias encontradas en las mediciones de VR, aunque primero tuvieron que quitar la variabilidad en los datos debida al movimiento orbital de la binaria (el modelado de los corrimientos en VR se realizó con MCMC). De este análisis encontraron una variabilidad intrínseca en el sistema, y como algunas de las frecuencias halladas en las VRs también se encontraron en la fotometría, interpretaron que las frecuencias detectadas en el LSD y en la fotometría se deben a una mezcla de modos p de pulsación de baja amplitud y modos g . Cabe aclarar que ellos no detectaron la presencia de la componente secundaria ni en los espectros ni en los perfiles LSD, por lo que observaciones con mayor resolución serían necesarias.

Para esta tesis re-estudiamos el sistema HD 165246 con espectros ópticos nuevos, tomados en el *OWN Survey*, y además contamos con espectros observados con GHOST, que es un nuevo instrumento ubicado en Gemini Sur con un gran poder resolvente ($R \sim 80\,000$). Con espectros de tan alta calidad, intentamos detectar la componente secundaria de este sistema.

4.2.1. Observaciones

Fotometría de K2

El telescopio espacial Kepler fue lanzado en 2009 con el objetivo de descubrir exoplanetas y, para el 2012, su misión primaria fue finalizada y una nueva misión, llamada K2, fue presentada, utilizando las capacidades que quedaron. HD 165246 fue observada en cadencia larga (29.42 minutos de tiempo de integración) y cadencia corta (58.85 s de tiempo de integración), desde el 21 de abril hasta el 1° de julio de 2016. En esta tesis hacemos uso de los datos fotométricos extraídos por [Johnston et al. \(2017\)](#), quienes obtienen una curva de luz de ~ 30 d.

Datos espectroscópicos

Bajo el proyecto del *OWN Survey* se observó este sistema entre 2006 y 2019, utilizando los espectrógrafos FEROS (*La Silla Observatory*), el espectrógrafo del telescopio Irénée du Pont (*Las Campanas Observatory*), y el espectrógrafo REOSC (Complejo Astronómico El Leoncito). Además, contamos con espectros de alta resolución tomados con el espectrógrafo GHOST, recién comisionado, ubicado en Gemini Sur. Los datos se obtuvieron bajo el programa de *System Verification* (ID: GS-2023A-SV-104) durante algunas noches seleccionadas en mayo del 2023. El instrumento fue utilizado en su modo de alta resolución (*binning* espectral \times espacial: 1×2).

Los espectros del *OWN Survey* fueron reducidos con rutinas estándares de IRAF, y los espectros GHOST fueron procesados usando el software GHOSTDR (en su versión 1.0.0) dentro del entorno 3.0 de DRAGONS.

4.2.2. Análisis espectroscópico

Velocidades radiales y clasificación espectral

El espectro compuesto de HD 165246 muestra características consistentes con una O8 V(n), con líneas anchas de H, He I y He II. Inicialmente, nuestro estudio se llevó a cabo considerando los espectros

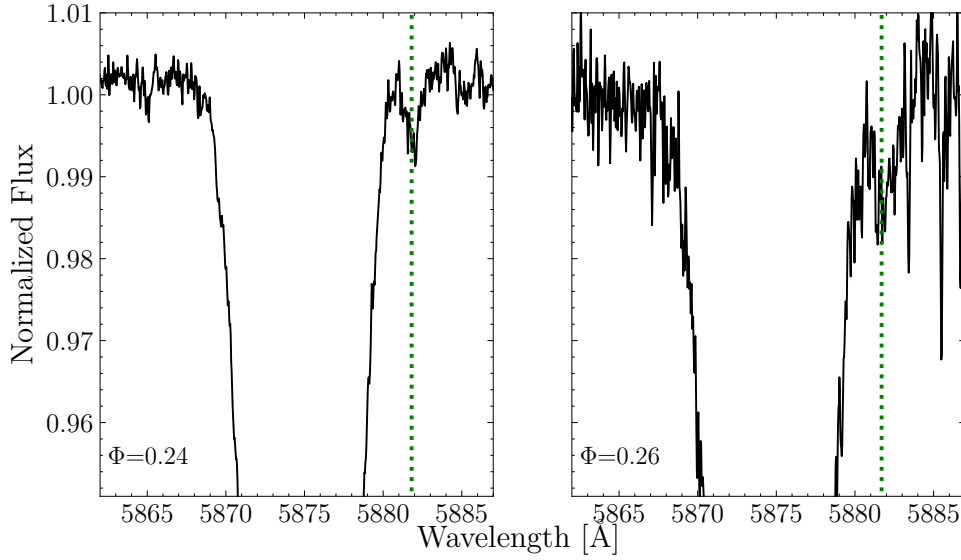


Figura 4.16: Espectros compuestos observados de GHOST (panel izquierdo) y FEROS (panel derecho) alrededor de la línea He I $\lambda 5876$ en fases similares, cercanas a la primera cuadratura. En el espectro de GHOST resulta evidente la detección de la componente secundaria (indicada por la línea verde), aún siendo su intensidad muy pequeña.

del *OWN Survey*, buscando indicios de la compañera como asimetrías en las líneas, o líneas metálicas originadas por una compañera estelar fría. Con este análisis, pudimos detectar la línea de He I $\lambda 5876$, corrida tanto al rojo como al azul. Luego, examinamos los espectros de GHOST y pudimos ver la secundaria no sólo en He I $\lambda 5876$, sino también en He I $\lambda 4471$ y Mg II $\lambda 4481$. En la Figura 4.16, comparamos un espectro de FEROS y uno de GHOST en fases similares, alrededor de la línea He I $\lambda 5876$.

De la inspección de las líneas espectrales podemos decir que la compañera es muy débil, por lo que la contribución de la secundaria en el espectro compuesto es marginal. Por lo tanto, medimos velocidades radiales de la primaria ajustando perfiles gaussianos a las líneas He I $\lambda 4471$, He I $\lambda 4922$, He I $\lambda 5015$, He II $\lambda 4542$, He II $\lambda 5411$, O III $\lambda 5592$, C IV $\lambda 5801$ y He I $\lambda 5876$. Las medidas se realizaron con la tarea `SPLOT` de `IRAF`. Dado que las mediciones no presentaban una gran dispersión entre distintas líneas, decidimos promediar las medidas de diferentes líneas para representar el movimiento de la componente primaria.

En cuanto a la estrella secundaria, detectamos He I $\lambda 5876$ en los espectros del *OWN Survey* y pudimos también detectar He I $\lambda 4471$ y Mg II $\lambda 4481$ en los espectros de GHOST. También en este caso, dado que las medidas en distintas líneas eran comparables, decidimos promediarlas.

Por otro lado, también tenemos datos de IGRINS, por lo que realizamos una inspección de los espectros buscando indicios de la secundaria, en principio, alrededor de líneas de He I, pero no encontramos nada. Esto se ejemplifica en la Figura 4.17, donde podemos ver un espectro de IGRINS alrededor de las líneas He I $\lambda 17002.47$, He I $\lambda 21125.83$ y 21134.5 . Cabe notar que dada la alta rotación de la componente primaria no se separan las últimas dos líneas.

Dado que tomamos mediciones con 5 instrumentos diferentes, medimos la línea interestelar (IS) Na I $\lambda 5890$ (D_2) para determinar si una corrección de punto de cero es necesaria. El valor medio de la línea IS D_2 , promediando todos los espectros (menos los de GHOST), es de -51 km s^{-1} , siendo el valor más

Cuadro 4.4: Medidas de velocidad radial (en kms^{-1}) para las componentes del sistema HD 165246. Los subíndices 'a' y 'b' indican a la primaria y secundaria, respectivamente. Éstas velocidades son un promedio de las medidas hechas sobre las líneas He I $\lambda 4471$, He II $\lambda 4542$, He I $\lambda 4922$, He I $\lambda 5015$, He II $\lambda 5411$, O III $\lambda 5592$, C IV $\lambda 5801$ y He I $\lambda 5876$, para la primaria; y He I $\lambda 4471$, Mg II $\lambda 4481$ y He I $\lambda 5876$ para la secundaria.

HJD	VR _a	VR _b	HJD	VR _a	VR _b
2 400 000+			2 400 000+		
53868.783	-11.2	-	54644.820	-50.0	-
53938.776	1.6	-	54626.701	-31.3	-
53965.572	-30.1	-	54660.735	45.5	-
53966.555	26.5	-	54693.677	9.2	-
53967.530	49.1	-293.4	54955.931	-9.4	-
53968.528	-8.5	-	54956.929	-54.0	-
53969.532	-52.1	310.2	55761.765	15.6	-
53970.555	3.9	-	55846.535	11.3	-
53954.674	-26.4	167.8	56438.890	23.7	-
53955.691	-57.8	-	58408.527	84.7	-
53986.570	15.6	-	58409.569	-8.7	-
53987.547	-26.9	-	58596.813	66.0	-
53988.540	-27.9	-	58596.851	50.5	-
53989.543	31.1	-	58597.761	40.1	-
53991.554	-13.0	-	58597.786	44.1	-
54198.919	-49.5	-	58598.854	-32.8	-
54199.911	-32.8	-	58598.878	-33.3	-
54209.920	38.9	-	58599.760	-32.9	-
54211.902	-12.9	-	58599.786	-11.7	-
54219.852	54.6	-297.1	58600.771	45.9	-
54220.921	23.8	-	58600.795	47.7	-
54246.838	47.6	-	60077.811	-24.6	318.8
54251.871	65.9	-	60077.815	-24.2	312.4
54252.866	32.0	-	60077.812	-29.0	317.2
54310.750	15.6	-	60079.743	54.4	-237.5
54316.630	50.5	-	60079.745	58.3	-226.2
54338.658	10.9	-	60079.748	55.0	-247.7
54339.645	53.9	-	60080.737	46.9	-213.4
54340.645	-9.8	-	60080.740	46.1	-214.1
54582.880	88.3	-	60080.742	43.3	-208.7
54608.918	-24.2	-			

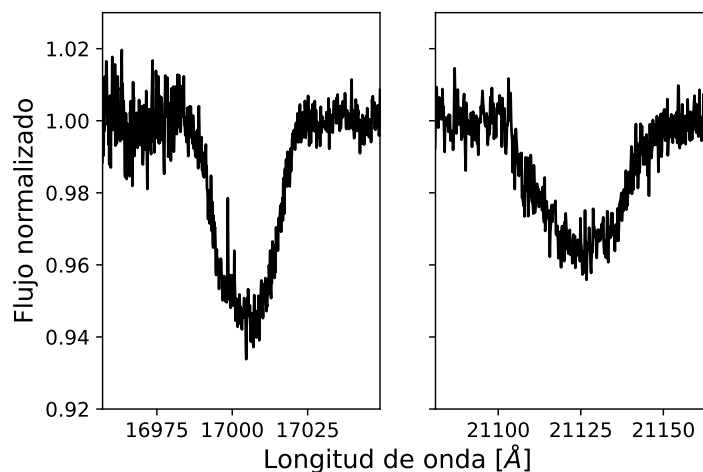


Figura 4.17: Espectro de IGRINS alrededor de las líneas He I $\lambda 17002.47$ (izquierda) y He I $\lambda\lambda 21125.83$ y 21134.5 (derecha). Se puede notar que la componente primaria es un rotador apreciablemente rápido dado que vemos las líneas ensanchadas, tanto que incluso que las líneas He I $\lambda 21125.83$ y He I $\lambda 21134.5$ no se llegan a separar. No hay indicios de la componente secundaria.

alto -49.9 km s^{-1} y el más bajo -51.6 km s^{-1} ; pero para los datos de GHOST el promedio es de -77 km s^{-1} , por lo que se hizo una corrección por punto de cero a estos espectros. La desviación estándar de las medidas de la IS entre todos los espectros es de 2.5 km s^{-1} , la cual representa una estimación del error cometido en las mediciones de velocidad radial del sistema.

En la Figura 4.18 se muestran dos espectros de GHOST observados en cuadraturas opuestas, alrededor de las líneas detectadas para la secundaria. Allí puede notarse que las intensidades de Mg II $\lambda 4481$ y He I $\lambda 4471$ son muy similares para la secundaria. La comparación entre estas dos líneas es el criterio principal para clasificar estrellas tipo B tardías (Evans et al., 2015), por lo que la detección de Mg II $\lambda 4481$ y de He I $\lambda 4471$ con intensidades similares nos indica un tipo espectral B8. Como no logramos ver ninguna otra línea para la componente secundaria, no podemos determinar su clase de luminosidad.

Análisis cuantitativo

La componente secundaria es marginalmente detectable, por lo que podemos obtener un *template* representativo de la primaria realizando un promedio de los espectros con mejor SNR (corregidos por la velocidad radial de la primaria). Como las líneas de la secundaria son muy débiles, al hacer el promedio de varios espectros desplazados a la velocidad de la primaria, la secundaria se diluirá hasta hacerla prácticamente inexistente en el *template* obtenido. A este espectro resultante le realizamos el análisis cuantitativo.

Determinamos la velocidad de rotación proyectada de la primaria, haciendo uso de la herramienta IACOB-BROAD (Simón-Díaz and Herrero, 2014). En la Figura 4.19 podemos ver un ejemplo de ajuste para la línea He I $\lambda 5876$. Luego realizamos el análisis cuantitativo con la herramienta IACOB-GBAT (Simón-Díaz et al., 2011b), que compara el espectro de entrada con una grilla de modelos FASTWIND (Puls et al., 2005b) convolucionados por la correspondiente velocidad de rotación $v_a \sin i$ y la macroturbulencia

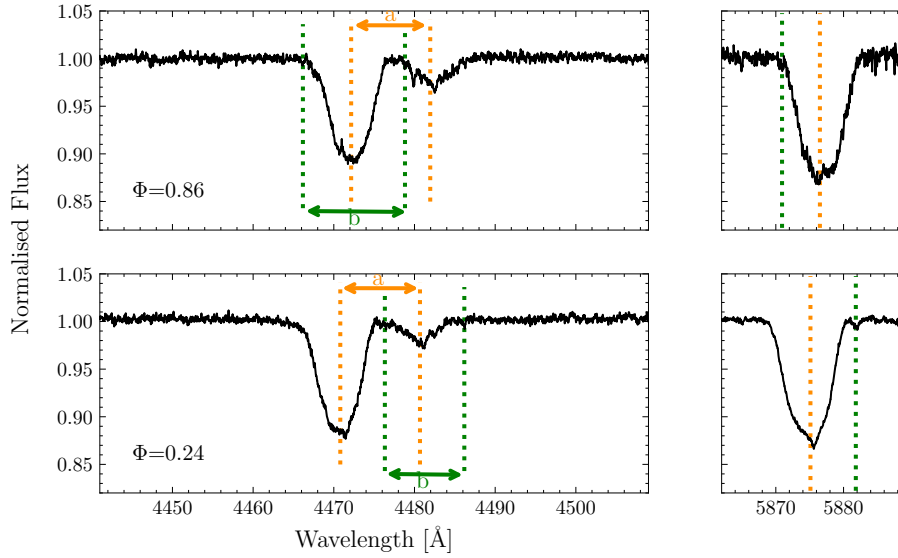


Figura 4.18: Espectro compuesto observado de GHOST para fases $\Phi = 0.86$ (panel superior) y $\Phi = 0.24$ (panel inferior), cerca de las cuadraturas. En ambos se muestran las líneas He I $\lambda 4471$, Mg II $\lambda 4481$ y He I $\lambda 5876$ para la primaria (líneas naranjas) y secundaria (líneas verdes).

$v_{\text{mac},a}$, y selecciona el modelo que mejor ajusta mediante un algoritmo de χ^2 . Así se obtienen parámetros astrofísicos como la temperatura efectiva, la gravedad superficial, etc (ver Tabla 4.5).

Los parámetros de ensanchamiento encontrados fueron $v_a \sin i = 247 \text{ km s}^{-1}$ y $v_{\text{mac},a} = 74 \text{ km s}^{-1}$, y estos son valores de entrada para la herramienta IACOB-GBAT. Además, fijamos valores para la abundancia de helio en un valor típico para estrellas O galácticas, $Y_{\text{He}} = 0.09$, la velocidad de microturbulencia, que considera fija para estrellas O, $\xi_1 = 15 \text{ km s}^{-1}$, y el exponente de la ley β que caracteriza el viento, $\beta = 0.8$. Este valor es típico para estrellas masivas (Holgado et al., 2018; Puls et al., 2005a). IACOB-GBAT también contempla varias líneas de H y He para realizar el análisis, por lo que para el ajuste tuvimos en cuenta todas las líneas visibles en el espectro: H α , H β , H γ , H δ , H ϵ , He I $\lambda 4026$, He I $\lambda 4471$, He I $\lambda 4713$, He I $\lambda 5015$, He I $\lambda 5876$, He II $\lambda 4200$, He II $\lambda 4542$, He II $\lambda 4686$ y He II $\lambda 5412$.

Los valores físicos ajustados se encuentran descritos en la Tabla 4.5. Allí se indican también los valores obtenidos por Holgado et al. (2022a), quienes realizaron un ajuste similar para un conjunto de casi 300 estrellas masivas galácticas, incluida HD 165246, pero sin generar un *template*. Como puede verse, los valores que obtenemos son similares a los que ellos reportan. Además, en la Fig. 4.20 puede verse que el modelo reproduce correctamente las líneas ajustadas.

4.2.3. Modelo binario

Solución orbital

Derivamos la órbita espectroscópica del sistema utilizando las medidas de velocidad radial, hechas como explica la Sec. 4.2.2, para ambas componentes, y dándolas como datos de entrada al programa FOTEL (Hadrava, 2004). Los parámetros iniciales se tomaron de los estudios previos hechos por Johnston et al. (2021, 2017). El programa converge rápidamente a la solución final y los parámetros calculados se

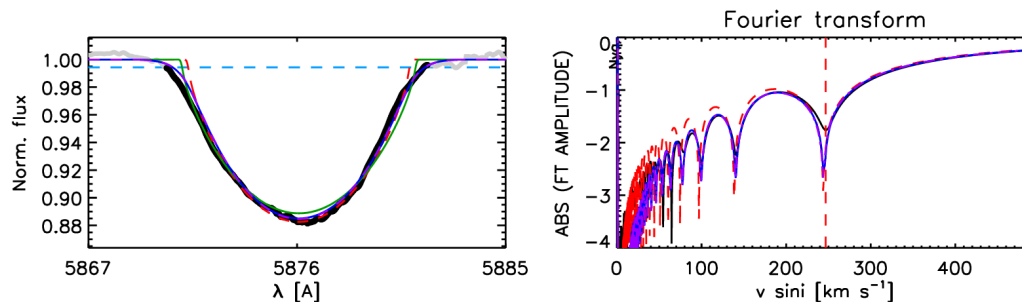


Figura 4.19: Caracterización del ensanchamiento de las líneas espectrales para la componente primaria de HD 165246, calculado mediante la herramienta `IACOB-BROAD`. Izquierda: He I $\lambda 5876$ en el espectro compuesto (línea negra). Superpuestos se encuentran: el ajuste de la transformada de Fourier (rojo), el GOF (azul), GOF sin considerar macroturbulencia (verde), y GOF tomando la velocidad de rotación proyectada de la transformada de Fourier (violeta). La línea horizontal azul a es la estimación del nivel de ruido. Derecha: transformada de Fourier para los distintos métodos, mostrando el primer mínimo (línea vertical roja), donde $v_a \sin i$ es calculada (el esquema de colores es igual al explicado arriba).

Cuadro 4.5: Parámetros obtenidos del análisis espectroscópico cuantitativo de la componente primaria de HD 165246, y su comparación con los valores reportados en [Holgado et al. \(2022a\)](#).

Parámetros	Esta tesis	Holgado et al. (2022a)
$v_a \sin i$ [km s^{-1}]	247 ± 13	251
$v_{\text{mac},a}$ [km s^{-1}]	74 ± 13	
$T_{\text{eff},a}$ [K]	34000 ± 500	35900
$\log g_a$ [dex]	3.9 ± 0.1	3.99
$\log Q_a$ [dex]	-13.0 (fijo)	
Parámetros fundamentales adoptando:		
M_V [mag]	-4.41^\dagger	
R_a [R_\odot]	8.2 ± 0.1	
$\log (L/L_\odot)_a$ [dex]	4.96 ± 0.02	
$M_{\text{sp},a}$ [M_\odot]	18.3 ± 2.7	

† Tomado de [Martins and Plez \(2006b\)](#).

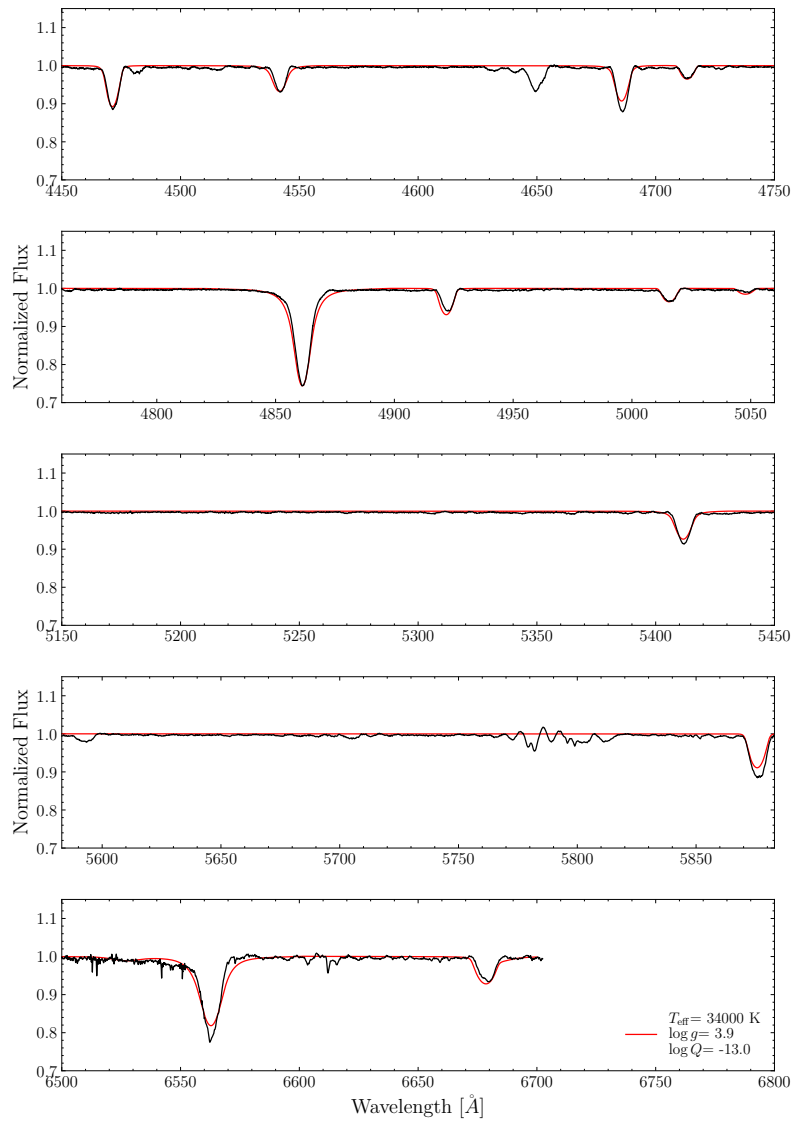


Figura 4.20: Comparación entre el *template* de la componente primaria (negro) y el modelo de FASTWIND que mejor ajusta, según los parámetros obtenidos con IACOB-GBAT. Notar que IACOB-GBAT sólo usa líneas de H, He I y He II para el ajuste.

Cuadro 4.6: Solución espectroscópica dada por FOTEL donde podemos ver que este sistema es de corto período y poco excéntrico, aunque lo más notable es el extremadamente bajo cociente de masa que tiene.

Elemento	Valor
P [d]	4.59276 ± 0.00006
T_0 [HJD $-2\,400\,000$]	$57\,215.43 \pm 0.02$
e	0.077 ± 0.002
ω [°]	87.6 ± 1.2
K_a [km s $^{-1}$]	52.7 ± 3.3
K_b [km s $^{-1}$]	329.4 ± 36
$q = M_b/M_a$	0.170 ± 0.006
$a_a \sin i$ [R $_{\odot}$]	47.7 ± 0.3
$a_b \sin i$ [R $_{\odot}$]	29.2 ± 3.4
$M_a \sin i^3$ [M $_{\odot}$]	22 ± 5
$M_b \sin i^3$ [M $_{\odot}$]	4 ± 1
V_{γ_a} [km s $^{-1}$]	6.3
V_{γ_b} [km s $^{-1}$]	39
$r.m.s_{(O-C)_a}$ [km s $^{-1}$]	13
$r.m.s_{(O-C)_b}$ [km s $^{-1}$]	7

muestran en la Tabla 4.6⁶.

Análisis espectroscópico y fotométrico combinado

Modelamos el sistema binario eclipsante con el código PHOEBE2 (Prša et al., 2016). Al hacerlo, consideramos los coeficientes de oscurecimiento por gravedad y albedo bolométrico como $\alpha = 1$ y $\beta = 1$ para ambas componentes, ya que tienen envolturas radiativas (Claret, 2001, 2003). Los coeficientes de oscurecimiento al limbo fueron fijados manualmente, utilizando van Hamme (1993) y Claret and Bloemen (2011) para los valores bolométricos y bandas fotométricas, respectivamente, en la prescripción raíz cuadrada.

El modelo inicial fue aproximado utilizando los resultados de FOTEL para los parámetros orbitales y IACOB-GBAT para los astrofísicos. Utilizamos el optimizador Nelder-Mead para encontrar las mejores soluciones para la curva de velocidad radial y de luz individualmente. Para reducir el espacio de parámetros y agilizar el tiempo de cómputo fijamos el período, la época de conjunción superior, la excentricidad y el argumento del periastro. Además, debido a que sólo usamos fotometría de K2, fijamos la temperatura de la primaria al valor obtenido del análisis espectral cuantitativo.

Luego, para obtener las incertezas en las variables ajustadas, usamos el método de Monte Carlo basado en cadenas de Markov a través del código EMCEE (Foreman-Mackey et al., 2013), implementado dentro de PHOEBE. Inicializamos el EMCEE con una distribución de pequeñas esferas gaussianas alrededor de q , a , i , $(R_a + R_b)/a$, R_b/R_a , $T_{\text{eff}, b}/T_{\text{eff}, a}$, y L_{pb} (luminosidad de pasabanda). Debido a que encontramos problemas con la convergencia, agregamos el parámetro de ruido σ_{inf} , asociado a un error subestimado en los flujos de la fotometría K2.

⁶Dado que la solución de FOTEL fue tomada como solución inicial para PHOEBE, en la Sec. 4.2.3, allí se muestra un gráfico con la curva de velocidad radial y el modelo obtenido

Cuadro 4.7: Parámetros del modelo binario de HD 165246 calculados con PHOEBE2. Los errores son estimados a 2σ .

Elemento	Valor
$q = M_b/M_a$	0.157 ± 0.002
$a [R_\odot]$	34.2 ± 0.3
$i [^\circ]$	$84.50^{+0.08}_{-0.09}$
$T_{\text{eff, a}} [\text{K}]$	34000 (fijo)
$T_{\text{eff, b}} [\text{K}]$	13906^{+143}_{-109}
$R_{\text{equiv, a}} [R_\odot]$	7.00 ± 0.06
$R_{\text{equiv, b}} [R_\odot]$	2.22 ± 0.02
$\log g_a [\text{dex}]$	$4.090^{+0.004}_{-0.005}$
$\log g_b [\text{dex}]$	4.284 ± 0.006
$M_a [M_\odot]$	$21.95^{+0.58}_{-0.53}$
$M_b [M_\odot]$	3.45 ± 0.07

Utilizamos 48 caminadores⁷, los cuales van a buscar expandirse en el espacio de las fases considerando la distribución inicial, buscando 'olvidarse' de esa distribución inicial. Cuando sucede esto, decimos que los parámetros convergen, donde esto también depende de cuántos pasos le demos a los caminadores. Inicialmente, los hicimos tomar 2000 pasos, donde se volvía evidente que los parámetros convergen. Es común descartar las primeras iteraciones donde la cadena de Monte Carlo aún está afectada por la distribución inicial, por lo que descartamos las primeras 1000 iteraciones y les hicimos tomar otros 5000 pasos para asegurarnos la convergencia. Esta convergencia se ve gráficamente en la Figura 4.21.

Los parámetros finales con sus incertezas, tomadas a 2σ , se muestran en la Tabla 4.7. Además, graficamos las correspondientes curvas de velocidad radial y de luz en la Figura 4.22.

Una herramienta útil que proporciona este código que utilizamos para el método de Monte Carlo es el gráfico denominado *corner plot*. Éste muestra todas las proyecciones 1D y 2D de la distribución de probabilidad posterior de los parámetros, lo cual es útil para visualizar rápidamente todas las covariancias entre dichos parámetros. El gráfico se encuentra en la Figura 4.23, donde se puede ver que casi todos los parámetros son independientes entre sí (aquellos que presentan una distribución gaussiana en 2D), salvo el parámetro que caracteriza los radios de las estrellas y la inclinación del sistema, que muestran una fuerte correlación (se puede ver por su distribución en 2D alargada, alejada de una gaussiana).

4.2.4. Estado evolutivo del sistema

Inspeccionamos el estado evolutivo del sistema HD 165246 a través de un conjunto de modelos creados con el código descrito en [Benvenuto and De Vito \(2003\)](#) y [Putkuri et al. \(2022\)](#). Como primer paso, construimos modelos estelares rotantes con composición solar ($X = 0.7289$, $Z = 0.014$) con masas en la secuencia principal entre $2.92 M_\odot$ y $26.25 M_\odot$, logarítmicamente espaciadas. La longitud de mezclado (*mixing length*) se fijó en $\alpha_{\text{MLT}} = 1.76$ de tal modo que los modelos puedan reproducir las condiciones actuales del sol. Además, consideramos un *overshooting* moderado (cuyo valor típico

⁷En la práctica, el ensamble de las cadenas del MCMC se contruye tomando puntos iniciales arbitrarios lo suficientemente distantes entre ellos. Estas cadenas son procesos estocásticos de "caminadores" que se mueven de manera aleatoria según un algoritmo que busca los puntos con valores de mayor probabilidad.

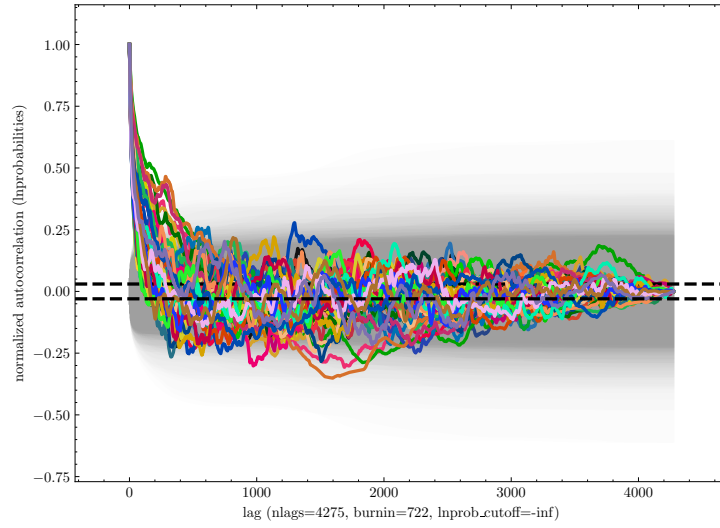


Figura 4.21: Gráfico de los caminadores considerados para el EMCEE. En el eje x están las iteraciones de cada caminante, y en el eje y su función de costo, la cual mapea los eventos a números reales, evidenciando el "costo" que se llevó a cabo. Esta función de costo es la que vamos a querer minimizar aumentando la cantidad de iteraciones. Se puede ver que a los ~ 4000 pasos ya se obtiene una buena convergencia.

es $\alpha_{OV} = 0.2$). Dado que las componentes del sistema están separadas, estudiamos a las estrellas como aisladas, dejando de lado los efectos debidos a la presencia de la compañera.

Para comparar estos modelos con los datos observacionales, trabajamos en un diagrama $\log g$ vs. $\log T_{\text{eff}}$, dado que estas cantidades se obtienen directamente de los espectros y no se encuentran afectadas por incertezas en la distancia (como sí ocurriría para la luminosidad, por ejemplo). En la Figura 4.24 mostramos el diagrama $\log g$ vs. $\log T_{\text{eff}}$ teórico, junto con las observaciones (rectángulos negros), donde el tiempo de los modelos se cuenta en Ma a partir de la ZAMS. Del análisis de esta figura se desprende que la estrella primaria es compatible con una edad de 2 Ma, mientras que para la secundaria no queda tan claro.

Debido a la gran diferencia de masas entre las componentes de HD 165246, sospechamos que la componente secundaria podría ser un objeto de pre-secuencia, por lo que creemos correcto considerar en este análisis la evolución durante la etapa de pre-secuencia principal, cambiando el instante a partir del cual contamos el tiempo en las series de modelos, que usualmente se considera en la ZAMS, pasando a contarlos desde la línea de Hayashi. Para este caso, los resultados se pueden ver en la Figure 4.25, en donde notamos que cambiando el instante a partir del cual contamos el tiempo, encontramos que ambas componentes se ajustan con una isocrona de 2 Ma. De esto podemos concluir que si bien la componente primaria se encuentra en la secuencia principal, la compañera parece estar en la pre-secuencia principal, aún evolucionando hacia la ZAMS.

El siguiente paso fue estudiar la evolución de la órbita del sistema, para el cual aplicamos el formalismo presentado en [Repetto and Nelemans \(2014\)](#). Para que nuestro estudio sea compatible con su base física, construimos modelos de estrellas con masas $24.0 M_{\odot}$ y $3.75 M_{\odot}$. Las cantidades principales que caracterizan la evolución mareal de la órbita son las masas, los radios y los radios de giro de cada estrella (se define el radio de giro como $k^2 = I/MR^2$, donde I es el momento de inercia de la estrella),

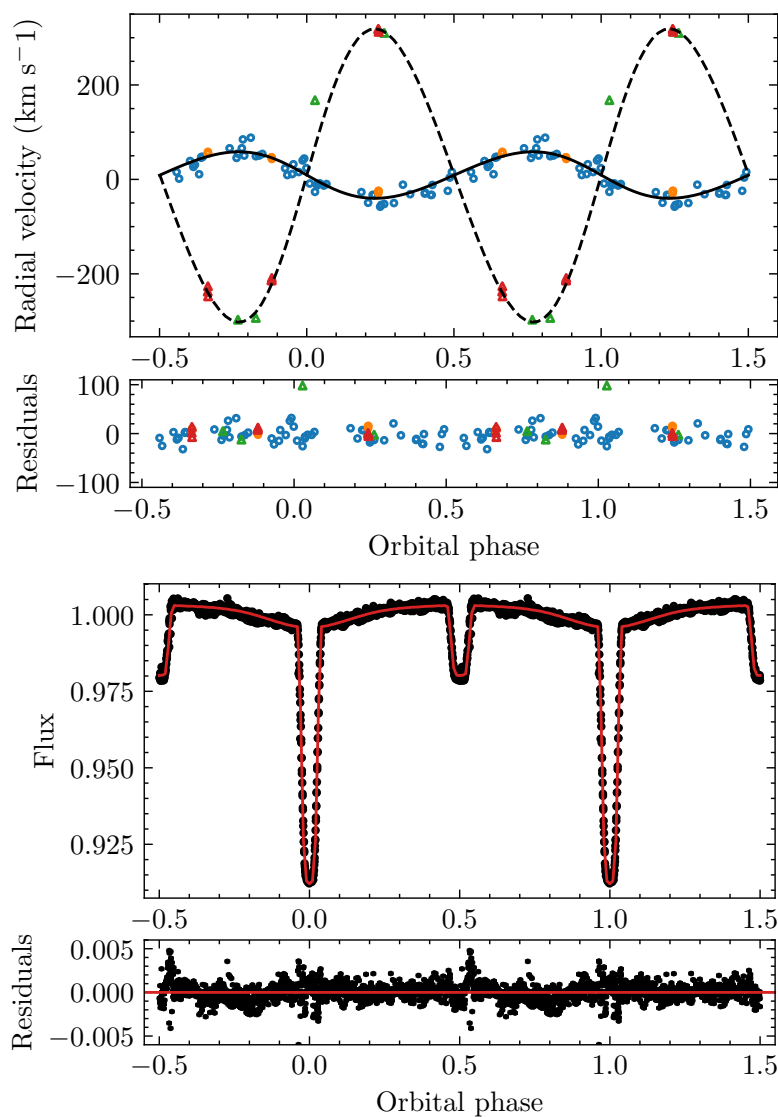


Figura 4.22: Panel superior: Curva de velocidad radial donde se muestran las medidas de velocidad radial (azul para la primaria y verde para la secundaria), junto con el modelo ajustado con PHOEBE (línea sólida para la primaria y a rayas para la secundaria). Los puntos naranjas y rojos representan aquellas medidas de VR obtenidas de los espectros de GHOST para la componente primaria y secundaria, respectivamente. Los residuos del ajuste se ilustran siguiendo el mismo código de colores. Panel inferior: Curva de luz del sistema donde los puntos negros representan los datos de K2 y la línea roja es el modelo ajustado calculado con PHOEBE. También se muestran los residuos del ajuste.

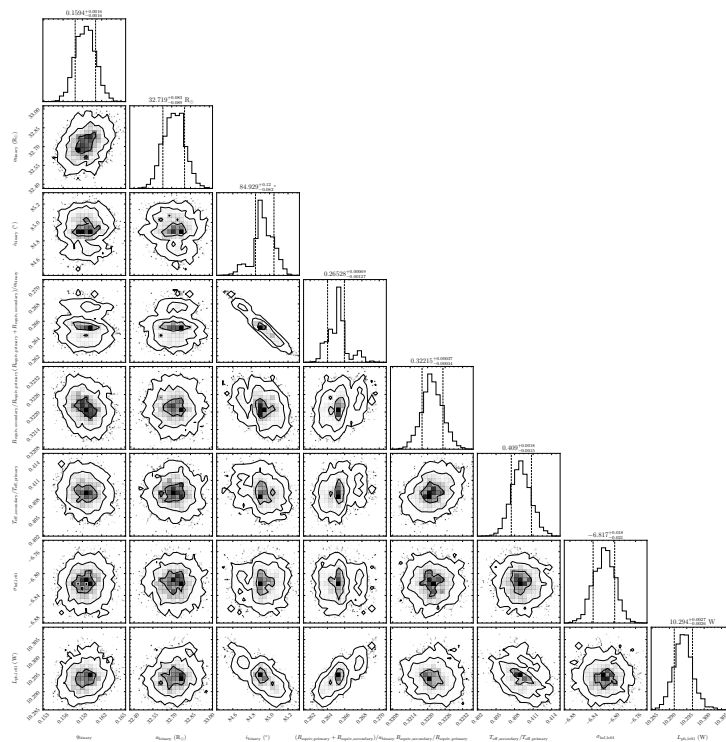


Figura 4.23: Proyecciones 1D y 2D de la distribución de probabilidad posterior de los parámetros considerados. Se puede notar que hay una alta correlación entre $(R_a + R_b)/a$ y la inclinación del sistema, lo cual es esperable ya que al tener sólo observaciones de K2 no podemos separar bien los radios e inclinación, entonces no pueden ser valores independientes.

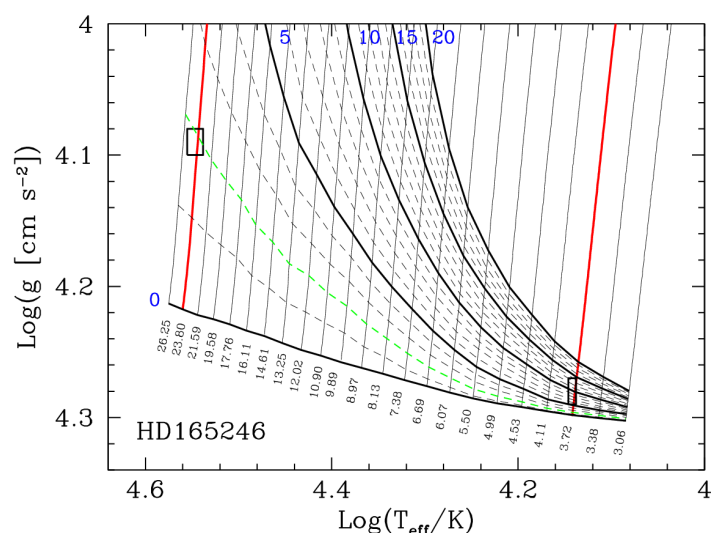


Figura 4.24: Trayectorias evolutivas (*tracks*) para una estrella rotante de composición solar, durante la secuencia principal en el plano gravedad superficial vs. temperatura efectiva. La velocidad ecuatorial de todos los modelos es 250 km/s. Las líneas sólidas negras muestran los *tracks* para diferentes masas en la ZAMS, dadas en unidades solares, mientras que las rojas son las que mejor representan las componentes del sistema. También se muestran las isocronas desde 0 (en la ZAMS) hasta 20 Ma, con paso de 1 Ma. Los valores observacionales del sistema se muestran en cajas rectangulares. Se puede ver del diagrama que la componente primaria coincide con la isocrona de 2 Ma (verde), mientras que para la secundaria resulta ambiguo con cuál isocrona se corresponde.

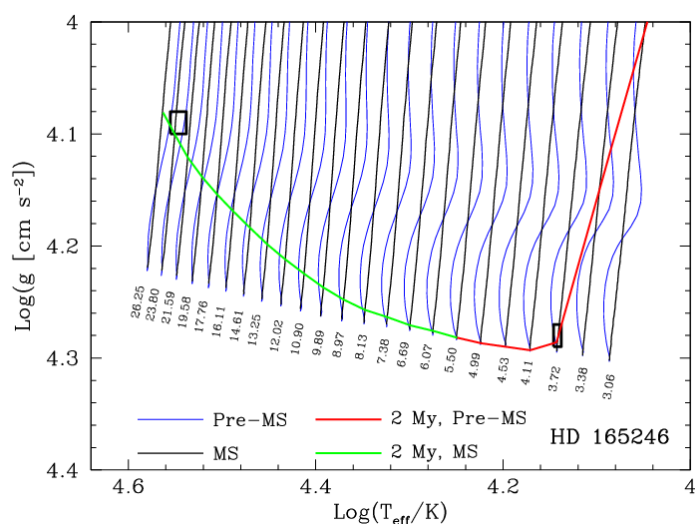


Figura 4.25: Igual que en la Fig. 4.24 pero considerando la evolución desde pre-secuencia principal, contando el tiempo desde la línea de Hayashi. Los *tracks* que representan la evolución en pre-secuencia se grafican en líneas azules. En línea verde (roja) se muestra la isocrona de 2Ma para secuencia principal (pre-secuencia). Para ambos estadios se tiene en cuenta la velocidad de rotación de la componente primaria. La secundaria aún se estaría contrayendo hacia la ZAMS. Además, ésta se encuentra en medio de los *tracks* para 3.38 y 3.72 M_{\odot} , en notable acuerdo con su masa dinámica.

y se encuentran graficadas en la Figura 4.26 en función del tiempo, hasta 6 Ma, que representa casi la entera secuencia principal de la primaria.

Para no volver a calcular la evolución al calcular las mareas, ajustamos estas cantidades con polinomios (ya que son funciones continuas con derivadas continuas) y resolvimos la evolución de los principales parámetros de la órbita: el período orbital, la excentricidad, la velocidad de rotación y la inclinación del eje de rotación con respecto al plano de la órbita de cada componente. Para esto consideramos valores iniciales de los parámetros obtenidos del estudio observacional del sistema.

Luego de examinar el espacio de parámetros, encontramos que la inclinación inicial de los ejes de rotación, y la velocidad de rotación de la componente secundaria no afectan la evolución orbital. Entonces podemos considerar a la velocidad de rotación de la secundaria como la misma fracción de su velocidad crítica que se adopta para la primaria. Luego, variamos los valores iniciales del período orbital, excentricidad y velocidad de rotación de la primaria.

Teniendo en cuenta los valores observacionales de los parámetros a la edad actual del sistema, encontramos el modelo que mejor ajusta, el cual se presenta en las Figuras 4.27, 4.28. Las principales conclusiones de este análisis serían que para que la primaria tenga la presente velocidad de rotación ésta rotaba aún más rápidamente en la ZAMS, la excentricidad debió ser casi circular y el período un poco más corto que el actual. Como se puede ver en el panel superior de la Figura 4.27, la componente primaria necesita casi toda su vida en la ZAMS para que llegue a sincronizarse ($P_{\text{orbit}} \approx P_{\text{prim}}$); mientras que, debido a su débil acoplamiento mareal (porque los radios son pequeños), la secundaria rota a casi una tasa constante a lo largo de la edad del sistema. En el panel inferior de la Figura 4.27 se puede ver que el sistema tiende a circularizarse recién luego de unos 6 Ma. Por otro lado, en la Figura 4.28, podemos ver la evolución de la velocidad de rotación de las componentes. La primaria transfiere momento angular a la órbita y lentamente disminuye, mientras que la secundaria prácticamente no se ve afectada. En el panel inferior de esta figura mostramos el cambio fraccional esperado del período orbital pero, dado que es muy pequeño, aún no tenemos forma de compararlo con observaciones.

Por último, debemos aclarar que el tratamiento de la evolución del sistema y de la órbita no son del todo consistentes. En el formalismo presentado en [Repetto and Nelemans \(2014\)](#), se considera que las estrellas rotan como cuerpos rígidos. Sin embargo, en nuestros modelos de interiores estelares, se sigue lo presentado por [Zahn \(1992\)](#). Por lo que tomamos un perfil no constante para la velocidad angular interna. Construir modelos completamente consistentes de este tipo de sistemas binarios representa una ardua tarea que excede a esta tesis. De cualquier manera, esto no afecta los resultados de esta sección.

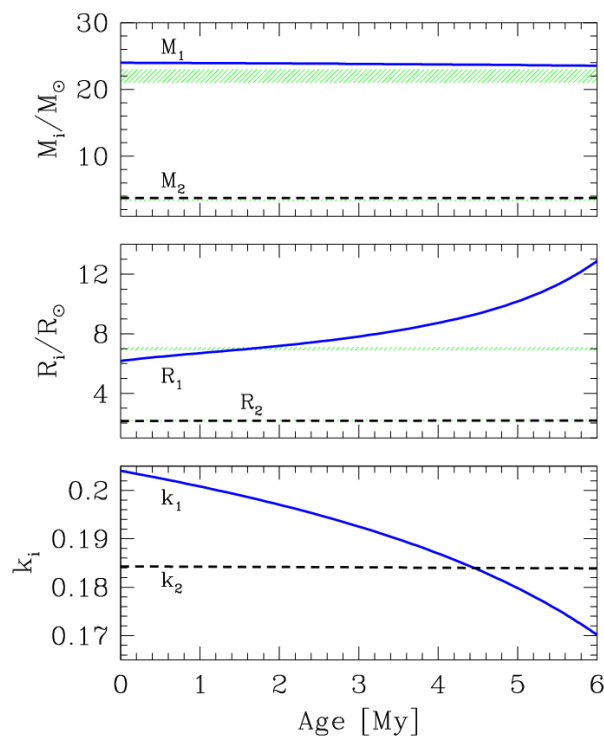


Figura 4.26: Características principales de los parámetros de las estrellas que afectan la evolución de la órbita del sistema durante la evolución de la primaria hacia la secuencia principal. En el panel superior se muestran las masas de las componentes, en el del medio los radios, y en el inferior los radios de giro. Las regiones sombreadas en verde muestran los valores observacionales con sus incertezas.

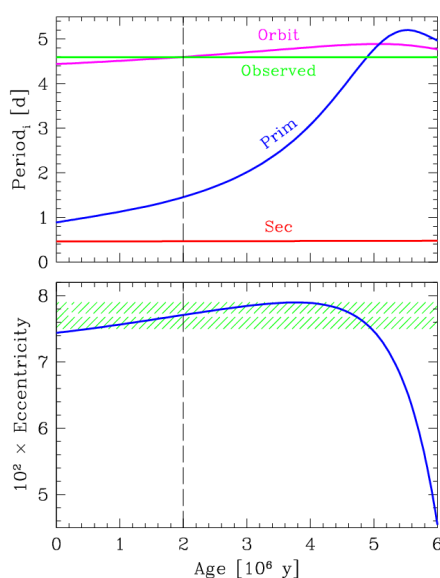


Figura 4.27: Panel superior: Evolución del período de la órbita (magenta) y el período de rotación para cada componente (azul para la primaria y roja para la secundaria). La línea verde muestra el valor observado del período orbital. Panel inferior: Evolución de la excentricidad. La región verde representa el valor observado y su incerteza. En ambos paneles, las líneas verticales negras a trazos indican el valor estimado de la edad del par.

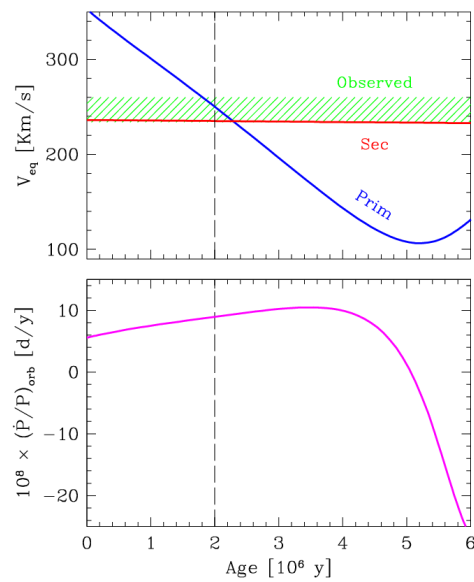


Figura 4.28: Panel superior: Evolución de la velocidad ecuatorial de las componentes. Las líneas azul y roja corresponden a las estrellas primaria y secundaria, respectivamente. La zona verde representa el valor observado con su incerteza. Panel inferior: Cambio fraccional del período orbital en función del tiempo. La línea negra a trazos indica la edad estimada del sistema (2 Ma).

4.2.5. Exceso infrarrojo

A los efectos de investigar la posible presencia de otros objetos en el sistema, se construyó una distribución espectral de energía (SED) a partir de los datos fotométricos hallados mediante una búsqueda en todas las bases de datos conectadas con *vosa*. Desde *vosa*, se ajustó un modelo a la SED del sistema, calculado como la suma de dos modelos de atmósfera *TLUSTY*. Como suposiciones iniciales, se usaron modelos con temperaturas efectivas, gravedades y absorción en el visual, lo más similares posibles a las obtenidas en el estudio espectro-fotométrico del sistema descrito en las secciones anteriores. Luego, se ajustaron dichos parámetros, obteniéndose el mejor ajuste para $T_{ef\ a,b} = 32500, 15000$ K, $\log g_{a,b} = 3.5, 4$ y $A_V = 1.29$. Las metalicidades se mantuvieron fijas e iguales a la metalicidad solar. El resultado del ajuste puede verse en la Fig. 4.29 y reproduce correctamente la SED observada en casi todo el rango espectral considerado.

Sin embargo, se encuentra un flujo superior al esperado en el filtro W4 de la misión WISE. *vosa* indica automáticamente este flujo como sospechoso de indicar un exceso infrarrojo (*excess suspicious*).

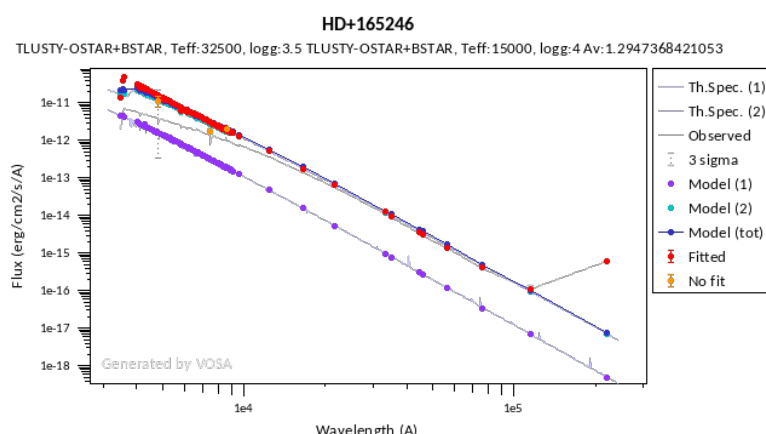


Figura 4.29: Distribución espectral de energía de HD 165246 ajustada con *vosa*. Los puntos rojos indican las mediciones fotométricas corregidas por extinción. Los puntos y la curva azul, representan el modelo calculado sumando los modelos de la primaria (puntos celestes) y de la secundaria (violetas). El último punto rojo hacia la derecha indica el flujo en la banda W4 de WISE, que se discute en el texto.

A fin de analizar la posibilidad de que el flujo en la banda W4 esté ligado a alguna compañera adicional del sistema, inspeccionamos visualmente todas las imágenes ópticas e infrarrojas de esa zona del cielo disponibles en *ALADIN*. Notamos en las bandas W3 y W4 de WISE la existencia de una emisión extendida (ver Fig. 4.30) claramente distinguible, la cual se observa hacia el noroeste, oeste y suroeste de HD 165246, presentando una forma de arco que se aprecia mejor en W3 y que parece separada de nuestro sistema. HD 165246 se encuentra dentro del arco, que parece rodearla. La emisión es más intensa y extendida en W4, manteniendo aproximadamente la forma de arco, pero superponiéndose con nuestro sistema. La zona más brillante de la estructura se encuentra hacia el WNW, a una distancia de 26 - 27 arcsec aproximadamente de HD 165246.

No encontramos esta estructura reportada en los catálogos de objetos extendidos que consultamos. En



Figura 4.30: Emisión IR alrededor de HD 165246. Izquierda: imagen de la banda W3 de WISE, donde puede verse una estructura en forma de arco, con la concavidad hacia HD 165246, y una zona más brillante hacia el oeste de la estrella. Centro: banda W4 de WISE. Nótese la mayor extensión de la emisión, que se superpone con la estrella. Derecha: imagen compuesta. Rojo (verde): banda W4 (W3) de WISE; azul: banda J de 2MASS.

particular, no se encuentra en el catálogo de *bow shocks* del relevamiento E-BOSS (Peri et al., 2015) que revisamos especialmente, puesto que la estructura podría asemejar a ese tipo de objetos. Por otra parte, la velocidad espacial de la estrella, calculada usando los movimientos propios de GAIA y la velocidad sistémica de nuestra solución orbital, es de aproximadamente 15 km s^{-1} , lo cual resulta bajo para una estrella fugitiva (*runaway*). Además, su movimiento propio apunta hacia el SSE, es decir en dirección opuesta a la estructura.

Más allá de la naturaleza de ese objeto extendido, a los efectos de esta tesis consideramos que el supuesto exceso de flujo IR en W4 muy posiblemente se deba en realidad a esta estructura, y no a las estrellas del sistema binario HD 165246, ni a ninguna otra compañera del mismo.

4.2.6. Resumen y conclusiones

Por primera vez pudimos detectar líneas espectrales de la componente secundaria del sistema HD 165246, inicialmente en datos del *OWN Survey* y confirmadas en espectros de GHOST, tomados durante las observaciones de *System verification* del instrumento. Las líneas identificadas son He I $\lambda 5876$, Mg II $\lambda 4481$, y He I $\lambda 4471$ (las últimas dos sólo en los datos de GHOST). Las líneas Mg II $\lambda 4481$, y He I $\lambda 4471$ son muy importantes, ya que su intensidad relativa es la principal clasificación de las estrellas B tardías. De su comparación proponemos que la componente secundaria es una estrella B8. Determinamos velocidades radiales que representan el movimiento de la secundaria y, al combinarla con las medidas hechas para la primaria, calculamos la solución orbital SB2. De este estudio podemos decir que el sistema HD 165246 es un sistema binario con un valor extremo del cociente de masas ($q = 0.157 \pm 0.002$).

Teniendo en cuenta la naturaleza eclipsante de este sistema, revelada por la fotometría de K2, utilizamos un modelo binario de PHOEBE para derivar parámetros astrofísicos de cada estrella. De este análisis encontramos masas de $M_a = 22 M_{\odot}$ y $M_b = 3.4 M_{\odot}$, radios de $R_a = 7 R_{\odot}$ y $R_b = 2.2 R_{\odot}$, y temperaturas efectivas $T_{\text{eff}, a} = 34000 \text{ K}$ y $T_{\text{eff}, b} = 13900 \text{ K}$, para la primaria y la secundaria, respectivamente.

Modelamos la evolución estelar de cada componente, considerando rotación. Estos *tracks* evolutivos se muestran en un diagrama $\log g$ vs $\log T_{\text{eff}}$. Considerando el tiempo transcurrido desde su formación, ambas componentes caen sobre la isocrona de 2 Ma, como se puede ver en la Figura 4.25. De este

diagrama podemos concluir que, mientras la primaria se encuentra en secuencia principal, la secundaria parece estar todavía contrayéndose hacia la ZAMS, por lo que concluimos que la componente secundaria de HD 165246 es una estrella de pre-secuencia principal.

También estudiamos la evolución mareal del sistema (ver Figuras 4.26, 4.27 y 4.28), de la cual podemos decir que la componente primaria aún no está sincronizada con el movimiento orbital y que la secundaria no alcanzará la sincronización durante la vida del sistema. Los parámetros modelados coinciden con las observaciones para la edad propuesta del sistema (2 Ma). Además, se espera que la velocidad ecuatorial de la primaria disminuya considerablemente a lo largo de su vida en secuencia principal, mientras que la secundaria no presentará cambios notables.

Por último, hicimos un estudio de exceso infrarrojo para el sistema utilizando la herramienta del observatorio virtual *vosa*. Con ésta ajustamos la SED del sistema considerando toda la fotometría de catálogos disponibles. En este ajuste se distingue un posible exceso en IR en la banda W4 de WISE. Para investigar un poco más esto, notamos en las imágenes alrededor del sistema una emisión extendida que se distingue en las bandas W3 y W4 (ver Figura 4.30) y presenta una forma de arco alrededor de nuestro sistema, aunque, en principio, no está asociado a éste. Más allá de que no encontramos información sobre su naturaleza podemos decir que ese exceso en IR visto en *vosa* en la banda W4, esté probablemente asociado a esta estructura y no al sistema en sí.

Poniendo en contexto los resultados obtenidos, es importante hacer hincapié en que reportamos uno de los pocos sistemas binarios conocidos con un valor tan extremo de cociente de masa y pudimos caracterizarlo, lo cual es un punto importante a la hora de estudiar el nacimiento y evolución de sistemas binarios. Además, cabe notar que esta detección fue posible, en gran parte, gracias al análisis realizado sobre los espectros de GHOST, los cuales tienen muy alta resolución. Esto significa que con el advenimiento de espectrógrafos de muy alta resolución será posible realizar estudios exhaustivos de este tipo de sistemas.

4.3. HD 101190

HD 101190 (CPD-62° 2163, $\alpha_{2000}=11^{\text{h}} 38^{\text{m}} 10^{\text{s}}$, $\delta_{2000}=-63^{\circ} 11' 69''$, $V = 7.3$) es miembro del cúmulo abierto IC 2944, ubicado en el borde interior del brazo espiral de Carina. Fue clasificada como O6 V((f)) (Walborn, 1973) y reportada como variable en velocidad radial por Ardeberg and Maurice (1977). Este sistema fue estudiado por Sana et al. (2011), quienes muestran con claridad su variabilidad y señalan perfiles de línea asimétricos para varias épocas. Luego, calculan una solución orbital con un período de 6.047 d y, además notan que las líneas de He I muestran una mayor amplitud en velocidad radial que las de He II, aunque no encontraron indicios de una segunda componente en los espectros. En los espectros ven que las líneas muestran un movimiento periódico, excepto por las absorciones de N v $\lambda\lambda 4604-4620$, y las emisiones N III $\lambda\lambda 4634-4640$, que se ven en reposo ($\sigma_{VR4604,4620} \sim 3$ km/s). Ellos plantean que la presencia de las absorciones de N v y emisiones de Si IV $\lambda\lambda 4089, 4116$ no son compatibles con la clasificación O6 V ((f)), ni tampoco con el cociente entre He I $\lambda 4471$ y He II $\lambda 4542$ que obtienen de sus datos; por lo que sugieren que el objeto tenga dos componentes: una estrella O muy temprana sin variaciones de velocidad radial y una O más tardía que sí se mueve.

Finalmente, ellos proponen un sistema ligado formado por O4 V((f+))+O7 V. Sin embargo, en Maíz Apellániz et al. (2016) no detectan dos componentes en las líneas espectrales, por lo que vuelven a una clasificación de O6 IV ((f)).

Para esta tesis, reestudiamos el sistema con nuevas observaciones, buscando claridad en cuanto a su cantidad de componentes, y obtener una solución orbital más robusta.

4.3.1. Observaciones

Contamos con 33 espectros tomados bajo el proyecto *OWN Survey* entre los años 2006 y 2020, con los instrumentos FEROS (*La Silla observatory*), el espectrógrafo echelle del telescopio Irénée du Pont (*Las Campanas Observatory*), y el espectrógrafo REOSC (Complejo Astronómico el Leoncito). Además, también contamos con datos de GHOST (Gemini sur). Los datos se obtuvieron bajo el programa de *System Verification* (ID: GS-2023A-SV-104) durante algunas noches seleccionadas en mayo del 2023. El instrumento fue utilizado en su modo de alta resolución (*binning* espectral \times espacial: 1×2)

Los espectros del *OWN Survey* fueron reducidos con rutinas estándares de IRAF, y los espectros GHOST fueron procesados usando el software GHOSTDR (en su versión 1.0.0) dentro del entorno 3.0 de DRAGONS.

4.3.2. Análisis espectroscópico

Velocidades radiales y solución orbital

En los 33 espectros, detectamos una componente con variaciones periódicas asociadas a un movimiento orbital, las cuales cuantificamos ajustando gaussianas a distintas líneas espectrales del espectro observado. Realizamos mediciones de velocidad radial en las líneas He I $\lambda\lambda 4387, 4471, 4713, 4922, 5015$ y 5876 , He II $\lambda\lambda 4542, 4686$ y 5412 , N III $\lambda 4379$, Mg II $\lambda 4481$, O III $\lambda 5592$, y C IV $\lambda\lambda 5801$ y 5812 , y promediamos los valores correspondientes a He I, He II y metales. De estos promedios derivamos la solución

Cuadro 4.8: Medidas de VR (en km s^{-1}) para diferentes promedios de líneas. Promedios de líneas metálicas: Mg II $\lambda 4481$, N III $\lambda 4379$, N III $\lambda 4511$, N III $\lambda 4515$, O III $\lambda 5592$, C IV $\lambda 5801$ y C IV $\lambda 5812$. Promedio de líneas de He I: He I $\lambda 4387$, He I $\lambda 4471$, He I $\lambda 4922$, He I $\lambda 5015$ y He I $\lambda 5876$. Promedio de líneas de He II: He II $\lambda 4542$ y He II $\lambda 5411$.

HJD	VR _{metales}	VR _{HeI}	VR _{HeII}
2454964.571	-36.8	-40.7	-8.1
2454985.596	32.3	23.9	15.3
2454956.705	41.5	31.6	17.5
2455641.646	-24.4	-28.2	-16.4
2455696.715	-36.1	-44.6	-20.2
2458670.571	22.5	20.3	15.9
2458574.766	-43.1	-55.8	-24.2
2458574.759	-48.5	-54.3	-23.8
2456124.537	44.6	39.8	28.4
2458483.822	-45.9	-57.2	-31.1
2458528.876	9.1	9.6	8.9
2458596.579	45.1	30.4	9.2
2458596.604	29.2	26.3	18.9
2458597.497	39.5	29.3	6.8
2458597.522	28.9	25.9	11.9
2458598.534	-34.4	-30.5	-10.1
2458599.709	-28.3	-28.1	-10.9
2458599.735	-34.7	-32.2	-11.7
2458857.820	-1.1	3.5	-41.0
2458858.822	-61.0	-58.6	-31.2
2458859.832	-38.6	-36.6	-22.6
2458863.795	4.2	10.6	-7.5

orbital espectroscópica para cada subconjunto de datos con el programa FOTEL, dándole como entrada las mediciones de velocidades radiales. Para obtener un buen ajuste necesitamos, además, una estimación inicial de los parámetros, los cuales fueron tomados de [Sana et al. \(2011\)](#). En la Tabla 4.8 podemos ver las medidas de VR hechas para los distintos subconjuntos de datos.

De este ajuste pudimos ver que la solución para los promedios de las líneas de He I y las metálicas muestran soluciones parecidas, por lo que hicimos un promedio general de todas las líneas de He I y las metálicas. Sin embargo, este resultado es un poco diferente al obtenido del promedio de las líneas de He II, tal como lo habían reportado [Sana et al. \(2011\)](#). Los valores ajustados de las soluciones orbitales se encuentran en la Tabla 4.9 y el ajuste se representa en la Figura 4.31.

La principal diferencia entre los dos ajustes es la semiamplitud, que es mayor para la solución de He I+metales. Debido a que no encontramos en los espectros una clara detección de la componente secundaria, esto se podría explicar con una tercera componente muy caliente. Esto se discute en [Sana et al. \(2011\)](#), donde cuestionan si esta estrella quieta y muy caliente puede ser una tercera componente.

Cuadro 4.9: Solución espectroscópica dada por FOTEL. Separamos por un lado la solución hallada promediando líneas de He I y metálicas, y por el otro, usando el promedio de las de He II. Se ve que, si bien son soluciones parecidas, la semiamplitud K_a presenta una gran diferencia entre los dos ajustes.

Elemento	He I+metales	He II
P [d]	6.0468 ± 0.0001	6.0465 ± 0.0002
T_0 [HJD $-2\,400\,000$]	$58\,483.8 \pm 0.1$	$58\,483.3 \pm 0.2$
e	0.35 ± 0.02	0.23 ± 0.04
V_γ [km s^{-1}]	6.4	4.2
ω [$^\circ$]	143 ± 6	106 ± 15
K_a [km s^{-1}]	39 ± 2	16 ± 1
$r.m.s_{(O-C)}$ [km s^{-1}]	3.6	2.4

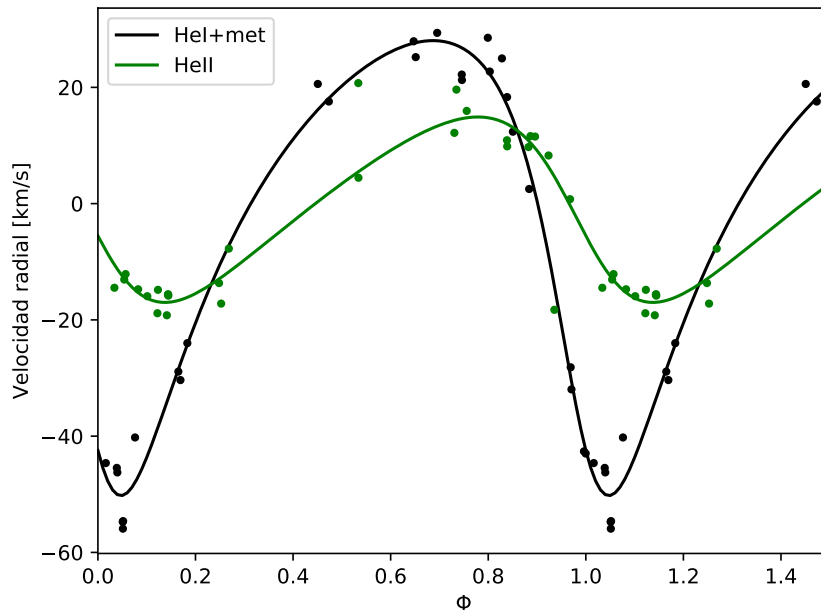


Figura 4.31: Curva de velocidad radial del sistema SB1, donde se ven graficados en verde los promedios de las líneas de He I junto con las metálicas, y los promedios de las líneas de He II, en negro. Las líneas sólidas representan el mejor ajuste para cada subconjunto de datos. Todos los puntos se encuentran dentro de los 2σ por lo tanto consideramos todos los puntos con el mismo peso.

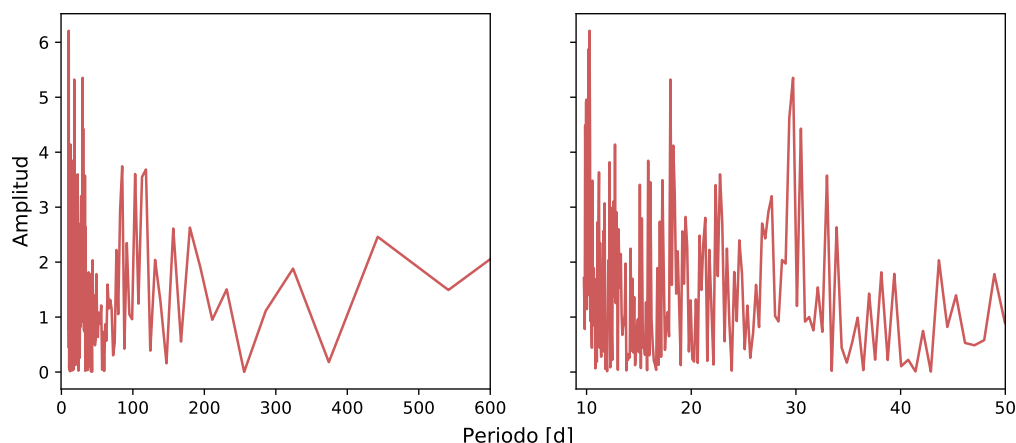


Figura 4.32: Periodograma calculado con la herramienta de NASA *Exoplanet Archive*, con las medidas de VR de NV. En el panel izquierdo se encuentra el periodograma completo y en el la derecha un *zoom* hasta 50 días. Se puede notar que no sobresale ningún pico que pueda ser indicio de periodicidad.

Caracterización de las componentes

Como mencionamos, [Sana et al. \(2011\)](#) notan discrepancias entre el espectro esperable de una O6V, las líneas quietas de las emisiones de N III $\lambda\lambda 4634-4640$ y las absorciones de N V $\lambda\lambda 4604$ y 4620 . También observan Si IV $\lambda\lambda 4089$ y 4116 en absorción hacia el azul y en emisión hacia el rojo, donde las emisiones concuerdan con las velocidades de N III y N V mencionadas antes. Ellos proponen que, si la componente secundaria no es una estrella muy tardía, la discrepancia en la semiamplitud de la solución de He II es debida a que el cociente de masas $q > 0.3$, lo cual implica que $K_a > 10 \text{ km s}^{-1}$, si fuera el caso de que la estrella caliente no está ligada al sistema SB1. Aunque argumentan que, con un cociente de masas de $q \sim 0.15$, se explicaría esta aparente discrepancia del movimiento (o no) de las líneas espectrales.

Para esta tesis, revisamos la clasificación de este sistema con nuevas observaciones hechas con espectros echelle de alta resolución, en particular tenemos espectros observados con los espectrógrafos GHOST y IGRINS (Gemini Sur), los cuales tienen una $R \sim 80\,000$ y $R \sim 45\,000$, respectivamente.

A primera vista, observando dos espectros (uno de FEROS y otro de GHOST) en fases opuestas, también nosotros observamos que las líneas de N V $\lambda\lambda 4604$ y 4620 y N III $\lambda\lambda 4634-4640$ se mantienen quietas. Medimos las líneas de N V, las cuales deberían pertenecer puramente a la estrella caliente, y observamos gran dispersión entre las medidas, por lo que calculamos un periodograma usando la herramienta del archivo de datos de exoplanetas de la NASA⁸, pero no encontramos ningún indicio de periodicidad, como se puede notar en la Figura 4.32. Por este motivo, en principio, más allá de la importante dispersión ($\sigma \sim 30 \text{ km/s}$), consideramos que estas líneas pertenecen a la componente quieta. En la Figura 4.33 mostramos dos espectros en cuadraturas opuestas en la porción del espectro que incluye las absorciones de N V, las emisiones de N III, las absorciones de C III y He II $\lambda 4686$. Podemos ver claramente cómo las absorciones de N V y las emisiones de N III no se mueven, mientras que He II $\lambda 4686$ y los C III $\lambda\lambda 4647-50-51$ sí lo hacen.

⁸NASA *Exoplanet Archive* tiene una sección para calcular periodogramas en <https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/cgi-bin/Pgram/nph-pgram>.

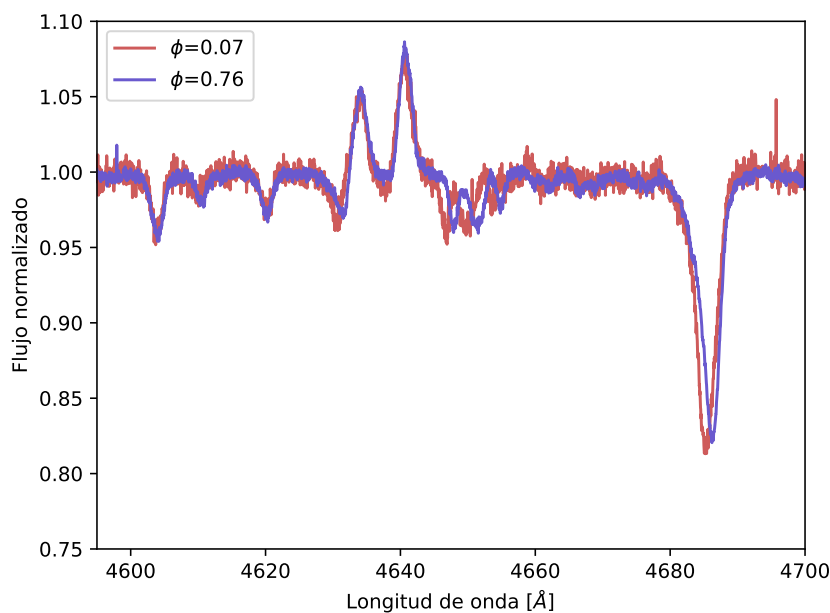


Figura 4.33: Sección de dos espectros en fases opuestas. El violeta es un espectro tomado con GHOST el 19 de septiembre de 2023 (en el cual la VR de las líneas de He I es en promedio 27.8 km s^{-1}) y en rosa un espectro tomado con FEROS el 15 de mayo de 2011 (con VR promedio del He I de -44.6 km s^{-1}). Se ve claramente como las absorciones N v $\lambda\lambda 4604$ y 4620 y las emisiones en N III $\lambda\lambda 4634$ - 4640 casi no se desplazan mientras que los C III $\lambda\lambda 4647$ - 50 - 51 y He II $\lambda 4686$ se desplazan hacia el azul en una cuadratura y hacia el rojo en la opuesta.

Por otro lado, también inspeccionamos la zona de las emisiones Si IV $\lambda\lambda 4089$ y 4116 en los mismos espectros mencionados con anterioridad, donde vemos que en ambas líneas hay una combinación de emisión más absorción y que se mueven de una cuadratura a otra (ver Fig. 4.34). Comparando con las estándares presentadas en el trabajo de Sota et al. (2011) vemos que Si IV $\lambda 4089$ está en absorción para estrellas más tardías que una O5.5 V, y se encuentra en emisión para estrellas más tempranas que una O3.5 V. En cuanto a Si IV $\lambda 4116$, se ve en absorción a partir de una O7 V, y en emisión para estrellas más tempranas que O4.5 V. Por ende, medimos por una parte las velocidades radiales asociadas a la emisión, y por otra parte las de la absorción. Con ellas corrimos FOTEL, para ver si su movimiento es comparable con alguna de las otras líneas. De esto obtuvimos que las absorciones se mueven como el He I, por lo que las podemos asociar con la SB1, pero las emisiones se mueven de manera distinta, que no podemos asociar a ningún movimiento de los distintos subconjuntos de datos.

Además, de la inspección de los espectros de IGRINS, si bien no pudimos ver la secundaria, detectamos líneas que no se mueven que pertenecerían a la componente caliente. En la Figura 4.35 podemos ver dos espectros en diferentes fases y ver cómo la línea de N III $\lambda 21155$ en emisión no se mueve, mientras que He I $\lambda 21125.83$ sí.

En la Figura 4.36 podemos ver la velocidad radial para los diferentes sets de datos contra la fecha juliana heliocéntrica (HJD). El primer set está conformado por los promedios de las VR medidas usando las líneas de He I y líneas de metálicas que estamos seguros que pertenecen a la SB1; otro set es el promedio de las VR medidas con las líneas de He II; otro del promedio de N v $\lambda 4604$ y 4620 ; y por

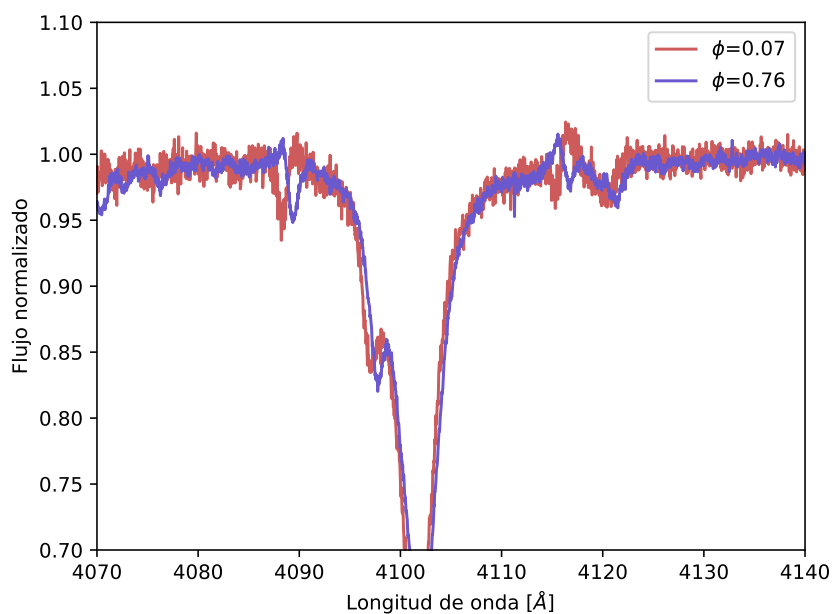


Figura 4.34: Sección de dos espectros (los mismos que en la Fig. 4.33) alrededor de las líneas de Si iv $\lambda\lambda 4089$ y 4116 . En violeta el espectro de GHOST, y rosa el espectro de FEROS. Notar que las emisiones de Si iv se mueven de manera diferente que las absorciones.

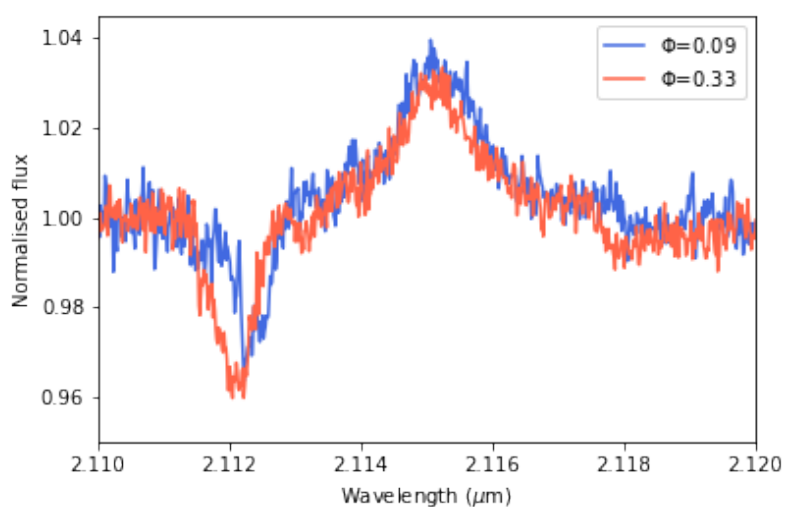


Figura 4.35: Dos espectros de IGRINS del sistema HD 101190 a diferentes fases. Se puede notar que la línea en emisión de N III $\lambda 2.1155\mu\text{m}$ se mantiene en reposo mientras que He I $\lambda 2.112583\mu\text{m}$ sí se mueve.

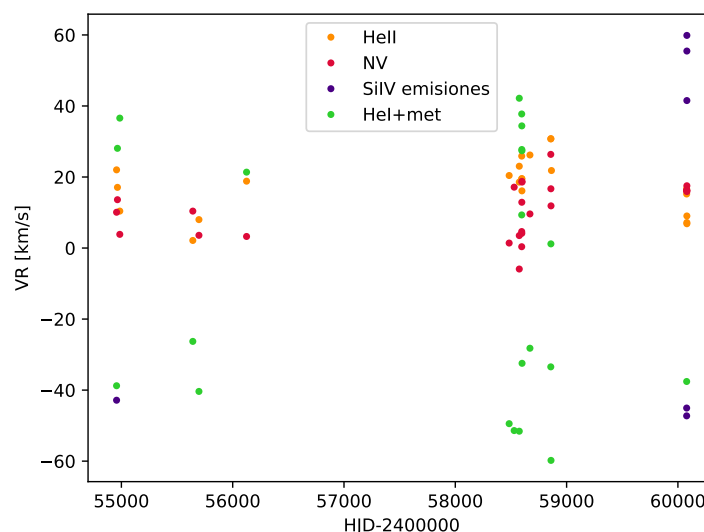


Figura 4.36: Comparación de las medidas de VR contra HJD para los diferentes set de datos promediados: He I+metálicas, He II, N v y Si v.

último el promedio de las líneas de Si iv $\lambda 4089$ y 4116 en emisión. Es notable como las medidas de N v se mantienen en promedio constantes, aunque con una gran dispersión. Además podemos notar que las emisiones de Si iv sí muestran movimiento, pero no siguen el de la componente SB1.

Esta información se puede integrar partiendo de una suposición similar a la que formularon [Sana et al. \(2011\)](#). Supondremos que estamos viendo los espectros de (por lo menos) dos objetos superpuestos, uno de los cuales es una estrella de tipo O4V. Para obtener una estimación del tipo espectral de la componente primaria, le restamos a uno de los espectros observados (VR promedio en He I y metálicas, aproximadamente cero), el espectro de una estándar espectroscópica O4V observada en alta resolución por el OWN Survey (HD 96715, ver [Sota et al., 2011](#)), multiplicado por un factor de dilución tal que desaparecieran las líneas que con seguridad pertenecen solamente a la O4 (por ej. N v $\lambda 4604$ y 4620). El resultado de la resta resulta ser un espectro en el cual la relación entre las líneas He I $\lambda 4471$ y He II $\lambda 4542$ es similar al de una O9V. Después, usando diferentes espectros de estándares O3V, O4V, O7V, O8V y O9.5V (todos de la base de datos del OWN Survey), tratamos de obtener espectros combinados semejantes a los que observamos en las cuadraturas de HD 101190.

En cada caso, como para tener una primera aproximación cualitativa de los espectros que estamos estudiando, asumimos que la relación entre los flujos de ambas estrellas está dada por la calibración de luminosidades de [Martins et al. \(2005\)](#) y con esa relación calculamos los coeficientes de dilución de cada componente. Multiplicamos los espectros observados de las estándares por estos coeficientes. Luego los desplazamos a las VRs promedio en He I y metálicas (que en adelante llamaremos VR_{HeI}) de los espectros observados de HD 101190 en las cuadraturas que se muestran en las Figuras 4.33 y 4.34. De este modo, encontramos que la combinación que mejor reproduce las observaciones es la de las estándares HD 96715 (O4V) y HD 97848 (O8V, ver [Sota et al., 2011](#)), multiplicadas respectivamente por coeficientes de dilución de 0.84 y 0.16. En la Fig. 4.37 vemos el resultado de esa combinación. La misma difiere un poco de los espectros de HD 101190 de la Fig. 4.33 en las líneas de N v $\lambda 4604$ y 4620

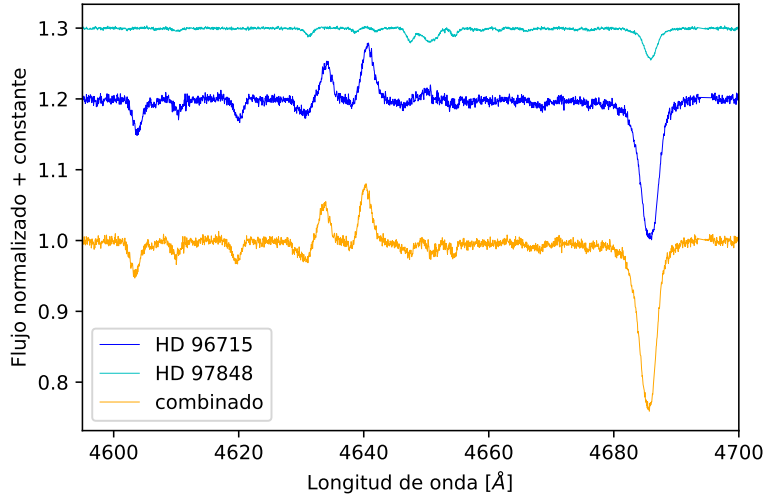


Figura 4.37: Espectro combinado (abajo) de los espectros de las estándares espectroscópicas HD 96715 (O4V, arriba) y HD 97848 (O8V, centro), multiplicado cada uno por su coeficiente de dilución.

(aunque esto se debe en parte a la escala de la figura) y C III $\lambda\lambda 4647-50-51$. No pudimos encontrar una combinación de espectros estandar que reprodujera mejor las líneas de C III.

Aún con esas limitaciones, este espectro combinado puede ser útil para ilustrar lo que sucede si las líneas de la O8V se desplazan de acuerdo a un movimiento orbital, suponiendo que el mismo esté indicado por la VR_{HeI} . En efecto, si desplazamos el espectro de la O8V según dicha VR medida para la fase $\phi = 0.07$ (ver Fig. 4.33) y luego lo combinamos con la O4V, obtenemos el espectro en línea azul de la Fig. 4.38. Si en cambio lo desplazamos según la VR medida para la fase $\phi = 0.76$, obtenemos el espectro en rojo en la misma figura. Notemos allí la similitud con la Fig. 4.33. Claramente predomina el espectro de la O4V, pero el efecto de la presencia de la O9V es diferente en las distintas líneas.

En las líneas de N V $\lambda\lambda 4604$ y 4620 , ambos espectros se superponen casi totalmente, porque la O8V no aporta absorciones allí. Las líneas de N III $\lambda\lambda 4634-4640$ se desplazan ligeramente, siguiendo la dirección del He I, porque allí hay una contribución muy pequeña de la O8V. En cambio He II $\lambda 4686$ se desplaza un poco más, siempre en la dirección del He I, porque hay una contribución un poco mayor de la O8V.

Además, es interesante notar que la diferencia entre las velocidades de He I, usadas para generar ambos espectros combinados, es $\Delta VR_{HeI} = 27.8 - (-44.6) = 72.4 \text{ km s}^{-1}$. Pero si medimos la posición de la línea de He II $\lambda 4686$ en esos espectros combinados y calculamos su diferencia, obtenemos $\Delta VR_{4686} = 4.0 - (-24.5) = 28.5 \text{ km s}^{-1}$, vale decir, que la separación entre las líneas de He II es menor que entre las líneas de He I. Esto es precisamente lo que observamos en las Fig. ?? y 4.36, y es también lo que hace que la solución orbital calculada con las líneas de He II tenga una semiamplitud menor que la calculada con las líneas de He I.

Esta combinación O4V+O8V, es la que reproduce mejor lo que sucede en las líneas de Si IV $\lambda\lambda 4089$ y 4116 . Si se compara la Fig. 4.39 con la Fig. 4.34, se observa que, aunque las intensidades en Si IV $\lambda 4089$ no son idénticas, el comportamiento cualitativo de las emisiones y las absorciones es similar. Algo parecido sucede en Si IV $\lambda 4116$, aunque allí el parecido es menor, y en He I $\lambda 4121$.

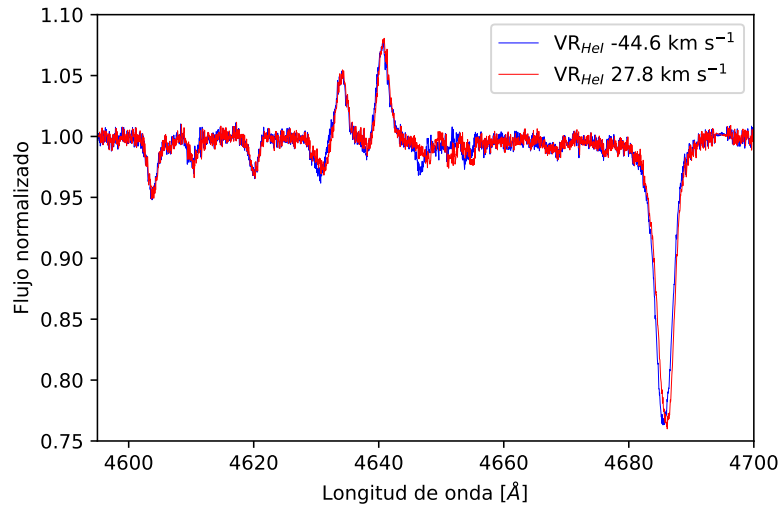


Figura 4.38: Espectros combinados de los de las estándares espectroscópicas HD 96715 (O4V) y HD 97848 (O8V), multiplicado cada uno por su coeficiente de dilución. Antes de combinarlos el de la O8V fue desplazado hacia el azul (línea azul) y hacia el rojo (línea roja), con VRs medidas usando las líneas de He I y metálicas para las mismas fases de la Fig. 4.33.

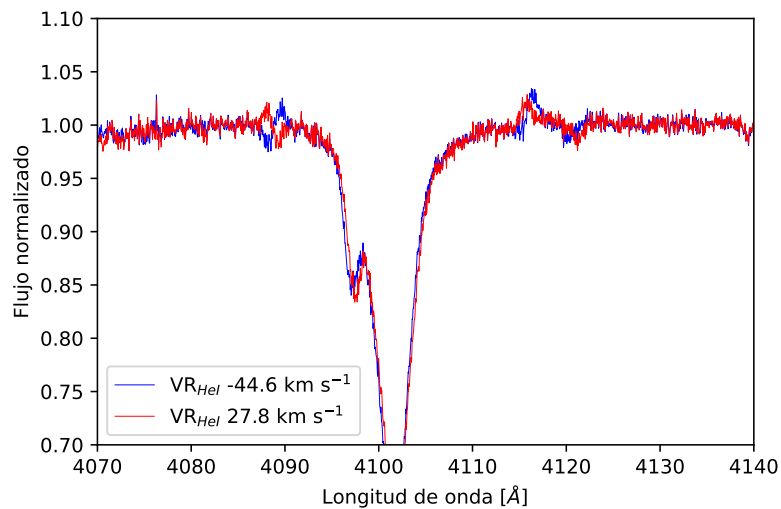


Figura 4.39: Espectros combinados de los de las estándares espectroscópicas HD 96715 (O4V) y HD 97848 (O8V), multiplicado cada uno por su coeficiente de dilución. Antes de combinarlos el de la O8V fue desplazado hacia el azul (línea azul) y hacia el rojo (línea roja), con VRs medidas usando las líneas de He I y metálicas para las mismas fases de la Fig. 4.33.

Acerca de la detectabilidad de la segunda componente

Además de esto, intentamos buscar una explicación de por qué no podemos detectar la segunda componente del sistema SB1. Ya que no la vemos en los espectros ópticos (incluso en los de GHOST que son de muy alta resolución) ni tampoco notamos excesos infrarrojos (ver Sec. 4.3.3). Por ende, suponemos que el cociente de masas de este sistema debe estar cerca de los casos extremos ($q < 0.15$). Para cuantificar esto, calculamos que SNR debería tener un espectro para que la secundaria sea visible.

La SNR de las líneas de la componente secundaria se puede caracterizar como

$$SNR_{lineas} = intensidad\ de\ las\ lineas \times RMS\ del\ ruido$$

donde vamos a suponer la intensidad de las líneas que tengan una profundidad de 0.4.

En este sistema la luz de los espectros observados es la suma de 3 componentes: $F_a + F_b + F_c = 1$. Según nuestros datos, la terciaria contribuye con $F_c/sim0.84$, la primaria con $F_a/sim0.16$, y la secundaria con $F_b \sim 0.1$ (para esta comparación vamos a tomar $F_b = 0.02$). Por lo tanto, las líneas de la secundaria tienen una SNR

$$SNR = SNR_{lineas} / (intensidad\ de\ las\ lineas \times F_b)$$

Esto nos lleva a que para que la secundaria sea detectable necesitaríamos una $SNR > 375$, y esta excede la que tenemos en nuestros espectros (que es alrededor de 180).

4.3.3. Emisión en el infrarrojo

Intentando caracterizar la componente secundaria del sistema, investigamos si hay excesos infrarrojos que podamos asociar a ésta. Para eso construimos una distribución espectral de energía (SED) a partir de los datos fotométricos hallados en todas las bases de datos conectadas con vosa. Luego, dejamos que vosa ajuste a estos datos un modelo de atmósfera TLUSTY. Como suposición inicial, se estimó que la temperatura efectiva estuviera en el rango $37500 < T_{ef} < 40000$ K, la gravedad $3.5 < \log g < 4.0$ y una metalicidad solar. Para estimar la absorción, se consideró que según Morales Duran et al. (2006) para esta estrella $R_V = 2.48$, $E(B-V) = 0.37$ y por tanto $A_V = 0.92$, mientras que para Maíz Apellániz (2018) $A_V = 1.230 \pm 0.021$. Por lo tanto, se supuso $0.90 < A_V < 1.30$. Para la distancia al objeto, se asumió el valor calculado por GAIA DR3, es decir, 2408 ± 143 pc.

vosa ajustó $T_{ef} = 40000$ K, $\log g = 3.5$ y $A_V = 1.10$. El resultado del ajuste puede verse en la Fig. 4.40 y reproduce correctamente la SED observada en casi todo el rango espectral considerado.

vosa señala un indicio de exceso infrarrojo en el filtro W4 de la misión WISE, pero luego lo descarta por no cumplir con los criterios que se consideran necesarios en ese código para que sea realmente un candidato a exceso infrarrojo. Por otra parte, la observación de las imágenes WISE de la zona muestra numerosos filamentos y emisiones extendidas (ver Fig. 4.41), las cuales se superponen con nuestra visual a la estrella. Asumimos por tanto que la compañera de la estrella detectada en el espectro no tiene una emisión apreciable en el IR.

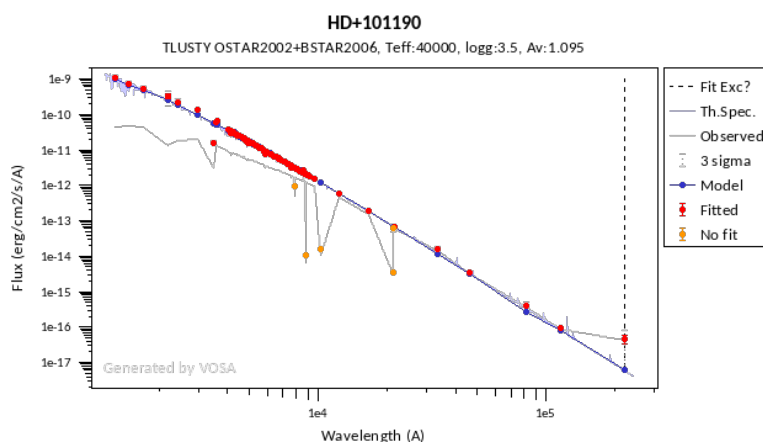


Figura 4.40: Distribución espectral de energía de HD 101190 ajustada con vosA. Los puntos rojos indican las mediciones fotométricas corregidas por extinción. Los puntos y la curva azul, representan el modelo ajustado.

4.3.4. Resumen y conclusiones

En esta tesis pudimos confirmar una componente que no corresponde al sistema SB1. Por un lado, el cálculo orbital utilizando líneas de HeI y metálicas dan similares, por lo que las promediamos, pero las líneas de HeII muestran una solución distinta. La mayor diferencia se da en las semiamplitudes, donde $K_{HeI+metalicas} = 39 \pm 2$ km/s y $K_{HeII} = 16 \pm 1$ km/s. Esto nos indica que hay una componente más caliente que está rellenando las líneas de HeII.

En los espectros vemos además líneas que corresponderían a esta componente, cuyas líneas no se mueven en fase, por lo que no formaría parte del sistema. En la Fig. 4.33 podemos ver las absorciones N v $\lambda 4604/4620$, las cuales se hacen presentes en estrellas calientes (más tempranas que una O4.5). Además, podemos ver que las emisiones de N III $\lambda 4634/4640$ tampoco se mueven en fase, perteneciendo a esta componente quieta. Si bien las líneas de NV parecieran estar quietas, presentan una gran dispersión, por lo que intentamos correr un periodograma para estas medidas de VR pero no encontramos ningún posible período. Por otro lado, en la Fig. 4.34 podemos ver una mezcla de absorción y emisión en las líneas de C IV $\lambda 4089/4116$, las cuales se mueven de una cuadratura a otra, por lo que medimos por separados VRs de las absorciones y de las emisiones por separado, y calculamos sus respectivas soluciones orbitales y encontramos que las absorciones se mueven como las líneas de HeI, lo que indicaría que éstas pertenecen a la SB1. Pero las emisiones no se pueden asociar a la SB1, ya que también dan valores distintos a las medidas de NV.

Por otro lado, tomamos espectros en cuadratura de FEROS e intentamos reproducir lo que vemos sumando estándares de posibles tipos espectrales para la SB1 (O7V, O8V y O9.5V) y la componente quieta (O3V, O4V). Como primera aproximación calculamos cocientes de dilución a partir de las luminosidades tabuladas en Martins et al. (2005) y desplazamos por las correspondientes VR, donde determinamos que la mejor combinación es un sistema SB1 de tipo espectral O8V y una componente quieta de tipo espectral O4V (ver Fig. 4.37).

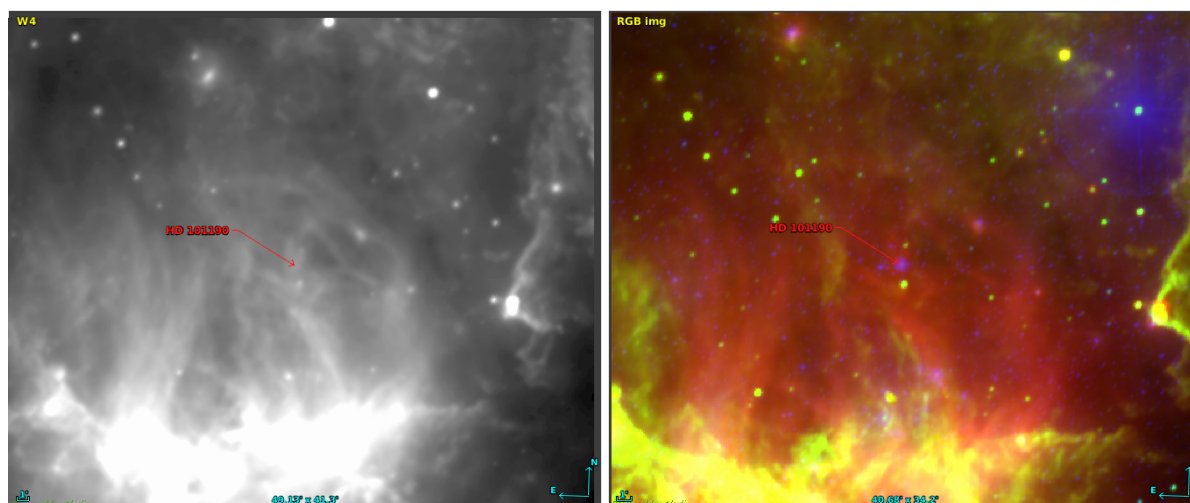


Figura 4.41: Emisión IR alrededor de HD 101190. Izquierda: imagen WISE de la zona en la banda W4. La flecha roja señala la posición de HD 101190. Derecha: imagen compuesta de la misma zona. Rojo (verde): banda W4 (W3) de WISE; azul: banda B del Digital Sky Survey (DSS). Se observan claramente, en color rojizo, emisiones filamentosas y nebulosidades en la banda W4 que se superponen con la visual a la estrella.

También hicimos un análisis de cuál debería ser la SNR de nuestros espectros para poder detectar la secundaria. Ya que no detectamos la secundaria ni en los espectros de GHOST, que son de muy alta resolución, ni en los de IGRINS en infrarrojo, suponemos que es un sistema con un cociente de masa extremo ($q < 0.15$). Comparamos con HD 165246, que es el sistema con radios y temperaturas conocidas y con el valor de cociente de masa más extremo de esta tesis. Buscamos cuál es la SNR mínima para su detección y encontramos que ésta es $SNR=186$, la cual entra en el límite de señal a ruido de nuestros espectros de GHOST. Cuando hacemos los mismos cálculos para HD 101190 (asumiendo que es una O6.5IV, y sacando sus parámetros de [Martins et al. \(2005\)](#)), encontramos que la señal a ruido para detectar la componente secundaria debe ser $SNR > 229$, considerando una $q \leq 0.14$.

Finalmente, analizamos la emisión infrarroja con la herramienta *vosa* del observatorio virtual. Para esto construimos la SED del sistema con todos los datos fotométricos de bases de datos asociadas a *vosa* e hicimos un ajuste del cual, en principio, se detecta un posible exceso en la banda W4 de WISE, pero luego se descarta por no cumplir con los criterios que se consideran necesarios para que el exceso sea real (ver Fig. 4.41).

4.4. HD 96622

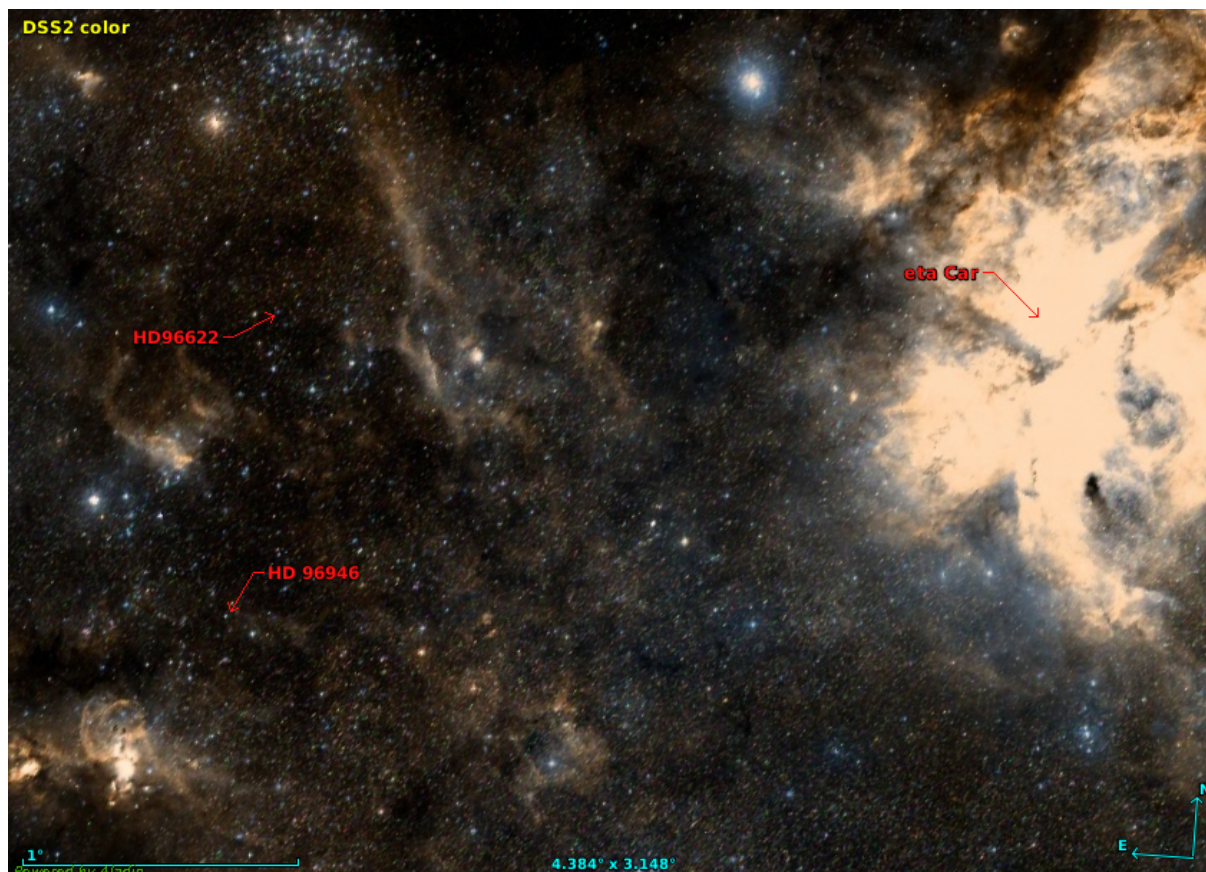


Figura 4.42: Ubicación de HD 96922 y HD 96946 en la nebulosa de Carina.

HD 96622 ($\alpha = 11^{\text{h}} 06^{\text{m}} 59^{\text{s}}$, $\delta = -59^{\circ} 40' 04''$, $V = 8.87$, [Lodén, 1969](#)) es una estrella ubicada en la nebulosa de Carina, en particular en la asociación Carina OB2 ([García, 1993, 1994](#)), a una distancia $d \sim 2$ kpc ([Bailer-Jones et al., 2021](#)) (ver Fig. 4.42). Fue estudiada por primera vez por [Hoffleit \(1956\)](#), clasificándola como una O9.5 IV y luego fue re-clasificada como una O9.2 IV por [Sota et al. \(2014\)](#).

No fue reportada como variable en velocidad radial hasta el trabajo de [Chini et al. \(2012\)](#) donde estudian la multiplicidad de una gran cantidad de estrellas O y B, y reportan este sistema como una binaria espectroscópica SB2, aunque no indican específicamente haber resuelto líneas espectrales de la componente secundaria⁹. Desde entonces no hay ningún otro trabajo que cuestione la binaridad de este sistema y tampoco hay una solución orbital publicada. [Holgado et al. \(2022b\)](#) estudian la rotación de muchos sistemas SB1, buscando una correlación entre la velocidad de rotación de las estrellas y su posición en el diagrama HR, en el cual también calculan parámetros astrofísicos por medio de un análisis espectral cuantitativo. En este trabajo consideran este sistema como SB1 y encuentran una velocidad de rotación proyectada de $v_a \sin i = 39 \text{ km s}^{-1}$ y una macroturbulencia $v_{mac,a} = 61 \text{ km s}^{-1}$. Además encuentran una temperatura efectiva $T_{\text{eff},a} = 33300 \text{ K}$ y una gravedad superficial $\log g_a = 3.68$. Cabe

⁹[Chini et al. \(2012\)](#) indican, sin embargo, que han considerado como SB2 también los sistemas en los que observaron deformaciones en las líneas espectrales.

notar que en ninguno de estos trabajos se analiza la periodicidad del sistema.

Para esta tesis analizamos nuevas observaciones de espectros *echelle* de alta resolución del sistema tomadas a lo largo de 11 años, buscando indicios de la componente secundaria que nos permitan encontrar una solución orbital completa del sistema.

4.4.1. Observaciones

Contamos con 32 espectros tomados bajo el proyecto *OWN Survey* entre los años 2008 y 2019, con los instrumentos FEROS (*La Silla Observatory*), el espectrógrafo *echelle* del telescopio Irénée du Pont (*Las Campanas Observatory*), y el espectrógrafo REOSC (Complejo Astronómico El Leoncito). Los espectros del OWN fueron reducidos con rutinas estándares de IRAF.

4.4.2. Análisis espectral

De la inspección de los espectros notamos en muchos de ellos asimetrías en las líneas de He I que se mueven en antifase respecto a las líneas de la primaria. En un análisis más exhaustivo encontramos indicios de una segunda componente en varios espectros, visible en las líneas de He I $\lambda\lambda 4713$, 4922 y 5876. En la Figura 4.43 se puede observar la línea de He I $\lambda 4922$ para el espectro de FEROS con mejor señal a ruido. En éste podemos observar la componente primaria hacia el azul, mientras se identifica una segunda componente menos intensa hacia el rojo. Para ilustrar esto, realizamos un ajuste de dos gaussianas a la línea y, como se puede ver en negro, el ajuste es muy bueno y representa lo observado. Esto estaría indicando que este sistema es realmente una binaria espectroscópica de doble espectro (SB2), siendo en este trabajo la primera vez que esto se muestra. Entonces, como podemos ver líneas de He I para la secundaria, ésta debe ser más temprana que una B8 (a partir de aquí no sería detectable con esta S/N); a su vez, como no vemos He II debe ser más tardía que una B1/B2 [Walborn and Fitzpatrick \(1990\)](#). Respecto a su clase de luminosidad, al no detectar Si IV $\lambda 4552$ ni He I $\lambda 4387$ (cuyo cociente determina las clases de luminosidades) no podemos mencionar algo al respecto. En conclusión, dado que no podemos observar más líneas, decimos que la componente secundaria debe ser más tardía que una B1 y más temprana que una B8.

Velocidades radiales y solución orbital

En todos los espectros, caracterizamos el desplazamiento Doppler de las líneas espectrales ajustando gaussianas a las siguientes líneas: He I $\lambda\lambda 4388$, 4471, 4713, 4922, 5015, y 5876; He II $\lambda\lambda 4542$, 4686 y 5412; Si IV $\lambda 4088$, N III $\lambda 4379$, Mg II $\lambda 4481$, Si III $\lambda 4553$, O III $\lambda 5592$, C IV $\lambda\lambda 5801$ y 5812. Además, cuando fue posible, ajustamos gaussianas para la secundaria en las líneas He I $\lambda\lambda 4922$, 4713 y 5876. En este último caso utilizamos la tarea *NGAUSSFIT* de IRAF para ajustar 2 gaussianas al mismo tiempo.

Una vez que obtuvimos las velocidades radiales para todas las líneas mencionadas, promediamos por separado las líneas de He I, He II y metálicas, y las usamos como valores de entrada para el programa *FOTEL*, que calcula soluciones orbitales a partir de datos de velocidad radial y/o fotometría. De los ajustes resultantes notamos que, para los 3 subconjuntos de datos, las soluciones son comparables, es decir, que los parámetros que se obtienen con distintos subconjuntos coinciden, dentro de sus errores estimados. Por

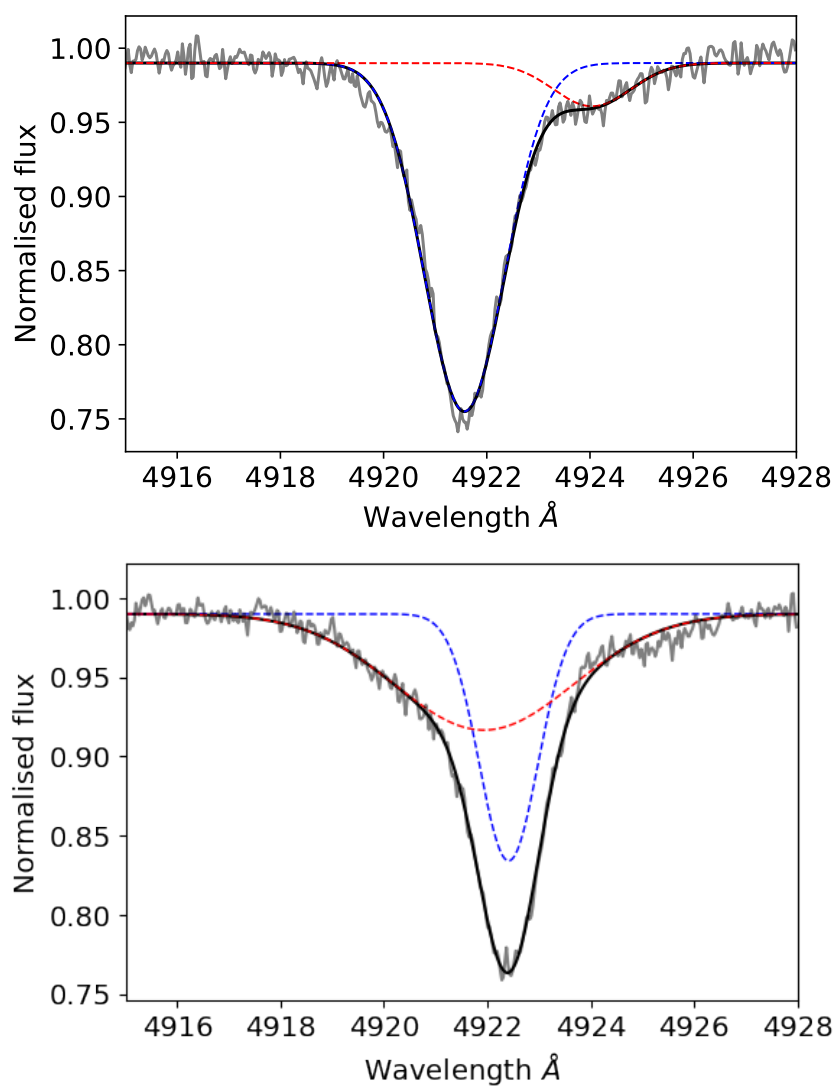


Figura 4.43: Espectros de HD 96622 tomado con FEROS, en dos fases opuestas, al rededor de la línea He I $\lambda 4922$ (gris). Arriba vemos a la componente primaria desplazada hacia el azul y la secundaria al rojo. En azul se muestra una gaussiana ajustada para la componente principal y otra en rojo para la secundaria. Abajo vemos la componente primaria desplazada hacia el rojo, y la secundaria hacia el azul, siguiendo el mismo código de colores que arriba. En negro se muestra la composición de las dos gaussianas.

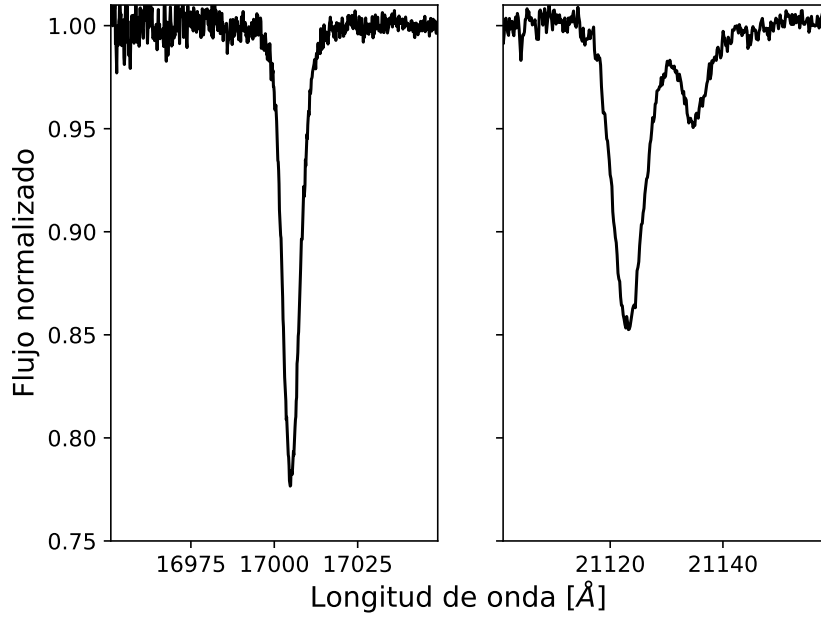


Figura 4.44: Ejemplo de un espectro de IGRINS alrededor de las líneas He I $\lambda 17002.47$ (izquierda) y He I $\lambda 21125.83$ y 21134.5 (derecha) donde podemos ver que no hay indicios de la componente secundaria.

lo tanto, realizamos un promedio general de todas las líneas y corrimos nuevamente FOTEL. El resultado del ajuste general se puede ver en la Tabla 4.11 y las medidas de las velocidades radiales promediadas se pueden ver en la Tabla 4.10.

Es importante notar también que al tener medidas de la componente secundaria pudimos ajustar el cociente de masas $q = M_b/M_a$ que en este caso tiene un valor $q \sim 0.4$. Con los resultados de la órbita espectroscópica, graficamos la curva de velocidad radial del sistema, la cual se muestra en la Figura 4.45, donde se ven los valores de las velocidades radiales de cada componente (rojo para la primaria, azul para la secundaria) junto con su solución orbital. Cabe notar que el sistema es de largo período y excéntrico, con una notable diferencia entre las semiamplitudes y, por ende, las masas de cada componente. Esto último también se ve en las masas mínimas de las mismas: para la primaria tenemos $M_a \sin i^3 \sim 16 M_\odot$ y para la secundaria $M_b \sin i^3 \sim 6 M_\odot$.

Como además tenemos datos de IGRINS de este sistema, los inspeccionamos buscando indicios de la secundaria en el infrarrojo. Como se puede ver en la Figura 4.44 no pudimos detectar la secundaria, por lo cual no utilizamos estos datos para el análisis espectroscópicos.

Por otro lado, buscamos fotometría disponible de ese sistema en diferentes bases de datos. En TESS hay fotometría observada en dos sectores en 2019 y 2023. Utilizando estos últimos, calculamos la curva de luz, pero no encontramos indicios de disminución de brillo que podamos asociar con eclipses. En ASAS-SN hay datos en la banda g pero no presenta eclipses ($g_{\text{media}} = 9.1$ y $\text{r.m.s.} = 0.3$). Finalmente, buscamos en Kepler; pero no hay datos.

Cuadro 4.10: Medidas de velocidad radial (en kms^{-1}) para las componentes del sistema HD 96622. Los subíndices 'a' y 'b' indican a la primaria y secundaria, respectivamente. Estas velocidades son un promedio de las medidas hechas sobre las líneas Si IV $\lambda 4088$, N III $\lambda 4379$, He I $\lambda 4388$, He I $\lambda 4471$, Mg II $\lambda 4481$, He II $\lambda 4542$, Si III $\lambda 4553$, He II $\lambda 4686$, He I $\lambda 4713$, He I $\lambda 4922$, He I $\lambda 5015$, He II $\lambda 5411$, O III $\lambda 5592$, C IV $\lambda 5801$, C IV $\lambda 5812$ y He I $\lambda 5876$ para la primaria, y líneas de He I $\lambda 4922$ y He I $\lambda 5876$.

HJD	VR _a	VR _b
54599.554	32.2	-
55606.840	-20.8	23.2
55642.715	-21.1	23.1
56067.677	27.05	-28.7
54672.502	-14.0	-
55338.660	-35.5	-
55341.625	-32.4	31.9
55672.771	20.2	-
55697.661	-0.4	-
56120.487	-36.2	14.6
56123.471	-33.8	39.3
56124.465	-33.5	28.1
56436.592	-15.6	-
56496.518	-31.1	29.1
58166.829	-35.3	-
58484.803	-28.0	8.8
58528.825	39.4	-
58528.850	40.8	-
58529.774	38.6	-
58529.798	38.4	-
58529.823	36.7	-
58574.664	-33.5	17.6
58599.582	-8.1	-
58599.606	-7.6	-
58599.630	-8.6	-
58600.592	-7.5	-
58600.616	-5.4	-
58600.642	-5.1	-
58600.593	-6.5	-
58632.480	21.4	-69.8
58632.505	23.3	-
58632.530	18.8	-
58632.480	27.2	-
58600.592	-5.5	-
58599.582	5.6	-
58529.774	37.9	-48.5
58528.825	29.9	-

Cuadro 4.11: Solución espectroscópica obtenida con FOTEL. Las velocidades radiales correspondientes a la primaria se obtuvieron promediando las líneas de He I, He II y metálicas. Las líneas promediadas fueron: He I $\lambda\lambda$ 4388, 4471, 4713, 4922, 5015, y 5876; He II $\lambda\lambda$ 4542, 4686 y 5412; Si IV λ 4088, N III λ 4379, Mg II λ 4481, Si III λ 4553, O III λ 5592, C IV $\lambda\lambda$ 5801 y 5812. Para la secundaria promediamos las velocidades radiales medidas usando He I $\lambda\lambda$ 4922, 4713 y 5876.

Elemento	valor
P [d]	98.08 ± 0.05
T_0 [HJD -2 400 000]	$54\,704.1 \pm 2.4$
e	0.39 ± 0.04
ω [°]	28 ± 1
K_a [km s ⁻¹]	38 ± 2
K_b [km s ⁻¹]	102 ± 7
$q = M_b/M_a$	0.37 ± 0.02
$a_a \sin i$ [R _☉]	67 ± 5
$a_b \sin i$ [R _☉]	182 ± 14
$M_a \sin i^3$ [M _☉]	15.8 ± 0.04
$M_b \sin i^3$ [M _☉]	5.8 ± 0.1
V_{γ_a} [km s ⁻¹]	-8
V_{γ_b} [km s ⁻¹]	-4
$r.m.s_{(O-C)_a}$ [km s ⁻¹]	4.9
$r.m.s_{(O-C)_b}$ [km s ⁻¹]	11

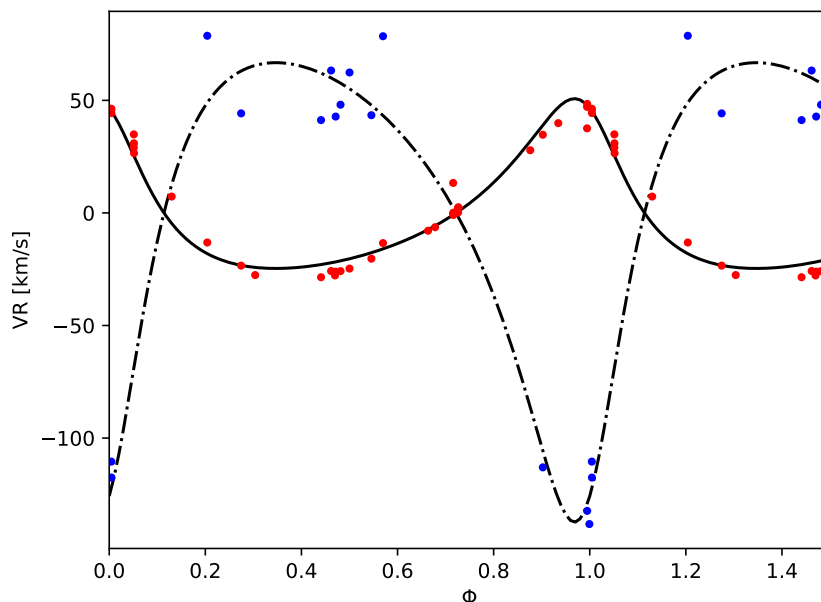


Figura 4.45: Curva de velocidad radial para el sistema HD 96622. En rojo se ven las velocidades radiales correspondientes a la componente primaria, y en azul, a la secundaria. Todos los puntos se encuentran dentro de los 2σ de error, entonces consideramos el mismo peso para todos los puntos al realizar el ajuste. Las líneas indican las soluciones espectroscópicas para cada componente (continua para la primaria, y discontinua para la secundaria).

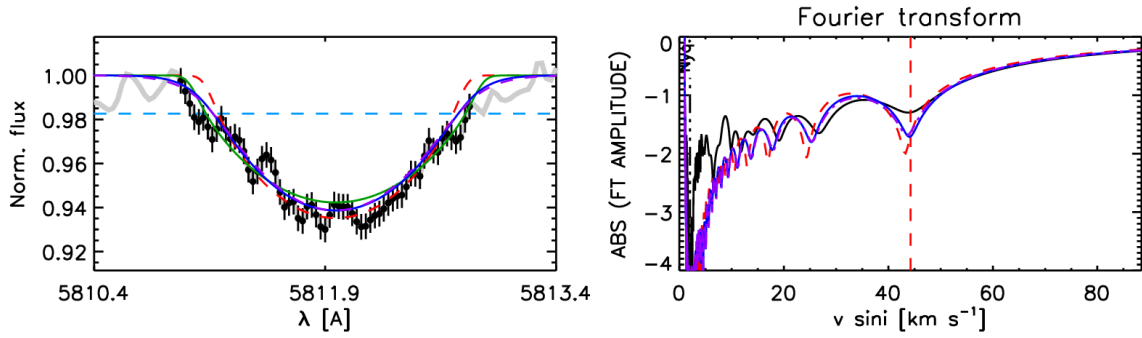


Figura 4.46: Caracterización del ensanchamiento de las líneas espectrales para la componente primaria de HD 96622, calculado mediante la herramienta IACOB-BROAD. Izquierda: C IV $\lambda 5812$ en el espectro compuesto (línea negra). Superpuestos se encuentran: el ajuste de la transformada de Fourier (rojo), el GOF (azul), GOF sin considerar macroturbulencia (verde), y GOF tomando la velocidad de rotación proyectada de la transformada de Fourier (violeta). La línea horizontal azul es la estimación del nivel de ruido. Derecha: transformada de Fourier para los distintos métodos, mostrando el primer mínimo (línea vertical roja), donde $v_a \sin i$ es calculada (el esquema de colores es igual al explicado arriba).

4.4.3. Análisis del ensanchamiento espectral

Determinamos la velocidad de rotación proyectada de la primaria haciendo uso de la herramienta IACOB-BROAD (Simón-Díaz and Herrero, 2014), obteniendo que $v_a \sin i = 45 \pm 5 \text{ km/s}$. Mostramos en la Figura 4.46 un ejemplo de ajuste para la línea C IV $\lambda 5812$.

Para la componente secundaria no pudimos detectar una línea totalmente separada de la primaria, por lo que no pudimos hacer este análisis para ella. Además, como las líneas de la secundaria no se separan de las de la primaria (en las líneas donde es visible) no pudimos encontrar templates separados que caractericen cada una de las componentes, por lo que tampoco pudimos realizar el análisis cuantitativo para este sistema.

4.4.4. Emisión en el infrarrojo

Intentando detectar eventualmente la presencia de otros objetos en este sistema, se construyó una distribución espectral de energía (SED) a partir de los datos fotométricos hallados mediante una búsqueda en todas las bases de datos conectadas con *vosa*. Luego, desde *vosa*, se ajustó a estos datos un modelo de atmósfera TLUSTY. Como suposición inicial, se estimó que la temperatura efectiva estuviera en el rango $30000 < T_{ef_a} < 32500 \text{ K}$, la gravedad $3.5 < \log g_a < 3.75$ y una metalicidad solar. Para estimar la absorción, se consideró que según Morales Duran et al. (2006) para esta estrella, $R_V = 3.4$, $E(B - V) = 0.43$ y por tanto $A_V = 1.44$. Por otro lado, se tomó en cuenta también que, según Maíz Apellániz (2018) para esta estrella, $A_V = 1.514 \pm 0.023$. Por tanto, se asumió inicialmente $1.40 < A_V < 1.55$. Para la distancia al objeto, se tomó el valor calculado por GAIA DR3, es decir, $2208 \pm 71 \text{ pc}$.

El resultado del ajuste puede verse en la Fig. 4.47 y reproduce correctamente la SED observada en todo el rango espectral considerado. Para el mismo, *vosa* ajustó $T_{ef_a} = 30000 \text{ K}$, $\log g_a = 3.5$ y $A_V = 1.46$.

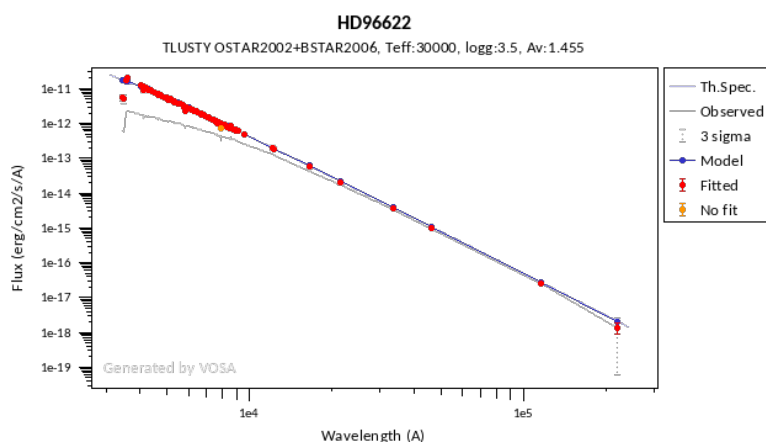


Figura 4.47: Distribución espectral de energía de HD 96622 ajustada con vosa. Los puntos rojos indican las mediciones fotométricas corregidas por extinción. Los puntos y la curva azul, representan el modelo ajustado.

vosa no indica alerta de posible exceso infrarrojo y tampoco se observa en la SED ningún indicio del mismo. Por lo tanto, asumimos que la compañera detectada en el espectro no tiene una emisión apreciable en el IR y no se ven signos de otras emisiones en el IR.

4.4.5. Resumen y conclusiones

Por primera vez pudimos detectar líneas espectrales de la componente secundaria del sistema HD 96622, la cual no se separa totalmente de la componente primaria, pero es notablemente visible en varios espectros (ver Figura 4.43). Así, corroboramos lo que decían en [Chini et al. \(2012\)](#), y efectivamente estamos frente a un sistema binario espectroscópico de doble línea (SB2).

Determinamos velocidades radiales que representan el movimiento de la secundaria y, al combinarla con las medidas hechas para la primaria, calculamos la solución orbital SB2. De este estudio obtenemos por primera vez que el sistema es de largo período ($P \sim 98$ d) y excéntrico ($e \sim 0.4$). Además, encontramos un cociente de masa de $q \sim 0.4$ que da indicio de una diferencia apreciable en las masas de las componentes. Esto también se puede notar en las masas mínimas que tienen valores de $M_a \sin i^3 \sim 16$ y $M_b \sin i^3 \sim 6$. Por otro lado, buscamos fotometría disponible del sistema, pero no muestra variaciones asociadas a eclipses, por lo que descartamos la posibilidad de realizar un modelo espectro-fotométrico completo del sistema binario.

Por último, hicimos un estudio de la emisión en el infrarrojo del sistema utilizando la herramienta del observatorio virtual vosa. Obtuvimos todos los datos de fotometría disponibles en su base de datos y ajustamos un modelo a la SED (ver Figura 4.47), donde vemos que no hay evidencia de un exceso en infrarrojo. Esto nos indica que la componente secundaria no presenta emisión en esta banda, ni hay signos de otros objetos emitiendo en el IR.

Contextualizando los resultados, cabe mencionar que por primera vez se ve la componente secundaria de este sistema, convirtiéndolo en uno SB2. Esto es muy valioso porque nos permite realizar una solución

espectroscópica completa y, sobre todo, obtener un cociente de masas que nos indique la relación entre las estrellas.

4.5. HD 96946

HD 96946 ($\alpha = 11^{\text{h}} 08^{\text{m}} 52^{\text{s}}$, $\delta = -60^{\circ} 45' 34''$, $V = 8.55$) ubicada en la nebulosa de Carina, específicamente en la asociación Carina OB2, fue reportada por primera vez en [Graham \(1965\)](#), quien la catalogó como una estrella de tipo espectral B5. Luego, [Walborn \(1973\)](#) la reclasifica como una O6V: y muchos años después, [Sota et al. \(2014\)](#) la clasifican como una O6.5III(f).

En el trabajo de [Mason et al. \(2009\)](#), donde se analiza la multiplicidad de estrellas masivas mediante interferometría *speckle* de alta resolución angular, HD 96946 forma parte de la muestra utilizada. Allí proponen que este sistema tiene sólo una componente y que tiene velocidad radial constante. También ponen en duda la pertenencia del sistema a la asociación OB de Carina, diciendo que puede ser una estrella de campo. En un trabajo reciente ([Holgado et al., 2022a](#)) donde investigan el perfil de rotación de varias estrellas O galácticas, incluyen este sistema como SB1. Además, encuentran valores para la temperatura efectiva $T_{\text{eff,a}} = 39000$ K, gravedad superficial $\log g_a = 3.86$ dex, la velocidad de rotación proyectada $v_a \sin i = 72$ km s⁻¹ y una macroturbulencia de $v_{\text{mac}_a} = 58$ km s⁻¹.

Como no hay una solución orbital de este sistema, para esta tesis decidimos estudiarlo, analizándolo con espectros tomados para el *OWN Survey* durante 17 años, buscando variabilidad en las líneas y intentando obtener una solución orbital espectroscópica del mismo.

4.5.1. Observaciones

Contamos con 55 espectros tomados bajo el proyecto *OWN Survey* entre los años 2006 y 2023, con los instrumentos FEROS (*La Silla Observatory*), el espectrógrafo *echelle* del telescopio Irénée du Pont (*Las Campanas Observatory*), MIKE (*Las Campanas Observatory*), y el espectrógrafo REOSC (Complejo Astronómico El Leoncito). Los espectros fueron reducidos con las rutinas estándares de IRAF.

4.5.2. Análisis espectral

De la inspección de los espectros notamos variabilidad en VR en varias líneas de absorción que a veces aparecen desplazadas hacia el azul y a veces hacia el rojo, lo cual nos da un indicio de que se trata de un movimiento orbital, confirmando que se trata de una binaria espectroscópica. No detectamos formas ni asimetrías que nos den un indicio de la componente secundaria, como se ejemplifica en la Figura 4.48 para la línea He I $\lambda 5876$ ¹⁰; por lo que consideramos que este sistema es de un sólo espectro (SB1).

Velocidades radiales y solución orbital

Para calcular la solución orbital, primero medimos velocidades radiales de líneas específicas ajustando una gaussiana a cada una con la tarea `SPLIT` de IRAF. Las líneas consideradas son He I $\lambda 4471$, He II $\lambda 4542$, He II $\lambda 5411$, O III $\lambda 5592$, C IV $\lambda 5801$ y He I $\lambda 5876$. Primeramente, ajustamos una solución orbital promediando las velocidades radiales medidas en líneas de un mismo elemento y, cuando vimos que los

¹⁰Elegimos esta línea para comparar ya que si la compañera es una estrella más débil es probable que la veamos sólo en HeI, y ésta en particular es la línea más al rojo que tenemos, donde deberían separarse más.

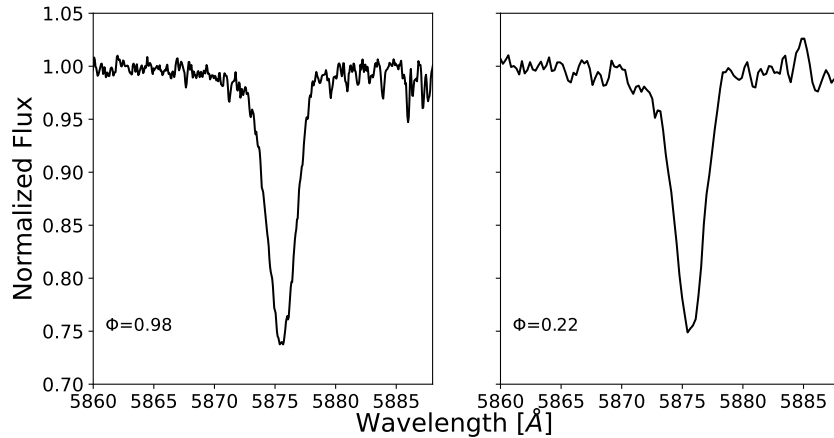


Figura 4.48: Se muestra un espectro del dupont de LCO (izquierda) y uno del CASLEO (derecha) en cuadraturas opuestas, alrededor de la línea He I $\lambda 5876$. En las cuadraturas es donde ambas componentes deberían estar más separadas pero aquí vemos las dos y en ninguna notamos indicios de la secundaria.

parámetros orbitales obtenidos con esos ajustes eran comparables, decidimos promediar las velocidades medidas con todas las líneas y usar este último set de datos como entrada a FOTEL. Estas medidas promediadas de VR se pueden ver en la Tabla 4.12. Los parámetros que caracterizan la solución orbital se muestran en la Tabla 4.13, y la curva de velocidad radial se puede ver en la Figura 4.49. Por otro lado, buscamos fotometría de este objeto buscando detectar algún eclipse del sistema. En las bases de datos de TESS hay fotometría disponible, pero no se detectan eclipses, y en ASAS-SN hay pero no presenta eclipses ($V_{\text{media}}=8.9$ y $r.m.s=1.0$).

Cabe notar que nos encontramos con un sistema de largo período, con una excentricidad importante y una semiamplitud en VR (K_a) relativamente pequeña. La duración del período, combinado con la escasa amplitud en VR, podría explicar por qué no fue considerada una binaria espectroscópica hasta el trabajo de [Holgado et al. \(2022a\)](#). Se requerían medidas sobre una línea de tiempo de varios años para poder detectar la periodicidad en la variación de VR. Esto subraya la necesidad de relevamientos a largo plazo y con alta resolución espectral.

4.5.3. Sobre detectabilidad de la componente secundaria

Dado que en los espectros que tenemos disponibles no vimos indicios de la componente secundaria, queremos evaluar bajo qué condiciones se daría su detección, para distintos valores del cociente de masas q y la inclinación i . Consideramos que la masa del sistema está constituida, en mayor parte, por la componente primaria y que la secundaria sólo afecta en un 10 %, por lo que analizamos valores para la masa de la primaria M_a como estimativo.

Para esto buscamos la relación q vs. i , para distintos valores de la masa de la primaria, basándonos en la segunda ley de Kepler. Estimamos que el rango de posibles masas es entre $10 - 70 M_{\odot}$, entonces en la Figura 4.50 mostramos las relaciones para estos dos casos extremos de masa. Además, consideramos que el cociente de masas debería tener un valor menor a 0.7, ya que para valores más grandes la secundaria se debería ver en los espectros.

Cuadro 4.12: Medidas de velocidad radial (en km s^{-1}) para la componente primaria de HD 96946. Estas velocidades son un promedio de las medidas hechas sobre las líneas He I $\lambda 4471$, He II $\lambda 4542$, He II $\lambda 5411$, O III $\lambda 5592$, C IV $\lambda 5801$, He I $\lambda 5876$.

HJD	VR _a
2453772.789	-23.4
2453772.794	-24.1
2453869.657	10.9
2454253.612	10.8
2454627.601	-8.5
2455642.727	0.8
2455697.617	-5.9
2455976.818	4.6
2456067.655	-0.1
2456079.551	5.9
2456497.536	8.7
2456500.501	7.1
2457078.763	-21.6
2457087.786	-20.9
2457128.726	-12.3
2457156.645	-9.2
2457157.539	-3.3
2457158.627	-6.1
2457159.613	-6.0
2457567.545	9.1
2457767.832	2.6
2457794.736	15.1
2458528.666	19.6
2458528.691	19.8
2458597.574	22.5
2458599.646	25.1
2458599.677	21.1
2458858.794	-3.4
2458859.803	1.6
2458861.821	-2.5
2458863.823	-2.4
2458863.847	-4.3
2459687.586	4.3
2460058.673	-12.9
2460124.480	-10.4
2460125.482	-10.0
2460126.476	-8.5

Cuadro 4.13: Solución orbital para el sistema SB1 HD 96946, luego de haber quitado los valores atípicos de velocidad radial.

Elemento	valor
P [d]	1106.834 ± 0.003
T_0 [HJD -2 400 000]	$57\,175.8 \pm 14$
e	0.49 ± 0.05
ω [°]	270 ± 9
K_a [km s ⁻¹]	24.3 ± 2.3
$a_a \sin i$ [R _☉]	462 ± 70
V_γ [km s ⁻¹]	2
$r.m.s_{(O-C)_a}$ [km s ⁻¹]	3.4

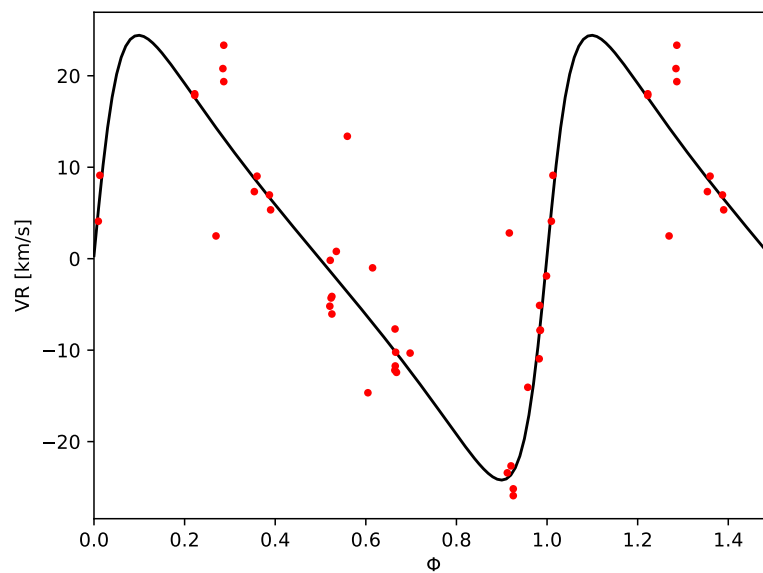


Figura 4.49: Curva de velocidad radial de HD 96946. En puntos rojos se ven los valores de velocidad radial para la componente visible y en línea negra su ajuste. Todos los puntos se encuentran dentro de los 2σ , por lo que consideramos el mismo peso para todos.

En la Figura podemos ver que a medida que disminuimos la masa de la primaria, necesitamos q más grandes para que sea detectable. En este caso, necesitaríamos una inclinación mayor a 60° para detectarla. Para masas más grandes se incrementa la zona de posible detección, donde para q mayores a 0.4 la detectaríamos para inclinaciones alrededor de 50° , mientras que para q más pequeños se requieren inclinaciones más grandes.

En el rango de $q < 0.4$ se requieren inclinaciones mayores a 50 , por lo que una manera de ver si estos valores son posibles sería si tuviéramos fotometría. Si esta presenta eclipses, estaríamos en el rango de q bajos e inclinaciones altas, pero hasta la fecha no hay datos fotométricos donde podamos ver si hay eclipses o no para poder acotar la zona de detección.

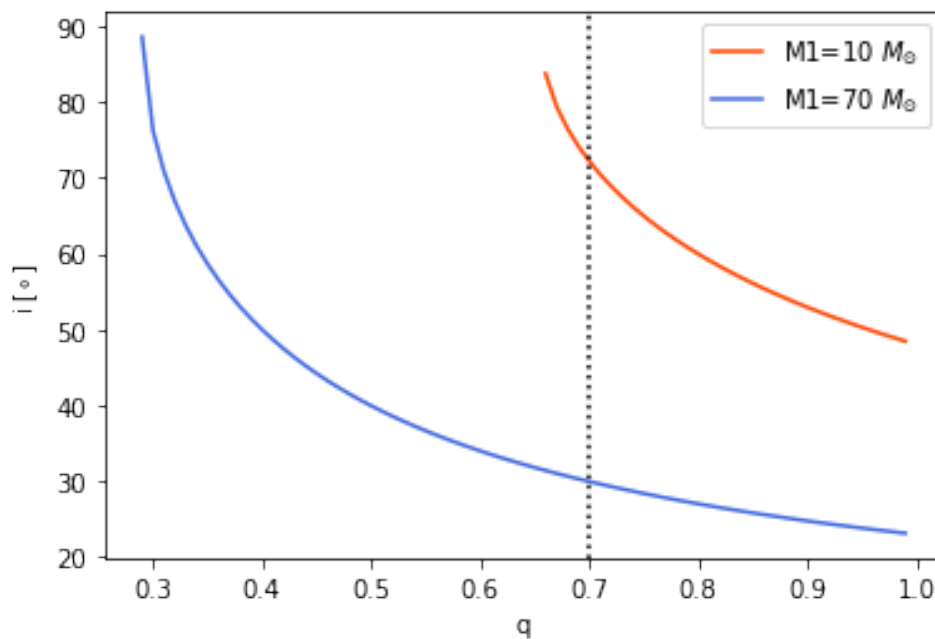


Figura 4.50: Relación inclinación vs. cociente de masa, para el cual consideramos dos valores extremos de $M_a = 10 M_\odot$ (rosa) y $M_a = 70 M_\odot$ (azul), todos los casos intermedios caerán dentro de la zona delimitada por estas dos relaciones. Además consideramos que el cociente de masas debe ser mayor a 0.7, dado que para valores más grandes la compañera debería ser visible en los espectros.

4.5.4. Emisión en el infrarrojo

Intentando caracterizar la componente secundaria del sistema, construimos una distribución espectral de energía (SED) a partir de los datos fotométricos hallados mediante una búsqueda en todas las bases de datos conectadas con VOSA. Luego, dejamos a VOSA que ajuste a estos datos un modelo de atmósfera TLUSTY. Como suposición inicial, se estimó que la temperatura efectiva estuviera en el rango $35000 < T_{ef,a} < 40000$ K, la gravedad $3.5 < \log g_a < 4.0$ y una metalicidad solar. Para estimar la absorción, se consideró que según Morales Duran et al. (2006) para esta estrella $E(B - V) = 0.541$ mag y por tanto $A_V = 1.72$ mag. También se consideró que, según Maíz Apellániz (2018), para esta estrella $A_V = 1.732 \pm 0.026$ mag. Para la distancia al objeto, se asumió el valor calculado por GAIA DR3, es decir,

2529 ± 157 pc. Además, siempre según GAIA DR3, $A_V = 1.49$ mag por tanto se supuso $1.45 < A_V < 1.75$ mag.

El resultado del ajuste puede verse en la Fig. 4.51 y reproduce correctamente la SED observada en todo el rango espectral considerado. Para el mismo, vosa ajustó $T_{ef,a} = 40000$ K, $\log g_a = 3.5$ y $A_V = 1.62$ mag.

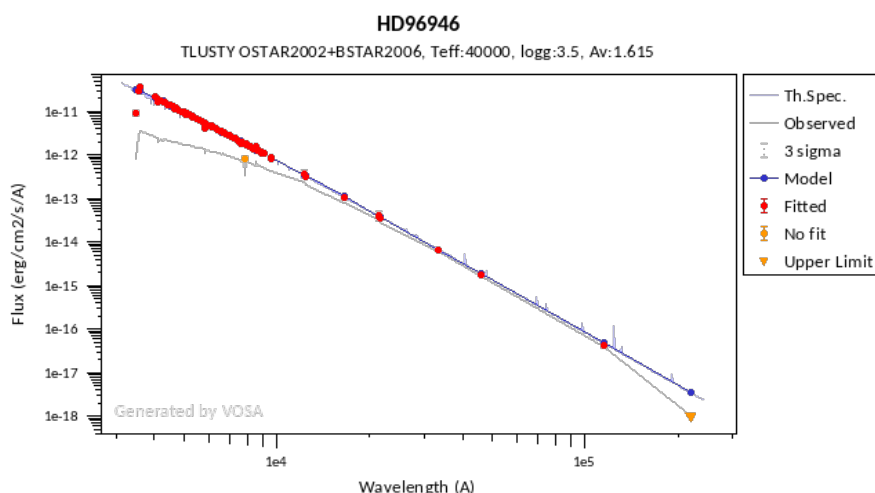


Figura 4.51: Distribución espectral de energía de HD 96946 ajustada con vosa. Los puntos rojos indican las mediciones fotométricas corregidas por extinción. Los puntos y la curva azul, representan el modelo ajustado.

vosa no indica alerta de posible exceso infrarrojo y tampoco se observa en la SED ningún indicio del mismo. Esto daría indicio a que la compañera no es un objeto de pre-secuencia, ya que no tiene una emisión apreciable en el IR.

4.5.5. Resumen y conclusiones

En esta tesis pudimos confirmar la variabilidad en velocidad radial de HD 96946 y mostramos, por primera vez, una solución orbital para el sistema SB1. De este, se desprende que estamos frente a un sistema excéntrico de período muy largo ($P \sim 1107$ d).

También hicimos un estudio de la emisión infrarroja para el sistema utilizando la herramienta del observatorio virtual vosa. Para esto construimos la SED del sistema con todos los datos fotométricos de bases de datos asociadas a vosa e hicimos un ajuste del cual no se detectan excesos en infrarrojo (ver Figura 4.51). Esto indicaría que la compañera de la estrella O no es una estrella de pre-secuencia. Otra posibilidad de la no-detección de la componente secundaria podría ser que en realidad es un objeto compacto, por lo que buscamos en las bases de datos de XMM-Newton y Chandra, pero no encontramos datos para este sistema.

Ya que se detectan pocas estrellas masivas, se vuelve importante agregar información sobre la caracterización del sistema que ayude a mejorar la estadística de las mismas. Para tener más oportunidades de

detectar la secundaria, sería necesario observar este sistema con espectrógrafos de muy alta resolución, como lo es el instrumento GHOST (Gemini Sur).

Capítulo 5

Conclusiones generales

Las estrellas masivas cumplen un papel fundamental en la evolución del universo, y de recientes estudios sobre ellas resulta evidente que la mayoría de las estrellas masivas se forman dentro de sistemas binarios cercanos, donde diferentes autores estiman probabilidades de binariedad desde 50-60 % hasta un 70 % (Kobulnicky et al., 2014; Sana, 2017; Sana et al., 2012).

Para este trabajo, seleccionamos del conjunto general de sistemas binarios (o múltiples) descubiertos gracias al *OWN Survey*, aquellos sistemas que tuvieran espectros con las mejores relaciones señal ruido, quedándonos con los siguientes sistemas: HM1 8, un sistema conocido como SB2 antes de esta tesis, del cual existían datos fotométricos aún no analizados; HD 165246, una binaria conocida como SB1, con nuevas observaciones espectroscópicas sin inspeccionar y datos fotométricos de Kepler sin analizar; HD 101190, un sistema en principio SB1 pero que podría albergar una tercer componente; HD 96622 y HD 96946, sistemas también en principio SB1, sin ninguna solución orbital publicada, de los cuales también obtuvimos nuevas observaciones para sumar al análisis.

Realizamos sobre estos sistemas un análisis espectroscópico. Por un lado, medimos velocidades radiales en los espectros y obtuvimos una solución orbital siguiendo la metodología descrita en la Sec.3. En la Tabla 5.1 se muestran los resultados obtenidos para cada sistema. Dado que para HM1 8 y HD165246 también contábamos con fotometría en cuya curva de luz se detectan eclipses, pudimos obtener la inclinación del sistema y, con ésta, valores absolutos para los parámetros astrofísicos de las componentes, como las masas dinámicas de cada una. De esta tesis obtenemos masas para 3 nuevas estrellas masivas caracterizadas como parte de sistemas binarios (HM1 8a, HM1 8b y HD165246a). Graficando en el diagrama masa vs. temperatura efectiva los nuevos valores de las estrellas masivas analizadas en esta tesis (Figura 5.1), se ve que se ubican en la franja de secuencia principal (HM1 8b y HD165246a) y de las gigantes (HM1 8a).

Cabe mencionar también que para el sistema HD96622, si bien no tenemos masas absolutas, si tenemos masas mínimas. Para la primaria, la masa mínima se ubica en el rango de estrellas masivas. Por otro lado, la solución de HD101190 considerada para comparar es aquella que tiene en cuenta el promedio de líneas de HeI y metálicas, las líneas de HeII muestran otra solución debido a la presencia de otra estrella caliente que no varía en velocidad radial con el sistema SB1.

Además, realizamos un análisis del ensanchamiento de las líneas por rotación, obteniendo la velo-

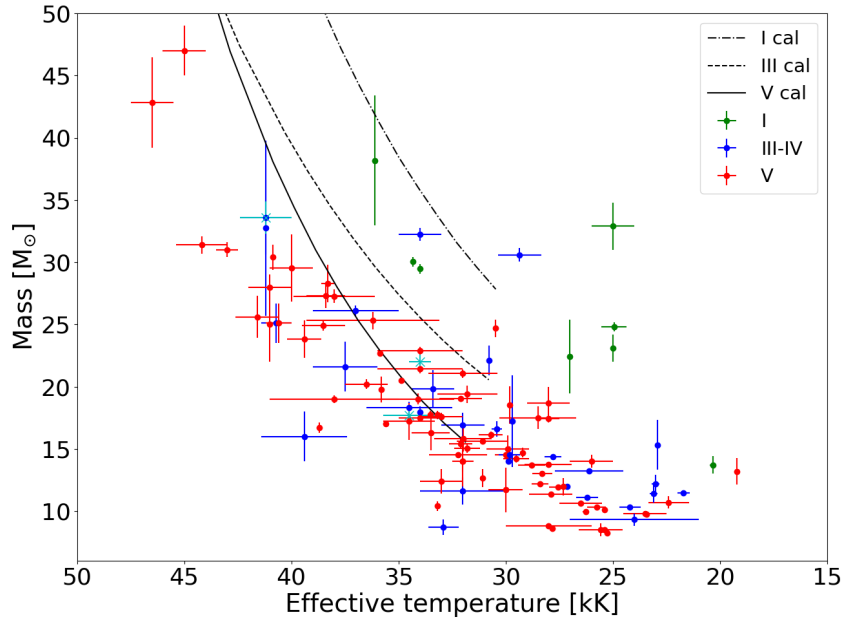


Figura 5.1: Diagrama temperatura efectiva vs. masa. Las líneas corresponden con las calibraciones de [Martins et al. \(2005\)](#) para diferentes clases de luminosidad. Los puntos en color cyan indican los valores que agregamos del resultado de esta tesis. Notar que quedan dentro de la franja que representa la secuencia principal para enanas y gigantes.

cidad de rotación proyectada $v \sin i$, y una velocidad de macroturbulencia v_{mac} que caracteriza otros factores de ensanchamiento de las líneas. Los valores encontrados de estos parámetros, se utilizan para realizar una análisis cuantitativo de los espectros, obteniendo parámetros como temperaturas efectivas y gravedad superficial de cada estrella.

Para esta tesis utilizamos diferentes técnicas para los diferentes análisis espectrales: soluciones orbitales, modelos binarios, ensanchamiento de las líneas por rotación, análisis cuantitativo (cada uno con la metodología descrita en Sec.3). Todos estos mostraron resultados coherentes con lo que se ve en los espectros de cada sistema. Cada uno de ellos es congruente entre sí. Una cuestión a aclarar es que para calcular las soluciones orbitales se necesitan medidas de velocidad radial, para las cuales realizamos un ajuste de gaussiana al centro de las líneas espectrales, pero existen varios factores que pueden afectar estas medidas. Por un lado, cuanto menor sea el poder resolvente, menor será la resolución espectral ($\Delta\lambda$ aumenta su valor numérico). Esto afecta directamente la forma de las líneas de absorción/emisión debido al sub-muestreo en longitud de onda. Por otro lado, cuanto más baja sea la relación S/N, se torna difícil distinguir la señal del objeto de estudio con la del continuo, por ende trabajamos con espectros que tengan $S/N \geq 100$. También puede haber otros factores que cambien la forma de las líneas como la rotación o las pulsaciones (ambas se pueden caracterizar con un estudio cuidadoso de los espectros de cada estrella).

Además, pensando en que la estrella compañera es mucho más débil, tal vez incluso una estrella de pre-secuencia, realizamos un estudio en el infrarrojo, en donde las líneas espectrales se encuentran

más separadas, y por ende hay mayor probabilidad de detectar la componente que en el óptico. Los espectros obtenidos con IGRINS no muestran indicios de la componente secundaria; entonces buscamos excesos infrarrojos para cada sistema, ajustando una distribución espectral de energía sobre todos los datos fotométricos cargados en la base de datos del vosa, pero para ningún sistema encontramos excesos infrarrojos que se pudieran adjudicar a la componente que buscamos. Otra posibilidad de la no-detección de compañeras en estos sistemas es que se traten de objetos compactos, para los cuales buscamos datos de rayos-X en las bases de datos de Chandra y XMM Newton, pero encontramos sólo una observación de HM1 8, asociado al viento de sus componentes.

En la Figura 5.2 se muestra el esquema de detectabilidad para las diferentes técnicas, con el agregado de los 3 sistemas a los cuales le pudimos detectar una componente secundaria. Para cada uno de estos sistemas notamos situaciones distintas. HM1 8 cae dentro de la zona de detectabilidad según las técnicas de binarias espectroscópicas SB2 y eclipsantes; de hecho, el valor del cociente de masas, $q = 0.52$, es un valor típico para períodos cortos (ver Fig. 5.3). HD 96622 se ubica en el límite de detectabilidad para sistemas binarios espectroscópicos SB2, y puede verse en la Fig. 5.3 que el cociente de masas $q = 0.37$ para el período de $P \sim 98$ días, cae en una zona donde hay pocas detecciones y la estadística es más pobre. Y por último, HD165246, que tiene un cociente de masa de $q \sim 0.16$, se ubica directamente en una zona donde no se debería poder detectar secundarias con el método de las binarias espectroscópicas, donde el límite de detección está en $q \sim 0.25$. Esto también se puede ver en la Fig. 5.3 donde, para períodos cortos y cociente de masa menor a $q < 0.2$, no hay otro sistema además de HD 165246. Entonces, se torna importante obtener datos de espectrógrafos de muy alta resolución para poder detectar componentes en sistemas, a priori, SB1, que vayan poblando zonas que hoy en día no están muestreadas.

Por otro lado, es interesante analizar la relación de la excentricidad con el período orbital, ya que es uno de los factores que afectan la órbita relativa. En la Fig. 5.4 se puede ver esta relación, considerando que la excentricidad va a tener una distribución máxima dada por

$$e_{max}(P) = 1 - \left(\frac{P}{2 \text{ días}} \right)^{-2/3}$$

para $P > 2$ días. En esta expresión se considera que para $P < 2$ días, los sistemas están circularizados. Pero observando con detalle el diagrama, se puede ver que ya para períodos menores a $\log P \leq 1.5$ ($P \leq 30$ días) los sistemas tienden a la circularización. Cabe notar que el sistema HD96946 se ubica en una región poco poblada, que corresponde a período largos. Para poder caracterizar este tipo de sistemas es necesario tener una buena cobertura temporal, obteniendo datos a lo largo de varios años, para poder obtener una buena solución orbital del sistema. Esto nos muestra que para realizar un estudio completo de sistemas binarios se necesita que los espectros tengan una buen S/N, pero que también monitoreen sistemas a lo largo de los años. Esto nos permitirá extender los valores conocidos del sistema en zonas poco pobladas de la distribución de parámetros.

Además de todo el análisis espectroscópico, para HM1 8 y HD165246 pudimos modelar la evolución de las componentes de ambos sistemas y los efectos de marea que se generan entre las componentes. Como en ambos sistemas las componentes están bien separadas, no se espera que llenen su lóbulo de Roche durante la secuencia principal pero sí hay interacción de marea entre las componentes. Analizando

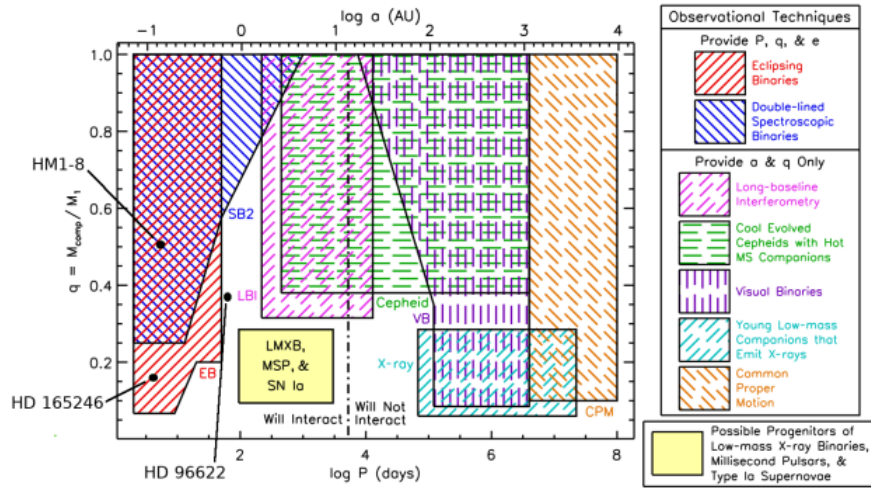


Figura 5.2: Diagrama esquemático de detección de compañeras según diferentes técnicas observacionales (regiones encerradas en líneas sólidas) como función del período orbital y el cociente de masas. Las distintas técnicas consideradas son: binarias espectroscópicas (azul), binarias eclipsantes (rojo), interferometría *long-baseline* (magenta), cefeidas (verde), binarias visuales (violeta), emisiones en rayos-X (cian) y CMP (naranja). En puntos negros se muestran la ubicación de las estrellas estudiadas en esta tesis a las que le pudimos encontrar la componente secundaria. Se puede ver que si bien HM1 8 cae dentro de la zona de detectabilidad de binarias espectroscópicas, las otras dos (HD 165246 y HD 96622) no.

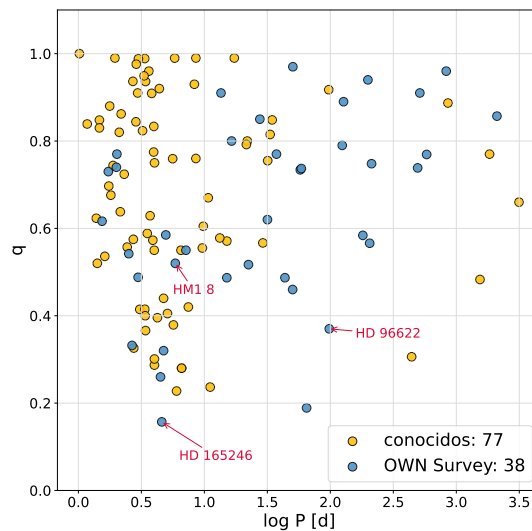


Figura 5.3: Diagrama $\log P$ vs q comparando valores de sistemas conocidos en la bibliografía (puntos amarillos) y los valores obtenidos de analizar estrellas cuya binariedad fue descubierta por el OWN Survey (azules). Cabe notar que HD 165246 cae en una zona donde la detección de componentes secundarias es prácticamente imposible de detectar que corresponde a $q < 0.2$ y períodos cortos.

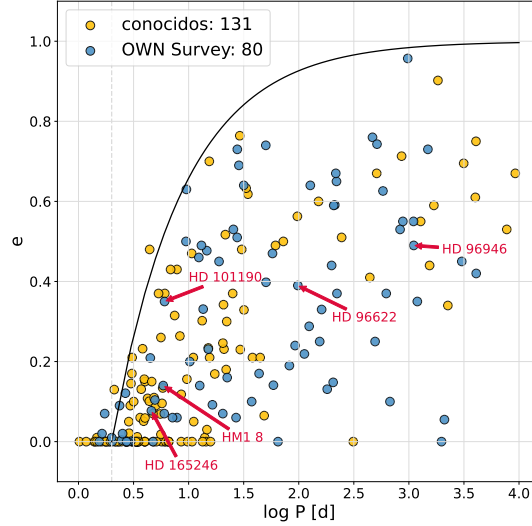


Figura 5.4: Diagrama $\log P$ vs. e comparando valores de sistemas conocidos en la bibliografía (puntos amarillos) y los valores obtenidos de analizar estrellas cuya binariedad fue descubierta por el *OWN Survey* (azules). La línea negra representa el límite superior que puede tomar la excentricidad: $e_{max}(P) = 1 - \left(\frac{P}{2 \text{ días}}\right)^{-2/3}$ para $P > 2$ días. Para $P < 2$ días, se considera que los sistemas están circularizados. En este gráfico se puede ver que HM1 8, HD 165246 y HD 101190 caen dentro de una zona poblada del diagrama, pero HD 96622 y HD 96946 están en zonas donde hay poca cantidad de puntos.

Cuadro 5.1: Comparación de los parámetros orbitales obtenidos para los distintos sistemas estudiados en esta tesis.

Elemento	HM1 8	HD 165246	HD 101190 [†]	HD 96622	HD 96946
P [d]	5.87820 ± 0.00008	4.59276 ± 0.00006	6.0468 ± 0.0001	98.08 ± 0.05	1106.834 ± 0.003
T_0 [HJD -2400000]	56815.30 ± 0.09	57215.43 ± 0.02	58483.8 ± 0.1	54704.1 ± 2.4	57175.8 ± 14
e	0.14 ± 0.01	0.077 ± 0.002	0.35 ± 0.02	0.39 ± 0.04	0.49 ± 0.05
ω [°]	119 ± 10	87.6 ± 1.2	143 ± 6	28 ± 1	270 ± 9
K_a [km s ⁻¹]	143 ± 2	52.7 ± 3.3	39 ± 2	38 ± 2	24.3 ± 2.3
K_b [km s ⁻¹]	273 ± 3	329.4 ± 36	-	102 ± 7	-
$q = M_b/M_a$	0.52 ± 0.02	0.157 ± 0.002	-	0.37 ± 0.02	-
$a_a \sin i$ [R _☉]	16.4 ± 0.1	47.7 ± 0.3	4.4 ± 0.2	67 ± 5	462 ± 70
$a_b \sin i$ [R _☉]	31.3 ± 0.4	29.2 ± 3.4	-	18 ± 14	-
$M_a \sin^3 i$ [M _☉]	28.4 ± 0.7	22 ± 5	-	15.8 ± 0.04	-
$M_b \sin^3 i$ [M _☉]	14.6 ± 0.4	4 ± 1	-	5.8 ± 0.1	-
V_{γ_a} [km s ⁻¹]	-20.2	6.3	6.4	-8	2
V_{γ_b} [km s ⁻¹]	-11.5	39	-	-4	-
$r.m.s_{(O-C)_a}$ [km s ⁻¹]	4.5	13	3.6	4.9	3.4
$r.m.s_{(O-C)_b}$ [km s ⁻¹]	5.8	7	-	11	-

Cuadro 5.2: [†] Se consideró la solución obtenida con el promedio de líneas de HeI+metálicas.

la evolución de la excentricidad de cada sistema vemos que aún no han llegado a la circulación, para ambos sistemas se espera una edad de 2Ma, mientras que la circularización se da aproximadamente para 4Ma y 6Ma para HM1 8 y HD165246, respectivamente. Como puede verse en la Tabla 5.1, si bien los sistemas no llegaron a la circularización, al disminuir el período, disminuye la excentricidad. En cuanto a la evolución de cada sistema luego de la secuencia principal, se esperan escenarios distintos para cada uno.

Para HM18, el cociente de masas permite esperar que el sistema, al llegar al *Roche Lobe Overflow* (RLOF), sufra una transferencia de masa estable y termine formando un par binario de una estrella de una masa similar a la del núcleo de Helio¹. En este objeto, la componente primaria (la estrella donante, o donora) estaría acompañada por una estrella masiva que habrá ganado mucha masa y será notoriamente más brillante que lo que era inicialmente. Es de esperar que la estrella donante sufra una explosión de supernova de tipo Ib o similar (Benvenuto et al., 2013).

En cuanto a HD 165246, el cociente de masas es tan bajo que permite asegurar que, al momento de sufrir el RLOF, va a formar una envoltura común. La razón física es la siguiente: como las masas son muy dispares, los tiempos característicos también lo son. En particular, aquí es relevante el tiempo de Kelvin-Helmholtz². La estrella más masiva va a perder masa muy rápido y la menos masiva no va a ser capaz de acomodar esa masa lo suficientemente rápido, por lo que va a aumentar su tamaño hasta superar su Lóbulo de Roche. Entonces el sistema va a entrar en contacto, formando envoltura común (Paczynski, 1976). Es difícil decir cómo va a evolucionar un sistema como este luego de esa etapa; es algo que al día de la fecha no está completamente entendido.

Este análisis se llevó a cabo estudiando cada sistema por separado, lo cual demanda mucho tiempo pero, hoy en día, no hay manera de estudiar varios sistemas al mismo tiempo de forma automática manteniendo el detalle de cada análisis. Entonces, es importante mantener esta línea de trabajo para la cual aún hay varios datos de nuevas estrellas candidatas a SB1 con períodos desconocidos y secundarias tal vez detectables, dentro de la base de datos del *OWN Survey*. Además, gracias a nuevos instrumentos con gran poder resolvente, como GHOST (R~80 000), se llevan los límites de detectabilidad a zonas inexploradas en la distribución de parámetros, que pueden alterar los escenarios y modelos de formación y evolución estelar para altas masas. Esta tesis muestra que estudiar sistemas binarios con alta S/N y observados a lo largo de los años, aumenta la posibilidad de detectar componentes secundarias en sistemas donde a priori no son visibles en los espectros. De otra manera, por ejemplo, los sistemas con período largos y semi-amplitudes pequeñas resultarían casi imposibles de detectar.

En conclusión, caracterizar componentes en sistemas binarios masivos es un método robusto para obtener parámetros astrofísicos de cada estrella que forma el sistema, de las cuales al menos una es masiva. Obtener valores precisos de cantidades como las masas, los radios o las temperaturas efectivas aumenta la cantidad de estrellas masivas conocidas, que mejoran la estadística actual de las mismas.

¹Este núcleo es el que corresponde a su valor de masa inicial con una delgada (en masa) envoltura de hidrógeno.

²Tiempo aproximado que le lleva a una estrella irradiar toda su energía a la tasa de luminosidad actual

Índice de cuadros

2.1. Muestra de los sistemas binarios seleccionados para esta tesis. La magnitud mostrada es la del filtro V que muestra SIMBAD. La columna de estado se refiere a la configuración de los sistemas antes de estudiarlos en esta tesis: SB1 son binarias espectroscópicas de una línea, SB2 son de doble línea, y la E indica que el sistema es eclipsante. La última columna indica la cantidad de espectros obtenidos (algunos del <i>OWN</i> , otros tomados por nosotros) para estudiar estos sistemas.	13
2.2. Características técnicas de los espectrógrafos con los que se tomaron datos para esta tesis.	13
2.3. Tiempo obtenido en el Observatorio Gemini para esta tesis usando IGRINS en Gemini Sur. PI: Investigadora Principal. Co-I: Co-Investigadora en programas de la PI Rebeca Higa (en las propuestas se especificó que algunas observaciones serían destinadas a esta tesis). Los números de programa mayores a 400 corresponden a <i>Poor Weather</i>	15
2.4. Tiempo obtenido en el Complejo Astronómico el Leoncito para esta tesis usando el telescopio Jorge Sahade 2.15m, con el instrumento REOSC en dispersión cruzada. PI: Investigadora Principal. Co-I: Co-Investigadora en programas del grupo GEMAE.	15
4.1. Medidas de velocidad radial (en km s^{-1}) para las componentes de HM1 8. Las etiquetas 'a' y 'b' indican las componentes primaria y secundaria, respectivamente. Los valores medidos cerca de las conjunciones (marcados con *) no fueron utilizados en la solución orbital. Se indican las líneas espectrales utilizadas para cada medida y sus longitudes de onda en reposo, así como el instrumento utilizado para cada observación.	34
4.2. Parámetros obtenidos del análisis cuantitativo espectral para ambas componentes del sistema HM1 8.	41
4.3. Solución obtenida con FOTEL tomando como datos de entrada las medidas de velocidades radiales y los datos fotométricos conjuntamente. Para los parámetros que no tienen errores, consideramos los valores extremos que pueden tomar propagando los errores de los valores de la solución orbital, representados a la izquierda (valores mínimos) y derecha (valores máximos).	44

4.4.	Medidas de velocidad radial (en kms^{-1}) para las componentes del sistema HD 165246. Los subíndices 'a' y 'b' indican a la primaria y secundaria, respectivamente. Éstas velocidades son un promedio de las medidas hechas sobre las líneas He I $\lambda 4471$, He II $\lambda 4542$, He I $\lambda 4922$, He I $\lambda 5015$, He II $\lambda 5411$, O III $\lambda 5592$, C IV $\lambda 5801$ y He I $\lambda 5876$, para la primaria; y He I $\lambda 4471$, Mg II $\lambda 4481$ y He I $\lambda 5876$ para la secundaria.	58
4.5.	Parámetros obtenidos del análisis espectroscópico cuantitativo de la componente primaria de HD 165246, y su comparación con los valores reportados en Holgado et al. (2022a)	61
4.6.	Solución espectroscópica dada por FOTEL donde podemos ver que este sistema es de corto período y poco excéntrico, aunque lo más notable es el extremadamente bajo cociente de masa que tiene.	63
4.7.	Parámetros del modelo binario de HD 165246 calculados con PHOEBE2. Los errores son estimados a 2σ	64
4.8.	Medidas de VR (en km s^{-1}) para diferentes promedios de líneas. Promedios de líneas metálicas: Mg II $\lambda 4481$, N III $\lambda 4379$, N III $\lambda 4511$, N III $\lambda 4515$, O III $\lambda 5592$, C IV $\lambda 5801$ y C IV $\lambda 5812$. Promedio de líneas de HeI: He I $\lambda 4387$, He I $\lambda 4471$, He I $\lambda 4922$, He I $\lambda 5015$ y He I $\lambda 5876$. Promedio de líneas de HeII: He II $\lambda 4542$ y He II $\lambda 5411$	76
4.9.	Solución espectroscópica dada por FOTEL. Separamos por un lado la solución hallada promediando líneas de He I y metálicas, y por el otro, usando el promedio de las de He II. Se ve que, si bien son soluciones parecidas, la semiamplitud K_a presenta una gran diferencia entre los dos ajustes.	77
4.10.	Medidas de velocidad radial (en kms^{-1}) para las componentes del sistema HD 96622. Los subíndices 'a' y 'b' indican a la primaria y secundaria, respectivamente. Estas velocidades son un promedio de las medidas hechas sobre las líneas Si IV $\lambda 4088$, N III $\lambda 4379$, He I $\lambda 4388$, He I $\lambda 4471$, Mg II $\lambda 4481$, He II $\lambda 4542$, Si III $\lambda 4553$, He II $\lambda 4686$, He I $\lambda 4713$, He I $\lambda 4922$, He I $\lambda 5015$, He II $\lambda 5411$, O III $\lambda 5592$, C IV $\lambda 5801$, C IV $\lambda 5812$ y He I $\lambda 5876$ para la primaria, y líneas de He I $\lambda 4922$ y He I $\lambda 5876$	91
4.11.	Solución espectroscópica obtenida con FOTEL. Las velocidades radiales correspondientes a la primaria se obtuvieron promediando las líneas de He I, He II y metálicas. Las líneas promediadas fueron: He I $\lambda\lambda 4388, 4471, 4713, 4922, 5015, \text{ y } 5876$; He II $\lambda\lambda 4542, 4686 \text{ y } 5412$; Si IV $\lambda 4088$, N III $\lambda 4379$, Mg II $\lambda 4481$, Si III $\lambda 4553$, O III $\lambda 5592$, C IV $\lambda\lambda 5801 \text{ y } 5812$. Para la secundaria promediamos las velocidades radiales medidas usando He I $\lambda\lambda 4922, 4713 \text{ y } 5876$	92
4.12.	Medidas de velocidad radial (en km s^{-1}) para la componente primaria de HD 96946. Estas velocidades son un promedio de las medidas hechas sobre las líneas He I $\lambda 4471$, He II $\lambda 4542$, He II $\lambda 5411$, O III $\lambda 5592$, C IV $\lambda 5801$, He I $\lambda 5876$	98
4.13.	Solución orbital para el sistema SB1 HD 96946, luego de haber quitado los valores atípicos de velocidad radial.	99
5.1.	Comparación de los parámetros orbitales obtenidos para los distintos sistemas estudiados en esta tesis.	107

5.2. † Se consideró la solución obtenida con el promedio de líneas de HeI+metálicas. 107

Índice de figuras

1.1. Diagrama Masas vs. Temperatura efectiva. La muestra corresponde a estrellas con masas $8 M_{\odot} \leq M \leq 43 M_{\odot}$ y temperaturas entre $10\,000\text{ K} \leq T_{ef} \leq 47\,000\text{ K}$. Las líneas indican calibraciones de Martins et al. (2005) para diferentes clases de luminosidad.	3
1.2. Diagrama esquemático de detección de compañeras según diferentes técnicas observacionales (regiones encerradas en líneas sólidas) como función del período orbital y el cociente de masas (definido como la masa de las compañeras sobre la masa de la primaria). Las distintas técnicas consideradas son: binarias espectroscópicas (azul), binarias eclipsantes (rojo), interferometría de larga base (magenta), cefeidas (verde), binarias visuales (violeta), emisiones en rayos-X (cian) y CMP (naranja). Se espera que las binarias de baja masa en rayos-X, púlsares del milisegundo y supernovas tipo Ia deriven de sistemas donde la primaria es una estrella temprana con una secundaria de baja masa ($q \approx 0.1 - 0.3$) con períodos iniciales moderados ($P \approx 100 - 3000$ días). Estos se muestran en la región amarilla. Sólo se muestran las técnicas observacionales donde el período orbital P y el cociente de masas q se pueden estimar y la compañera es una estrella no degenerada de pre-secuencia principal o de secuencia principal. Asumiendo una excentricidad promedio de $e \approx 0.5$, sólo binarias con períodos largos, $\log P \text{ días} \leq 3.7$ (mostrado en línea punteada y discontinua), pueden interactuar a partir del punto de llenado (<i>overflow</i>) del lóbulo de Roche, mientras la primaria evoluciona a su fase de gigante. Imagen tomada de Moe and Di Stefano (2017)	5
1.3. Distribución de probabilidad del cociente de masas p_q . Para modelarla se utilizan 3 parámetros diferentes: (a) la pendiente γ_{smallq} para $q=0.1-0.3$, (b) la pendiente γ_{largeq} para $q=0.3-1$, (c) la fracción de exceso \mathcal{F}_{twin} de componentes "mellizas" con $q=0.95-1$, relativa a la componente subyacente de la ley de potencias γ_{largeq} a lo largo de $q=0.3-1$. En este caso en particular $\gamma_{smallq}=0.5$, $\gamma_{largeq}=-1.0$ y $\mathcal{F}_{twin}=0.1$. La función de distribución de probabilidad está normalizada de modo que $\int_{0.3}^{1.0} p_q dq = 1$. Figura tomada de Moe and Di Stefano (2017)	6

- 1.4. Cocientes de masa en función del período orbital para los 4 *surveys* considerados en el trabajo de [Moe and Di Stefano \(2017\)](#). Sistemas SB2 tempranos con primaria en secuencia principal sólo pueden detectar compañeras con $q > 0.25$ (línea punteada). Tomando $M_a = 10 M_\odot$, $e = 0.5e_{max}$ y una cadencia y sensibilidad media de los *surveys* espectroscópicos, se muestra los niveles de completitud a 80 %, 50 % y 20 % (líneas a trazos). SB2 de corto período con $P < 20$ días abarcan el intervalo de $q \approx 0.25 - 1$. Por otro lado, sistemas de largo período con $P = 100 - 500$ días abarcan sólo sistemas SB2 con $q \approx 0.3 - 0.4$, aún aunque los *surveys* espectroscópicos son sustancialmente incompletos en esta zona del espacio de parámetros. 7
- 1.5. Excentricidad en función del $\log P$ para los 4 *surveys* considerados en el trabajo de [Moe and Di Stefano \(2017\)](#). La línea negra representa la excentricidad máxima esperada. Se adopta $M_1 = 10 M_\odot$, $q = 0.4$, orientaciones aleatorias, una sensibilidad y cadencia media de los *survey* espectroscópicos, y se muestra los niveles de completitud a 80 %, 50 % y 20 % (líneas a trazos). Podemos notar que a cortos períodos los sistemas tienden a circularizarse. 8
- 2.1. Histograma de cantidad de sistemas con cocientes de masas conocidos. En amarillo se muestran aquellos q obtenidos en la bibliografía y en azul los obtenidos con datos del OWN. Se puede ver que la mayoría de sistemas tienen cocientes de masas $q > 0.8$, con un pequeño pico alrededor de $q \sim 0.5$. La falta de sistemas con $q < 0.3$ se podría deber a un sesgo observacional. 12
- 4.1. *Templates* obtenidos del método de *disentangling* (para la primaria en rojo, para la secundaria en azul), comparados con un espectro compuesto generado al combinar los mejores 4 espectros tomados durante la segunda cuadratura. En cada panel se graficaron líneas verticales mostrando las longitudes de onda desplazadas por corrimiento Doppler de la primaria (en rojo) y la secundaria (en azul): He I $\lambda 4471$, He II $\lambda 4542$, Si III $\lambda 4553$, N III $\lambda 4634/41$, C III $\lambda 4651$, He II $\lambda 4686$, He I $\lambda 4713$, H β , He I $\lambda 4922$, He I $\lambda 5016$, He I $\lambda 5047$, He II $\lambda 5412$, O III $\lambda 5592$, C III $\lambda 5696$, C IV $\lambda 5801-12$, He I $\lambda 5876$, He II $\lambda 6527$, H α , He I $\lambda 6678$ y He II $\lambda 6683$ 36
- 4.2. Comparación de HM1 8a con estándares espectroscópicas definidas en [Maíz Apellániz et al. \(2016\)](#). 37
- 4.3. Comparación entre el template de HM1 8b y las estándares espectroscópicas para los tipos espectrales O9.5 V, O9.7 V, B0 V, y B0.2 V. 37

4.4. Caracterización del ensanchamiento de las líneas espectrales para la componente primaria (arriba) y secundaria (abajo) de HM1 8, calculado mediante la herramienta IACOB-BROAD. Izquierda: C IV $\lambda 5812$ de la primaria y He I $\lambda 5875$ de la secundaria en el espectro compuesto (línea negra). Superpuestos se encuentran: el ajuste de la transformada de Fourier (rojo), el GOF (azul), GOF sin considerar macroturbulencia (verde), y GOF tomando la velocidad de rotación proyectada de la transformada de Fourier (violeta). La línea horizontal azul es la estimación del nivel de ruido. Derecha: transformada de Fourier para los distintos métodos, mostrando el primer mínimo (línea vertical roja), donde $v \sin i$ es calculada (el esquema de colores es igual al explicado arriba). 39

4.5. *Template* de HM1 8_a obtenido con el método de *disentangling*, comparado con el modelo FASTWIND que mejor ajusta (parámetros en la Tabla 4.5). En cada panel se trazan líneas verticales mostrando las longitudes de onda desplazadas de He I $\lambda 4471$, He II $\lambda 4542$, Si III $\lambda 4553$, He II $\lambda 4686$, He I $\lambda 4713$, H β , He I $\lambda 4922$, He I $\lambda 5016$, He I $\lambda 5047$, He II $\lambda 5411$, O III $\lambda 5592$, He I $\lambda 5875$, He II $\lambda 6527$, H α , He I $\lambda 6678$, He II $\lambda 6683$ 40

4.6. *Template* de HM1 8_b (obtenido del método de *disentangling*), comparado con el modelo FASTWIND que mejor ajusta (los parámetros se encuentran en la Tabla 4.5). En cada panel se graficaron líneas verticales representando las longitudes de onda desplazadas de He I $\lambda 4471$, He II $\lambda 4542$, Si III $\lambda 4553$, He II $\lambda 4686$, He I $\lambda 4713$, H β , He I $\lambda 4922$, He I $\lambda 5016$, He I $\lambda 5047$, He II $\lambda 5411$, O III $\lambda 5592$, He I $\lambda 5875$, He II $\lambda 6527$, H α , He I $\lambda 6678$, He II $\lambda 6683$ 41

4.7. Izquierda: dos espectros de FEROS alrededor de la línea He I $\lambda 7065$, en dos cuadraturas diferentes (una con la secundaria acercándose y la otra cuando se aleja) donde el efecto Struve-Sahade puede verse. Derecha: Cociente de los anchos equivalentes de He I $\lambda 7065$ sobre He I $\lambda 5876$ vs. la fase orbital, para ambas componentes del sistema HM1 8. Se puede notar que el cociente cambia con la fase orbital, siendo más evidente en las medidas de la secundaria. 42

4.8. Panel superior: curva de velocidad radial para el sistema HM1 8 cuyas medidas fueron obtenidas por el método de correlación cruzada y cuyas fases se calcularon utilizando las efemérides de la Tabla 4.3. La velocidad sistémica fue sustraída de las medidas de velocidad radial. La línea sólida y triángulos representan la estrella primaria, y la línea a puntos y las cruces, a la secundaria. Las barras de error asociadas son menores que el tamaño de los símbolos. Panel inferior: curva de luz en el filtro V, en función de la fase calculada con el mismo período que la de velocidad radial. Los puntos rojos representan las observaciones del telescopio Yale de 1-m (SMARTS); los puntos violetas, del telescopio Swope. Los puntos más pequeños representan datos que no fueron considerados para el ajuste (3σ clipping). La línea sólida muestra el mejor ajuste obtenido con FOTEL. La barra de error representa el error típico de la fotometría. 45

4.9. Modelo de la configuración del sistema binario HM1 8 proyectado en el plano del cielo durante las fases de conjunción (izq. superior, der. inferior), realizado con PHOEBE. 45

4.10. Diagrama $\log L - \log T_{\text{eff}}$. Las líneas negras representan los caminos evolutivos (con composición solar) de estrellas individuales desde $11 M_{\odot}$ hasta $55 M_{\odot}$. Las líneas rojas muestran las isocronas calculadas cada 1 Ma. La línea magenta a trazos indica la evolución de cada componente del sistema HM1 8 hasta 4 Ma. Los puntos azules, junto a las barras de error corresponden a la luminosidad y temperatura efectiva dadas en la Tabla 4.5. Estos caminos evolutivos se calcularon aplicando el modelo descrito en Benvenuto and De Vito (2003)	46
4.11. Evolución de las masas (panel superior) y radios (panel del medio) con sus correspondientes incertezas. En el panel inferior se muestran los radios de giro de cada componente de HM1 8.	48
4.12. Evolución tidal del sistema HM1 8 de acuerdo al modelo descrito en el texto principal. Los paneles muestran la evolución temporal de la excentricidad y período de la órbita. Las líneas negras representan el caso I: evolución de 5 casos con diferentes valores iniciales del período. La curva superior corresponde con el mayor período orbital inicial. Las líneas a puntos rojas representan el caso II: la evolución temporal para 5 diferentes valores iniciales de la excentricidad. La curva superior representa el mayor valor de excentricidad inicial, para el cual los valores de e y P con la evolución varían más lentamente. Las líneas a trazos azules representan el caso III: la evolución temporal para 5 valores diferentes de la velocidad inicial de rotación para la primaria. Nuevamente, la curva superior corresponde al mayor valor de $\varpi_{1,\text{init}}$, para el cual el período y la excentricidad muestran una evolución más lenta. La región sombreada en el panel superior y la línea horizontal negra en el panel inferior muestran los valores observados de excentricidad y período.	49
4.13. Evolución de los períodos orbitales y de rotación de cada componente, excentricidad de la órbita y velocidades de rotación de un sistema con masas como las que corresponden a HM1 8. Aquí asumimos $(P_{\text{orb}})_{\text{init}} = 5.70$ días, $(P_{\text{pri}})_{\text{init}} = 2.37$ días, $(P_{\text{sec}})_{\text{init}} = 3.17$ días, $(e)_{\text{init}} = 0.17$; $(i_1)_{\text{init}} = (i_2)_{\text{init}} = 0.0$. Para esta configuración particular, encontramos que una edad de 2 Ma coincide con el período orbital, excentricidad y velocidades de rotación observadas. En el panel inferior la región de color cyan (magenta) representa la incerteza en la velocidad de rotación de la primaria (secundaria). Notar que la componente primaria se sincronizará alrededor de los ≈ 4 Ma, mientras que la secundaria lo hará a los 5 Ma.	50
4.14. Distribución espectral de energía de HM1 8	51
4.15. Emisión IR alrededor de HM1 8	54
4.16. Espectros compuestos observados de GHOST (panel izquierdo) y FEROS (panel derecho) alrededor de la línea $\text{He I } \lambda 5876$ en fases similares, cercanas a la primera cuadratura. En el espectro de GHOST resulta evidente la detección de la componente secundaria (indicada por la línea verde), aún siendo su intensidad muy pequeña.	57

4.17. Espectro de IGRINS alrededor de las líneas He I $\lambda 17002.47$ (izquierda) y He I $\lambda 21125.83$ y 21134.5 (derecha). Se puede notar que la componente primaria es un rotador aprecia-blemente rápido dado que vemos las líneas ensanchadas, tanto que incluso que las líneas He I $\lambda 21125.83$ y He I $\lambda 21134.5$ no se llegan a separar. No hay indicios de la componente secundaria. 59

4.18. Espectro compuesto observado de GHOST para fases $\Phi = 0.86$ (panel superior) y $\Phi = 0.24$ (panel inferior), cerca de las cuadraturas. En ambos se muestran las líneas He I $\lambda 4471$, Mg II $\lambda 4481$ y He I $\lambda 5876$ para la primaria (líneas naranjas) y secundaria (líneas verdes). 60

4.19. Caracterización del ensanchamiento de las líneas espectrales para la componente primaria de HD 165246, calculado mediante la herramienta IACOB-BROAD. Izquierda: He I $\lambda 5876$ en el espectro compuesto (línea negra). Superpuestos se encuentran: el ajuste de la transformada de Fourier (rojo), el GOF (azul), GOF sin considerar macroturbulencia (verde), y GOF tomando la velocidad de rotación proyectada de la transformada de Fourier (violeta). La línea horizontal azul a es la estimación del nivel de ruido. Derecha: transformada de Fourier para los distintos métodos, mostrando el primer mínimo (línea vertical roja), donde $v_a \sin i$ es calculada (el esquema de colores es igual al explicado arriba). 61

4.20. Comparación entre el *template* de la componente primaria (negro) y el modelo de FAST-WIND que mejor ajusta, según los parámetros obtenidos con IACOB-GBAT. Notar que IACOB-GBAT sólo usa líneas de H, He I y He II para el ajuste. 62

4.21. Gráfico de los caminadores considerados para el EMCEE. En el eje x están las iteraciones de cada caminante, y en el eje y su función de costo, la cual mapea los eventos a números reales, evidenciando el "costo" que se llevó a cabo. Esta función de costo es la que vamos a querer minimizar aumentando la cantidad de iteraciones. Se puede ver que a los ~ 4000 pasos ya se obtiene una buena convergencia. 65

4.22. Panel superior: Curva de velocidad radial donde se muestran las medidas de velocidad radial (azul para la primaria y verde para la secundaria), junto con el modelo ajustado con PHOEBE (línea sólida para la primaria y a rayas para la secundaria). Los puntos naranjas y rojos representan aquellas medidas de VR obtenidas de los espectros de GHOST para la componente primaria y secundaria, respectivamente. Los residuos del ajuste se ilustran siguiendo el mismo código de colores. Panel inferior: Curva de luz del sistema donde los puntos negros representan los datos de K2 y la línea roja es el modelo ajustado calculado con PHOEBE. También se muestran los residuos del ajuste. 66

4.23. Proyecciones 1D y 2D de la distribución de probabilidad posterior de los parámetros considerados. Se puede notar que hay una alta correlación entre $(R_a + R_b)/a$ y la inclinación del sistema, lo cual es esperable ya que al tener sólo observaciones de K2 no podemos separar bien los radios e inclinación, entonces no pueden ser valores independientes. . . 67

- 4.24. Trayectorias evolutivas (*tracks*) para una estrella rotante de composición solar, durante la secuencia principal en el plano gravedad superficial vs. temperatura efectiva. La velocidad ecuatorial de todos los modelos es 250 km/s. Las líneas sólidas negras muestran los *tracks* para diferentes masas en la ZAMS, dadas en unidades solares, mientras que las rojas son las que mejor representan las componentes del sistema. También se muestran las isocronas desde 0 (en la ZAMS) hasta 20 Ma, con paso de 1 Ma. Los valores observacionales del sistema se muestran en cajas rectangulares. Se puede ver del diagrama que la componente primaria coincide con la isocrona de 2 Ma (verde), mientras que para la secundaria resulta ambiguo con cuál isocrona se corresponde. 68
- 4.25. Igual que en la Fig. 4.24 pero considerando la evolución desde pre-secuencia principal, contando el tiempo desde la línea de Hayashi. Los *tracks* que representan la evolución en pre-secuencia se grafican en líneas azules. En línea verde (roja) se muestra la isocrona de 2Ma para secuencia principal (pre-secuencia). Para ambos estadíos se tiene en cuenta la velocidad de rotación de la componente primaria. La secundaria aún se estaría contrayendo hacia la ZAMS. Además, ésta se encuentra en medio de los *tracks* para 3.38 y 3.72 M_{\odot} , en notable acuerdo con su masa dinámica. 68
- 4.26. Características principales de los parámetros de las estrellas que afectan la evolución de la órbita del sistema durante la evolución de la primaria hacia la secuencia principal. En el panel superior se muestran las masas de las componentes, en el del medio los radios, y en el inferior los radios de giro. Las regiones sombreadas en verde muestran los valores observacionales con sus incertezas. 70
- 4.27. Panel superior: Evolución del período de la órbita (magenta) y el período de rotación para cada componente (azul para la primaria y roja para la secundaria). La línea verde muestra el valor observado del período orbital. Panel inferior: Evolución de la excentricidad. La región verde representa el valor observado y su incerteza. En ambos paneles, las líneas verticales negras a trazos indican el valor estimado de la edad del par. 70
- 4.28. Panel superior: Evolución de la velocidad ecuatorial de las componentes. Las líneas azul y roja corresponden a las estrellas primaria y secundaria, respectivamente. La zona verde representa el valor observado con su incerteza. Panel inferior: Cambio fraccional del período orbital en función del tiempo. La línea negra a trazos indica la edad estimada del sistema (2 Ma). 71
- 4.29. Distribución espectral de energía de HD 165246 72
- 4.30. Emisión IR alrededor de HD 165246 73
- 4.31. Curva de velocidad radial del sistema SB1, donde se ven graficados en verde los promedios de las líneas de He I junto con las metálicas, y los promedios de las líneas de He II, en negro. Las líneas sólidas representan el mejor ajuste para cada subconjunto de datos. Todos los puntos se encuentran dentro de los 2σ por lo tanto consideramos todos los puntos con el mismo peso. 77

4.32. Periodograma calculado con la herramienta de NASA *Exoplanet Archive*, con las medidas de VR de NV. En el panel izquierdo se encuentra el periodograma completo y en el la derecha un *zoom* hasta 50 días. Se puede notar que no sobresale ningún pico que pueda ser indicio de periodicidad. 78

4.33. Sección de dos espectros en fases opuestas. El violeta es un espectro tomado con GHOST el 19 de septiembre de 2023 (en el cual la VR de las líneas de He I es en promedio 27.8 km s^{-1}) y en rosa un espectro tomado con FEROS el 15 de mayo de 2011 (con VR promedio del He I de -44.6 km s^{-1}). Se ve claramente como las absorciones N V $\lambda\lambda 4604$ y 4620 y las emisiones en N III $\lambda\lambda 4634-4640$ casi no se desplazan mientras que los C III $\lambda\lambda 4647-50-51$ y He II $\lambda 4686$ se desplazan hacia el azul en una cuadratura y hacia el rojo en la opuesta. 79

4.34. Sección de dos espectros (los mismos que en la Fig. 4.33) alrededor de las líneas de Si IV $\lambda\lambda 4089$ y 4116 . En violeta el espectro de GHOST, y rosa el espectro de FEROS. Notar que las emisiones de Si IV se mueven de manera diferente que las absorciones. 80

4.35. Dos espectros de IGRINS del sistema HD 101190 a diferentes fases. Se puede notar que la línea en emisión de N III $\lambda 2.1155\mu\text{m}$ se mantiene en reposo mientras que He I $\lambda 2.112583\mu\text{m}$ sí se mueve. 80

4.36. Comparación de las medidas de VR contra HJD para los diferentes set de datos promediados: He I+metálicas, He II, N V y Si V. 81

4.37. Espectro combinado (abajo) de los espectros de las estándares espectroscópicas HD 96715 (O4V, arriba) y HD 97848 (O8V, centro), multiplicado cada uno por su coeficiente de dilución. 82

4.38. Espectros combinados de los de las estándares espectroscópicas HD 96715 (O4V) y HD 97848 (O8V), multiplicado cada uno por su coeficiente de dilución. Antes de combinarlos el de la O8V fue desplazado hacia el azul (línea azul) y hacia el rojo (línea roja), con VRs medidas usando las líneas de He I y metálicas para las mismas fases de la Fig. 4.33. 83

4.39. Espectros combinados de los de las estándares espectroscópicas HD 96715 (O4V) y HD 97848 (O8V), multiplicado cada uno por su coeficiente de dilución. Antes de combinarlos el de la O8V fue desplazado hacia el azul (línea azul) y hacia el rojo (línea roja), con VRs medidas usando las líneas de He I y metálicas para las mismas fases de la Fig. 4.33. 83

4.40. Distribución espectral de energía de HD 101190 85

4.41. Emisión IR alrededor de HD 101190 86

4.42. HD 96922 y HD 96946 en la nebulosa de Carina 87

- 4.43. Espectros de HD 96622 tomado con FEROS, en dos fases opuestas, al rededor de la línea He I $\lambda 4922$ (gris). Arriba vemos a la componente primaria desplazada hacia el azul y la secundaria al rojo. En azul se muestra una gaussiana ajustada para la componente principal y otra en rojo para la secundaria. Abajo vemos la componente primaria desplazada hacia el rojo, y la secundaria hacia el azul, siguiendo el mismo código de colores que arriba. En negro se muestra la composición de las dos gaussianas. 89
- 4.44. Ejemplo de un espectro de IGRINS alrededor de las líneas He I $\lambda 17002.47$ (izquierda) y He I $\lambda 21125.83$ y 21134.5 (derecha) donde podemos ver que no hay indicios de la componente secundaria. 90
- 4.45. Curva de velocidad radial para el sistema HD 96622. En rojo se ven las velocidades radiales correspondientes a la componente primaria, y en azul, a la secundaria. Todos los puntos se encuentran dentro de los 2σ de error, entonces consideramos el mismo peso para todos los puntos al realizar el ajuste. Las líneas indican las soluciones espectroscópicas para cada componente (continua para la primaria, y discontinua para la secundaria). 92
- 4.46. Caracterización del ensanchamiento de las líneas espectrales para la componente primaria de HD 96622, calculado mediante la herramienta IACOB-BROAD. Izquierda: C IV $\lambda 5812$ en el espectro compuesto (línea negra). Superpuestos se encuentran: el ajuste de la transformada de Fourier (rojo), el GOF (azul), GOF sin considerar macroturbulencia (verde), y GOF tomando la velocidad de rotación proyectada de la transformada de Fourier (violeta). La línea horizontal azul es la estimación del nivel de ruido. Derecha: transformada de Fourier para los distintos métodos, mostrando el primer mínimo (línea vertical roja), donde $v_a \sin i$ es calculada (el esquema de colores es igual al explicado arriba). 93
- 4.47. Distribución espectral de energía de HD 96622 94
- 4.48. Se muestra un espectro del dupont de LCO (izquierda) y uno del CASLEO (derecha) en cuadraturas opuestas, alrededor de la línea He I $\lambda 5876$. En las cuadraturas es donde ambas componentes deberían estar más separadas pero aquí vemos las dos y en ninguna notamos indicios de la secundaria. 97
- 4.49. Curva de velocidad radial de HD 96946. En puntos rojos se ven los valores de velocidad radial para la componente visible y en línea negra su ajuste. Todos los puntos se encuentran dentro de los 2σ , por lo que consideramos el mismo peso para todos. 99
- 4.50. Relación inclinación vs. cociente de masa, para el cual consideramos dos valores extremos de $M_a = 10 M_\odot$ (rosa) y $M_a = 70 M_\odot$ (azul), todos los casos intermedios caerán dentro de la zona delimitada por estas dos relaciones. Además consideramos que el cociente de masas debe ser mayor a 0.7, dado que para valores más grandes la compañera debería ser visible en los espectros. 100
- 4.51. Distribución espectral de energía de HD 96946 101

5.1. Diagrama temperatura efectiva vs. masa. Las líneas corresponden con las calibraciones de Martins et al. (2005) para diferentes clases de luminosidad. Los puntos en color cian indican los valores que agregamos del resultado de esta tesis. Notar que quedan dentro de la franja que representa la secuencia principal para enanas y gigantes. 104

5.2. Diagrama esquemático de detección de compañeras según diferentes técnicas observacionales (regiones encerradas en líneas sólidas) como función del período orbital y el cociente de masas. Las distintas técnicas consideradas son: binarias espectroscópicas (azul), binarias eclipsantes (rojo), interferometría *long-baseline* (magenta), cefeidas (verde), binarias visuales (violeta), emisiones en rayos-X (cian) y CMP (naranja). En puntos negros se muestran la ubicación de las estrellas estudiadas en esta tesis a las que le pudimos encontrar la componente secundaria. Se puede ver que si bien HM1 8 cae dentro de la zona de detectabilidad de binarias espectroscópicas, las otras dos (HD 165246 y HD 96622) no. 106

5.3. Diagrama $\log P$ vs q comparando valores de sistemas conocidos en la bibliografía (puntos amarillos) y los valores obtenidos de analizar estrellas cuya binariedad fue descubierta por el *OWN Survey* (azules). Cabe notar que HD 165246 cae en una zona donde la detección de componentes secundarias es prácticamente imposible de detectar que corresponde a $q < 0.2$ y períodos cortos. 106

5.4. Diagrama $\log P$ vs. e comparando valores de sistemas conocidos en la bibliografía (puntos amarillos) y los valores obtenidos de analizar estrellas cuya binariedad fue descubierta por el *OWN Survey* (azules). La línea negra representa el límite superior que puede tomar la excentricidad: $e_{max}(P) = 1 - \left(\frac{P}{2 \text{ días}}\right)^{-2/3}$ para $P > 2$ días. Para $P < 2$ días, se considera que los sistemas están circularizados. En este gráfico se puede ver que HM1 8, HD 165246 y HD 101190 caen dentro de una zona poblada del diagrama, pero HD 96622 y HD 96946 están en zonas donde hay poca cantidad de puntos. 107

Bibliografía

- Abdul-Masih, M., Sana, H., Conroy, K. E., Sundqvist, J., Prša, A., Kochoska, A., and Puls, J. (2020). Spectroscopic patch model for massive stars using PHOEBE II and FASTWIND. *Astronomy & Astrophysics*, 636:A59.
- Ardeberg, A. and Maurice, E. (1977). A spectrographic and photometric study of stars and interstellar medium surrounding HD 101205. *A&AS*, 28:153–168.
- Bagnuolo, William G., J., Gies, D. R., Riddle, R., and Penny, L. R. (1999). The Struve-Sahade Effect: A Tale of Three Stars. *ApJ*, 527(1):353–359.
- Bailer-Jones, C. A. L., Rybizki, J., Fouesneau, M., Demleitner, M., and Andrae, R. (2021). Estimating Distances from Parallaxes. V. Geometric and Photogeometric Distances to 1.47 Billion Stars in Gaia Early Data Release 3. *AJ*, 161(3):147.
- Barbá, R., Gamen, R., Arias, J. I., Morrell, N., Walborn, N. R., Maíz Apellániz, J., Sota, A., and Alfaro, E. (2014). OWN Survey: results after seven years of high-resolution spectroscopic monitoring of Southern O and WN stars. In *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, volume 44 of *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, pages 148–148.
- Barbá, R., Morrell, N. I., Gunthardt, G., Torres Robledo, S., Jaque, M., Soto, M., Ferrero, G., Arias, J. I., Roman-Lopes, A., Gamen, R. C., and Astudillo Hormazabal, J. (2011). Southern near-infrared photometric monitoring of Galactic young star clusters (NIP of Stars). *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina*, 54:85–88.
- Barbá, R. H., Gamen, R., Arias, J. I., Morrell, N., Maíz Apellániz, J., Alfaro, E., Walborn, N., and Sota, A. (2010). Spectroscopic survey of galactic O and WN stars. OWN Survey: new binaries and trapezium-like systems. In *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, volume 38 of *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, pages 30–32.
- Barbá, R. H., Gamen, R., Arias, J. I., and Morrell, N. I. (2017). OWN Survey: a spectroscopic monitoring of Southern Galactic O and WN-type stars. In Eldridge, J. J., Bray, J. C., McClelland, L. A. S., and Xiao, L., editors, *The Lives and Death-Throes of Massive Stars*, volume 329, pages 89–96.
- Bate, M. R. (2000). Predicting the properties of binary stellar systems: the evolution of accreting protobinary systems. *MNRAS*, 314(1):33–53.

- Baume, G., Coronel, C., De Bórtoli, B., Ennis, A. I., Fernández Lajús, E., Filócomo, A., Gamen, R., Higa, R., Pessi, P. J., Putkuri, C., Rodriguez, C., and Unamuno, A. (2017). Características básicas del REOSC-DS + CCD Tek1024 en el telescopio JS y extinción atmosférica en CASLEO. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina*, 59:46–48.
- Bayo, A., Rodrigo, C., Barrado Y Navascués, D., Solano, E., Gutiérrez, R., Morales-Calderón, M., and Allard, F. (2008). VOSA: virtual observatory SED analyzer. An application to the Collinder 69 open cluster. *Astronomy & Astrophysics*, 492(1):277–287.
- Beech, M. and Mitalas, R. (1994). Formation and Evolution of Massive Stars. *ApJS*, 95:517.
- Belczynski, K., Kalogera, V., Rasio, F. A., Taam, R. E., Zezas, A., Bulik, T., Maccarone, T. J., and Ivanova, N. (2008). Compact Object Modeling with the StarTrack Population Synthesis Code. *ApJS*, 174(1):223–260.
- Benvenuto, O. G., Bersten, M. C., and Nomoto, K. (2013). A Binary Progenitor for the Type IIb Supernova 2011dh in M51. *ApJ*, 762(2):74.
- Benvenuto, O. G. and De Vito, M. A. (2003). A code for stellar binary evolution and its application to the formation of helium white dwarfs. *MNRAS*, 342(1):50–60.
- Bonnarel, F., Fernique, P., Bienaymé, O., Egret, D., Genova, F., Louys, M., Oehsenbein, F., Wenger, M., and Bartlett, J. G. (2000). The ALADIN interactive sky atlas. A reference tool for identification of astronomical sources. *A&AS*, 143:33–40.
- Brott, I., de Mink, S. E., Cantiello, M., Langer, N., de Koter, A., Evans, C. J., Hunter, I., Trundle, C., and Vink, J. S. (2011). Rotating massive main-sequence stars. I. Grids of evolutionary models and isochrones. *Astronomy & Astrophysics*, 530:A115.
- Castelli, F. and Kurucz, R. L. (2003). New Grids of ATLAS9 Model Atmospheres. In Piskunov, N., Weiss, W. W., and Gray, D. F., editors, *Modelling of Stellar Atmospheres*, volume 210 of *IAU Symposium*, page A20.
- Chini, R., Hoffmeister, V. H., Nasserri, A., Stahl, O., and Zinnecker, H. (2012). A spectroscopic survey on the multiplicity of high-mass stars. *MNRAS*, 424(3):1925–1929.
- Chiosi, C., Nasi, E., and Bertelli, G. (1979). Massive stars: evolution with mass-loss. II. Mass-loss in early phases, and evolutionary status of the transition Wolf Rayet stars. *Astronomy & Astrophysics*, 74:62–72.
- Chiosi, C., Nasi, E., and Sreenivasan, S. R. (1978). Massive stars evolution with mass-loss. *Astronomy & Astrophysics*, 63:103–124.
- Chlebowski, T. (1984). X-Ray properties of hot stars. I. On a dichotomy among O-type stars. *Acta Astronomica*, 34:191–206.

- Chlebowski, T. (1989). X-Ray Emission from O-Type Stars: Parameters Which Affect It. *ApJ*, 342:1091.
- Claret, A. (2001). The evolution of the theoretical bolometric albedo in close binary systems. *MNRAS*, 327(3):989–994.
- Claret, A. (2003). Studies on stellar rotation. III. An improvement of the treatment of the brightening distribution of rotating and tidally distorted stars. *Astronomy & Astrophysics*, 406:623–628.
- Claret, A. and Bloemen, S. (2011). Gravity and limb-darkening coefficients for the Kepler, CoRoT, Spitzer, uvby, UBVRIJHK, and Sloan photometric systems. *Astronomy & Astrophysics*, 529:A75.
- Crutcher, R. M. and Troland, T. H. (2007). Magnetic fields and star formation - new observational results. In Elmegreen, B. G. and Palous, J., editors, *Triggered Star Formation in a Turbulent ISM*, volume 237, pages 141–147.
- de Mink, S. E., Langer, N., Izzard, R. G., Sana, H., and de Koter, A. (2013). The Rotation Rates of Massive Stars: The Role of Binary Interaction through Tides, Mass Transfer, and Mergers. *ApJ*, 764(2):166.
- Duchêne, G. and Kraus, A. (2013). Stellar Multiplicity. *ARA&A*, 51(1):269–310.
- Evans, C. J., Kennedy, M. B., Dufton, P. L., Howarth, I. D., Walborn, N. R., Markova, N., Clark, J. S., de Mink, S. E., de Koter, A., Dunstall, P. R., Hénault-Brunet, V., Maíz Apellániz, J., McEvoy, C. M., Sana, H., Simón-Díaz, S., Taylor, W. D., and Vink, J. S. (2015). The VLT-FLAMES Tarantula Survey. XVIII. Classifications and radial velocities of the B-type stars. *Astronomy & Astrophysics*, 574:A13.
- Foreman-Mackey, D., Hogg, D. W., Lang, D., and Goodman, J. (2013). emcee: The MCMC Hammer. *PASP*, 125(925):306.
- Gamen, R., Barbá, R., Morrell, N., Arias, J., Maíz Apellániz, J., Sota, A., Walborn, N., and Alfaro, E. (2007). Spectroscopic monitoring of Southern Galactic O and WN stars: State of the Art in 2007. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina*, 50:105–108.
- Gamen, R., Barbá, R. H., Morrell, N. I., Arias, J., and Maíz Apellániz, J. (2008a). Spectroscopic Monitoring of Southern Galactic O and WN Stars. In *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, volume 33 of *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, pages 54–54.
- Gamen, R., Barbá, R. H., Morrell, N. I., Arias, J., and Maíz Apellániz, J. (2008b). Spectroscopic Monitoring of Southern Galactic O and WN Stars. In *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, volume 33 of *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, pages 54–54.
- García, B. (1993). A Study of Carina OB2 Association. I. Observational Data. *ApJS*, 87:197.
- García, B. (1994). A Study of Carina OB2 Association. II. Analysis and Discussion of the Data. *ApJ*, 436:705.

- González, J. F. and Levato, H. (2006). Separation of composite spectra: the spectroscopic detection of an eclipsing binary star. *Astronomy & Astrophysics*, 448(1):283–292.
- Graham, J. A. & Lynga, G. (1965). A survey of faint OB stars in Carina. *Memoires of the Mount Stromlo Observatory*, 18:1.
- Hadrava, P. (2004). FOTEL 4 - User's guide. *Publications of the Astronomical Institute of the Czechoslovak Academy of Sciences*, 92:1–14.
- Havlen, R. J. and Moffat, A. F. J. (1977). A new cluster containing 2 Wolf-Rayet-stars and 2 Of-stars. *Astronomy & Astrophysics*, 58:351–356.
- Hoffleit, D. (1956). Distances for Southern Early-Type Stars, Especially in Carina and Other H II Regions. *ApJ*, 124:61.
- Holgado, G., Simón-Díaz, S., Barbá, R. H., Puls, J., Herrero, A., Castro, N., Garcia, M., Maíz Apellániz, J., Negueruela, I., and Sabín-Sanjulián, C. (2018). The IACOB project. V. Spectroscopic parameters of the O-type stars in the modern grid of standards for spectral classification. *Astronomy & Astrophysics*, 613:A65.
- Holgado, G., Simón-Díaz, S., Herrero, A., and Barbá, R. H. (2022a). The IACOB project. VII. The rotational properties of Galactic massive O-type stars revisited. *Astronomy & Astrophysics*, 665:A150.
- Holgado, G., Simón-Díaz, S., Herrero, A., and Barbá, R. H. (2022b). The IACOB project. VII. The rotational properties of Galactic massive O-type stars revisited. *Astronomy & Astrophysics*, 665:A150.
- Hut, P. (1981). Tidal evolution in close binary systems. *Astronomy & Astrophysics*, 99:126–140.
- Johnston, C., Aymar, N., Abdul-Masih, M., Bowman, D. M., White, T. R., Hawcroft, C., Sana, H., Sekaran, S., Dsilva, K., Tkachenko, A., and Aerts, C. (2021). Characterization of the variability in the O+B eclipsing binary HD 165246. *MNRAS*, 503(1):1124–1137.
- Johnston, C., Buysschaert, B., Tkachenko, A., Aerts, C., and Neiner, C. (2017). Detection of intrinsic variability in the eclipsing massive main-sequence O+B binary HD 165246. *MNRAS*, 469(1):L118–L122.
- Kallrath, J. and Linnell, A. P. (1987). A New Method to Optimize Parameters in Solutions of Eclipsing Binary Light Curves. *ApJ*, 313:346.
- Kennicutt, R. C. (2005). The role of massive stars in astrophysics. In Cesaroni, R., Felli, M., Churchwell, E., and Walmsley, M., editors, *Massive Star Birth: A Crossroads of Astrophysics*, volume 227, pages 3–11.
- Kippenhahn, R., Weigert, A., and Hofmeister, E. (1967). Methods for Calculating Stellar Evolution. *Methods in Computational Physics*, 7:129–190.

- Klessen, R. S., Ballesteros-Paredes, J., Vázquez-Semadeni, E., and Durán-Rojas, C. (2005). Quiescent and Coherent Cores from Gravoturbulent Fragmentation. *ApJ*, 620(2):786–794.
- Kobulnicky, H. A., Kiminki, D. C., Lundquist, M. J., Burke, J., Chapman, J., Keller, E., Lester, K., Rolen, E. K., Topel, E., Bhattacharjee, A., Smullen, R. A., Vargas Álvarez, C. A., Runnoe, J. C., Dale, D. A., and Brotherton, M. M. (2014). Toward Complete Statistics of Massive Binary Stars: Penultimate Results from the Cygnus OB2 Radial Velocity Survey. *ApJS*, 213(2):34.
- Kudritzki, R.-P. and Puls, J. (2000). Winds from Hot Stars. *ARA&A*, 38:613–666.
- Limongi, M. and Chieffi, A. (2006). The Nucleosynthesis of ^{26}Al and ^{60}Fe in Solar Metallicity Stars Extending in Mass from 11 to 120 M_{Solar} : The Hydrostatic and Explosive Contributions. *ApJ*, 647(1):483–500.
- Linder, N., Rauw, G., Sana, H., De Becker, M., and Gosset, E. (2007). The Struve-Sahade effect in the optical spectra of O-type binaries. I. Main-sequence systems. *Astronomy & Astrophysics*, 474(1):193–204.
- Lodén, L. O. (1969). Photometric standard sequences in Carina $i^{\text{II}} = 275^{\circ} - 295^{\circ}$. *Arkiv for Astronomi*, 5:161–179.
- Mac Low, M.-M. and Klessen, R. S. (2004). Control of star formation by supersonic turbulence. *Reviews of Modern Physics*, 76(1):125–194.
- Maeder, A. and Conti, P. S. (1994). Massive Star Populations in Nearby Galaxies. *ARA&A*, 32:227–275.
- Maeder, A. and Mermilliod, J. C. (1981). The extent of mixing in stellar interiors: evolutionary models and tests based on the HR diagrams of 34 open clusters. *Astronomy & Astrophysics*, 93:136–149.
- Maeder, A. and Meynet, G. (2000). The Evolution of Rotating Stars. *ARA&A*, 38:143–190.
- Maíz-Apellániz, J., Orm, N. R., Galué, H. Á., and Wei, L. H. (2004). A Galactic O Star Catalog. *ApJS*, 151(1):103–148.
- Maíz Apellániz, J. and Barbá, R. H. (2018). Optical-NIR dust extinction towards Galactic O stars. *Astronomy & Astrophysics*, 613:A9.
- Maíz Apellániz, J., Sota, A., Arias, J. I., Barbá, R. H., Walborn, N. R., Simón-Díaz, S., Negueruela, I., Marco, A., Leão, J. R. S., Herrero, A., Gamen, R. C., and Alfaro, E. J. (2016). The Galactic O-Star Spectroscopic Survey (GOSSS). III. 142 Additional O-type Systems. *ApJS*, 224(1):4.
- Maíz Apellániz, J. & Barbá, R. H. (2018). Optical-NIR dust extinction towards Galactic O stars. *Astronomy & Astrophysics*, 613:A9.
- Martins, F. and Plez, B. (2006a). UVJHK synthetic photometry of Galactic O stars. *Astronomy & Astrophysics*, 457(2):637–644.

- Martins, F. and Plez, B. (2006b). UVBJHK synthetic photometry of Galactic O stars. *Astronomy & Astrophysics*, 457(2):637–644.
- Martins, F., Schaerer, D., and Hillier, D. J. (2005). A new calibration of stellar parameters of Galactic O stars. *Astronomy & Astrophysics*, 436(3):1049–1065.
- Mason, B. D., Hartkopf, W. I., Gies, D. R., Henry, T. J., and Helsel, J. W. (2009). The High Angular Resolution Multiplicity of Massive Stars. *AJ*, 137(2):3358–3377.
- Massey, P., DeGioia-Eastwood, K., and Waterhouse, E. (2001). The Progenitor Masses of Wolf-Rayet Stars and Luminous Blue Variables Determined from Cluster Turnoffs. II. Results from 12 Galactic Clusters and OB Associations. *AJ*, 121(2):1050–1070.
- Massey, P., Morrell, N. I., Neugent, K. F., Penny, L. R., DeGioia-Eastwood, K., and Gies, D. R. (2012). Photometric and Spectroscopic Studies of Massive Binaries in the Large Magellanic Cloud. I. Introduction and Orbits for Two Detached Systems: Evidence for a Mass Discrepancy? *ApJ*, 748(2):96.
- Mayer, P., Harmanec, P., Nesslinger, S., Lorenz, R., Drechsel, H., Morrell, N., and Wolf, M. (2008). Improved estimates of the physical properties of the O-star binary V1007 Sco = HD 152248 and notes on several other binaries in the NGC 6231 cluster. *Astronomy & Astrophysics*, 481(1):183–192.
- Mayer, P., Harmanec, P., and Pavlovski, K. (2013). HD 165246: an early-type binary with a low mass ratio. *Astronomy & Astrophysics*, 550:A2.
- Moe, M. and Di Stefano, R. (2015). Early-type Eclipsing Binaries with Intermediate Orbital Periods. *ApJ*, 810(1):61.
- Moe, M. and Di Stefano, R. (2017). Mind Your Ps and Qs: The Interrelation between Period (P) and Mass-ratio (Q) Distributions of Binary Stars. *ApJS*, 230(2):15.
- Morales Duran, C., Alfonso Garzon, J., and Freire Ferrero, R. (2006). The R_v extinction factor. In Ulla, A. and Manteiga, M., editors, *Lecture Notes and Essays in Astrophysics*, volume 2, pages 189–198.
- Nazé, Y., Rauw, G., Sana, H., and Corcoran, M. F. (2013a). X-ray properties of the young open clusters HM1 and IC 2944/2948. *Astronomy & Astrophysics*, 555:A83.
- Nazé, Y., Rauw, G., Sana, H., and Corcoran, M. F. (2013b). X-ray properties of the young open clusters HM1 and IC 2944/2948. *Astronomy & Astrophysics*, 555:A83.
- Nebot Gómez-Morán, A. and Oskinova, L. M. (2018). The X-ray catalog of spectroscopically identified Galactic O stars. Investigating the dependence of X-ray luminosity on stellar and wind parameters. *Astronomy & Astrophysics*, 620:A89.
- Otero, S. A. (2007). New Elements for 54 Eclipsing Binaries. *Open European Journal on Variable Stars*, 0072(1):1.

- Paczynski, B. (1976). Common Envelope Binaries. In Eggleton, P., Mitton, S., and Whelan, J., editors, *Structure and Evolution of Close Binary Systems*, volume 73, page 75.
- Padoan, P. and Nordlund, Å. (2002). The Stellar Initial Mass Function from Turbulent Fragmentation. *ApJ*, 576(2):870–879.
- Palate, M., Rauw, G., Koenigsberger, G., and Moreno, E. (2013). Spectral modelling of massive binary systems. *Astronomy & Astrophysics*, 552:A39.
- Peri, C. S., Benaglia, P., and Isequilla, N. L. (2015). E-BOSS: An Extensive stellar BOw Shock Survey. II. Catalogue second release. *Astronomy & Astrophysics*, 578:A45.
- Pickering, E. C. and Bailey, S. I. (1896). Harvard College Observatory, circular no. 11. A new spectroscopic binary mu-1 Scorpii. *ApJ*, 4:235–236.
- Podsiadlowski, P., Joss, P. C., and Hsu, J. J. L. (1992). Presupernova Evolution in Massive Interacting Binaries. *ApJ*, 391:246.
- Poelarends, A. J. T., Herwig, F., Langer, N., and Heger, A. (2008). The Supernova Channel of Super-AGB Stars. *ApJ*, 675(1):614–625.
- Prša, A., Conroy, K. E., Horvat, M., Pablo, H., Kochoska, A., Bloemen, S., Giammarco, J., Hambleton, K. M., and Degroote, P. (2016). Physics Of Eclipsing Binaries. II. Toward the Increased Model Fidelity. *ApJS*, 227(2):29.
- Prša, A. and Zwitter, T. (2005). A Computational Guide to Physics of Eclipsing Binaries. I. Demonstrations and Perspectives. *ApJ*, 628(1):426–438.
- Puls, J., Urbaneja, M. A., Venero, R., Repolust, T., Springmann, U., Jokuthy, A., and Mokieim, M. R. (2005a). Atmospheric NLTE-models for the spectroscopic analysis of blue stars with winds. II. Line-blanketed models. *Astronomy & Astrophysics*, 435(2):669–698.
- Puls, J., Urbaneja, M. A., Venero, R., Repolust, T., Springmann, U., Jokuthy, A., and Mokieim, M. R. (2005b). Atmospheric NLTE-models for the spectroscopic analysis of blue stars with winds. II. Line-blanketed models. *Astronomy & Astrophysics*, 435(2):669–698.
- Putkuri, C., Gamen, R., Benvenuto, O. G., Morrell, N. I., Barbá, R. H., Higa, R., and Arias, J. I. (2022). The double-lined spectroscopic binary orbit of the massive supergiant HD 152147: A new target for interferometry. *MNRAS*, 517(2):3101–3111.
- Rappaport, S., Joss, P. C., and Webbink, R. F. (1982). The evolution of highly compact binary stellar systems. *ApJ*, 254:616–640.
- Rappaport, S., Verbunt, F., and Joss, P. C. (1983). A new technique for calculations of binary stellar evolution application to magnetic braking. *ApJ*, 275:713–731.

- Rauw, G., Rosu, S., Noels, A., Mahy, L., Schmitt, J. H. M. M., Godart, M., Dupret, M. A., and Gosset, E. (2016). Apical motion in the massive binary HD 152218. *Astronomy & Astrophysics*, 594:A33.
- Reed, B. C. (2003). Catalog of Galactic OB Stars. *AJ*, 125(5):2531–2533.
- Repetto, S. and Nelemans, G. (2014). The coupled effect of tides and stellar winds on the evolution of compact binaries. *MNRAS*, 444(1):542–557.
- Rizzuto, A. C., Ireland, M. J., Robertson, J. G., Kok, Y., Tuthill, P. G., Warrington, B. A., Haubois, X., Tango, W. J., Norris, B., ten Brummelaar, T., Kraus, A. L., Jacob, A., and Laliberte-Houdeville, C. (2013). Long-baseline interferometric multiplicity survey of the Sco-Cen OB association. *MNRAS*, 436(2):1694–1707.
- Rodríguez, C. N. and Ferrero, G. A. (2022). Towards a catalogue of massive stars with known absolute masses. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina*, 63:83–85.
- Rodríguez, C. N., Ferrero, G. A., Benvenuto, O. G., Gamen, R., Morrell, N. I., Barbá, R. H., Arias, J., and Massey, P. (2021). Fundamental parameters of the massive eclipsing binary HM1 8. *MNRAS*, 508(2):2179–2193.
- Rózański, T., Niemczura, E., Lemiesz, J., Posiłek, N., and Rózański, P. (2022). SUPPNet: Neural network for stellar spectrum normalisation. *Astronomy & Astrophysics*, 659:A199.
- Ryans, R. S. I., Dufton, P. L., Rolleston, W. R. J., Lennon, D. J., Keenan, F. P., Smoker, J. V., and Lambert, D. L. (2002). Macroturbulent and rotational broadening in the spectra of B-type supergiants. *MNRAS*, 336(2):577–586.
- Sana, H. (2017). The multiplicity of massive stars: a 2016 view. In Eldridge, J. J., Bray, J. C., McClelland, L. A. S., and Xiao, L., editors, *The Lives and Death-Throes of Massive Stars*, volume 329, pages 110–117.
- Sana, H., de Mink, S. E., de Koter, A., Langer, N., Evans, C. J., Gieles, M., Gosset, E., Izzard, R. G., Le Bouquin, J. B., and Schneider, F. R. N. (2012). Binary Interaction Dominates the Evolution of Massive Stars. *Science*, 337(6093):444.
- Sana, H., James, G., and Gosset, E. (2011). The massive star binary fraction in young open clusters - III. IC 2944 and the Cen OB2 association. *MNRAS*, 416(2):817–831.
- Sana, H., Le Bouquin, J. B., Lacour, S., Berger, J. P., Duvert, G., Gauchet, L., Norris, B., Olofsson, J., Pickel, D., Zins, G., Absil, O., de Koter, A., Kratter, K., Schnurr, O., and Zinnecker, H. (2014). Southern Massive Stars at High Angular Resolution: Observational Campaign and Companion Detection. *ApJS*, 215(1):15.
- Sana, H., Rauw, G., Nazé, Y., Gosset, E., and Vreux, J. M. (2006). An XMM-Newton view of the young open cluster NGC 6231 - II. The OB star population. *MNRAS*, 372(2):661–678.

- Simón-Díaz, S., Castro, N., Herrero, A., Puls, J., Garcia, M., and Sabín-Sanjulián, C. (2011a). The IACOB project: A grid-based automatic tool for the quantitative spectroscopic analysis of o-stars. *Journal of Physics: Conference Series*, 328:012021.
- Simón-Díaz, S., Castro, N., Herrero, A., Puls, J., Garcia, M., and Sabín-Sanjulián, C. (2011b). The IACOB project: A grid-based automatic tool for the quantitative spectroscopic analysis of O-stars. In *Journal of Physics Conference Series*, volume 328 of *Journal of Physics Conference Series*, page 012021.
- Simón-Díaz, S., Godart, M., Castro, N., Herrero, A., Aerts, C., Puls, J., Telting, J., and Grassitelli, L. (2017). The IACOB project . III. New observational clues to understand macroturbulent broadening in massive O- and B-type stars. *Astronomy & Astrophysics*, 597:A22.
- Simón-Díaz, S. and Herrero, A. (2007a). Fourier method of determining the rotational velocities in OB stars. *Astronomy & Astrophysics*, 468(3):1063–1073.
- Simón-Díaz, S. and Herrero, A. (2007b). Fourier method of determining the rotational velocities in OB stars. *Astronomy & Astrophysics*, 468(3):1063–1073.
- Simón-Díaz, S. and Herrero, A. (2014). The IACOB project. I. Rotational velocities in northern Galactic O- and early B-type stars revisited. The impact of other sources of line-broadening. *Astronomy & Astrophysics*, 562:A135.
- Sota, A., Maíz Apellániz, J., Morrell, N. I., Barbá, R. H., Walborn, N. R., Gamen, R. C., Arias, J. I., and Alfaro, E. J. (2014). The Galactic O-Star Spectroscopic Survey (GOSSS). II. Bright Southern Stars. *ApJS*, 211(1):10.
- Sota, A., Maíz Apellániz, J., Walborn, N. R., Alfaro, E. J., Barbá, R. H., Morrell, N. I., Gamen, R. C., and Arias, J. I. (2011). The Galactic O-Star Spectroscopic Survey. I. Classification System and Bright Northern Stars in the Blue-violet at $R \sim 2500$. *ApJS*, 193(2):24.
- Stellingwerf, R. F. (1978). Period determination using phase dispersion minimization. *ApJ*, 224:953–960.
- Striganov, A. R. and Sventitskii, N. S. (1968). *Tables of Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms*. Springer US.
- van der Hucht, K. A. (1999). The VIIth catalogue of Galactic Wolf-Rayet stars. In van der Hucht, K. A., Koenigsberger, G., and Eenens, P. R. J., editors, *Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies*, volume 193, page 13.
- van Hamme, W. (1993). New Limb-Darkening Coefficients for Modeling Binary Star Light Curves. *AJ*, 106:2096.
- Vázquez, R. A. and Baume, G. (2001). The open cluster Havlen-Moffat No. 1 revisited. *Astronomy & Astrophysics*, 371:908–920.

- Virtanen, P., Gommers, R., Oliphant, T. E., Haberland, M., Reddy, T., Cournapeau, D., Burovski, E., Peterson, P., Weckesser, W., Bright, J., van der Walt, S. J., Brett, M., Wilson, J., Millman, K. J., Mayorov, N., Nelson, A. R. J., Jones, E., Kern, R., Larson, E., Carey, C. J., Polat, İ., Feng, Y., Moore, E. W., VanderPlas, J., Laxalde, D., Perktold, J., Cimrman, R., Henriksen, I., Quintero, E. A., Harris, C. R., Archibald, A. M., Ribeiro, A. H., Pedregosa, F., van Mulbregt, P., and SciPy 1.0 Contributors (2020). SciPy 1.0: fundamental algorithms for scientific computing in Python. *Nature Methods*, 17:261–272.
- Walborn, N. R. (1973). The space distribution of the O stars in the solar neighborhood. *AJ*, 78:1067–1083.
- Walborn, N. R. and Fitzpatrick, E. L. (1990). Contemporary Optical Spectral Classification of the OB Stars: A Digital Atlas. *PASP*, 102:379.
- Wilson, R. E. and Devinney, E. J. (1971). Realization of Accurate Close-Binary Light Curves: Application to MR Cygni. *ApJ*, 166:605.
- Wood, D. O. S. and Churchwell, E. (1989). Massive Stars Embedded in Molecular Clouds: Their Population and Distribution in the Galaxy. *ApJ*, 340:265.
- Zahn, J. P. (1992). Circulation and turbulence in rotating stars. *Astronomy & Astrophysics*, 265:115–132.
- Zinnecker, H., McCaughrean, M. J., and Wilking, B. A. (1993). The Initial Stellar Population. In Levy, E. H. and Lunine, J. I., editors, *Protostars and Planets III*, page 429.
- Zinnecker, H. and Yorke, H. W. (2007). Toward Understanding Massive Star Formation. *ARA&A*, 45(1):481–563.