



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



**UNIVERSIDAD
NACIONAL
DE LA PLATA**

Estudio de la variación de la línea de las ápsides en sistemas binarios masivos

Tesis presentada para optar al título de Doctor en Astronomía de la
Universidad Nacional de La Plata

Lic. Gabriel Antonio Ferrero Sosa

Director de tesis: Dr. Roberto Gamen

Co-director de tesis: Dr. Eduardo Fernández Lajús

La Plata, abril de 2016

Índice general

Resumen	v
Introducción	VII
1. El movimiento apsidal	1
1.1. La precesión en la teoría de perturbaciones	1
1.2. Caracterización del mov. apsidal	4
1.2.1. Evidencias fotométricas	4
1.2.2. Evidencias espectroscópicas	6
1.3. Teoría del mov. apsidal	11
1.3.1. La teoría de Sterne	11
1.3.2. Mov. apsidal en la Relatividad General	14
1.3.3. Mov. apsidal total	15
1.4. Mov. apsidal en sistemas masivos	16
1.4.1. Cálculo de masas	17
2. Metodología	23
2.1. Selección de la muestra	23
2.2. Observaciones	24
2.2.1. Reducción de los datos	27
2.3. Análisis	30
2.3.1. Separación de espectros y mediciones de velocidad radial	30
2.3.2. Velocidad de rotación proyectada ($v \sin i$)	33
2.3.3. Clasificación espectral	35
2.3.4. Solución orbital	35
2.3.5. Movimiento apsidal	36
2.3.6. Fotometría	37
2.3.7. Cálculo de masas	37
3. Resultados	39
3.1. Sistemas con movimiento apsidal	39
3.1.1. HD 165052	39

3.1.2.	HD 153919	46
3.1.3.	HD 152248	55
3.1.4.	HD 152218	63
3.1.5.	HD 152219	69
3.1.6.	HD 93205	75
3.1.7.	δ Cir	82
3.1.8.	ι Ori A	89
3.2.	Sistemas con indicios de movimiento apsidal	95
3.2.1.	θ_1 Ori A	95
3.2.2.	HD 93403	102
3.2.3.	HD 75759	108
3.2.4.	HD 101131	112
3.2.5.	HD 152590	120
3.3.	Otros sistemas	127
3.3.1.	HD 152233	127
3.3.2.	CPD -41 7733	130
3.3.3.	CPD -41 7742	134
3.3.4.	HD 167263A	138
4.	Conclusiones y discusión	145
A.	Mediciones de velocidad radial	151
B.	Cálculo de errores	169
B.1.	Errores en las masas calculadas	169
B.1.1.	Error en la masa de HD 165052	170
B.1.2.	Errores en otros sistemas	173
B.2.	Errores en parámetros orbitales	173
C.	Longitudes de onda de las líneas espectrales	175
D.	Masas de sistemas binarios masivos	177
	Índice de Tablas	180
	Índice de Figuras	183
	Bibliografía	195

Resumen

A pesar de su importancia en los procesos de formación de estrellas y planetas, así como en la estructura física, química y morfológica de las galaxias, varios parámetros astrofísicos fundamentales de las estrellas de gran masa ($M > 8M_{\odot}$) son hasta ahora muy poco conocidos, y el primero de ellos es justamente la masa.

En esta tesis intentamos incrementar el conocimiento de estas estrellas, y en especial de su masa, mediante el estudio del movimiento de la línea de las ápsides de sus órbitas, también conocido como *movimiento apsidal* o *precesión orbital*.

Nuestra atención se centró en todos los sistemas binarios tipo O+OB conocidos, con soluciones orbitales excéntricas publicadas, y observables con el instrumental disponible desde el hemisferio sur. Mediante una búsqueda bibliográfica encontramos 17 sistemas con estas características. Recolectamos 853 espectros de alta resolución de dichos sistemas, obtenidos desde CASLEO haciendo uso de turnos otorgados especialmente para esta tesis, y también desde Las Campanas Observatory y ESO – La Silla en Chile, en el marco del relevamiento *OWN Survey* (Barbá et al., 2014).

Medimos las velocidades radiales de las componentes de los sistemas y simultáneamente separamos sus espectros, mediante una técnica conocida como *disentangling*. Clasificamos espectralmente esas componentes y medimos su velocidad de rotación proyectada ($v \sin i$).

Ajustamos nuevas soluciones orbitales a todos los sistemas utilizando las velocidades radiales medidas. Comparamos los elementos orbitales actuales con los anteriores y encontramos 2 casos con períodos incorrectos, y 2 con órbitas circulares, no excéntricas.

Detectamos cambios, con diferentes grados de certeza, en la longitud del periastro de las órbitas de los restantes 13 sistemas. En 8 de esos sistemas pudimos detectar claramente movimiento apsidal y ajustamos nuevas soluciones orbitales, que consideran este movimiento, utilizando nuestras medidas de velocidad radial junto con todas las publicadas anteriormente. De este modo, obtuvimos la velocidad del movimiento apsidal ($\dot{\omega}$) en ellos. En los otros 5 sistemas encontramos indicios de mov. apsidal, y calculamos un primer valor tentativo de $\dot{\omega}$, que deberá ser confirmado con estudios posteriores.

Descubrimos que uno de los sistemas estudiados (HD 165052), presenta el movimiento apsidal más rápido conocido hasta el momento para un sistema binario O+OB (Ferrero et al., 2013).

Usando $\dot{\omega}$ y modelos de evolución estelar, con el método del movimiento apsidal (Benvenuto et al., 2002) calculamos las masas de las estrellas componentes de 7 sistemas binarios de gran

masa, las cuales se encuentran dentro de los rangos determinados previamente para sus tipos espectrales. En 3 de estos sistemas, que eran eclipsantes, las diferencias entre las masas obtenidas por el método tradicional y por el método del movimiento apsidal son del 7% en promedio.

De este modo, mostramos que el estudio del movimiento apsidal puede aportar nuevos conocimientos sobre parámetros astrofísicos fundamentales de las estrellas masivas y, especialmente, sobre sus masas.

Introducción

En las últimas décadas el estudio de las estrellas de gran masa ha tenido un crecimiento acelerado, que se expresa tanto en el número de trabajos publicados como en la riqueza temática y profundidad de los mismos. Nos referimos específicamente a las estrellas que concluyen su existencia como supernovas de colapso gravitacional, es decir, aquellas con masas superiores a $8 M_{\odot}$ aproximadamente (Poelarends et al., 2008).

Estas estrellas tienen un rol crucial en la evolución química del Medio Interestelar (MIE) (Langer 2012). En efecto, son la principal fuente de elementos pesados, que difunden en el MIE en su explosión final, causando el progresivo crecimiento de la metalicidad en las sucesivas generaciones de estrellas. Usualmente se encuentran en regiones de formación estelar, cuya radiación dominan con sus altas luminosidades, como sucede también en los cúmulos abiertos y brazos espirales. Además, debido a sus fuertes y veloces vientos y a su intensa radiación ultravioleta, determinan el estado de ionización y la dinámica del MIE que las rodea (Massey 2003). Zinnecker & Yorke (2007) hacen notar, además, que son una importante causa de turbulencia y mezclado del MIE. La turbulencia, junto con la rotación diferencial, impulsa los mecanismos de dínamo galácticos, generando así campos magnéticos, que al interactuar con las ondas de choque de las supernovas, aceleran los rayos cósmicos. La radiación ultravioleta, la turbulencia y los rayos cósmicos son las principales fuentes de calentamiento del MIE, mientras que los elementos pesados presentes en el polvo y las moléculas son los últimos responsables de su enfriamiento. Las estrellas masivas, para Zinnecker & Yorke, “afectan profundamente los procesos de formación de estrellas y planetas, así como la estructura física, química y morfológica de las galaxias”.

Otra característica importante de las estrellas masivas es que poseen una multiplicidad más frecuente que las estrellas de menor masa. Por lo menos el 70 % de ellas son binarias o múltiples (Sana & Evans, 2011 y Barbá et al., 2014).

Las estrellas masivas que conocemos en nuestra galaxia, sin embargo, son muy pocas¹. El catálogo más reciente de estrellas O galácticas (Galactic O-stars Catalog v.3, Maiz Apellaniz et al., 2013, GOSCV3) registra 448, mientras que hasta 2011 se habían catalogado 430 estrellas tipo Wolf-Rayet (Gamen, 2012 y referencias indicadas allí). Esto se debe, por una parte, a que se forman muchas menos estrellas masivas que estrellas de masa intermedia o baja, hecho que refleja la Función Inicial de Masa. Y por otra parte, a que las masivas suelen encontrarse en

¹La base de datos Simbad registra 9800 estrellas con tipos espectrales más tempranos que B3 sobre un total de más de 4 millones de objetos estelares (información actualizada al 2 de marzo de 2016).

regiones con alta extinción y evolucionan muy rápidamente, por lo cual es difícil observarlas.

Resulta por tanto comprensible que sean pocas las estrellas *binarias* masivas que se conocen y menos aún las eclipsantes con órbitas bien determinadas². Las binarias *eclipsantes de componentes separadas*³ tienen una gran importancia astrofísica, puesto que a ellas se aplica el método más directo que disponemos para medir las masas de las estrellas. En efecto, la combinación de los datos que se obtienen de observaciones fotométricas y espectroscópicas de una binaria eclipsante separada permite resolver completamente sus ecuaciones de movimiento, y así determinar las masas absolutas de sus componentes con gran precisión.

Siendo pocas las binarias masivas eclipsantes, son pocas también las posibilidades que tenemos de medir sus masas por el método directo. De hecho, para varios sub-tipos de estrellas O conocemos la masa de apenas uno o dos objetos. Esto produce una gran dificultad para el estudio de este tipo de estrellas puesto que, como es bien sabido, el parámetro fundamental que determina la estructura y la evolución de una estrella es su masa. Ciertamente el conocimiento de las abundancias químicas, la rotación, el proceso de mezclado y la tasa de pérdida de masa de una estrella también son necesarios para modelarla físicamente (Martins & Palacios, 2013), pero es claro que la variable determinante es la masa.

Estrechamente vinculado a esta dificultad se encuentra un delicado problema astrofísico que aún hoy permanece abierto. Se trata del comúnmente denominado *problema de las masas de las estrellas O*, esto es, las importantes diferencias que existen entre sus masas evolutivas – es decir las que se derivan sustancialmente a partir de modelos de evolución estelar – y las masas espectroscópicas – obtenidas a su vez del ajuste de modelos de atmósferas a sus espectros – (Massey et al., 2012).

En este contexto, esta tesis intenta contribuir a un mayor conocimiento de las masas de estas estrellas. Para realizarlo tomamos en consideración que Benvenuto et al. (2002) mostraron que es posible utilizar el *movimiento de la línea de las ápsides*⁴, de un sistema binario masivo para calcular las masas de sus componentes. Es decir que si un sistema posee movimiento apsidal se pueden determinar las masas aunque el sistema no sea eclipsante. Cabría esperar que este método pueda aplicarse a un número mayor de estrellas binarias, puesto que la condición de eclipsantes es mucho más restrictiva.

Este estudio busca avanzar en esa dirección. Se trata de establecer si el mov. apsidal puede utilizarse ampliamente para determinar masas, cuáles son las condiciones que deben cumplirse para poder usarlo, y cuál es el grado de confiabilidad que tienen las masas determinadas de esta manera. Al momento de comenzar este trabajo, se había cuantificado el movimiento apsidal

²Nos referimos aquí específicamente a las binarias espectroscópicas de líneas dobles, eclipsantes, con soluciones orbitales publicadas (SB2OE), que permitan calcular sus masas. Para formarnos una idea de los números involucrados, notemos que el 10 de febrero de 2015 Simbad registraba 320 binarias espectroscópicas y 295 binarias eclipsantes con tipos espectrales más tempranos que B3, sobre un total de 30400 binarias espectroscópicas y 7070 eclipsantes. Por otro lado, cuando comenzamos esta tesis el catálogo GOSCv2 registraba 49 estrellas binarias, de las cuales sólo 12 eran SB2OE.

³En inglés *detached*.

⁴Llamado también movimiento apsidal, precesión apsidal, avance del periastro, precesión del periastro o de la órbita.

apenas en 9 sistemas tipo O+OB. Por eso, consideramos que el primer objetivo era *estudiar sistemáticamente la fenomenología del mov. apsidal en todos los sistemas binarios masivos* que fuera posible analizar con la instrumentación disponible.

Cabe mencionar que las estrellas masivas cuando se encuentran en la secuencia principal tienen tipos espectrales O y B tempranos, pero durante su evolución pueden presentar espectros tipo Wolf-Rayet, supergigantes azules, amarillas y rojas. Por motivos metodológicos, teóricos y observacionales, esta tesis se circunscribe a las binarias masivas cuyas componentes primarias son estrellas tipo O y las secundarias O o B tempranas.

Este trabajo comienza por lo tanto describiendo el fenómeno del mov. apsidal tal como se presenta observacionalmente, su explicación teórica, y la forma en que se utiliza para la determinación de masas estelares (Capítulo 1). A continuación, en el Capítulo 2, se explica cómo se seleccionaron los sistemas binarios que fueron estudiados, cuáles fueron las observaciones realizadas, y cómo se analizaron. En el Capítulo 3 se presentan los resultados obtenidos para cada sistema. Luego, en el Capítulo 4, se discuten dichos resultados, se resumen las conclusiones a las que arribamos y se mencionan las posibles líneas de trabajo futuro que se abren a partir de ellas⁵.

⁵En el texto se ha incluido también algunos Apéndices: en el primero se tabulan las mediciones de velocidad radial realizadas (A), en el segundo se detallan las longitudes de onda de referencia utilizadas para las líneas espectrales (C), y en el tercero (D) se tabulan las masas de las binarias eclipsantes masivas O+OB.

Capítulo 1

El movimiento apsidal

El movimiento apsidal, a pesar de ser uno de los efectos más sencillos que produce una pequeña perturbación del potencial gravitatorio clásico y de ser conocido desde hace mucho tiempo, sigue siendo una fuente privilegiada de información acerca de la distribución de masa en el interior de las estrellas. Por este motivo, ha sido usado intensamente para verificar los modelos de estructura y evolución estelar.

Dado que el objetivo principal de este trabajo es explorar la posibilidad de extraer aún más información acerca de los sistemas binarios masivos utilizando este efecto, consideramos conveniente comenzar recordando brevemente en qué consiste este fenómeno, cuáles son sus características observacionales, su explicación teórica y la utilización que haremos de la información que nos brinda, especialmente en el marco de los sistemas binarios masivos.

La parte central del desarrollo teórico que aquí se resume – es decir la teoría de Sterne para el movimiento apsidal – fue profundizada durante el curso de Interiores Estelares, que fue una de las actividades académicas realizadas en el marco del plan de tesis.

1.1. La precesión en la teoría de perturbaciones

Gracias al análisis del movimiento orbital de Marte publicado por Kepler en 1609, es bien sabido por todos que los planetas se mueven siguiendo órbitas elípticas que tienen al Sol en uno de los focos. Newton demostraría luego, en 1687, que la forma de las órbitas es una consecuencia directa de las leyes de la mecánica, por él formuladas, y de la ley de gravitación universal. Sin embargo, es claro ya desde la teoría de Newton que, en realidad, la forma precisa de la órbita de un planeta alrededor del Sol dependerá también de la atracción gravitatoria de los demás planetas, lo cual implica un enorme problema de cálculo conocido como el *problema de varios cuerpos* o de *n cuerpos*.

El problema general, para el sistema solar, fue afrontado exitosamente por Lagrange (1809) con la formulación de la *teoría de perturbaciones*, que luego aplicó al *problema de dos cuerpos*. Esto es, el movimiento de dos cuerpos ligados gravitacionalmente, cuando el potencial de esta interacción es *casi* el mismo que generarían esas dos masas si fueran puntuales y no interactuaran

con otros cuerpos¹.

La teoría de Lagrange muestra que, si un planeta se mueve bajo la acción de un potencial total

$$\Phi = \Phi_0 + S,$$

donde Φ_0 es el potencial gravitacional de un sistema formado por dos cuerpos puntuales aislados (uno de los cuales es el planeta, que se movería en una órbita fija, cerrada y elíptica) y S es un *potencial perturbador*, tal que $S \ll \Phi_0$, entonces los elementos orbitales ya no serán constantes, sino que cambiarán lentamente con el tiempo.

Los elementos de la órbita a los que nos referimos son: la longitud del semieje mayor de la órbita relativa (a); la excentricidad (e); $\chi = -nT$, donde $n = 2\pi/P$ es el movimiento diario medio, P el período orbital del sistema y T el instante del paso por el periastro para una órbita determinada – habitualmente denominado *época* –; la longitud del nodo ascendente (Ω); la longitud del periastro (ω); y la inclinación del plano orbital (i). En la Figura 1.1 se representan esquemáticamente los elementos geométricos indicados. La recta que une el periastro con el apoastro, como une los vértices o *ápsides* de la elipse, suele llamarse línea de las ápsides.

La fuente del potencial perturbador S puede ser muy general y por tanto la teoría puede ser aplicada en escenarios muy distintos, particularmente en muchas situaciones que se encuentran en las estrellas binarias. La perturbación puede deberse, por ejemplo, a la extensión finita (no puntual) de las estrellas, a sus pequeños apartamientos de la forma esférica, a la presencia de otros cuerpos, o a una gran intensidad del campo gravitacional que obligue a considerar las correcciones propias de la teoría general de la relatividad.

Lagrange derivó un conjunto de ecuaciones diferenciales de primer orden, denominadas *ecuaciones planetarias*, que describen cómo cambian los elementos orbitales en un sistema de dos cuerpos por causa del potencial perturbador S . Una de estas ecuaciones (expresada aquí en la formulación de Roy, 1978²) muestra que la variación temporal de la longitud del periastro está dada por

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{(1-e^2)^{1/2}}{na^2e} \frac{\partial S}{\partial e} - \frac{\cot i}{na^2(1-e^2)^{1/2}} \frac{\partial S}{\partial i} \quad (1.1)$$

El cambio en la posición del periastro, determinado por esta ecuación, es lo que denominamos *precesión* o *movimiento apsidal*. La tasa de cambio de la longitud del periastro $\dot{\omega} = d\omega/dt$ suele denominarse *velocidad del movimiento apsidal* (VMA). Suele expresarse en grados/día, grados/ciclo, radianes/día o radianes/ciclo.

Al tiempo que demora la línea de las ápsides en realizar una revolución completa, o el periastro en alcanzar dos veces consecutivas una misma longitud, se le llama *período del mov. apsidal* y se representa por U . Si $\dot{\omega}$ se mide en grados/día, y U en años se tiene $U = 360/365 \dot{\omega}$.

Existe una ecuación planetaria para cada uno de los elementos orbitales y la forma de S

¹En la presentación de este problema, así como en el resto de esta Sección seguiremos en grandes líneas el desarrollo del tema dado por Hilditch (2001).

²En esta formulación la tercera ley de Kepler se expresa como $n^2 a^3 = G(M_1 + M_2)$, siendo M_1 y M_2 las masas de los cuerpos.

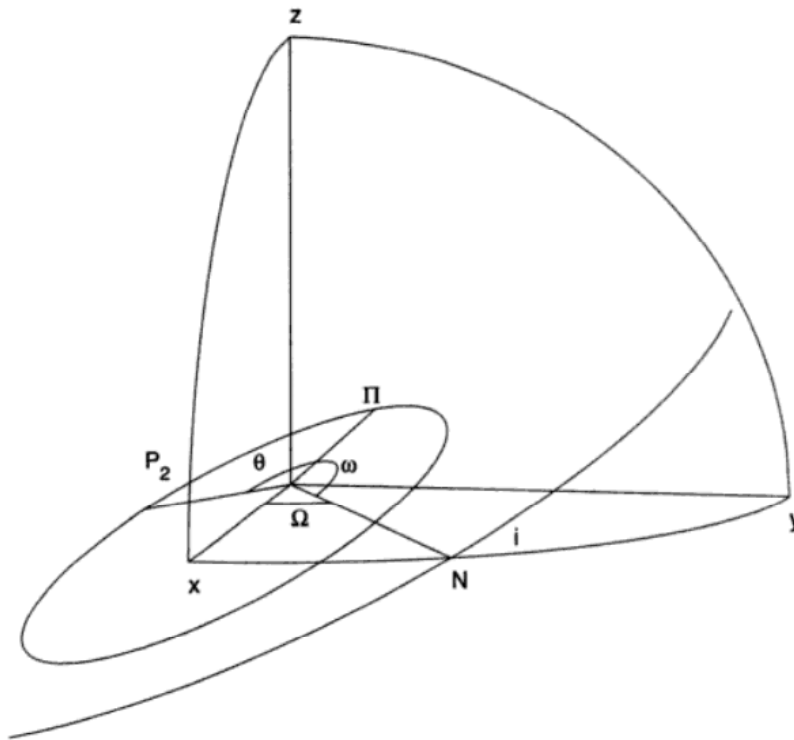


Figura 1.1: Ubicación espacial de la órbita relativa de una estrella binaria. La estrella primaria se encuentra en el origen de coordenadas y la secundaria en el punto \mathbf{P}_2 . La dirección \mathbf{z} corresponde a la línea de vista, con el observador hacia abajo de la figura. El plano (\mathbf{x}, \mathbf{y}) es el plano del cielo, con la dirección \mathbf{x} hacia el Norte. \mathbf{N} indica la dirección del nodo ascendente y Π la posición del periastron. Los ángulos indicados son Ω , longitud del nodo ascendente; ω , longitud del periastron; θ , anomalía verdadera e i , inclinación de la órbita. Reproducido de Hilditch (2001).

determinará cuáles son los parámetros que cambiarán con el tiempo. Más adelante veremos que en el caso que nos interesa S depende solamente de la excentricidad e y por lo tanto produce un cambio solamente en ω (ver Sec. 1.3). Notaremos además que dicha forma de S hace que ω crezca monótonamente con el tiempo, lo cual produce una rotación de la línea de las ápsides en el mismo sentido del movimiento orbital, puesto que ω se mide desde el nodo ascendente en la dirección del movimiento orbital, como se muestra en la Figura 1.2³.

Aunque pueda parecer obvio, conviene notar que si la órbita es circular ($e = 0$) todos sus puntos están a la misma distancia del centro y por tanto no existe un periastron y no tiene sentido hablar de mov. apsidal.

³En realidad, S también producirá un cambio en el parámetro χ . Pero ambas variaciones, la de ω y la de χ son simplemente dos maneras distintas de mirar el mismo fenómeno. En efecto, a partir de la ecuación planetaria para χ y la definición de n , puede demostrarse fácilmente que si S depende sólo de e , entonces se cumplirá que $\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{(1-e^2)^{1/2}}{n} \frac{\partial \omega}{\partial t}$, es decir que las variaciones de T van el mismo sentido que las de ω y difieren sólo en un factor constante. Dicho de otro modo, si ω aumenta también aumenta T . Esto es evidente si se observa la Fig. 1.2: los incrementos de ω hacen que el paso por el periastron se produzca más tarde.

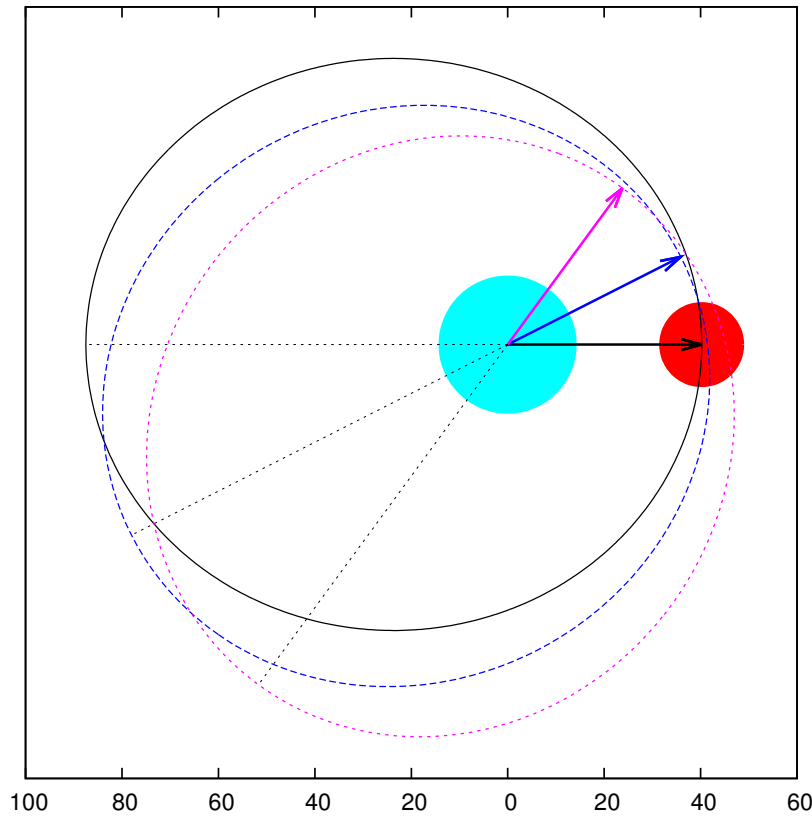


Figura 1.2: Esquema del movimiento apsidal en el sistema binario HD 93205. (Estrella primaria en celeste, secundaria en rojo.) Se muestran las sucesivas órbitas relativas para una época inicial arbitraria (línea negra continua), 15 años después (trazos azules) y 30 años después (trazos magenta). Se escogió un marco de referencia fijo en el centro de masa de la primaria. La secundaria se mueve en sentido anti-horario. Las flechas señalan la posición del periastro para dichas épocas y las líneas de trazos negros completan las líneas de las ápsides. Se indican las dimensiones del sistema en radios solares. (Evolución de las velocidades radiales de este sistema en la p. 9.)

1.2. Caracterización del mov. apsidal

1.2.1. Evidencias fotométricas

La precesión apsidal en la órbita de la Luna ya era conocida por Hipparcos (150–125 A.C.)⁴ y la de la órbita solar fue descubierta en el siglo XI por el astrónomo musulmán-andaluz al-Zarqālī, también conocido como Arzachel (Toomer, 1969); sin embargo, este fenómeno se identificó en las órbitas de las estrellas binarias recién a comienzos del siglo XX. Según parece, la primera detección de mov. apsidal en estrellas binarias la realizaron R. Dugan y W. Waterfield en 1928 a partir de datos fotométricos (Russell, 1928). Varios artículos de la década de 1920 atestiguan diversas discusiones e intentos de cálculos para explicar las fluctuaciones en los tiempos de mínimo de los eclipses de algunas binarias a partir del mov. apsidal. Finalmente Dugan & Waterfield (1928), estudiando los eclipses de la binaria Y Cygni, encontraron lo que consideraron

⁴Jones (1991)

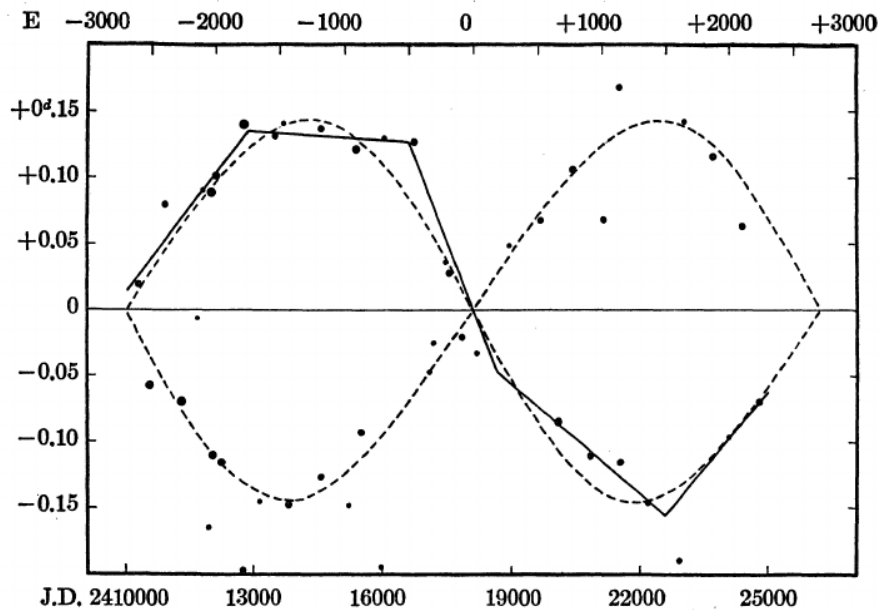


Figura 1.3: Residuos (O-C) de los tiempos de mínimo de los eclipses, derivados con respecto a las efemérides lineales de Y Cygni. La curva acompañada por líneas rectas corresponde a los mínimos primarios; la otra curva corresponde a los secundarios. Nótese como el eclipse primario registra al comienzo un atraso creciente, luego un atraso decreciente, posteriormente un adelanto creciente y luego uno decreciente. Figura reproducida de Dugan & Waterfield (1928).

“un caso simple y claro de revolución de la línea de las ápsides”.

Estos autores y otros habían encontrado por entonces que las diferencias ($O - C$) entre los tiempos de mínimo *Observados* en ciertas estrellas binarias eclipsantes y los tiempos *Calculados* con las efemérides conocidas, iban cambiando con el tiempo. Pero no lo hacían en forma aleatoria, como sería de esperarse si la diferencia fuera debida a errores observacionales, ni de forma lineal, como cabría esperar si hubiera errores en la determinación de los períodos, sino que las diferencias oscilaban periódicamente (ver Figura 1.3).

La dificultad en explicar estas diferencias era doble. Por una parte, suponiendo que las oscilaciones observadas fueran debidas al mov. apsidal, no existía una idea clara acerca de cuál debía ser la forma teórica de las curvas observadas en los gráficos ($O - C$) vs. tiempo. En el trabajo de Dugan y Waterfield mencionado, los autores indican que “la representación de las observaciones por curvas es una cuestión dudosa”. Superponen a sus datos curvas sinusoidales simplemente porque es lo que parece representar “aproximadamente” los datos, pero insisten en indicar que no conocen el “real curso” de esas curvas.

Por otra parte, tampoco existía entonces una teoría completa que explicara *ab initio* la relación entre la distribución de masa en el interior de las estrellas y la velocidad del mov. apsidal observado.

Una vez que estuvo claro que efectivamente las curvas debían ser sinusoides, fue posible ajustar ese modelo a los residuos y obtener los valores del período U para varias binarias eclipsantes.

La forma analítica aproximada de esas curvas, en la formulación de Smart (1953) proviene de la siguiente expresión:

$$(t_n - t_0) = (\omega_0 - \omega_n) \frac{P_0}{2\pi} - \frac{eP_0}{\pi} \cos \omega_n + \frac{eP_0}{\pi} \cos \omega_0 + O(e^2, e^3, \dots)$$

donde t_0 es la época inicial de los mínimos de los eclipses primarios⁵, el período sidereo en esa época es P_0 y la longitud del periaastro ω_0 ; t_n es una época posterior de los mismos mínimos, n períodos de referencia (P_0) más tarde, en la cual el periaastro tiene longitud ω_n ; y $O(e^2, e^3, \dots)$ indica términos de segundo orden, tercero, etc. en e .

Como puede verse allí, los desplazamientos temporales de los mínimos dependen de un primer término que será lineal si $\omega_n = \omega_n(t)$ depende linealmente del tiempo, de un segundo término co-sinusoidal en el tiempo y eventualmente de términos adicionales si e es significativa. Por ese motivo, si las efemérides que se utilizan para calcular los tiempos de mínimo son lineales en el tiempo, las diferencias ($O - C$) seguirán el segundo término y serán sinusoidales.

Más recientemente Lacy (1992) utilizando técnicas numéricas iterativas, desarrolló un método más preciso para encontrar simultáneamente e , ω_0 , $\dot{\omega}$, P , t_0 e i a partir de un conjunto de tiempos de mínimo y de la curva de luz de una binaria eclipsante.

De la “otra parte” del problema, o sea de la explicación *ab initio* del mov. apsidal nos ocuparemos en la Sección 1.3.

1.2.2. Evidencias espectroscópicas

El fenómeno del mov. apsidal se presenta también en los datos espectroscópicos de las binarias. Apenas un par de años después de haber sido detectado fotométricamente en Y Cygni, Redman (1930) pudo confirmar con observaciones espectroscópicas el avance del periaastro en este sistema. Para eso comparó dos soluciones orbitales diferentes, correspondientes a datos de velocidad radial (VR⁶) de dos épocas separadas por unos 8 años, y verificó que la longitud del periaastro había cambiado.

Este procedimiento será el punto de partida del análisis de cada sistema binario en este trabajo, por lo cual creemos conveniente explicarlo con cierto detalle. Los parámetros geométricos que se utilizarán para la descripción se representan en la Figura 1.4.

Recordemos que si tenemos una estrella orbitando en un sistema binario, su velocidad radial v_r sufrirá una variación periódica de acuerdo a la expresión:

$$v_r = K[\cos(\theta + \omega) + e \cos \omega] + \gamma \quad (1.2)$$

donde

$$K = (2\pi a \sin i) / [P(1 - e^2)^{1/2}] \quad (1.3)$$

⁵Existe un desarrollo análogo para los eclipses secundarios, en el cual el término en $\cos \omega_n$ y los siguientes tienen los signos opuestos.

⁶A partir de aquí a menudo usaremos esta abreviatura para la velocidad radial en el texto, y también “VRs” para el plural “velocidades radiales”, pero en las ecuaciones usaremos v_r .

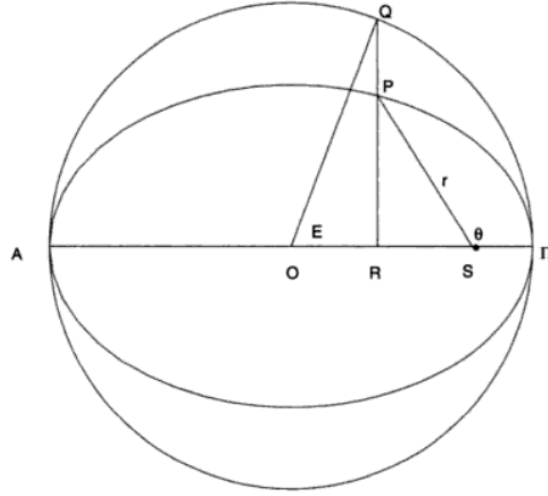


Figura 1.4: Geometría de una órbita elíptica: **O** es el centro de la elipse; **S** es el foco que se encuentra en el centro de masa de una de las estrellas (si estamos representando una órbita relativa); **Pi** es el periastro; **A** es el apoastro; el *círculo auxiliar* tangente a la elipse en **Pi** y **A** tiene centro en **O** y radio igual a a , el semieje mayor de la elipse; para una estrella ubicada en **P**, el ángulo θ , medido desde el periastro hasta la estrella, es la *anomalía verdadera*; **Q** es la proyección de **P** sobre el círculo auxiliar a lo largo de la recta **PR**, perpendicular al semieje mayor; y el ángulo E , medido desde el periastro hasta **Q** es la *anomalía excéntrica*. Figura reproducida de Hilditch (2001).

es la semiamplitud de la curva de velocidad radial, que suele expresarse en unidades de km s^{-1} , θ es la anomalía verdadera y γ es la velocidad sistémica o sea la velocidad radial del centro de masa del sistema binario. A su vez, se puede expresar la anomalía verdadera en función de la anomalía excéntrica E , resultando:

$$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = \left[\frac{(1+e)}{(1-e)}\right]^{1/2} \tan\left(\frac{E}{2}\right)$$

Mientras que la dependencia temporal de E está dada por la ecuación de Kepler, según la cual:

$$E - e \sin E = 2\pi \frac{(t - T)}{P}$$

donde t es el tiempo, que suele expresarse como Fecha Juliana Heliocéntrica (HJD) ⁷.

Resulta por lo tanto que partiendo de un conjunto adecuado de medidas de velocidad radial $V_{r,i}$, correspondientes a un conjunto de instantes t_i , de una de las componentes del sistema binario, y utilizando las ecuaciones anteriores, es posible calcular los valores de los parámetros P , T , e , ω , K y γ para esa estrella. Si se dispone de datos de velocidad radial de las dos componentes del sistema puede obtenerse además la relación $q = K_1/K_2$ (donde los subíndices

⁷La derivación de estas expresiones puede verse en Hilditch (2001).

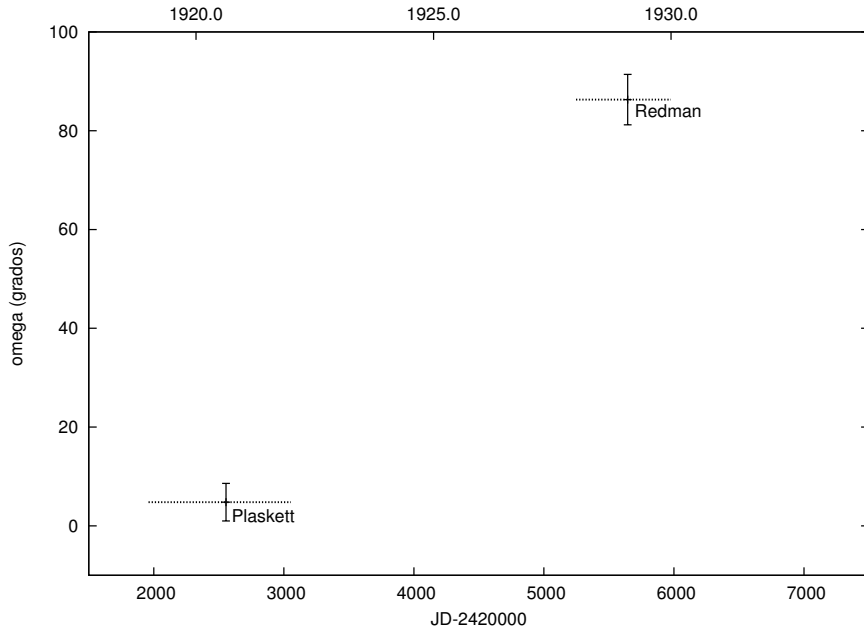


Figura 1.5: Variación de la longitud del periastro ω en Y Cygni. Las líneas de trazos horizontales indican el intervalo de tiempo dentro del cual fueron obtenidos los espectros por J. S. Plaskett (1919 a 1921) y R. O. Redman (1928 y 1929) para cada solución orbital. En este sistema $U \approx 48$ años. Datos extraídos de Redman (1930).

indican respectivamente la componente primaria, usualmente la de mayor masa, y secundaria del sistema)⁸.

Tradicionalmente estos cálculos se realizaban usando el método gráfico desarrollado por Lehmann-Filhes (1894). Actualmente los mismos cálculos se pueden realizar por métodos numéricos, los cuales proporcionan el conjunto de valores de los parámetros antedichos que mejor ajustan las observaciones $(t_i, V_{r,i})$ con el modelo definido por la ec. (1.2). Al conjunto de parámetros obtenido se lo denomina *solución orbital* del sistema y por eso este procedimiento se indica como “ajustar una solución orbital” al sistema.

Cuando un sistema presenta mov. apsidal sucede que al comparar una solución orbital del mismo, obtenida con datos de V_r tomados dentro de un intervalo de tiempo relativamente corto (es decir mucho menor que U), con otra solución obtenida con datos de otro intervalo de tiempo corto pero bastante posterior o anterior, se observa que ω es diferente, mientras que el resto de los parámetros permanecen prácticamente constantes. Este fue el tipo de comparación realizado por Redman (1930) para confirmar el mov. apsidal en la estrella Y Cygni (ver Figura 1.5).

Una primera aproximación al valor de $\dot{\omega}$ puede obtenerse simplemente calculando la pendiente de la recta que mejor ajusta los puntos en un gráfico ω vs. tiempo. Esto es posible porque, como se verá en la próxima Sección, normalmente puede considerarse que ω varía linealmente con el

⁸A menos que se indique otra cosa, desde aquí en adelante los subíndices en las cantidades que pueden variar entre las dos componentes de un sistema binario tendrán este significado (1 = primaria, 2 = secundaria) y serán simbolizadas con el subíndice j .

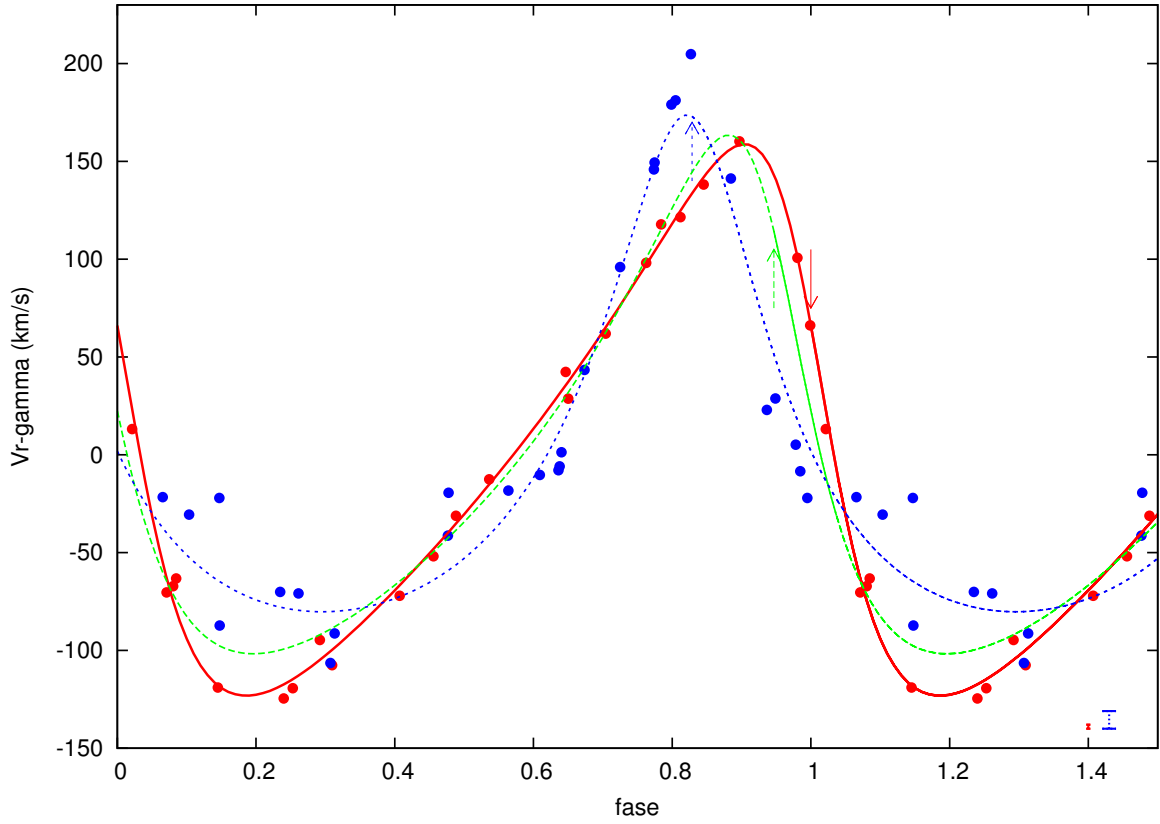


Figura 1.6: Evolución de la curva de velocidad radial del sistema HD 93205. Se representan las velocidades radiales de la componente primaria (respecto al baricentro del sistema) medidas por Conti & Walborn (1976) (puntos azules) en 1974–75 y para esta tesis (puntos rojos) en 2009–12, junto con las curvas ajustadas por nosotros a los datos de Conti & Walborn (trazos azules), Morrell et al. (2001) (verdes) y esta tesis (rojos). Las medidas de Morrell et al. no se muestran por simplicidad. Las flechas de los mismos colores indican la fase del paso por el periastró. Abajo a la derecha se muestran los errores internos estimados en las medidas de velocidad radial. Las fases corresponden a la época de nuestra solución.

tiempo, es decir que

$$\omega = \omega(t) = \omega_0 + \dot{\omega}(t - T_0), \quad (1.4)$$

donde ω_0 es la longitud del periastró correspondiente al paso por ese punto en la época T_0 .

Se obtiene un valor más preciso de $\dot{\omega}$ si en cambio se reemplaza el ω de la ec. (1.2) por su valor en la ec. (1.4). Es decir que ahora será:

$$v_r = K \{ \cos[\theta + \omega_0 + \dot{\omega}(t - T_0)] + e \cos \omega \} + \gamma. \quad (1.5)$$

Este modelo físico para los valores de V_r contiene una dependencia adicional de t y dos parámetros libres nuevos (ω_0 y $\dot{\omega}$) que sustituyen a ω . Numéricamente se pueden entonces buscar los valores de los parámetros orbitales que mejor ajusten todos los datos disponibles ($t_i, V_{r,i}$), de todas las épocas. Se obtendrá así $\dot{\omega}$ junto con todos los demás parámetros orbitales.

En la Fig. 1.6 pueden verse algunos ejemplos de este tipo de ajuste. Los ajustes fueron realizados durante este trabajo para velocidades radiales medidas por nosotros actualmente y por otros autores, algunas hace más de 30 años (Conti & Walborn, 1976) y otras hace poco más de 10 años (Morrell et al., 2001), en el sistema HD 93205, cuya geometría se representó en la Fig. 1.2. Aunque P y e son iguales en los tres ajustes, nótese como va cambiando la forma de la curva, la fase de la órbita en la que se produce el paso por el periastro, la velocidad radial en ese punto y sus valores máximos y mínimos.

Acerca del Período de los sistemas con mov. apsidal conviene mencionar que debe hacerse una distinción:

- se denomina *período sidereo* (P_{sid}) al intervalo de tiempo promedio entre dos eclipses sucesivos del mismo tipo si el sistema es eclipsante, o entre dos máximos (o mínimos) sucesivos de la velocidad radial de una de las componentes si el sistema no es eclipsante;
- se denomina *período anomalístico* (P) al intervalo de tiempo entre dos pasos sucesivos de las componentes por el periastro. Su nombre se debe al hecho que las anomalías (verdadera, excéntrica y media) se miden a partir del paso por el periastro.

En un sistema con mov. apsidal, la precesión del periastro hará que ambos períodos difieran. Si $\dot{\omega}$ se mide en grados por día⁹, se cumplirá que

$$P_{sid} = P \left(1 - \frac{\dot{\omega}P}{360} \right)$$

La dinámica del sistema está vinculada directamente al período anomalístico, por lo tanto, en todos los cálculos relacionados con la masa del sistema se utilizará P . El período sidereo en cambio, está relacionado con la perspectiva con que se ve el sistema desde la Tierra y por lo tanto con las observaciones.

Es importante notar que cuando se estudia un sistema binario sin saber si tiene mov. apsidal, usando observaciones realizadas dentro de un intervalo de tiempo $\Delta t \ll U$, el período que se obtiene es aproximadamente el período sidereo del sistema. Si luego se detecta mov. apsidal, por medio del ajuste conjunto a todas las observaciones del modelo representado por la ec. (1.5) se podrá conocer su período anomalístico.

Como en este trabajo usualmente encontraremos $\dot{\omega} \sim 10^{-3}$ grados/día y $P \sim 10$ días, las diferencias entre ambos períodos serán del orden de 10^{-5} días y por lo tanto, como veremos, serán detectables.

⁹ $\dot{\omega}$ también se puede medir en radianes por ciclo. Puesto que $\dot{\omega}[\text{grados/día}] = \dot{\omega}[\text{rad/ciclo}] \times 180/(\pi P)$, esta igualdad puede expresarse también como $P_{sid} = P(1 - \dot{\omega}/2\pi)$ cuando $\dot{\omega}$ se mide en radianes por ciclo.

1.3. Teoría del mov. apsidal

La comprensión actual del mov. apsidal se desarrolló en los años 1920-30 a partir del trabajo ya citado de Russell (1928), continuado luego por Cowling (1938) y otros autores, y finalmente reformulado, completado y generalizado por T. E. Sterne en 1939. En esta Sección se presentarán los postulados y los resultados principales de la teoría desarrollada por Sterne, así como la contribución debida a la Relatividad General prevista por T. Levi-Civita en 1937.

1.3.1. La teoría de Sterne

Russell (1928) advirtió que la medición de la velocidad de avance del periastro ($\dot{\omega}$) en las estrellas binarias eclipsantes, permitía obtener información acerca de la distribución de densidad en el interior de las estrellas. Intentó por tanto obtener una relación entre estas variables, pero para poder calcularla supuso, entre otras cosas, que la forma de las estrellas no cambiara con el paso del tiempo y pudiera ser aproximada con elipsoides cuyos ejes mayores estuvieran siempre alineados con la recta que une los centros de las dos estrellas.

Posteriormente Walter & Przybyllok (1936), Kopal (1938) y Cowling (1938) discutieron profundamente el trabajo de Russell, y en particular Cowling logró mejorar sus resultados suponiendo que probablemente “la forma de cada estrella en todo momento se aproxima mucho a la forma de equilibrio, en la cual está ajustada completamente al campo gravitacional de su compañera”.

Es oportuno notar que, en toda esa discusión, el criterio fundamental para evaluar los avances teóricos consistía en usar las distribuciones de densidad y los radios estelares calculados mediante los modelos de interiores disponibles por entonces – fundamentalmente politrópicos – para calcular teóricamente $\dot{\omega}$ y verificar si era compatible con su valor observacional.

Sterne (1939) encontró la manera de resolver completamente el problema, o por lo menos hasta el grado de precisión con que podemos medir $\dot{\omega}$ actualmente. Su planteo identificó eficazmente las aproximaciones que eran necesarias y posibles para resolver la cuestión y además utilizó un método matemático – la expansión de las funciones en series de armónicos esféricos – que le permitió alcanzar una precisión mayor respecto al trabajo de Cowling, con el cual es compatible, pero usando supuestos más generales.

En definitiva, la teoría de Sterne para el mov. apsidal en sistemas estelares binarios se deriva de las siguientes hipótesis:

- las estrellas están formadas por fluidos compresibles, con viscosidad pequeña, en equilibrio hidrostático y autogravitantes, es decir, sometidos únicamente a su propia acción gravitacional;
- el sistema binario está aislado de cualquier interacción con otros cuerpos;
- la deformación de las estrellas puede ser descrita con la *teoría estática de mareas*, es decir que el período orbital es mucho mayor que los períodos de las oscilaciones libres de las

estrellas, que por lo tanto pueden ajustar su forma “instantáneamente” para mantenerse en equilibrio con el potencial que experimentan¹⁰;

- las estrellas rotan con velocidades angulares uniformes Ω_1 y Ω_2 alrededor de ejes perpendiculares al plano orbital;
- la forma de las estrellas es aproximadamente esférica.

En estas condiciones, el potencial perturbador sobre una de las estrellas, que denominaremos A, será

$$S = \Phi_r + \Phi_t,$$

o sea la suma de dos contribuciones: Φ_r es el término originado por la rotación de A y Φ_t es el potencial de marea, debido a que A tiene una extensión finita, no-puntual, y por tanto la atracción de la estrella B sobre A no es igual en todos sus puntos.

Sterne calculó el potencial S bajo las hipótesis anteriores, desarrollando en series de armónicos esféricos las expresiones que contenían la inversa de la coordenada radial $1/r$ (técnica conocida como expansión de Clairaut–Legendre), aplicó la ec. de Lagrange mencionada (ec. 1.1), y desarrolló en series de potencias de e las expresiones del tipo a/D , siendo a el semieje mayor de la órbita relativa y D la distancia instantánea entre las estrellas. Calculó así $\dot{\omega}$.

Es necesario señalar que, debido a los supuestos físicos y geométricos adoptados por Sterne, resulta que S no depende de la inclinación i y por lo tanto sólo importa el primer término de la ec. (1.1). Además, descartó en los desarrollos los términos del orden de $(R_i/a)^{10}$ o superiores – donde R_i , con $i = 1, 2$ son los radios medios¹¹ de las estrellas–.

De este modo encontró que la velocidad del mov. apsidal está dada por

$$\frac{\dot{\omega}_2}{\Omega} = k_{2,1} \left(\frac{R_1}{a} \right)^5 \left[15 \frac{M_2}{M_1} f_2(e) + \frac{\Omega_1^2 a^3}{M_1 G} g_2(e) \right] + k_{2,2} \left(\frac{R_2}{a} \right)^5 \left[15 \frac{M_1}{M_2} f_2(e) + \frac{\Omega_2^2 a^3}{M_2 G} g_2(e) \right], \quad (1.6)$$

donde Ω es la velocidad angular orbital promedio, $k_{2,j}$ son las *constantes de estructura interna* (ver p. 13), M_1 y M_2 son las masas estelares, G es la constante de gravitación universal y $f_2(e)$ y $g_2(e)$ son funciones de la excentricidad e dadas por:

$$f_2(e) = \left(1 + \frac{3}{2}e^2 + \frac{1}{8}e^4 \right) (1 - e^2)^{-5},$$

$$g_2(e) = (1 - e^2)^{-2}$$

donde los subíndices 2 indican que las expansiones se calcularon conservando los términos hasta

¹⁰Si el período orbital no cumpliera esta condición debería usarse la teoría dinámica de mareas. Quataert et al. (1996) exploraron esta posibilidad y mostraron que esta hipótesis de equilibrio se cumple siempre que los períodos de las oscilaciones en modos p , f y g de las estrellas sean por lo menos 10 veces menores que el tiempo del paso por el periastro. Esto parece cumplirse en todos los casos conocidos.

¹¹En la teoría de Sterne la superficie de cada estrella es una equipotencial del campo Φ . Esta equipotencial se describe mediante una expresión de la forma $r = R \left[1 - \sum_{n=1}^{\infty} \epsilon_{2n} P_{2n}(\cos \theta) \right]$, donde r indica la coordenada esférica radial, θ la zenital, P_{2n} los polinomios de Legendre, los coeficientes ϵ_{2n} son funciones que describen las desviaciones de las superficies de nivel respecto a la simetría esférica y R es lo que se denomina *radio medio*.

el orden 2 en el desarrollo del potencial perturbador¹².

Los términos que contienen Ω_1 y Ω_2 indican la contribución rotacional al mov. apsidal y los otros términos la contribución de marea.

La teoría de Sterne proporciona entonces un modo para calcular $\dot{\omega}$. En efecto, dado un modelo de estructura estelar, se tiene una función $\rho(r)$, para la cual se puede resolver – en principio – la ec. (1.8) de la página siguiente, se puede evaluar η_2 en R_j , calcular las $k_{2,j}$ con la ec. (1.7), sustituirlas en la ec. (1.6) y obtener teóricamente $\dot{\omega}$.

Acerca de las constantes de estructura interna $k_{2,j}$

La constante de estructura interna de orden 2 calculada sobre la estrella j es la cantidad

$$k_{2,j} = \frac{1}{2} \left[\frac{3 - \eta_2(R_j)}{2 + \eta_2(R_j)} \right] \quad (1.7)$$

donde $\eta_2(R_j) = \eta_2(r = R_j)$ es el valor de la variable adimensional η_2 en la superficie de la estrella j . Dicha variable cumple $\eta_2(r = 0) = 0$ y satisface la ecuación diferencial

$$r \frac{d\eta_2}{dr} + \eta_2^2 - \eta_2 - 6 + \frac{6\rho}{\rho_m}(\eta_2 + 1) = 0 \quad (1.8)$$

donde $\rho = \rho(r)$ es la densidad a una distancia r del centro de la estrella y ρ_m es la densidad media interior a r en una distribución de materia con simetría esférica en la cual la densidad depende de r de la misma manera que lo hace ρ en la estrella deformada real.

Las constantes de estructura interna están fuertemente relacionadas con la concentración de masa hacia el centro de la estrella, tal como fue indicado ya por Russell (1928). Se puede demostrar que estas constantes son siempre positivas, menores que 0.75 y tienden a 0 a medida que la masa de la estrella se concentra hacia su centro (véase Russell, 1928, y Sterne, 1939, entre otros). Por eso la ec. (1.6) implica que $\dot{\omega} > 0$ siempre.

Las constantes de estructura interna ocupan un lugar muy importante en la teoría del mov. apsidal, puesto que a través de ellas se conectan los valores observados de $\dot{\omega}$ con los modelos de estructura estelar. En efecto, nótese que si se dispone de un conjunto adecuado de observaciones fotométricas y espectroscópicas, es posible determinar observacionalmente todos los parámetros de la ec. (1.6), excepto justamente las constantes $k_{2,j}$. Éstas no se pueden despejar de la ecuación porque los dos términos del lado derecho no son separables, pero es posible determinar un valor medio ponderado $\bar{k}_2 = w_1 k_{2,1} + w_2 k_{2,2}$ (donde los w_i son los pesos de cada término), que depende fuertemente de la edad de la estrella. Este valor medio es el que se usa para comparar los resultados teóricos con los observacionales. Usualmente se encuentra $\bar{k}_2 \sim 10^{-2}$ a 10^{-3} .

¹²Durante el curso de Interiores Estelares, como actividad específica de postgrado para la aprobación del mismo, realizamos una monografía en la cual reprodujimos los cálculos de Sterne – utilizando un enfoque más moderno del problema – hasta obtener la ec. (1.6), y verificamos sus hipótesis para el caso del sistema HD 165052.

1.3.2. El movimiento apsidal en la Relatividad General

El movimiento de una estrella en un sistema binario, en las circunstancias de interés para este trabajo, difiere muy poco de su representación newtoniana, como mostró Tullio Levi-Civita en dos trabajos publicados en 1937 (Levi-Civita 1937a,b), y por tanto los efectos relativistas pueden ser tratados como perturbaciones de primer orden. Esto ya había sido demostrado y explorado por de Sitter (1916) para el caso de los planetas y satélites del sistema solar, en el cual existe una masa predominante, pero el tratamiento de Levi-Civita evita ciertas simplificaciones y obtiene un resultado más general y más preciso.

Levi-Civita (1937b) en su tratamiento del problema de varios cuerpos, supone únicamente que, en el marco de la teoría de la relatividad general de Einstein, existe una interacción gravitacional en un espacio pseudo-euclidiano, en el cual se encuentran elementos diferenciales clásicos de masa dm agregados para formar varios cuerpos, y realiza algunas aproximaciones que surgen de las condiciones del sistema solar, esto es:

- se trata de cuerpos materiales con velocidades pequeñas comparadas con la de la luz ($v/c \sim 10^{-3}$) y, por lo tanto, no considera términos de orden mayor que 1 respecto a esas magnitudes de v/c ;
- si R es la máxima dimensión longitudinal de los cuerpos involucrados y D la menor distancia entre ellos, los términos que contienen $(R/D)^2$ son completamente despreciables;
- el movimiento de cada cuerpo es aproximadamente una traslación pura;
- la atracción gravitatoria newtoniana debida a un cuerpo, en su propio centro de masa, nunca es más que algunos centésimos de la atracción ejercida en el mismo punto por todos los otros cuerpos del sistema.

En esas condiciones calcula las correcciones relativistas al movimiento de varios cuerpos. En base a esos resultados, Levi-Civita (1937a) afronta el caso de dos cuerpos de masa comparable aislados, como podrían ser las componentes de una estrella binaria, y encuentra las correcciones relativistas a las ecuaciones de movimiento para esta situación suponiendo que se trata de dos cuerpos de masas M_1 y M_2 . Una de estas correcciones es justamente la aparición de una precesión del periastro con una velocidad dada por:

$$\frac{\dot{\omega}_{RG}}{\Omega} = \frac{3G}{c^2} \frac{(M_1 + M_2)}{a(1 - e^2)}$$

o bien, si las masas se expresan en unidades de masa solar y la distancia a en radios solares:

$$\frac{\dot{\omega}_{RG}}{\Omega} = 6.36 \times 10^{-6} \frac{(M_1 + M_2)}{a(1 - e^2)} \quad (1.9)$$

Esta contribución relativista al mov. apsidal usualmente es del orden de una décima parte de la contribución clásica.

1.3.3. El movimiento apsidal total

Las diversas contribuciones al movimiento apsidal se superponen y por tanto el efecto total está dado por la suma del efecto relativista más el previsto por la teoría clásica de Sterne, es decir que:

$$\frac{\dot{\omega}}{\Omega} = \frac{\dot{\omega}_2}{\Omega} + \frac{\dot{\omega}_{RG}}{\Omega}$$

En los años 1980, el progresivo incremento en la precisión de los datos observacionales, unido al mejoramiento de los modelos de estructura estelar y, especialmente, a que se advirtió la fuerte dependencia de las constantes k_2 con respecto a la edad, permitió lograr un excelente acuerdo entre los movimientos apsidales observados y los previstos teóricamente. Subsisten solamente un par de casos (como por ejemplo DI Her y AS Cam) en los que se presentan discrepancias. Varios autores (Company et al., 1988; Khaliullin et al., 1991; Khodykin & Vedeneyev, 1997; Pavlovski et al., 2011) mostraron que estos casos pueden ser explicados por un no-alineamiento del momento angular rotacional con el orbital o por la presencia de un *tercer cuerpo*.

La cuestión del tercer cuerpo

Una parte importante de los sistemas binarios – el 20% según Abt (1983) – son miembros de sistemas triples o múltiples. Los sistemas triples jerárquicos, esto es, aquellos en los cuales la tercera componente está relativamente alejada de las dos primeras, pueden permanecer ligados por largas escalas de tiempo. En ellos se distingue la órbita interna, de las dos componentes más cercanas, y la órbita externa, de la tercera componente y el baricentro de la órbita interna. La evolución de las órbitas en dichos sistemas, en el caso particular en que $M_1 \gg M_3 \gg M_2$ (donde M_3 es la masa del tercer cuerpo), fue estudiada por Yoshihide Kozai en 1962 en un trabajo fundamental sobre el tema.

Allí Kozai muestra que se deben producir oscilaciones en la excentricidad (e_{in}) de la órbita interna y la inclinación mutua (i_m) de ambas órbitas, llamadas ciclos de Kozai. Mientras que en el argumento del periastro de la órbita interna (ω_{in}) debe producirse una *circulación* — es decir un incremento monótono de ω_{in} — o bien una *libración* — variación cíclica entre dos valores determinados — según cuáles sean los valores iniciales de ω_{in} , i_m y e_{in} . Un resumen completo de las características de los ciclos de Kozai puede verse en Makarov & Eggleton (2009).

Posteriormente, varios autores (por ej. Innanen et al. 1997, Ford et al. 2000 y Hamers et al. 2013) generalizaron en varios sentidos el trabajo de Kozai. En especial Ford et al. (2000) presentan las ecuaciones de movimiento (analíticas y aproximadas hasta el orden octupolar) que describen la evolución de las órbitas de sistemas triples, deducidas sin hacer ninguna suposición particular acerca de sus masas. Dichas ecuaciones deben ser resueltas numéricamente, tarea que los autores realizan para varios sistemas de masas bajas o intermedias, encontrando comportamientos similares a los descritos por Kozai (1962).

Hamers et al. (2013) utilizan dichas ecuaciones para sintetizar poblaciones estelares de sistemas triples jerárquicos con $1.0 < M_1 < 6.5 M_{\odot}$ y además estudian el comportamiento de las órbitas cuando el mecanismo de Kozai se superpone al movimiento apsidal debido a los

fenómenos descritos anteriormente en esta Sección.

Los resultados de los trabajos recién mencionados son muy estimulantes para el desarrollo futuro en este tema, especialmente en el contexto de las estrellas masivas. Con respecto a su vinculación con el movimiento apsidal, es importante notar que la duración de los ciclos de Kozai es aproximadamente

$$P_{\text{KC}} \sim \frac{P_{\text{ext}}^2 (M_1 + M_2 + M_3)}{P_{\text{in}} M_3},$$

lo cual, para los sistemas de baja masa estudiados por Makarov & Eggleton (2009), suele conducir a períodos del orden de los miles, millones o miles de millones de años.

Por otra parte, también debe tomarse en cuenta que el efecto de los ciclos de Kozai puede resultar suprimido por las perturbaciones en el campo gravitacional debidas a la deformación por mareas, la rotación en las componentes de la binaria interna, o los efectos relativistas (Makarov & Eggleton, 2009; Innanen et al., 1997). Esto sucede si se cumple que

$$P_{\text{ext}}(\text{a}) \gtrsim P_{\text{in}}(\text{d})^{1.4}, \quad (1.10)$$

donde P_{ext} es el período de la órbita externa medido en años y P_{in} el de la interna en días.

No encontramos cálculos explícitos del valor de $\dot{\omega}$ esperable debido al efecto de Kozai, ni tampoco una cuantificación de su importancia relativa respecto a los varios efectos mencionados, para binarias masivas con P_{in} del orden de algunos días. Por ese motivo, en los cálculos teóricos del mov. apsidal realizados para esta tesis no se incluye el efecto de un tercer cuerpo, pero en el estudio de algunos sistemas se discute su posible influencia.

1.4. Movimiento apsidal en sistemas binarios masivos

A partir de la identificación del fenómeno y luego del desarrollo teórico de Sterne, se han ido publicando catálogos de sistemas binarios que presentan movimiento apsidal. Uno de los más recientes se debe a Petrova & Orlov (1999), quienes refieren en su trabajo varios catálogos anteriores, a partir de los cuales realizaron una búsqueda bibliográfica. Estos autores compilaron un catálogo de estrellas dobles con movimiento apsidal que reporta 128 sistemas. En él se observa que el período de la precesión orbital tiene un amplio rango de valores, que va desde 8 días en el caso de V616 Mon, hasta 46700 ± 4300 años en DI Her – uno de los sistemas cuyo $\dot{\omega}$ no se ajusta a la teoría de Sterne – con un valor típico de 30 años, correspondiente a $\dot{\omega} \sim 0.03$ grados/día.

Otro catálogo de similar completitud fue realizado por Bulut & Demircan (2007). Es un catálogo de estrellas binarias eclipsantes con órbitas excéntricas, en el cual incluyen los parámetros del movimiento apsidal de aquellas que lo presentan. Fue obtenido a partir de otros catálogos más generales y mucho más extensos, como los catálogos Hipparcos y Tycho (ESA, 1997), y el *Ninth Catalogue of Spectroscopic Binary Orbits* (Pourbaix et al., 2004, SB9). Presenta 113 sistemas con movimiento apsidal, con períodos de precesión que van desde los 69 días de NN Del hasta los 160000 ± 40000 años de EW Ori. En este catálogo el valor típico de U es ~ 170 años, o bien $\dot{\omega} \sim 0.006$ grados/día. No se hallaron catálogos posteriores que recopilen específicamente

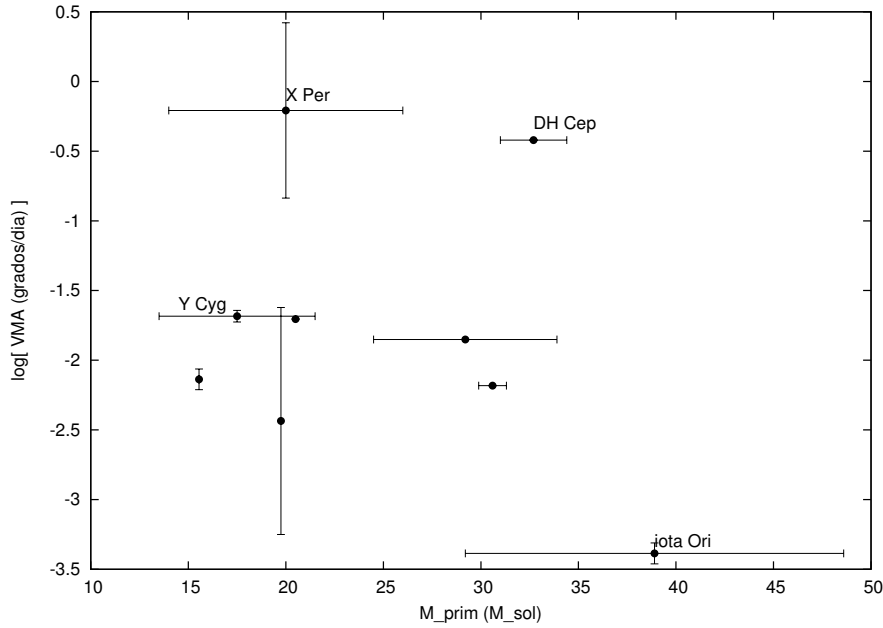


Figura 1.7: Sistemas O+OB con mov. apsidal catalogados previamente por Bulut & Demircan (2007) y Petrova & Orlov (1999). Se indican las masas de las componentes primarias reportadas por los autores, y las velocidades del mov. apsidal ($VMA \equiv \dot{\omega}$) con barras de error cuando ellos mismos los indican. Se señalan algunos sistemas notables: X Per contiene un objeto compacto; DH Cep tiene una de las VMA más altas conocidas; en Y Cyg se reconoció por primera vez el mov. apsidal y ι Ori es un caso muy extraño, estudiado también en esta tesis.

información sobre el mov. apsidal.

Tanto Petrova & Orlov (1999) como Bulut & Demircan (2007) reportan binarias tipo O+OB – 16 en total – tres de las cuales fueron incluidas en la muestra estudiada en esta tesis (véase Sec. 2.1). Entre las restantes, cabe señalar que 5 luego fueron re-clasificadas como pertenecientes a otros tipos espectrales y que en otras 2 reportan errores en U varias veces mayores que el propio valor de U . En definitiva, los sistemas O+OB con mov. apsidales atendibles, incluidos en dichos catálogos, son solamente 9. En la Fig. 1.7 se representan las velocidades de los mov. apsidales de esos sistemas en relación a las masas de sus componentes primarias, simplemente para graficar los órdenes de magnitud involucrados.

1.4.1. Cálculo de masas

Es un hecho bien conocido, tal como fue mencionado en la Introducción de este trabajo, que la variable determinante de la evolución estelar es la *masa* con la que una estrella llega a la llamada Secuencia Principal de Edad Cero (ZAMS) – que aquí llamaremos *masa inicial*. La medición de las masas estelares es, por esta y otras razones, una cuestión astrofísica fundamental. Uno de los motivos por los cuáles se decidió llevar a cabo este trabajo, fue justamente explorar la posibilidad de encontrar un método alternativo para calcular las masas de las estrellas masivas. Es por eso que en esta sección presentaremos el método tradicional para determinar masas estelares y el

método que se ha utilizado, por primera vez asiduamente, en esta tesis basado en la medición del mov. apsidal.

Método kepleriano

Usualmente las masas de las estrellas se determinan por el método *kepleriano*, que antes llamamos *tradicional*, y que consiste en aplicar las leyes de la mecánica newtoniana, o más específicamente las leyes de Kepler, al movimiento de las componentes de una binaria eclipsante.

Este método consiste en lo siguiente: supongamos que se tiene un conjunto adecuado de observaciones fotométricas y espectroscópicas de una binaria eclipsante. Generalmente, en los espectros de este tipo de binarias se puede distinguir las líneas de las dos componentes¹³, es decir que se trata de un espectro de *doble línea*, o sea de una binaria de tipo *SB2*. Por tanto, utilizando las observaciones espectroscópicas es posible obtener una solución orbital¹⁴, como ya se ha mencionado, y se conocen los parámetros:

$$P, T_0, e, \omega, K_1, K_2, q, \gamma_1 \text{ y } \gamma_2,$$

donde T_0 es el instante del paso por el periastro y $q = K_1/K_2 = M_2/M_1$.

A partir de e, K_j y P , usando la ec. (1.3), es posible calcular los semiejes proyectados $a_j \sin i$ de las órbitas de las componentes. Luego, recordando que por las propiedades del centro de masa $M_1 a_1 = M_2 a_2$ y empleando la tercera ley de Kepler, como por la geometría del sistema el semieje mayor de la órbita relativa es $a = a_1 + a_2$, se obtienen las *masas mínimas*:

$$M_{1,2} \sin^3 i = \frac{1}{2\pi G} (1 - e^2)^{3/2} (K_1 + K_2)^2 K_{2,1} P \quad (1.11)$$

Es claro que si $i = 90^\circ$, es decir si el plano orbital está en nuestra línea de vista, estas expresiones proporcionan las masas absolutas de las estrellas, pero como esto normalmente no sucede, tendremos solamente el límite inferior de los valores de las masas.

Para obtener las masas absolutas de las componentes del sistema, es necesario conocer la inclinación i de la órbita. Esto es posible cuando se trata de binarias eclipsantes. En efecto, la luminosidad instantánea de un sistema binario eclipsante depende, entre otras cosas, de la inclinación de su plano orbital, y por lo tanto es posible representarla mediante un modelo que contenga, entre otros parámetros, la inclinación. Luego, si se dispone de un conjunto de observaciones fotométricas que muestreen adecuadamente la curva de luz de la binaria, especialmente en los eclipses, es posible ajustar los parámetros libres del modelo a los datos y obtener i .

¹³Es posible que una binaria eclipsante no tenga un espectro de doble línea, como puede suceder cuando la secundaria es un objeto compacto.

¹⁴Desde aquí en adelante, por brevedad, llamaremos a este tipo de soluciones, obtenidas a partir de mediciones de VR de las dos componentes en un espectro de líneas dobles, *solución SB2*. Mientras que la solución orbital obtenida a partir de espectros de líneas simples se llamará *solución SB1*. Es posible por tanto que una misma binaria tenga soluciones SB1 y SB2. Típicamente esto se debe al desarrollo histórico de la investigación. Cuando la componente secundaria es muy débil, o cuando los espectros se obtienen en baja resolución, primero se detectan variaciones en la VR de la primaria, eventualmente se obtiene una solución SB1, y más tarde se detecta la secundaria y se obtiene una solución SB2.

En este trabajo se ajustará en algunas oportunidades un modelo de este tipo a los datos fotométricos de algunas binarias. El modelo que se utilizará está resumido en la ec. (49) de Hadrava (2004). En ese mismo trabajo se describe el código FOTEL, que se usará para ajustar las curvas de luz de las binarias eclipsantes y las curvas de velocidad radial en este trabajo.

Hallada la inclinación i de un sistema es inmediato el cálculo de las masas absolutas por medio de la ec. (1.11). Sin embargo, si el sistema no es eclipsante, lo cual implica que i es bastante menor que 90° , por medio de las observaciones espectroscópicas, usando el método kepleriano, solamente pueden obtenerse las masas mínimas. Pero si el sistema tiene mov. apsidal, como veremos a continuación, es posible calcular las masas aunque no haya eclipses.

Método del movimiento apsidal

Desde que se detectó mov. apsidal en sistemas de estrellas binarias y se pudo medir la velocidad de la precesión de sus periastrós, estas mediciones se utilizaron principalmente para verificar los modelos de estructura y evolución estelar, o más específicamente, las distribuciones de densidad en los interiores estelares predichas por dichos modelos. Ese tipo de trabajo sigue siendo importante hasta el presente, como puede verse, por ejemplo, en Zasche & Wolf (2013) quienes analizan el mov. apsidal en varias binarias eclipsantes de la Nube Mayor de Magallanes.

En 1980, David G. Monet propuso una manera de comparar los valores observados del mov. apsidal con los calculados, que fue posteriormente retomada y extendida por Jeffery (1984). Este último sin embargo, planteó además la oportunidad de “invertir” el problema, es decir, con el procedimiento de Monet (1980), utilizar los valores observados del mov. apsidal y los modelos estelares disponibles para *calcular las masas* de las binarias. Jeffery aplicó este método a tres binarias y pudo deducir sus masas y sus edades. Pero según parece esta línea de trabajo no fue continuada posteriormente.

En forma independiente, aunque siguiendo un camino similar, O. Benvenuto, A. Serenelli, L. Althaus, R. Barbá y N. Morrell en 2002 calcularon las masas de las componentes del sistema binario masivo HD 93205 utilizando su movimiento apsidal. En este trabajo se calcularán las masas siguiendo ese mismo método, por lo cual lo describiremos brevemente a continuación¹⁵.

Supongamos que dado un sistema binario SB2 no-eclipsante, se dispone de una solución orbital obtenida a partir de datos espectroscópicos para una cierta época T_0 , y se han determinado observacionalmente la velocidad de su mov. apsidal, y las velocidades de rotación proyectadas de sus componentes. Se conocen por tanto los valores de los mismos parámetros que en la sección anterior y además:

$$\dot{\omega}, v_1 \text{ sen } i \text{ y } v_2 \text{ sen } i$$

y se pueden derivar como antes

$$a_1 \text{ sen } i, a_2 \text{ sen } i, M_1 \text{ sen}^3 i \text{ y } M_2 \text{ sen}^3 i$$

¹⁵Una explicación más detallada se encuentra justamente en Benvenuto et al. (2002).

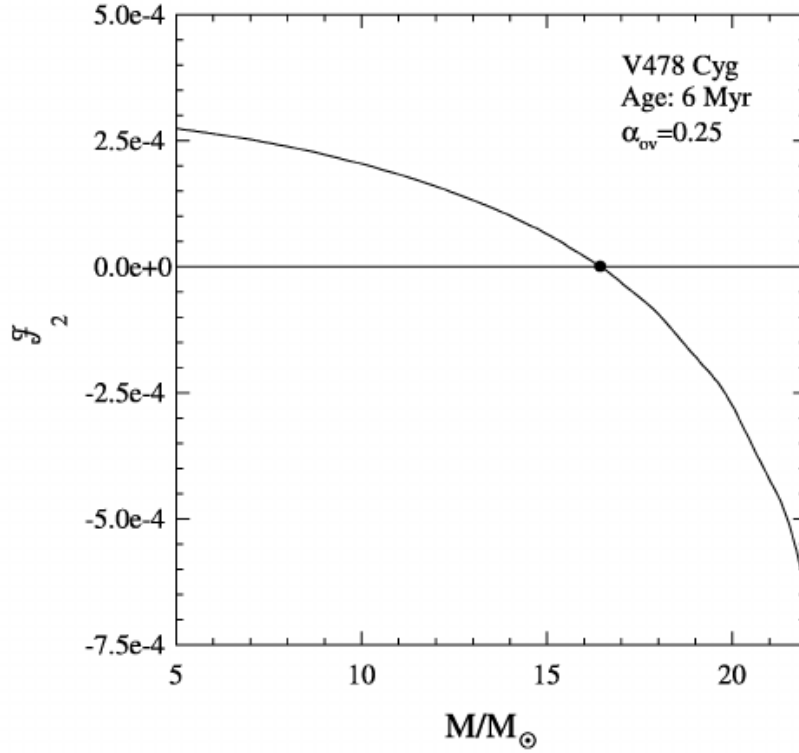


Figura 1.8: La función \mathcal{F}_2 (ec. 1.12) en función de la masa de la primaria M_1 calculada para V478 Cyg asumiendo una edad de 6 Ma. Nótese que el valor de M_1 solución de la ec. $\mathcal{F}_2 = 0$ está bien determinado. Figura reproducida de Benvenuto et al. (2002).

Por otra parte, sabemos que para una estrella de masa, abundancias químicas, edad y velocidad de rotación determinada, utilizando un modelo adecuado de estructura y evolución estelar, es posible calcular teóricamente su constante de estructura interna k_2 .

Notemos ahora que las ecuaciones (1.6) y (1.9), que dan las contribuciones clásica y relativista al mov. apsidal, pueden combinarse con los valores observados de período y mov. apsidal, para escribir una ecuación implícita en la masa M_1 de la primera componente. Esto se hace definiendo la función \mathcal{F}_2 como

$$\mathcal{F}_2(M_1) = \frac{\dot{\omega}}{\Omega} - \left(\frac{\dot{\omega}_2}{\Omega} + \frac{\dot{\omega}_{RG}}{\Omega} \right) = 0 \quad (1.12)$$

Nótese que el primer término de esta ecuación contiene la velocidad del mov. apsidal y el período observados, mientras que el segundo y el tercero indican las contribuciones al mov. apsidal calculadas teóricamente¹⁶. Esta ecuación implica sencillamente que para un cierto valor de M_1 el mov. apsidal observado es igual al teórico. Su forma completa, como puede verse en Benvenuto et al. (2002), es la siguiente:

¹⁶En el Cap. 3, Resultados, en los gráficos se escribirá $\Omega_{\text{apse}}/\Omega_{\text{orbit}}$, que debe interpretarse como idéntico a $\dot{\omega}/\Omega$

$$\mathcal{F}_2 = \frac{\dot{\omega}}{\Omega} - 6.36 \times 10^{-6} \frac{[fM_1^2(1+q)^5]^{1/3}}{a \sin i (1-e^2)} - \frac{15}{(a \sin i)^5} f_2(e) \left[\frac{f(1+q)^2}{M_1} \right]^{5/3} \left(k_{2,1} R_1^5 q + k_{2,2} R_2^5 \frac{1}{q} \right) - \frac{(v_1 \sin i)^2}{M_1 G (a \sin i)^2} g_2(e) \left[k_{2,1} R_1^3 + k_{2,2} R_2^3 \left(\frac{\Omega_2}{\Omega_1} \right)^2 \frac{1}{q} \right] = 0 \quad (1.13)$$

donde $f = M_1 \sin^3 i / (1+q)^2$ es la función de masa del sistema.

Sustancialmente, el método desarrollado por Benvenuto et al. consiste en observar que, si se asume que las dos estrellas tienen la misma edad, y se usa el valor de $q = M_2/M_1$ que proporcionan las observaciones, los modelos evolutivos permiten obtener las constantes de estructura interna y los radios de las estrellas como una función exclusivamente de M_1 y de la edad del sistema. Por lo tanto, para una edad determinada existirá un valor de M_1 que satisface la ec. $\mathcal{F}_2(M_1) = 0$. Ese valor será justamente la masa calculada para la estrella primaria (ver Figura 1.8).

En definitiva, el método funciona como sigue:

1. se calcula una grilla de modelos evolutivos que cubra el rango de masas de interés con un paso pequeño en la masa;
2. usando esta grilla se construyen isócronas partiendo desde la ZAMS, con un paso temporal dado;
3. para cada isócrona se busca una solución de la ec. (1.12). Se tiene así el valor de M_1 que corresponde a la edad de esa isócrona. Luego, usando q se deriva la masa de la secundaria.

Cabe recalcar que en este método, los parámetros de la solución orbital espectroscópica que inciden directamente en el cálculo de M_1 son¹⁷: $M_1 \sin^3 i$, e , q , $a_1 \sin i$, $a_2 \sin i$, $v_1 \sin i$ y $v_2 \sin i$.

Tal vez sea conveniente remarcar la importancia de este método: si una binaria tiene una órbita excéntrica ($e > 0$), cabe esperar que, en principio, *siempre* tendrá mov. apsidal, aunque sea muy pequeño. Luego, si es posible determinar su $\dot{\omega}$, usando este método *siempre será posible determinar su masa*. No importa que la binaria no sea eclipsante.

Obviamente el método tendrá sus limitaciones, entre las cuales señalamos que:

- la edad del sistema debe ser estimada de alguna manera;
- las masas que se obtienen dependen de los modelos evolutivos empleados, especialmente de los radios calculados para las estrellas;
- y las componentes de la binaria deben estar separadas¹⁸.

¹⁷En el Apéndice B se estima cómo se propagan los errores en estos parámetros en el cálculo de M_1 .

¹⁸En inglés *detached*, por lo menos durante el tramo evolutivo de interés para el cálculo.

En esta tesis, los cálculos necesarios para resolver la ec. (1.12) fueron realizados por el Dr. Omar Benvenuto a partir de las soluciones orbitales y los mov. apsidales calculados por el autor. Los modelos de evolución estelar utilizados fueron calculados con el código para evolución de binarias masivas descrito por Benvenuto & De Vito (2003), pero incluyendo las pérdidas de masa como en de Jager et al. (1988) y la convección como se indica en Demarque et al. (2004).

Brevemente, entre las principales características de dichos modelos se puede indicar que consideran:

- estrellas con simetría esférica, sin rotación ni campos magnéticos;
- binarias con órbitas circulares;
- interacción puramente gravitatoria entre los objetos;
- episodios de transferencia de masa entre las estrellas, cuyo inicio y final se calcula automáticamente comparando el radio de la estrella con el radio de la esfera equivalente al lóbulo de Roche;
- pérdidas de masa total y de momento angular debidas a: el viento estelar, transferencias de masa, radiación gravitacional y frenado magnético;
- abundancias solares ($X = 0.78$, $Y = 0.20$).

Los modelos se calculan siguiendo la técnica estándar de Henyey, modificada para poder tratar la tasa de pérdida de masa en forma implícita.

Es importante notar que el apartamiento de la esfericidad debido a la rotación modifica apreciablemente los $k_{2,j}$, como resulta claro de la teoría del mov. apsidal. Sin embargo, Claret (1999) mostró que existe una manera simple de tomar en cuenta esta modificación. En efecto, si definimos $[k_{2,j}]_{sph}$ como la constante de estructura interna correspondiente a una estrella esférica, el valor de $k_{2,j}$ para esa misma estrella deformada por la rotación, está dado por:

$$\log k_{2,j} = \log[k_{2,j}]_{sph} - 0.87 \frac{2V_j^2}{3g_j R_j}$$

donde V_j es la velocidad tangencial, R_j el radio de la estrella y g_j la aceleración de la gravedad en su superficie.

Este método para calcular las masas se utilizará repetidas veces en esta tesis y por lo tanto podrán verse más adelante (Cap. 3) varios ejemplos de su aplicación.

Capítulo 2

Metodología

Descrito en grandes líneas, este trabajo de tesis consistió en el estudio sistemático de un conjunto de estrellas binarias masivas con el objetivo de detectar, o confirmar, la existencia de movimiento apsidal en ellas y de utilizar, cuando fue posible, este efecto para determinar sus masas.

En este capítulo expondremos en primer lugar de qué manera seleccionamos las estrellas estudiadas, luego describiremos las observaciones realizadas y por último cómo fueron analizadas. El procedimiento de análisis se realizó siguiendo una estructura general idéntica para todos los sistemas binarios. Por ese motivo se decidió describir aquí esa estructura de análisis, mientras que los resultados del mismo, así como las particularidades encontradas en cada caso, se detallarán en el capítulo siguiente.

Las técnicas observacionales que se utilizaron – especialmente el procedimiento de reducción de espectros *echelle* – fueron en gran parte adquiridas durante el curso de Astronomía Observacional, que fue una de las actividades académicas realizadas como parte del plan de tesis.

2.1. Selección de la muestra

Este trabajo se propuso desde su inicio estudiar todas aquellas binarias cuya componente primaria fuera de tipo espectral O, la secundaria fuera de tipo espectral O o B (O+OB), y fuera posible un análisis de su mov. apsidal utilizando las facilidades observacionales a nuestro alcance. Puesto que, para que sea posible detectar espectroscópicamente el mov. apsidal, es necesario contar por lo menos con dos soluciones orbitales obtenidas en dos épocas distintas, primero se identificaron las estrellas binarias conocidas que tuvieran al menos una órbita¹ publicada, con el fin de observarlas nuevamente para tener una órbita actual.

Se comenzó por consultar el catálogo más completo de estrellas tipo O existente al comenzar este trabajo, que era el GOSC (*Galactic O Stars Catalog*) v. 2.0 publicado por Sota et al. en 2008. Ese catálogo contenía 370 estrellas O de la galaxia, de las cuales 201 son visibles desde el

¹En adelante usaremos la palabra *órbita* para referirnos a una solución orbital ajustada a las mediciones de VR de una estrella binaria.

Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO)² por tener declinaciones $\delta < 29^\circ$. 103 de estas estrellas resultaron ser binarias conocidas e identificadas como tales en el GOSC y constituyeron nuestro primer grupo de interés.

El siguiente paso fue individualizar entre esas binarias aquellas que tenían por lo menos una órbita publicada con excentricidad $e > 0$. Para eso se partió del relevamiento de Mason et al. (1998), en el cual los autores catalogaron 227 sistemas binarios con estrellas O, y realizaron un relevamiento de toda la bibliografía anterior buscando también soluciones orbitales. La mayor parte de las binarias del grupo interés del GOSC se encontraron en el relevamiento de Mason et al. y por tanto se pudo determinar si existían soluciones orbitales anteriores a 1998 y si eran excéntricas.

Por otra parte, se confeccionó un pequeño *script* para extraer de la base de datos Simbad (Wenger et al., 2000) las referencias bibliográficas de todos los trabajos publicados entre 1998 y 2008 inclusive que mencionaran alguna de las binarias del grupo interés. Se obtuvo una lista de aproximadamente 2160 trabajos, cuyos resúmenes se inspeccionaron.

Así se encontraron 113 trabajos que contenían información acerca de mediciones de VR y eventualmente órbitas de esas binarias. Reuniendo estos trabajos con el catálogo de Mason se identificaron 17 sistemas binarios que tenían por lo menos una órbita publicada en la cual se indicaba que eran excéntricos. Estos sistemas constituyeron la muestra seleccionada para ser estudiada en este trabajo. En la Tabla 2.1 se detallan dichos sistemas. Allí se indica el nombre con el cual se referirán en esta tesis, un nombre alternativo, la información contenida en el GOSC 2.0 respecto a tipo espectral, coordenadas, magnitud V, tipo de multiplicidad y grupo al que pertenecen (cúmulo y/o asociación OB), y la última excentricidad calculada antes de 2008.

Cabe acotar que en el catálogo GOSC v2.0, las estrellas θ_1 Ori A, HD 101131, HD 152233, CPD-41 7742, HD 152590 y HD 167263, no se marcan con la letra O, lo cual indicaría que no se conocía la órbita, pero en realidad ya existía una órbita publicada.

Adicionalmente debe señalarse que la existencia de mov. apsidal ya era conocida o sospechada en algunos de los sistemas estudiados en esta tesis. Esto se indica en el Cap. 3 cuando se analizan los sistemas individualmente. Sin embargo, nunca se había realizado un trabajo orientado específicamente a la medición sistemática de la velocidad de sus movimientos apsidales.

2.2. Observaciones

Una vez definidos los sistemas binarios a estudiar procedimos a observarlos espectroscópicamente a fin de obtener una solución orbital actual de cada uno de ellos. Nuestra intención fue obtener un conjunto de mediciones de VR suficiente como para ajustar una órbita (v.g. unas 20 medidas) en el tiempo más breve posible, de tal modo que la longitud del periastro fuera aproximadamente constante mientras se observaba el sistema (meta que generalmente se alcanzó, como se verá en el Cap. 3). Con esta finalidad solicitamos turnos en CASLEO y aprovechamos turnos

²CASLEO funciona a través de un acuerdo entre el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina (CONICET) y las Universidades Nacionales de La Plata, Córdoba y San Juan.

Sistema	Otro nombre	Tipo esp.	RA J2000.0	Dec J2000.0	V	tipo	Grupo	e	Ref.
θ_1 Ori A	HD 37020	B1?V?	05:35:15.83	-05:23:14.36	6.73	SB	Ori Id	0.626	St00
ι Ori A	HD 37043	O9III	05:35:25.98	-05:54:35.64	2.761	SB2O	Trapezium, Ori OB1	0.764	Mc00
HD 75759	HR 3525	O9V	08:50:21.02	-42:05:23.27	5.991	SB2O	IC 2395	0.634	T66
HD 93205	V560 Car	O3.5V	10:44:33.74	-59:44:15.46	7.746	SB2O	Tr 16, Carina Nebula As.	0.370	Mo01
HD 93403	HIP 52628	O5III	10:45:44.12	-59:24:28.15	7.272	SB2O	Tr 16, Carina Nebula As.	0.234	St01
HD 101131	V1051 Cen	O6V	11:37:48.44	-63:19:23.51	7.142	SB2?	IC 2944, Cen OB2	0.156	Gi02
δ Cir	HD 135240	O7.5III	15:16:56.89	-60:57:26.12	5.075	SB2OE	Campo	0.041	P01
HD 152219	V1292 Sco	O9.5III	16:53:55.61	-41:52:51.47	7.648	SB1O	NGC 6231, Sco OB1	0.047	St01
HD 152218	V1294 Sco	O9.5IV	16:53:59.99	-41:42:52.83	7.606	SB2O	NGC 6231., Sco OB1	0.398	Ga01
HD 152233	CPD-41 7718	O6III:	16:54:03.59	-41:47:29.91	6.556	C	NGC 6231, Sco OB1	0.57	Ga01
HD 152248	V1007 Sco	O7Ib:	16:54:10.06	-41:49:30.12	6.131	SB2OE	NGC 6231, Sco OB1	0.124	P99
CPD -41 7733	CD-41 11037	O9III	16:54:13.22	-41:50:32.52	7.743	SB1O	NGC 6231, Sco OB1	0.04	Hi74
CPD -41 7742	V1034 Sco	O9:IV:	16:54:19.82	-41:50:09.38	7.656		NGC 6231, Sco OB1	0.027	Sa03
HD 152590	V1297 Sco	O7.5V	16:56:05.22	-40:20:57.60	8.444		Sco OB1	0.35	Gk82
HD 153919	V884 Sco	O6.5Ia	17:03:56.77	-37:50:38.91	6.546	SB1OE	Campo	0.22	Ha03
HD 165052	HIP 88581	O6.5V	18:05:10.55	-24:23:54.85	6.871	SB2O	Sgr OB1	0.09	A02
HD 167263	16 Sgr	O9.5II-III	18:15:12.97	-20:23:16.69	5.964	SB1?	Sgr OB7	0.481	St01

Tabla 2.1: Sistemas binarios seleccionados para esta tesis. Tipo espectral, tipo de multiplicidad y grupo (cúmulo y/o asociación OB) según GOSC 2.0. SB1/2: binaria espectroscópica de líneas simples/dobles (*single/double-line*); O: órbita conocida; E: eclipsante. Ref.: última solución orbital conocida antes de 2008, de la cual se obtuvo e . A02: Arias et al. (2002); Ga01: García & Mermilliod (2001); Gi02: Gies et al. (2002); Gk82: Giesekeing (1982); Ha03: Hammerschlag-Hensberge et al. (2003); Hi74: Hill et al. (1974); Mc00: Marchenko et al. (2000); Mo01: Morrell et al. (2001); O06: Otero & Wils (2006); P01: Penny et al. (2001); P99: Penny et al. (1999); Sa03: Sana et al. (2003); St00: Stickland & Lloyd (2000); St01: Stickland & Lloyd (2001); T66: Thackeray (1966).

Semestre	Noches asignadas	desde	hasta	Noches ciencia	JD-2450000
2008B	4	14/08/08	18/08/08	2.3	4693.5
2009A	7	12/05/09	18/05/09	6.9	4964.5
2009B	7	02/08/09	08/08/09	5.9	5046.5
2010A	7	28/06/10	05/07/10	6.1	5376.5
2010B	7	20/08/10	26/08/10	6.4	5429.5
2011A	7	19/02/11	25/02/11	2.6	5612.5
2011B	4	30/11/11	03/01/12*	3.4	5896.5
2012A	5	26/02/12	01/03/12	4.8	5984.5
Total	48			38.4 (80%)	

Tabla 2.2: Turnos asignados a esta tesis en CASLEO por semestre. Noches ciencia: tiempo efectivamente útil para observar. Se indica la fecha juliana para la primera noche de cada turno a las 21 hs. tiempo local. *: noches aisladas 30/11, 01/12 y 29/12/11, 03/01/12.

otorgados para el relevamiento *OWN Survey*³ (Barbá et al., 2010) allí, y en los Observatorios Las Campanas (LCO) y La Silla del Observatorio Europeo del Sur (ESO), en Chile.

Solicitamos 8 turnos de observación al CASLEO y nos asignaron 48 noches, entre los años 2008 y 2012 (se detallan en la Tabla 2.2). En todos los turnos concurrimos a CASLEO para realizar las observaciones. La única excepción fue el turno 2011B, en el cual solicitamos noches aisladas para completar algunas curvas de VR. Ese turno se realizó en modo servicio, manteniendo contacto durante toda la noche con el operador para ajustar los tiempos de integración.

En CASLEO tomamos 754 espectros con el telescopio Jorge Sahade de 2.15 m de diámetro y el espectrógrafo REOSC SEL⁴ en dispersión cruzada. Empleamos siempre la red de difracción # 580 de 400 l/mm, en un ángulo de 6°30' a 40', y con una ranura de 300 μm (que equivalen a unos 3" sobre el cielo), cubriendo de ese modo el rango de 3500 a 6100 Å aproximadamente. Esta configuración es la misma que se utiliza para el programa *OWN Survey*.

De este modo, la dispersión recíproca en los espectros linealizados resulta ser 0.19 Å/pixel y el poder resolvente en 5000 Å es $R \sim 13000$, medida utilizando los anchos ($FWHM$ ⁵) de las líneas de emisión de la lámpara de Th-Ar usada para la calibración en longitud de onda. Los tiempos de integración fueron elegidos intentando asegurar una relación señal-ruido (S/N) final de los espectros $S/N \sim 200$, lo cual se logró. Además controlamos que los tiempos de exposición no sobrepasaran 1/50 del período de cada sistema. Tomamos espectros de la lámpara de comparación inmediatamente después de cada exposición de un objeto en la misma posición el telescopio.

Cada imagen obtenida, tanto del espectro de un objeto como de la lámpara, fue desplega-

³Monitoreo espectroscópico de alta resolución de estrellas tipo O y WN (estrellas Wolf-Rayet de la secuencia del nitrógeno) galácticas del hemisferio Sur

⁴*Recherches et Études d'Optique et de Sciences Connexes Spectrograph Echelle Liège* es un instrumento prestado por la Universidad de Liège, Bélgica

⁵*Full Width at Half Maximum*: suele ser traducido como “ancho a media altura”. Se utilizará en este trabajo en forma genérica como medida del “ancho” de las líneas. Usualmente la medimos ajustando una gaussiana con `splot` al perfil de las líneas.

Tabla 2.3: Características técnicas de los espectrógrafos en las configuraciones utilizadas en este trabajo.

Observatorio - telescopio - instrumento	dispersión recíproca (Å/pixel)	R en 5000Å	rango espectral (Å)
CASLEO - J. Sahade - REOSC	0.19	13000	3600 - 6100
ESO - 2.2 m - FEROS	0.03	45000	3600 - 9200
LCO - du Pont - Echelle	0.05	35000	3500 - 10100

da y examinada someramente en el momento que fue tomada para asegurar su calidad. Esto permitió ajustar los tiempos de exposición, optimizarlos, eventualmente tomar integraciones adicionales para aumentar la relación señal-ruido y controlar el foco.

Usamos también 3 espectros que obtuvimos en CASLEO durante agosto de 2013 durante un turno solicitado por el Dr. Gamen para la tesis de licenciatura de la Lic. Cristina Putkuri.

Se utilizaron, además, 52 espectros tomados en LCO, con el espectrógrafo échelle instalado en el telescopio Irénée du Pont de 2.5 m y 47 espectros obtenidos con el *Fibre-fed Extended Range Echelle Spectrograph* (FEROS) en el telescopio de 2.2 m de La Silla. Estas observaciones fueron llevadas a cabo por los Dres. Rodolfo Barbá, Nidia Morrell, Julia Arias, y Roberto Gamen, integrantes del *OWN Survey*, a quienes agradecemos enormemente.

Las características técnicas de las configuraciones utilizadas de los espectrógrafos se resumen en la Tabla 2.3.

2.2.1. Reducción de los datos

La reducción de las observaciones de CASLEO fue realizada por nosotros mismos utilizando las herramientas habituales de IRAF⁶. Todas las noches los operadores del telescopio tomaron imágenes de calibración: 10 *bias* y 10 *flat fields* de lámpara. Además, por lo menos una vez en cada turno, se tomaron 10 *flats* de cielo.

Las imágenes de cada noche fueron inspeccionadas primero visualmente y analizadas luego estadísticamente con *imstat*, verificando que no existieran problemas de saturación.

Se observó que las imágenes presentan, prácticamente todas, un problema de “iluminación”. Se trata de un patrón de brillo que puede verse en la Figura 2.1. Este patrón no parece provenir de los objetos observados, ni de las fuentes luminosas que se utilizan para las calibraciones. Intentamos corregirlo de distintas maneras, pero resultó muy difícil. De todos modos, usualmente sus efectos pudieron corregirse mediante un normalizado cuidadoso de los órdenes del *echelle* que resultaban afectados.

Las imágenes originales (“crudas”) fueron corregidas primero por *overscan* y luego “recortadas” (*trimming*) conservando toda el área expuesta y descartando la sección usada para el

⁶IRAF (*Image Reduction and Analysis Facility*) es distribuido por *National Optical Astronomy Observatories* los cuales son operados por *Association of Universities for Research in Astronomy, Inc.*, bajo un acuerdo de cooperación con *National Science Foundation*. Tody (1986).

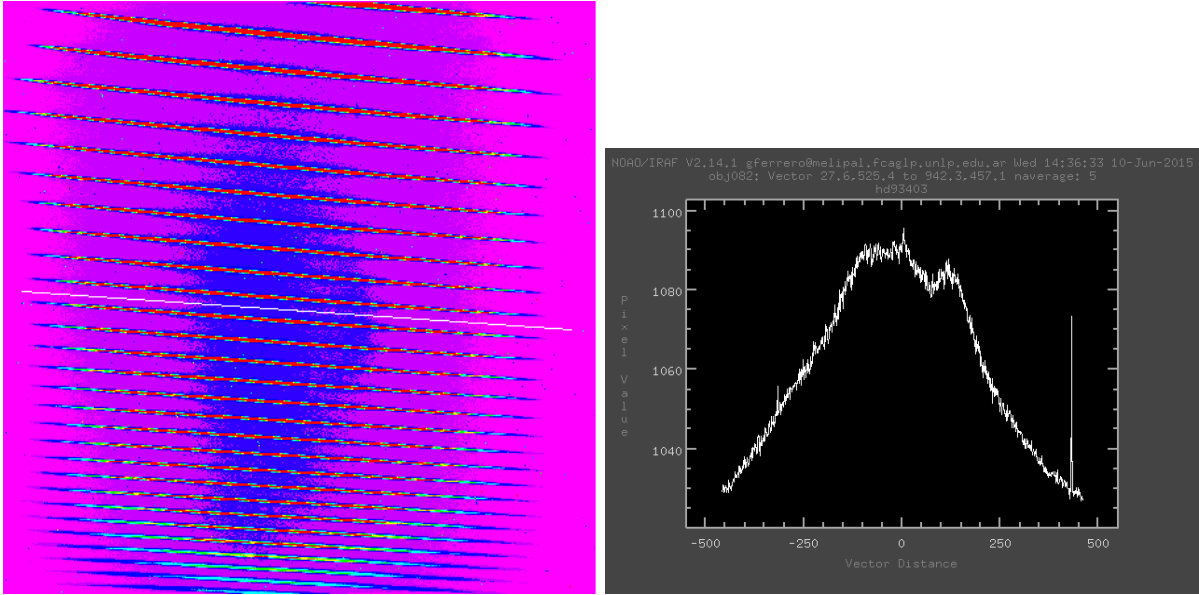


Figura 2.1: Patrón de brillo en el CCD del espectrógrafo REOSC de CASLEO. A la derecha se grafica un corte siguiendo la línea blanca en la imagen de la izquierda. Nótese el “valle” en $-100 \lesssim x \lesssim 150$.

overscan. A continuación se generó para cada noche un *bias* promedio, combinando los *bias* individuales, y se restó a todas las imágenes. Estas operaciones se realizaron con la tarea `ccdproc`.

Tras varios intentos infructuosos se decidió no corregir por *flats*, puesto que se concluyó que los *flats* obtenidos no mejoraban los espectros en el sentido esperado y no eliminaban el patrón de iluminación antes mencionado. Se intentó realizar esta corrección con las tareas `apflatten` y `ccdproc`.

Los espectros se extrajeron con la tarea `apall` del paquete `echelle`. Se hicieron pruebas con diferentes configuraciones de los parámetros de `apall`, usando alternativamente imágenes con y sin corrección con *flats*, prestando especial atención a la resta de fondo (*background*) y a la optimización de la relación S/N. Se concluyó que, en el caso particular de estos espectros, debido a la relación entre el *seeing* de las imágenes estelares (que fue siempre $\gtrsim 3''$) y el ancho de la ranura ($\approx 2.7''$), no es posible caracterizar correctamente el espectro de la contribución del cielo como para ser restada. Sin embargo, se encontró que la relación S/N mejora cuando se resta la envolvente inferior, en la dirección de la dispersión, de las alas de la *LSF* (*Line Spread Function*), posiblemente porque de este modo se extraen otras contribuciones espúreas. En la Tabla 2.4 se muestra cómo se configuraron los parámetros de `apall` para que la resta de fondo se realice de este modo y en la Figura 2.2 puede verse que el nivel de fondo restado es correcto.

Efectuamos la calibración en longitud de onda utilizando los espectros de las lámparas de comparación ya mencionados. La solución se calculó con la tarea `ecidentify` para un espectro de la primera noche de cada turno y luego se propagó para el resto de los espectros de esa noche (usando `ecreidentify`). Se verificó que el error *R.M.S.* en la re-identificación de las líneas se mantuvieran en el orden de 0.01 \AA y que el corrimiento (*shift*) entre las soluciones no fuera

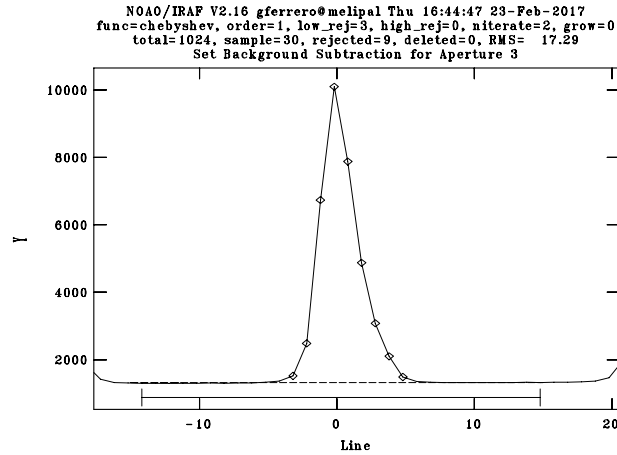


Figura 2.2: Ajuste para la resta de fondo (*background*) en uno de los órdenes del espectro *echelle*. Se muestra un corte de la traza en la dirección espacial. El segmento horizontal indica la muestra (*sample*) definida, la línea punteada es el nivel de fondo ajustado y los rombos señalan los puntos descartados.

mayor de 1 píxel. Usualmente estas condiciones se mantuvieron.

Luego, esa solución se propagó a las demás noches de ese turno haciendo los mismos controles. Se verificó que es posible propagar la solución manteniendo los errores en la calibración dentro de estos límites para un turno entero – por supuesto siempre que no se manipule el instrumento – pero obviamente no es posible hacerlo con turnos diferentes. La calibración en longitud de onda después fue linealizada con `dispcor` y desplazada al sistema de referencia heliocéntrico con `rvcorrect`. Los instantes de observación se convirtieron a fecha juliana heliocéntrica (*HJD*).

Cuando durante una noche se tomaron varios espectros consecutivamente de un mismo sistema, para aumentar la relación S/N, estos espectros fueron sumados después de concluir el proceso anterior. Los encabezados (*header*) de los archivos con la suma fueron modificados cambiando el tiempo de exposición por la suma de los tiempos de los espectros sumados y como instante de observación se asignó el punto medio entre el inicio del primer espectro y el final del último.

Los diferentes órdenes del espectro echelle se unieron usando el `script merge.cl`, creado por el Dr. Federico González, quien amablemente nos proporcionó el código fuente del mismo, al cual realizamos algunas pequeñas modificaciones. Este `script` permite normalizar el espectro orden por orden y unir los órdenes en un único espectro normalizado. El normalizado se hizo en forma interactiva. Al correr el `script` notamos que en algunos casos introducía fuertes oscilaciones en las uniones de los órdenes. Tras numerosos intentos, resolvimos modificar la función de apodización que contiene y que sirve justamente para suavizar las zonas donde los órdenes se solapan. Lo que hicimos fue aumentar ligeramente la zona del espectro que resulta amortiguada en cada orden. Eso corrigió el problema. En algunos órdenes, el proceso de normalización permitió corregir el problema de iluminación del CCD, pero esto no siempre fue posible.

Los espectros de LCO fueron extraídos y calibrados en longitud de onda por el equipo del

Tabla 2.4: Parámetros de la tarea `apall` configurados para la resta de fondo realizada.

<code>nsum</code>	=	-10
<code>b_sampl</code>	=	"-15:15"
<code>b_naver</code>	=	-1
<code>b_niter</code>	=	2
<code>b_low_r</code>	=	3.
<code>b_high_</code>	=	0.05
<code>npeaks</code>	=	10
<code>shift</code>		yes
<code>ylevel</code>	=	0.1
<code>peak</code>		yes
<code>bkg</code>		yes
<code>t_step</code>	=	3
<code>t_funct</code>	=	"legendre"
<code>backgro</code>	=	"minimum"
<code>skybox</code>	=	10
<code>clean</code>		yes

OWN Survey usando IRAF. Nosotros normalizamos y unimos los órdenes del echelle como hicimos con los de CASLEO. En ese proceso también fue necesario modificar la función de apodización de `merge.c1`.

Los espectros de FEROS también fueron reducidos por el equipo del *OWN Survey* usando la *pipeline* del instrumento que funciona en el entorno del sistema de procesamiento de imágenes ESO-MIDAS. Nosotros normalizamos los espectros.

2.3. Análisis

2.3.1. Separación de espectros y mediciones de velocidad radial

Las mediciones de velocidad radial (VR) se realizaron conjuntamente con la separación de los espectros de las componentes de la binaria, por medio de una técnica conocida como *disentangling* que está descrita detalladamente en González & Levato (2006). Indicaremos aquí los pasos principales de este método y el modo en que lo aplicamos.

En primer lugar, revisando las mediciones de VR y las órbitas publicadas anteriormente, y estudiando cuidadosamente los espectros obtenidos, se seleccionaron las líneas espectrales a utilizar para nuestras medidas de VR. Se intentó asegurar medidas comparables con las publicadas, para lo cual se trató de medir las mismas líneas usadas por los autores precedentes. Cuando esto no fue posible se intentó obtener medidas confiables, usando líneas de absorción intensas, que estuvieran aisladas, o sea no superpuestas (*blended*) con otras líneas (como sucede por ejemplo con H_{δ}) sobre todo para los valores extremos de VR del sistema (como por ej. C IV $\lambda\lambda$ 5801 y 5812).

Nuestro interés en utilizar las mismas líneas medidas por autores anteriores se debe, principalmente, al hecho que en varias estrellas masivas se han obtenido valores diferentes de algunos

elementos orbitales, según cuáles son las líneas espectrales que se utilizan para medir las VRs. Se atribuye este fenómeno a los intensos vientos de estas estrellas, por causa de los cuales las líneas que se originan a diferentes profundidades de la atmósfera, provienen de material que se está alejando del baricentro de la estrella con diferentes velocidades — un fenómeno que se intensifica en las estrellas evolucionadas, gigantes o supergigantes por ejemplo —.

De todos modos, utilizamos generalmente ciertas líneas típicas de estos tipos espectrales, como por ejemplo las líneas de He I $\lambda\lambda$ 4471, 5015 y 5875 y las de He II $\lambda\lambda$ 4200, 4541, 4686 y 5411. Las líneas finalmente utilizadas para cada sistema se indican en el Cap. 3.

Una vez elegidas las líneas, se midieron ajustando gaussianas con la tarea `spplot` de IRAF, las longitudes de onda de los centroides de algunas de esas líneas en algunos de los espectros disponibles (generalmente aquellos en que las líneas de las dos componentes se veían más separadas), y por medio de sus corrimientos Doppler se obtuvieron las VRs correspondientes. En general estas VRs se promediaron dentro de cada espectro para tener una aproximación de orden $j = 0$ a la VR de cada estrella en cada espectro. Notaremos como $VR_{a,i}^j$ ($VR_{b,i}^j$) la velocidad de la componente primaria (secundaria) en el i -ésimo espectro observado S_i en la aproximación j .

Para esta aproximación de orden 0 generalmente utilizamos la línea He I λ 5875 (más alguna otra línea), puesto que He I λ 5875 es intensa en todos los sub-tipos espectrales O y B tempranos y además, porque siendo la que está ubicada más hacia el rojo en nuestros espectros, es donde más se separan las componentes en los instantes de máxima (y mínima) velocidad radial.

Las $VR_{a,i}^0$, $VR_{b,i}^0$, los espectros S_i y un espectro plano — o sea con intensidad constante $I = 1$ para todo λ — que denominaremos B^0 , fueron los datos de entrada para el script `spbina.c1` (creado también por el Dr. Federico González) con el cual se computaron el espectro separado de la primaria (A^1) y el de la secundaria (B^1) en la aproximación de orden $j = 1$.

Básicamente, lo que hace el script `spbina.c1` es desplazar un espectro de la secundaria B^j , usando $VR_{b,i}^j$, de tal modo que coincida con las líneas de la secundaria en el espectro S_i . Luego le resta ese espectro desplazado a S_i . De ese modo, en el espectro diferencia (S_i) — (B^j desplazado) quedarán solamente las líneas de la primaria. Después esas diferencias se desplazan según $VR_{a,i}^j$, se promedian sobre todos los i y se obtiene el espectro A^{j+1} de la primaria. Análogamente procede para obtener el espectro B^{j+1} de la secundaria a partir de A^j y $VR_{a,i}^j$. En la Figura 2.3 se muestra un ejemplo de este proceso.

El script `spbina.c1` itera varias veces con valores fijos de $VR_{a,i}^j$ y $VR_{b,i}^j$ para reducir los residuos de las líneas de la secundaria en el espectro de la primaria (y análogamente en el de la secundaria). Su autor indica que de 5 a 7 iteraciones son suficientes para obtener espectros finales A y B , cada uno “limpio” de residuos de la compañera. Sin embargo, luego de realizar varias pruebas, encontramos que un número demasiado alto de iteraciones introduce un artefacto en las alas de las líneas más intensas (una diferencia en el nivel del continuo a un lado y otro de las líneas, como por ej. en la Fig. 3.2 p. 41, y en otros sistemas), por lo cual preferimos usar habitualmente sólo 3 iteraciones .

Una vez que se obtuvieron A y B estos se utilizaron, junto con todos los espectros observados S_i , como entrada para el script `rvbina.c1` del mismo autor. Este script calcula la correlación cru-

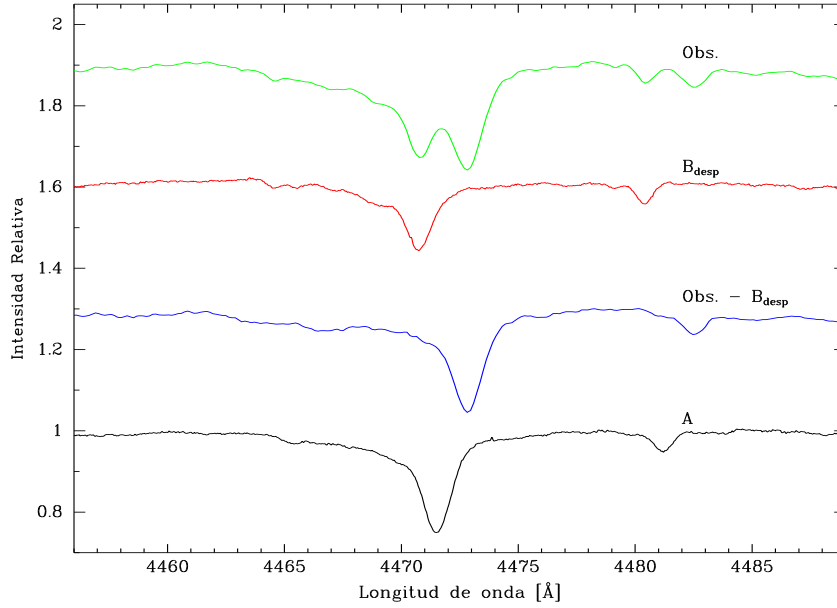


Figura 2.3: Un paso de iteración en la técnica de *disentangling* en la zona de las líneas He I $\lambda 4471$ y Mg II $\lambda 4481$. Al espectro observado (Obs.) se le resta la plantilla B (B_{desp}), obtenida en el paso iterativo anterior, desplazada de acuerdo a la VR aproximada de la secundaria en el espectro observado. Se obtiene la diferencia (Obs.- B_{desp}), que contiene prácticamente sólo las líneas de la primaria, aunque con residuos de la secundaria. Las diferencias se desplazan cada una de acuerdo a la VR aproximada de la primaria en cada espectro observado, luego se promedian y se obtiene la plantilla A. El espectro original pertenece al sistema HD 75759 y fue tomado en CASLEO el 26/02/2011.

zada (*cross correlation*) entre los S_i y A (considerado como plantilla o *template*) para computar las velocidades $VR_{a,i}^{j+1}$, y análogamente entre S_i y B .

Las correlaciones cruzadas se calcularon usando solamente pequeñas regiones de los espectros observados y de las plantillas, que contenían las líneas seleccionadas para cada sistema, para lo cual se modificó ligeramente el script.

Obviamente, a partir de las velocidades $VR_{a,i}^{j+1}$ y $VR_{b,i}^{j+1}$, y de los espectros A y B , es posible obtener con `spbina.cl` plantillas mejores que las iniciales, con las cuales se pueden mejorar las VRs y así sucesivamente. Este proceso iterativo conduce, en principio, a obtener espectros completamente separados de la primaria y de la secundaria, con altos valores de S/N , midiendo simultáneamente las VRs con un procedimiento reproducible.

En nuestro caso, se resolvió interrumpir las iteraciones de los ciclos (`spbina.cl`, `rvbina.cl`, `spbina.cl`, ...) cuando las variaciones en las VR medidas entre un paso y el siguiente eran todas menores que 1 km s^{-1} .

Debe notarse que las VRs medidas de esta manera son en realidad velocidades relativas entre los espectros observados y las plantillas A y B . Por ello es importante asegurar que la VR heliocéntrica de las plantillas sea 0. Esto se verificó cada vez que se volvía a correr `spbina.cl`,

puesto que este script desplaza ligeramente las plantillas cuando las VR todavía no convergieron a sus velocidades finales.

Las longitudes de onda de las líneas utilizadas en estas mediciones se tabulan en el Apéndice C.

Los errores en las medidas individuales de VR se estimaron midiendo las posiciones de las líneas de absorción interestelar (Ca I λ 3933 y Ca I λ 5890 y 5892) en todos los espectros de cada sistema. Se obtuvo así que para los espectros tomados en CASLEO el error es $\Delta(\text{VR}) = 2 \text{ km s}^{-1}$ y para los de La Silla/ESO y LCO $\sim 0.1 \text{ km s}^{-1}$. En esta tesis, donde no se indique lo contrario, debe suponerse que los errores son de ese orden.

Verificamos además que la diferencia entre los “puntos cero” de los tres espectrógrafos es $\Delta(v_{is}) \lesssim 0.7 \text{ km s}^{-1}$. Esto es, que si promediamos la VR de una línea interestelar sobre todos los espectros de un mismo sistema tomados con un mismo espectrógrafo, y lo comparamos con el promedio de la misma línea para ese sistema con otro espectrógrafo, las diferencias son siempre menores que 0.7 km s^{-1} .

2.3.2. Velocidad de rotación proyectada ($v \sin i$)

La velocidad de rotación de las componentes de un sistema binario es una de las variables que afecta a la velocidad de su mov. apsidal, como ya se mencionó en la Sec. 1.3.1. Para poder conocer su valor en los sistemas estudiados, decidimos estimarla a partir de los espectros observados. Con esta finalidad desde CASLEO se obtuvieron 13 espectros de τ Sco, una estrella de tipo espectral B0V, estándar de velocidad de rotación proyectada en el sistema de Slettebak et al. (1975) con $0 \leq v \sin i \leq 10 \text{ km s}^{-1}$, usando la misma configuración instrumental utilizada para los sistemas binarios. Dichos espectros fueron combinados para obtener un espectro promedio con $S/N \sim 600$.

Luego, el espectro promedio de τ Sco se convolucionó con perfiles de ensanchamiento rotacional de líneas calculados teóricamente para simular diferentes velocidades de rotación proyectada (ver Figura 2.4). Esta operación se realizó utilizando el script `vsini.c1` desarrollado por el Dr. Federico González.

Las líneas seleccionadas para realizar estas mediciones fueron las líneas de absorción de He I λ 4713 y 5015, porque se encuentran bastante separadas de otras líneas en los espectros observados y su ensanchamiento por efecto Stark es despreciable según Dimitrijevic & Sahal-Brechot (1990).

Se midió por tanto el $FWHM$ de esas líneas en los espectros de τ Sco convolucionados. Se esperaba encontrar una relación lineal entre $FWHM$ y $v \sin i$ (Collins, 1974), que es lo que efectivamente parece indicar la Fig. 2.5. Por lo tanto, mediante una regresión lineal, se obtuvieron las siguientes expresiones:

$$FWHM_{4713} = 0.0258 \times v \sin i + 0.020 \quad (2.1)$$

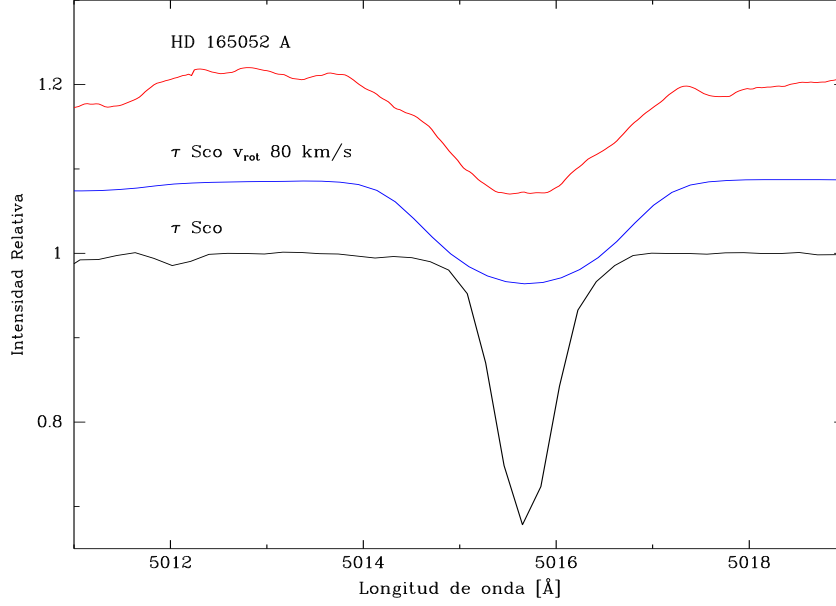


Figura 2.4: Espectro separado de la componente primaria (A) del sistema HD 165052 en la zona de la línea de He I $\lambda 5015$, comparado con el de τ Sco promedio (abajo) y convolucionado para simular $v \sin i = 80 \text{ km s}^{-1}$ (centro). La intensidad del espectro de HD 165052 se multiplicó por 4 para facilitar la visualización.

para He I $\lambda 4713$ y

$$FWHM_{5015} = 0.0252 \times v \sin i - 0.042 \quad (2.2)$$

para He I $\lambda 5015$, habiendo sido expresados los anchos de las líneas en angstrom y las velocidades en km s^{-1} . Estas relaciones de calibración resultan válidas en el intervalo $40 \leq v \sin i \leq 180 \text{ km s}^{-1}$. Además, deberían cumplirse si la velocidad de rotación tangencial ecuatorial de cada estrella es menor que su valor crítico $v_c = \sqrt{GM/R}$, lo cual se verificó en todos los casos⁷.

Cada vez que se separaron los espectros de las componentes de un sistema binario, se midieron los $FWHM$ de estas líneas en los espectros separados y luego, usando las relaciones (2.1) y (2.2), se obtuvieron dos valores de $v \sin i$ para cada componente. Estos fueron promediados para tener una estimación de la velocidad de rotación proyectada de cada estrella⁸.

⁷Esta verificación se realizó de la siguiente manera: una vez obtenidas las masas absolutas (M_j) por el método del mov. apsidal, es posible estimar la inclinación de la órbita del sistema comparando M_j con la masa mínima ($M_j \sin^3 i$) que surge de la solución orbital. Usando este valor de i , a partir del valor de $v \sin i$ observado, se estimó v y se comparó con v_c .

⁸Debe mencionarse que durante el transcurso de este trabajo de tesis varios autores pusieron en evidencia la importancia del fenómeno conocido como *macroturbulencia* en el ensanchamiento de las líneas espectrales en las estrellas masivas (véanse por ej. Simon-Díaz & Herrero, 2014 y otros trabajos allí referidos). Según estos estudios, cuando se miden valores de $v \sin i \leq 120 \text{ km s}^{-1}$ por el método utilizado en esta tesis, las velocidades de rotación deben ser revisadas y posiblemente disminuidas en $\sim 25 \pm 20 \text{ km s}^{-1}$. Esta corrección no fue considerada aquí por motivos de consistencia, puesto que buena parte de los cálculos del mov. apsidal ya habían sido realizados cuando se publicó el trabajo de Simón-Díaz & Herrero.

De todos modos, los únicos sistemas de la muestra en los cuales se debería tomar en cuenta esta corrección para los cálculos de las masas son HD 165052 y HD 93205. Es muy difícil cuantificar la importancia de esta corrección,

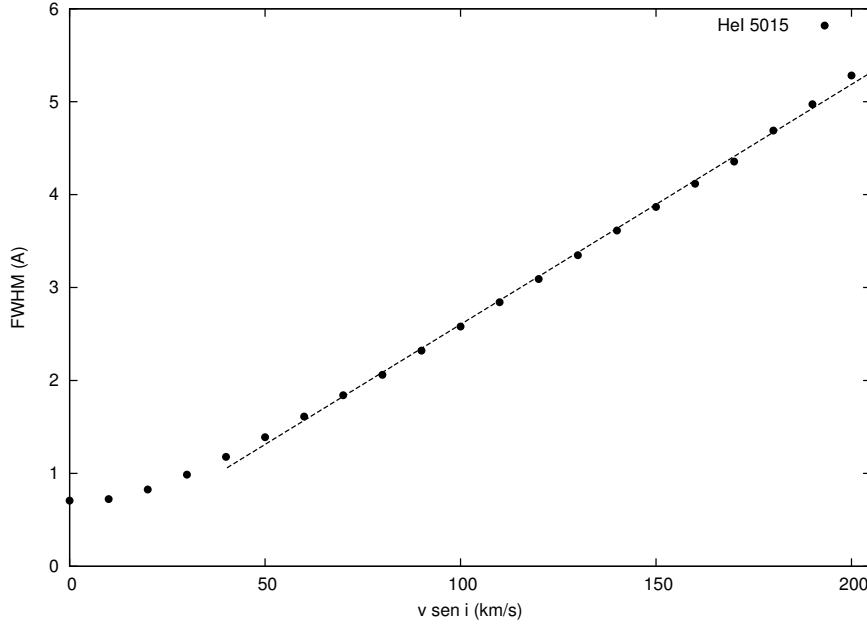


Figura 2.5: Crecimiento del ancho de la línea He I $\lambda 5015$ en el espectro de τ Sco al convolucionarlo con perfiles de velocidades de rotación proyectada ($v \text{ sen } i$) crecientes.

2.3.3. Clasificación espectral

Para clasificar las componentes de cada sistema comparamos visualmente sus espectros separados con los de las estrellas estándar espectrales publicados por Sota et al. (2011) y Sota et al. (2014) y seguimos los criterios de esos trabajos. Cuando se trataba de espectros más tardíos que B0.5 se utilizaron el atlas y los criterios de Walborn & Fitzpatrick (1990).

2.3.4. Solución orbital

Una vez obtenido un conjunto de mediciones de VR para un sistema determinado, ajustamos una solución orbital usando dos programas diferentes. En primer lugar las órbitas se ajustaron con el código GBART, basado en el algoritmo de Bertiau & Grobber (1969) e implementado por Federico Bareilles⁹. Se tomaron como estimaciones iniciales de los parámetros orbitales los de la última solución publicada.

Una vez que se obtuvo el mejor ajuste posible, los valores encontrados para los parámetros y las VRs medidas fueron utilizados para calcular nuevamente la solución orbital pero con el código FOTEL, desarrollado por Hadrava (2004), quien nos suministró muy amablemente el código fuente del programa. En todos los casos, las soluciones obtenidas con GBART coincidieron con las

sin embargo, someramente puede indicarse que en el caso de HD 165052, si la corrección tuviera un valor de $\sim 20 \text{ km s}^{-1}$, las masas estimadas serían posiblemente un 9% más altas.

Otra contribución al ensanchamiento de las líneas que fue planteada en el trabajo de Simon-Diaz & Herrero (2014), es la *microturbulencia*. Este fenómeno no afectaría nuestras mediciones de la velocidad de rotación, puesto que aparentemente sólo cobra importancia cuando se mide $v \text{ sen } i \leq 35 \text{ km s}^{-1}$, que no es nuestro caso.

⁹Disponible en <http://www.iar.unlp.edu.ar/~fede/pub/gbart>.

que proporcionó FOTEL.

FOTEL da mayores posibilidades de control del ajuste, lo cual permite una mejor exploración del espacio de parámetros, y puede ajustar datos fotométricos si existen. Además, permite ajustar el mov. apsidal, como se verá a continuación. Pero en esta primera etapa, cuando se ajustaban VRs de la época actual –o de una época pasada, pero temporalmente cercanas–, se usó FOTEL suponiendo que la longitud del periastro fuera constante.

En esta tesis, las tablas que listan los valores de los parámetros orbitales obtenidos mediante los ajustes con FOTEL o con GBART contienen una indicación del error en cada parámetro. Esos errores son los que arroja la salida del código utilizado para el ajuste, es decir que son los errores internos del ajuste. No se han derivado propagando los errores en los datos de entrada, o sea en las medidas individuales de VR, hacia la salida del ajuste. De todos modos consideramos que los errores internos dan una estimación, por lo menos del orden de magnitud, de la indeterminación en los parámetros.

Al final de la tabla de cada solución orbital se da el valor de $(O - C)$ que arroja el código de ajuste. Este valor es la media cuadrática (eventualmente ponderada) de las diferencias “(Observado menos Calculado)” de los datos utilizados. Cuando se han asignado “pesos” a los datos individuales o a los subconjuntos de datos, el $(O - C)$ del dato individual o del subconjunto en cuestión fue ponderado con ese peso para calcular el $(O - C)$ global del ajuste.

2.3.5. Movimiento apsidal

Una vez que se obtuvo una solución orbital actual para un sistema, se comparó con todas las soluciones anteriores encontradas en la bibliografía. Cuando se hallaron diferencias significativas entre las soluciones, especialmente si implicaban cambios en la longitud del periastro ω , se consideró que el sistema era candidato a presentar mov. apsidal. A partir de allí las estrategias para abordar el problema fueron ligeramente distintas en cada caso, pero típicamente se procedió de la siguiente manera.

Primero se estudiaron en profundidad las soluciones anteriores, para intentar determinar hasta que punto eran comparables con la nuestra. Una vez asegurado esto, se analizó la distribución temporal de las mediciones de VR. Varias veces se encontró que un trabajo ajustaba una órbita usando conjuntamente VRs temporalmente muy espaciadas, u obtenidas en pequeños grupos muy densos separados por largos intervalos de tiempo sin datos, u otros casos aún más complejos. Decidimos por lo tanto organizar todos los datos disponibles en subconjuntos temporalmente cercanos y suficientemente numerosos como para permitir un ajuste confiable (unos 20 datos por subconjunto aproximadamente).

A continuación, usando FOTEL, se trató de ajustar una solución orbital a cada subconjunto de VRs manteniendo fijos P y e (usualmente en los valores de nuestra solución orbital). Generalmente, estas soluciones arrojaron valores similares para todos los demás parámetros, menos para ω . Cada solución se asignó a una época t_i situada aproximadamente en el centro del intervalo de tiempo comprendido entre el primer y el último dato de VR del subconjunto i .

Se tuvo así una tabla (t_i, ω_i) , a partir de la cual se calculó, por regresión lineal, un valor

aproximado de la velocidad del mov. apsidal $\dot{\omega}_0$. Usando luego $\dot{\omega}_0$ como estimación inicial, se ajustó una solución con FOTEL a todos los subconjuntos simultáneamente pero agregando como parámetro libre la velocidad del mov. apsidal. De este modo se llegó el valor final de $\dot{\omega}$.

2.3.6. Fotometría

La metodología de este trabajo consistió en estudiar el mov. apsidal a partir de datos espectroscópicos. Por lo tanto, la velocidad del mov. apsidal se ha calculado siempre utilizando exclusivamente esos datos. Sin embargo, como se verá en el Cap. 3, en varias ocasiones, por diferentes motivos, resultó una derivación natural del trabajo de investigación “ir a ver” que decían los datos fotométricos. Cuando esto se hizo, se utilizaron por lo general datos fotométricos almacenados en bases de datos disponibles para uso público. Estas fueron: en primer lugar el relevamiento ASAS (*All Sky Automated Survey*), descrito en Pojmanski (1997)¹⁰; en segundo lugar los datos fotométricos de la misión astrométrica Hipparcos¹¹; y los datos de AAVSO (*American Association of Variable Star Observers*, Henden, 2013)¹².

2.3.7. Cálculo de masas

Siempre que fue posible, se calcularon las masas de las componentes de cada sistema utilizando el método del mov. apsidal, descrito en la Sec. 1.4.1. Para ello el Dr. Benvenuto calculó, a partir de nuestra solución orbital, una grilla de modelos evolutivos de binarias de composición química solar con masas que espaciadas por $0.5 M_{\odot}$, para cada uno de los cuales calculó también $\dot{\omega}$. Luego, representó gráficamente la relación entre M_1 y $\dot{\omega}$ para diferentes edades del sistema, espaciadas por 1 Ma.

Obtuvimos M_1 a partir de dichos gráficos, usando nuestro valor observacional de $\dot{\omega}$. Para estimar la edad del sistema, en los casos de estrellas que tenían membresía establecida a algún cúmulo abierto, consideramos que su edad fuera la de ese cúmulo.

¹⁰Disponibles en <http://www.astrouw.edu.pl/asas/>

¹¹<http://www.rssd.esa.int/SA/HIPPARCOS/apps/PlotCurve.html>

¹²<http://www.aavso.org>

Capítulo 3

Resultados

En este Capítulo presentamos los resultados obtenidos del estudio de los sistemas binarios masivos indicados en la Tabla 2.1. En primer lugar se describen los sistemas que presentan movimiento apsidal con una velocidad ($\dot{\omega}$) que consideramos bien determinada. Luego se encuentran aquellos que muestran indicios de mov. apsidal pero cuya velocidad, por motivos que se explicitan en cada caso, no pudimos determinar con certeza. Por último, hay otros sistemas con diversas situaciones.

En el estudio de cada sistema aplicamos la metodología descrita en la Sec. 2.3. Por ese motivo, solamente indicamos en cada caso las variaciones respecto al esquema general de análisis.

3.1. Sistemas con movimiento apsidal

3.1.1. HD 165052

HD 165052 (CD-24 13864, $V=6.87$) se ubica hacia el Este del cúmulo abierto NGC 6530 en la región H II Messier 8 (Nebulosa de la Laguna, ver Fig. 3.1). Es una binaria espectroscópica de líneas dobles (SB2), cuya variabilidad en VR fue descubierta por Plaskett (1924). La primera solución orbital del sistema, sin embargo, fue publicada recién en 1978 por Morrison & Conti. Stickland et al. (1997) ajustaron una nueva solución orbital incorporando mediciones de VR realizadas sobre espectros del satélite IUE (*International Ultraviolet Explorer*). Estas dos primeras soluciones, sin embargo, suponían que la órbita fuera circular.

Arias et al. (2002), utilizando espectros de alta resolución, calcularon una nueva órbita y demostraron que el sistema es ligeramente excéntrico. Además mostraron que, considerando esta excentricidad, las anteriores mediciones de VR evidenciaban un posible mov. apsidal. Una última solución orbital del sistema fue publicada por Linder et al. (2007).

Obtuvimos para esta tesis 37 espectros de este sistema (29 desde CASLEO, 3 con FEROS y 5 desde LCO) a fin de intentar una nueva solución orbital. El *disentangling* se realizó eligiendo como muestra para la medición de las VRs un conjunto de líneas espectrales casi idéntico al que usaron Arias et al. (2002), para comparar su solución con la nuestra¹.

¹En este caso, resultaba especialmente interesante hacerlo así, puesto que Arias et al. trabajaron exclusivamente

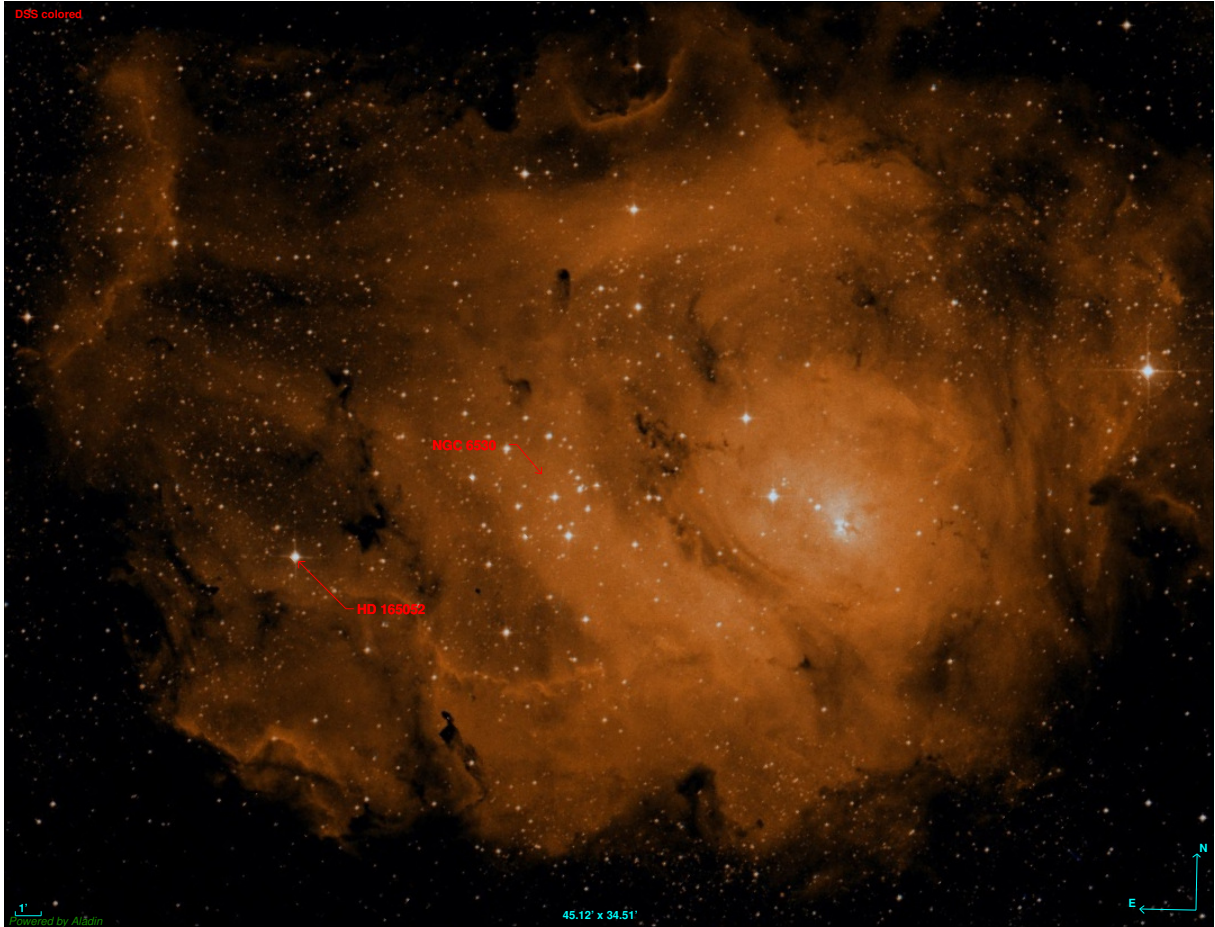


Figura 3.1: HD 165052 y el cúmulo NGC 6530 en la Nebulosa de la Laguna (Messier 8). Captura del mosaico DSS de Aladin.

Las líneas utilizadas fueron: He I $\lambda\lambda$ 3819, 4026, 4387, 4471, 4713, 4921, 5015 y 5875; He II $\lambda\lambda$ 4200, 4542, 4686 y 5411; C IV $\lambda\lambda$ 5801 y 5812; O III λ 5592, Mg II λ 4481 y Si IV λ 4088. Las medidas de VR obtenidas pueden verse en la Tabla A.1.

El análisis de los espectros separados nos llevó a clasificar la componente primaria como **O7V $_z$** y la secundaria como **O7.5V $_z$** (ver Fig. 3.2). El calificador z indica que la línea de He II λ 4686 es más intensa que He I λ 4471 y He II λ 4542. Esto concuerda aproximadamente con lo observado por Arias et al. y resulta un tipo espectral más tardío que lo propuesto por Linder et al.

Las velocidades de rotación que medimos fueron: $v_1 \sin i = 71 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$ y $v_2 \sin i = 66 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$. También estas mediciones muestran un acuerdo razonable con las de los autores recién mencionados y con las de Stickland et al. y Morrison & Conti.

La solución orbital que obtuvimos a partir de nuestras VRs (indicada como Solución I en la Tabla 3.1 y representada en la Fig. 3.3) es muy similar a la de los autores más recientes y

con espectros de CASLEO y eso nos permitía comparar mediciones del mismo objeto hechas con el mismo instrumento.

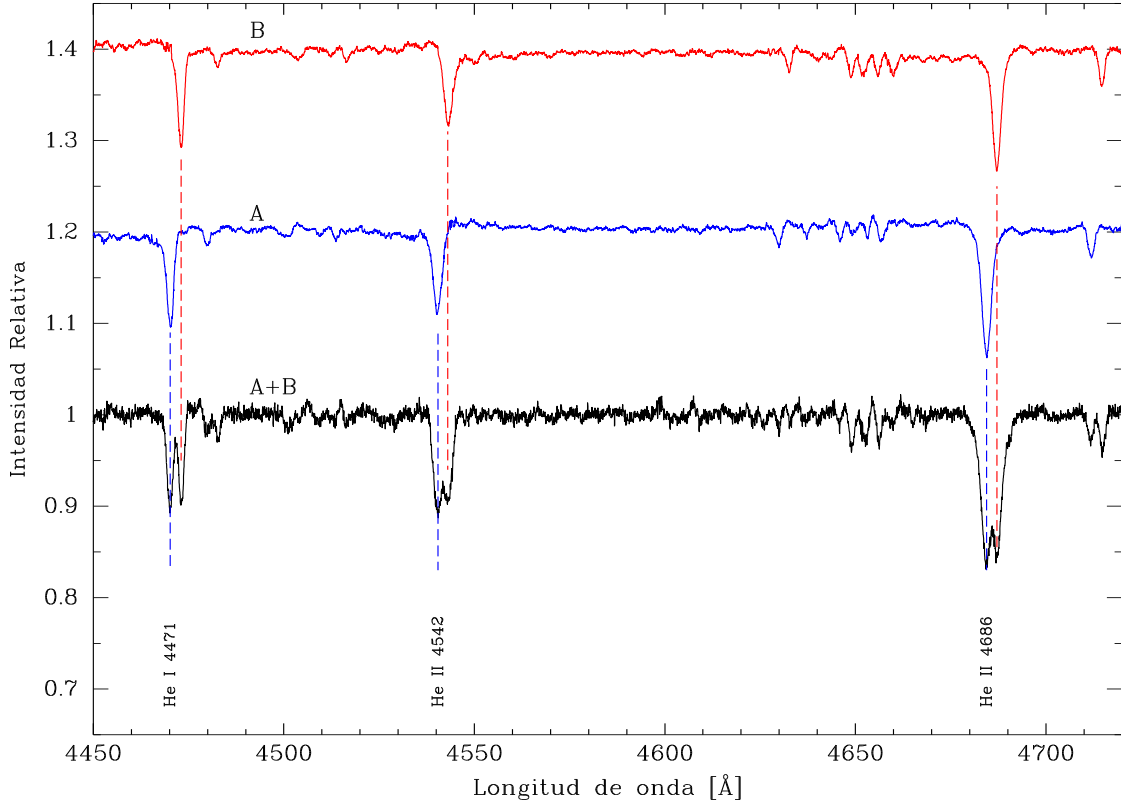


Figura 3.2: Espectros separados de HD 165052 A y B, y espectro compuesto A+B, tomado en Las Campanas el 21 de mayo de 2010. Se indican las líneas de He I $\lambda 4471$ y He II $\lambda\lambda 4542$ y 4686 utilizadas para la clasificación espectral. Nótese la mayor intensidad de He II $\lambda 4686$. Las plantillas A y B están desplazadas en x , de acuerdo a las VRs de las componentes en A+B, y en y para facilitar la visualización.

arroja también una excentricidad pequeña $e = 0.090 \pm 0.003$. Presenta una clara variación en la longitud del periastró, que indica la presencia de mov. apsidal.

Para calcular la velocidad del mov. apsidal, los datos de VR disponibles (230) fueron separados en 4 subconjuntos, como se indica a continuación²:

²En esta tabla, y en las tablas similares para los sucesivos sistemas: “Ref.” indica los trabajos en los que los datos fueron publicados originalmente; n es el número de medidas de VR en cada subconjunto; y $\sigma_{(O-C)}$ es la media cuadrática de las diferencias entre las medidas de VR y sus valores teóricos calculados usando la ec. (1.2) con los parámetros orbitales ajustados a cada subconjunto en esta tesis.

sub- conjunto	HJD inicial	HJD final	Ref.	n	$\sigma_{(O-C)}$ (km s^{-1})
1	42560.94	43092.57	Morrison & Conti (1978)	24	8.4
2	48864.02	49965.11	Stickland et al. (1997)	30	3.2
3	49854.64	52383.86	Arias et al. (2002) y Linder et al. (2007)	102	4.1
4	54582.87	55698.84	esta tesis	74	1.7

Los datos de Arias et al. y Linder et al. fueron considerados conjuntamente, puesto que se tomaron en intervalos de tiempo parcialmente superpuestos. En cambio los de Stickland et al. se ajustaron por separado puesto que mayormente se deben a mediciones en el UV y por lo tanto potencialmente podían conducir a una solución diferente. Los valores de ω calculados se muestran en la Fig. 3.4. Nuestra solución arroja un valor de ω menor que la ajustada a los subconjuntos anteriores, pero suponemos que ello es debido a que entre ~ 1970 y ~ 2000 la precesión del sistema completó una revolución, y por lo tanto sumamos 360° a nuestro ω al ubicarlo en el gráfico.

El ajuste lineal simple a los mismos nos dió un valor aproximado de $\dot{\omega} = 0.0322$ grados/día. Utilizando ese valor como suposición inicial se ajustaron conjuntamente con FOTEL todos los valores de VR disponibles y se obtuvo

$$\dot{\omega} = 0.0331 \pm 0.0009 \text{ grados/día}$$

La solución orbital ajustada considerando mov. apsidal se indica como Sol. II en la Tabla 3.1. Esta es la mayor velocidad de mov. apsidal obtenida entre los sistemas estudiados y aparentemente es la más alta medida hasta ahora entre todos los sistemas O+O.

La variación de $\dot{\omega}$, calculada teóricamente, en función de la masa para distintas edades posibles del sistema puede verse en la Fig. 3.5. La edad de NGC 6530 fue estimada por varios autores, quienes obtuvieron valores que van desde 0.8 Ma para las estrellas centrales del cúmulo (Damiani et al., 2004) –aunque al respecto cabe recordar que HD 165052 está más bien alejada del centro, como se ve en la Fig. 3.1– hasta 5 ± 2 Ma (Boehm-Vitense et al., 1984). Asumimos para nuestros cálculos que la edad del sistema esté entre 1 y 2 Ma, por lo tanto empleamos un valor de 1.5 ± 0.5 Ma. Apoyamos esta estimación sobre todo en los trabajos de Sung et al. (2000) y Mayne & Naylor (2008).

Resulta entonces de la gráfica 3.5 que el valor más probable para la masa de la primaria es

$$M_1 = 22.5 \pm 1.5 M_\odot$$

de donde usando el q del ajuste, se obtiene para la secundaria una masa

$$M_2 = 20.5 \pm 0.9 M_\odot.$$

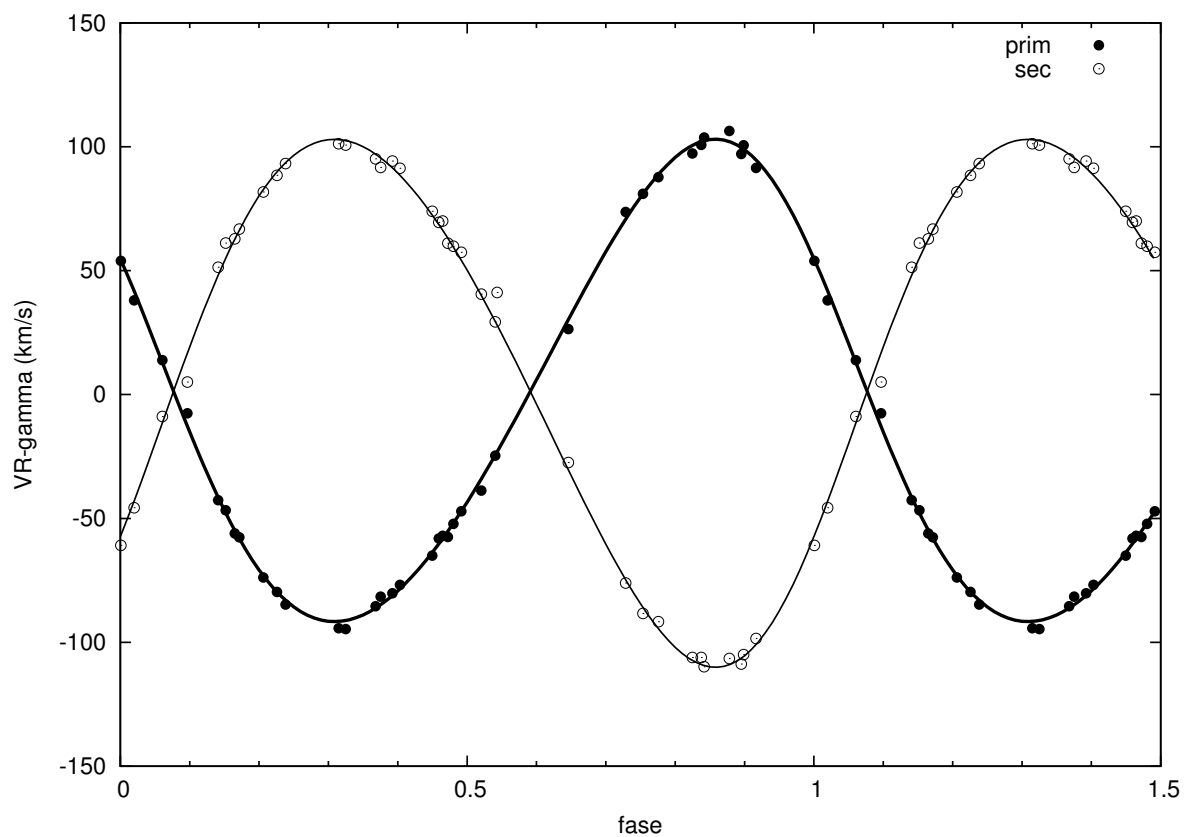


Figura 3.3: Curva de velocidad radial de HD 165052. Las líneas representan nuestra solución orbital.

Donde los errores fueron estimados³ suponiendo que el valor mínimo probable de M_1 fuera el que corresponde en la Fig. 3.5 a $(\dot{\omega} - \Delta\dot{\omega})$ para una edad de $2.0 = (1.5 + 0.5)$ Ma y análogamente, que el valor máximo de M_1 fuera el que corresponde a $(\dot{\omega} + \Delta\dot{\omega})$ para una edad de 1.0 Ma.

Información complementaria sobre este sistema puede verse en Ferrero et al. (2013).

³La estimación de los errores en las masas calculadas usando el mov. apsidal se realizó de la misma manera en los sistemas siguientes.

Tabla 3.1: Soluciones orbitales para HD 165052. Solución I: VRs de esta tesis. Sol. II: todas las VRs disponibles, considerando mov. apsidal.

Elemento	Solución I		Solución II	
P (días)			2.95588	\pm 0.00001
$\dot{\omega}$ (grados/día)			0.0331	\pm 0.0009
P_{sid} (días)	2.95506	\pm 0.00002	2.95508	\pm 0.00001
e	0.090	\pm 0.003	0.093	\pm 0.005
ω ($^{\circ}$)	60	\pm 2	49	\pm 4
T_0 (HJD-2400000)	55050.08	\pm 0.02	55049.99	\pm 0.03
TV_{max} (HJD-2400000)	55049.66	\pm 0.02	55049.64	\pm 0.03
γ (km s^{-1})	1.3	\pm 0.2	0.5	\pm 2 *
K_1 (km s^{-1})	97.4	\pm 0.4	96	\pm 1
K_2 (km s^{-1})	107	\pm 1	107	\pm 3
$a_1 \sin i$ (R_{\odot})	5.66	\pm 0.03	5.58	\pm 0.06
$a_2 \sin i$ (R_{\odot})	6.20	\pm 0.03	6.21	\pm 0.06
$M_1 \sin^3 i$ (M_{\odot})	1.34	\pm 0.03	1.33	\pm 0.02
$M_2 \sin^3 i$ (M_{\odot})	1.22	\pm 0.03	1.19	\pm 0.02
$q(M_2/M_1)$	0.91	\pm 0.01	0.90	\pm 0.01
$\sigma_{(O-C)}$ (km s^{-1})	1.7		6.3	

*: valor medio. La velocidad sistémica obtenida es ligeramente diferente para cada subconjunto de datos.

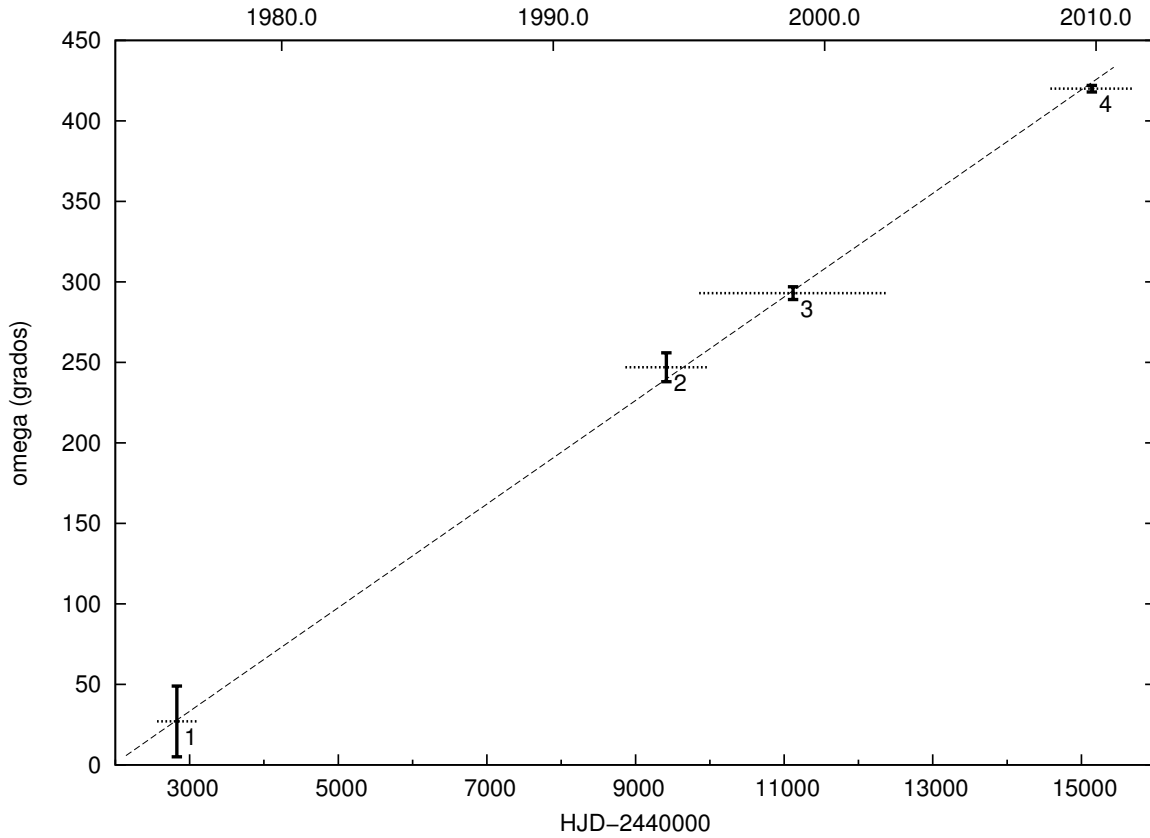


Figura 3.4: Variación temporal de ω en HD 165052. Líneas horizontales: intervalo temporal entre el primero y el último dato de cada subconjunto. 1, 2, 3: ajustes a datos de autores anteriores (ver texto); 4: esta tesis. Línea de trazos: ajuste lineal.

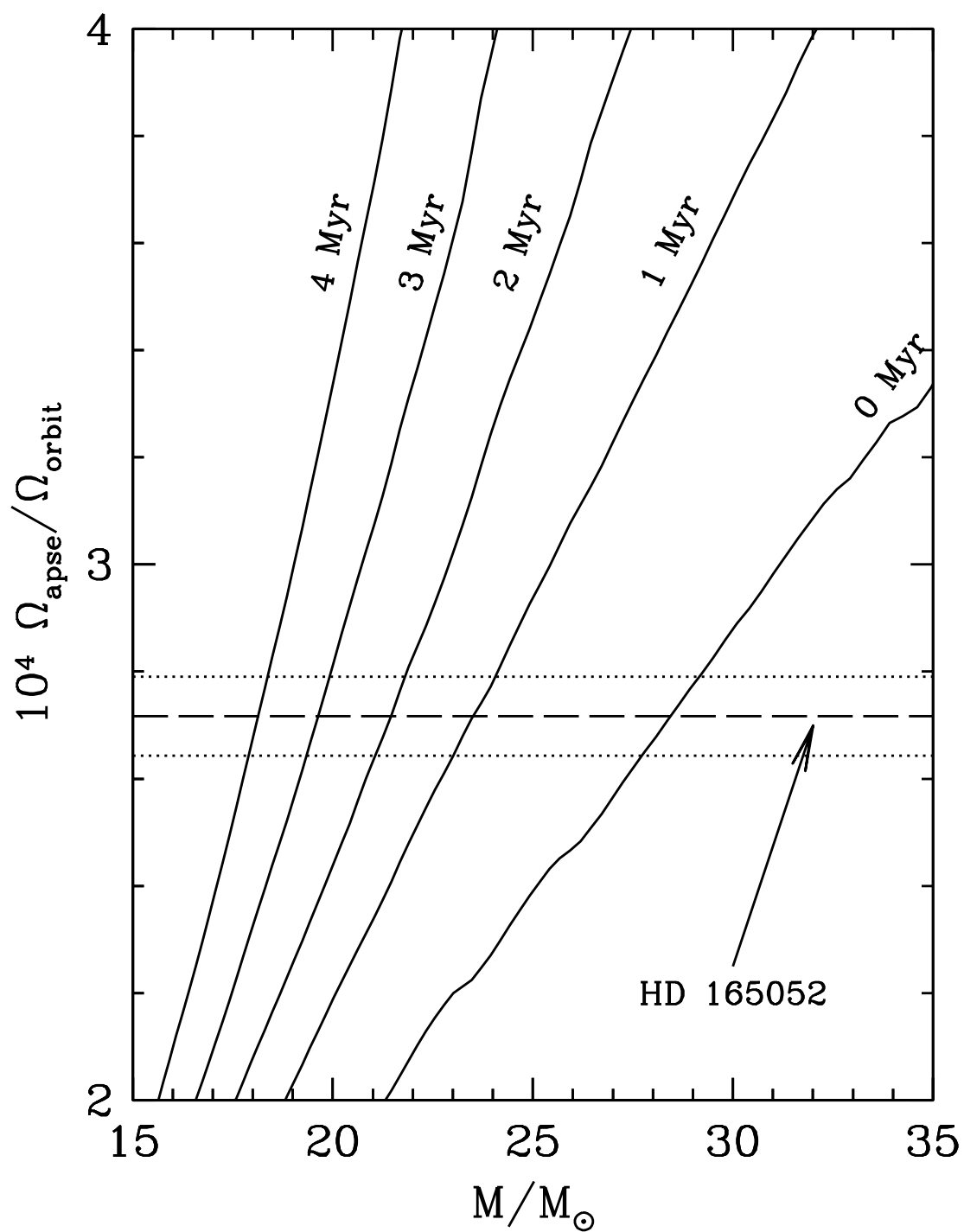


Figura 3.5: Velocidad del mov. apsidal en función de la masa de la componente primaria de HD 165052 para diferentes edades del sistema (líneas continuas) y valor de ω observado (línea de trazos largos).

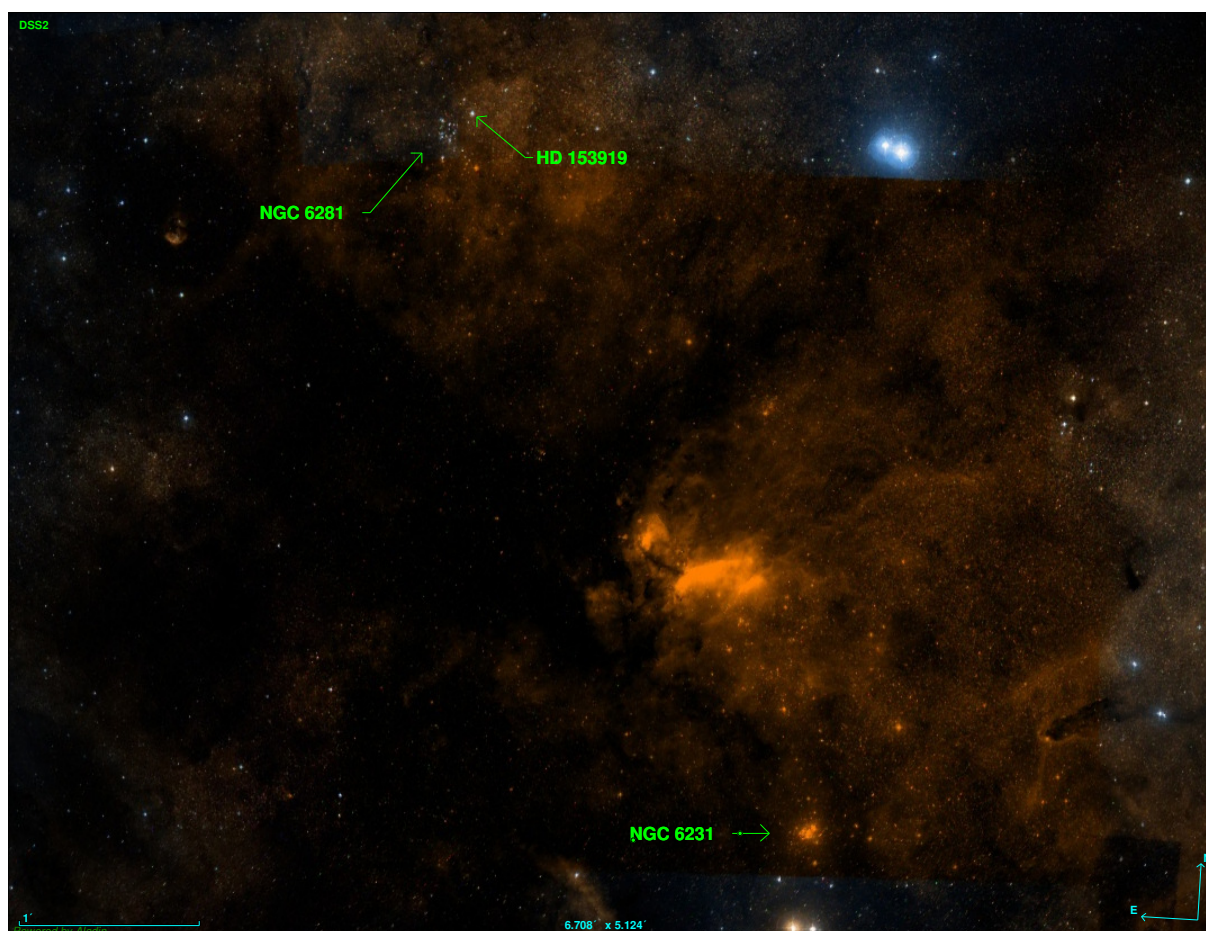


Figura 3.6: Ubicación de HD 153919 con respecto a los cúmulos abiertos NGC 6281 y NGC 6231. Imagen del mosaico DSS de Aladin.

3.1.2. HD 153919

HD 153919 (V884 Sco, 4U 1700–37, $V = 6.546$) es una binaria espectroscópica, variable en el rango óptico, que presenta emisión en rayos X con eclipses periódicos. Está clasificada en la base de datos Simbad como “binaria de alta masa con emisión de rayos X” (*High Mass X-ray Binary*, HMXB; Rubin et al., 1996). Se considera que el sistema está formado por una estrella masiva supergigante y una compañera compacta – probablemente una estrella de neutrones –. Esta supergigante es la más temprana que se conoce en un sistema de este tipo⁴.

Simbad indica que Hubrig et al. (2013) la consideraron miembro del cúmulo abierto NGC 6281 (ver Fig. 3.6). Sin embargo Hubrig et al. (2013) habían propuesto, citando a Schilbach & Roser (2008), que probablemente esta binaria fue eyectada del cúmulo NGC 6231 hace unos 6.5 Ma, lo cual también proponen que haya sucedido Sung et al. (2013) pero hace $\sim 4 - 7$ Ma.

Este sistema ha sido sumamente estudiado por motivos que resultarán claros de inmediato. Por tanto, aquí mencionaremos solamente a los trabajos publicados que consideramos de mayor

⁴Se conocen dos binarias con componentes primarias en secuencia principal más tempranas en la Nube Mayor de Magallanes (AzV 138 y RX J0103.6-7201) y una en la Galaxia (V479 Sct) de tipo O(f)N6.5V.

relevancia para nuestro estudio del mov. apsidal.

El satélite *Uhuru* detectó la fuente variable de rayos X actualmente denominada 4U 1700–37 (Giacconi et al., 1972). Jones et al. (1973) descubrieron que la variabilidad de la fuente tenía un período $P \sim 3.4$ días y parecía corresponder a ocultaciones de la misma en un sistema binario, sugiriendo que la contraparte óptica fuera la estrella HD 153919. Penny et al. (1973) y otros autores (ver referencias en dicho trabajo) buscaron variaciones de brillo de la estrella y las encontraron, con un período muy similar al de la emisión en X (3.412 días). Encontraron también un exceso de emisión en el infrarrojo, así como otras particularidades del sistema. Por ejemplo, la presencia de dos disminuciones de brillo por cada ciclo, una de las cuales coincide con la caída de la emisión en X. Sin embargo, notaron que el eclipse en X es gradual y muy prolongado, demasiado para deberse a la ocultación de la fuente por la estrella O.

Según Penny et al. (1973), poco antes Thackeray & Walker (1973) habían reportado variaciones del orden de 100 km s^{-1} en la VR de HD 153919. A partir las observaciones de van den Heuvel (1973), Penny et al. estimaron que la masa mínima de la secundaria debía ser $M_2 \sin i \sim 2.3 M_\odot$. Dedujeron además que la contribución de la secundaria a la luminosidad en el óptico debía ser pequeña y que las variaciones de brillo en ese rango no podían ser atribuidas a eclipses.

van Paradijs et al. (1978) presentaron fotometría muy detallada del sistema en el rango óptico, lo cual les permitió refinar el período orbital encontrando $P \approx 3.4112$ días. Obtuvieron una curva de luz variable, con las mismas disminuciones de brillo encontradas por Penny et al. (1973), pero con una variabilidad secular importante, y concluyeron que ni la forma de la curva de luz, ni sus variaciones, podían ser explicadas modelando la primaria como una estrella deformada por efectos de marea.

Hammerschlag-Hensberge et al. (1978) obtuvieron 76 espectrogramas desde ESO y midieron la VR de la primaria usando las líneas de la serie de Balmer H_{12} a H_8 y las líneas de He II que se presentaban en absorción. Con estas medidas Hammerschlag-Hensberge (1978) ajustó la primera órbita SB1 del sistema encontrando un período igual al de van Paradijs et al. (1978) y una excentricidad comprendida entre 0.16 y 0.25, según si realizaba el ajuste usando el promedio de VR de todas las líneas o solamente las de Balmer. Debe notarse que el error que estima en las VRs promedio de las líneas de He II es 17.08 km s^{-1} , lo cual equivale a un 86 % de K_1 . Además, detecta variaciones erráticas en las medidas de VR de la primaria que llegan a 30 km s^{-1} .

Rubin et al. (1996) analizaron observaciones del *Compton Gamma Ray Observatory* tomadas continuamente durante más de 1000 días que muestreaban el flujo en 20 – 120 keV unas 30 veces por día. Así mostraron que el flujo es sumamente variable, con ocasionales llamaradas (“*flaring behavior*”) en escalas de tiempo de cientos de segundos a algunas horas. Construyeron además curvas de luz promedio del sistema y encontraron una disminución secular del período $\dot{P}/P = -(3.3 \pm 0.6) \times 10^{-6} \text{ años}^{-1}$ ⁽⁵⁾. Estimaron además los parámetros físicos por medio de simulaciones Monte Carlo para una órbita circular y encontraron para la masa de la fuente X, $M_2 = 2.6_{-1.4}^{+2.3} M_\odot$ y para la estrella O, $M_1 = 30_{-7}^{+11} M_\odot$.

⁵Otros autores reportan también detecciones de una variación del período, como Sazonov et al. (1993) que encuentran $\dot{P}/P = -(4.13 \pm 0.19) \times 10^{-6} \text{ años}^{-1}$.

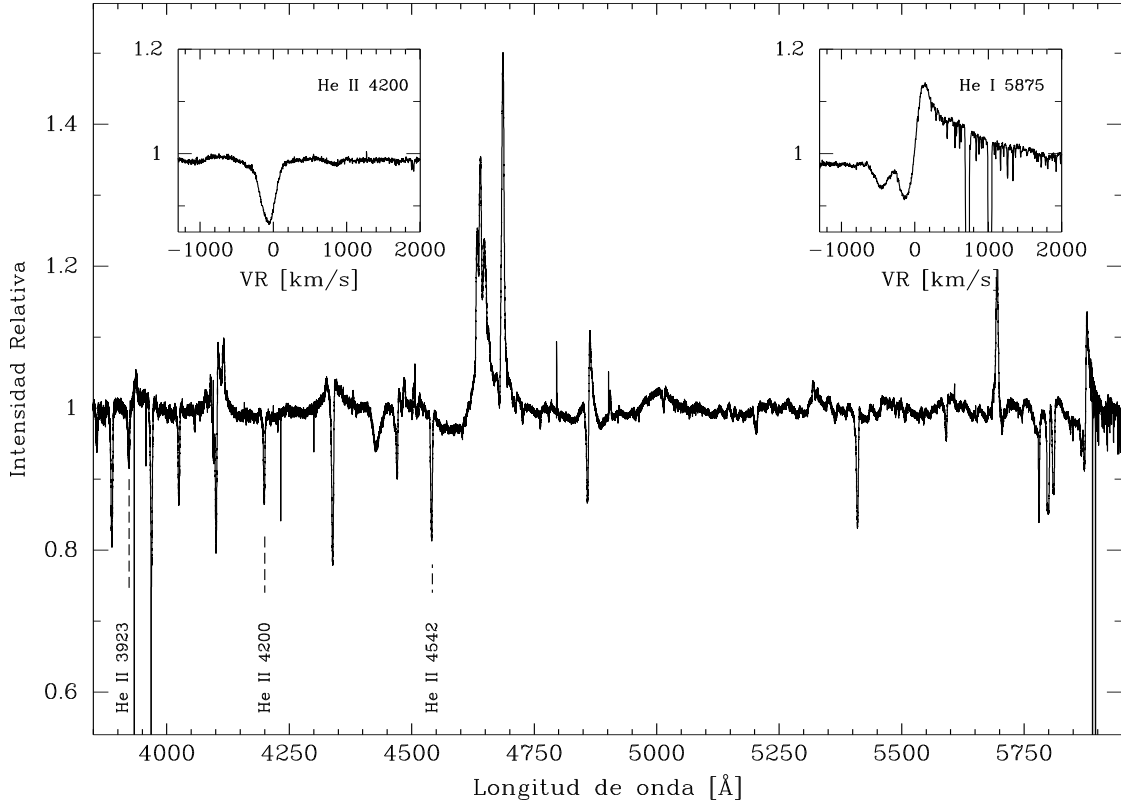


Figura 3.7: Espectro de HD 153919 tomado con FEROS el 3 de mayo de 2009. Pueden verse las intensas emisiones en varias líneas, especialmente en He II $\lambda 4686$, N III $\lambda 4634$ y C III $\lambda 4647-50-51$. A la derecha se amplía la zona de He I $\lambda 5875$, que presenta un perfil tipo P Cygni y una intensa absorción adicional en $\sim -500 \text{ km s}^{-1}$. A la izquierda, He II $\lambda 4200$. Se indican las líneas de He II utilizadas para medir las VRs. Las líneas interestelares no se muestran en toda su intensidad para facilitar la visualización (Na I $\lambda\lambda 5890, 5896$ llegan a 0).

Hammerschlag-Hensberge et al. (2003) re-analizaron todos los espectros en el ultravioleta del satélite IUE disponibles (que ya habían sido analizados sin éxito por otros autores, ver referencias en el mismo trabajo) y pudieron ajustar una nueva solución SB1. Calcularon las fases de los datos utilizando el período determinado por Rubin et al. (1996) para las épocas correspondientes. Discutieron si la órbita es realmente excéntrica y concluyeron que sí, con $e \approx 0.22$. Notaron, otra vez, que las VRs se desvían en forma significativa y errática de la curva kepleriana y concluyeron que dichas desviaciones son intrínsecas del sistema.

Clark et al. (2002) utilizaron espectros en el ultravioleta del satélite IUE, espectros de FEROS en el rango óptico, y espectros en el infrarrojo cercano y medio obtenidos por otros autores, además de datos fotométricos. Modelando las líneas espectrales, usando el método de Monte Carlo, y considerando que la órbita sea circular, sugirieron que la masa de la actual componente primaria sea $M_1 = 58 \pm 11 M_\odot$ y la de la compañera compacta $M_2 = 2.44 \pm 0.27 M_\odot$. Calcularon

también que si la órbita tuviera $e = 0.22 \pm 0.04$, las masas serían a $M_1 = 70 \pm 7$ y $M_2 = 2.53 \pm 0.2 M_\odot$.

Obtuvimos para esta tesis 20 espectros en total: 15 tomados en CASLEO entre agosto de 2008 y agosto de 2010 en los turnos asignados a esta tesis; 2 espectros tomados en CASLEO (uno en abril de 2008 y otro en marzo de 2012) durante turnos del Dr. Gamen, 2 en LCO (uno en mayo de 2009 y otro en el mismo mes de 2011) y uno con FEROS de mayo de 2009.

En este sistema aparecen varias dificultades para medir las VRs con el procedimiento usado en los otros sistemas. En primer lugar porque estudiando detalladamente los espectros no encontramos signos de líneas de la secundaria. Luego porque varias líneas presentan perfiles complejos, con más de una absorción superpuesta y perfiles aparentemente de tipo P Cygni muy anchos, como por ejemplo H_β , He I $\lambda 5875$ y N III $\lambda 4379$ (ver Fig. 3.7). Esos perfiles tienen además cierta similitud con la deformación que introduce el código `spbina` en el continuo adyacente a las líneas anchas, por lo cual resulta difícil evaluar la calidad de los *templates* que computa dicho código. Detectamos además variabilidad en dichos perfiles. Por todos estos motivos no utilizamos la técnica de *disentangling* en este sistema.

Tras una cuidadosa inspección de los espectros y numerosas comparaciones entre las velocidades medidas con varias líneas, resolvimos medir las VRs usando las líneas de He II que aparecen en absorción, esto es He II $\lambda\lambda 3923, 4200$ y 4542 . Ese fue el procedimiento utilizado por Hammerschlag-Hensberge (1978).

Elegimos como espectro de referencia el que se obtuvo con FEROS el 3 de mayo de 2009 (Fig. 3.7). Dicho espectro es el que tiene mayor relación S/N entre los de resolución más alta. Medimos la longitud de onda central de cada una de las líneas indicadas en ese espectro, ajustando gaussianas con la tarea `splot`, calculamos la VR correspondiente a cada una, y luego promediamos esas velocidades. Consideramos ese promedio $\langle v_{ref} \rangle = -63.5 \pm 3.5 \text{ km s}^{-1}$ como representativo de la VR de la primaria en ese momento.

Luego correlacionamos cada espectro con el de referencia usando la tarea `fxcor` de IRAF. La correlación se realizó tomando conjuntamente 3 regiones de muestreo de $\sim 11 \text{ \AA}$ de ancho alrededor de las líneas mencionadas. Las VRs así obtenidas eran relativas al espectro de referencia, por lo tanto se llevaron al sistema heliocéntrico sumando $\langle v_{ref} \rangle$. Las VRs finales se presentan en la Tabla A.2.

Analizando el espectro de referencia, clasificamos la componente primaria como una **O6Iafcp**.

Medimos también la velocidad de rotación proyectada del sistema, promediando las mediciones sobre varios espectros de CASLEO, y obtuvimos $v_1 \sin i = 150 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$. Este valor concuerda con el hallado por Clark et al. (2002).

Usando FOTEL ajustamos una solución SB1 a las velocidades medidas, que puede verse en la Tabla 3.2 (Sol. I). El período que encontramos ($3.4129 \pm 0.0003 \text{ d}$) es mayor que el de van Paradijs et al. (1978, $3.41117 \pm 0.00041 \text{ d}$) – que había usado una fotometría muy completa – mientras que nuestra excentricidad (0.34 ± 0.08) es mayor que la de Hammerschlag-Hensberge (1978, 0.16 ± 0.08). Por estos motivos decidimos re-determinar esos parámetros.

Siguiendo la metodología habitual, tomamos todos los datos de VR de autores anteriores, y

Tabla 3.2: Soluciones orbitales para HD 153919

Elemento	Solución I			Sol. II			Sol. III		
P (días)							3.41263	±	0.00004
$\dot{\omega}$ (grados/día)							0.0309	±	0.0013
P_{sid} (días)	3.4129	±	0.0003	3.41163	±	0.00006 *	3.41163	±	0.00004
e	0.34	±	0.08	0.23	±	0.05 *	0.23	±	0.05
ω (°)	0	±	11	29	±	20	388	±	16
T_0 (HJD-2400000)	55284.93	±	0.08	55285.1	±	0.2	55285.1	±	0.1
TV_{max} (HJD-2400000)	55284.93	±	0.08	55284.9	±	0.2	55284.9	±	0.1
γ_1 (km s ⁻¹)	-52	±	1	-53	±	1	-59	±	1 #
K_1 (km s ⁻¹)	27	±	2	26	±	4	21	±	3
$a_1 \sin i$ (R_\odot)	1.7	±	0.1	1.7	±	0.3	1.4	±	0.2
$f_1(m)$ (M_\odot)	0.006	±	0.001	0.006	±	0.003	0.003	±	0.001
$\sigma_{(O-C)}$ (km s ⁻¹)	4.6			5.7			6.5		

* : fijo. # : promedio entre vel. sistémica de los datos H78 (-66 ± 1 km s⁻¹) y los de esta tesis (-52 ± 2 km s⁻¹). Los datos H03 son relativos a la VR medida en un espectro arbitrario.

los nuestros, y los separamos en cuatro subconjuntos de acuerdo a sus épocas.

sub- conjunto	HJD inicial	HJD final	Ref.	n	$\sigma_{(O-C)}$ (km s ⁻¹)
H78	41772.79	42571.78	Hammerschlag-Hensberge et al. (1978)	37	12.0
H03(5)	43632.61	43720.16	Hammerschlag-Hensberge et al. (2003)	25	4.3
H03(7)	46160.57	46163.19	Hammerschlag-Hensberge et al. (2003)	27	2.6
gf	54582.85	55987.79	esta tesis.	23	5.7

Luego, intentamos ajustar soluciones orbitales a cada uno de los primeros tres subconjuntos fijando P y e en los valores de la solución I, pero las soluciones obtenidas tenían dispersiones muy altas y claramente no ajustaban bien los datos. Probamos dejar P y e libres, y así notamos que para los subconjuntos de H03(5) y (7) las soluciones convergen a $P = 3.41163 \pm 0.00006$ días y $e = 0.23 \pm 0.05$. Ese valor de P es consistente con el que Rubin et al. (1996) calculan para esa época (3.41167 ± 0.00003 d)⁶. Resolvimos mantener estos valores de P y e fijos y con ellos volvimos a ajustar tanto nuestros datos (Sol. II, Tabla 3.2, Fig. 3.8) como los de Hammerschlag-Hensberge (1978). Notamos que nuestros datos de VR presentan una alta dispersión alrededor de la curva ajustada, con algunas mediciones que se apartan notoriamente de ella. Este comportamiento de los valores de VR ya había sido reportado por los autores anteriores.

Nos resultó difícil interpretar las longitudes del periastro indicadas por dichos ajustes. Ellas indicaban claramente una variación de ω , pero la misma parecía exhibir un comportamien-

⁶Recordemos que en ese trabajo habían encontrado una variación secular de P . Al respecto, conviene señalar también que en todos nuestros ajustes exploramos la posible existencia de dicha variación pero no pudimos confirmarla. Según nuestros cálculos, si existiera y fuera del orden de los valores hallados por Rubin et al. (1996) y Sazonov et al. (1993), la variación de P en el intervalo de tiempo de los datos de VR no sería detectable.

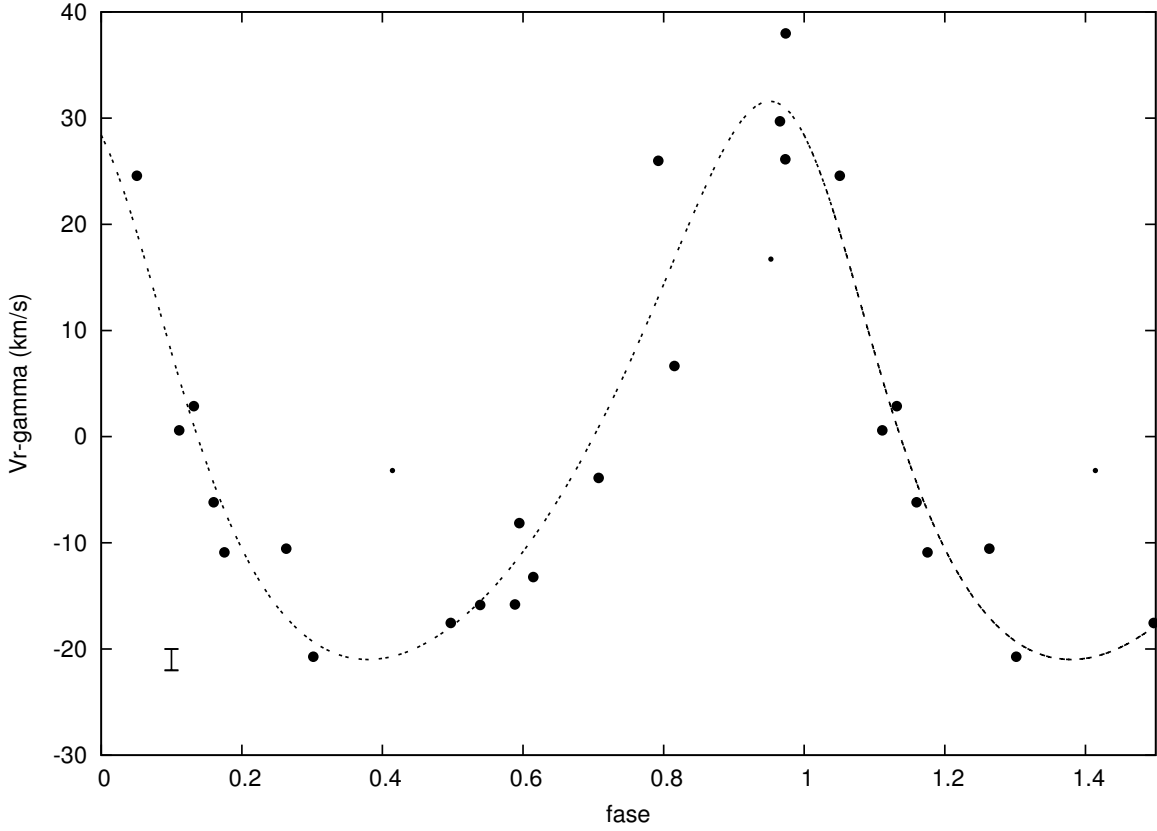


Figura 3.8: Curva de velocidad radial de HD 153919. Las líneas representan nuestra solución orbital. Se asignó un peso menor (0.1) a los puntos pequeños. Abajo a la izquierda se muestra la barra de error estimada para las mediciones de CASLEO.

to errático. No encontramos una explicación astrofísica que considerásemos razonable para un comportamiento de ese tipo. Durante una de las discusiones que mantuvimos sobre la cuestión, el Dr. Benvenuto sugirió que tal vez se tratara de un movimiento apsidal sumamente rápido. Analizando los resultados con esta idea en mente, realizamos la suposición a nuestro juicio más simple, esto es, que entre 1975 (época media aproximada de los datos de Hammerschlag-Hensberge et al., 1978) y 2008 (época de nuestros datos) el sistema hubiera cumplido un poco más de un ciclo de precesión. Cuando representamos los valores de ω de este modo (ver Fig. 3.9), aparece un comportamiento fuertemente lineal. El ajuste de una recta a esos valores arroja $\dot{\omega} = 0.0307 \pm 0.0021$ grados por día.

Tomando este valor de $\dot{\omega}$ como suposición inicial, ajustamos con FOTEL una solución global a todos los datos de VR, asignando a cada subconjunto un peso inversamente proporcional al $(O - C)$ del subconjunto. Obtuvimos así la Solución III de la Tabla 3.2. La cual nos da

$$\dot{\omega} = 0.0309 \pm 0.0013 \text{ grados/día,}$$

que corresponde a $\log(\Omega_{\text{ápside}}/\Omega_{\text{órbita}}) = -3.53 \pm 0.02$.

Aunque no se pueden obtener medidas de VR de la secundaria — y por lo tanto no se conoce

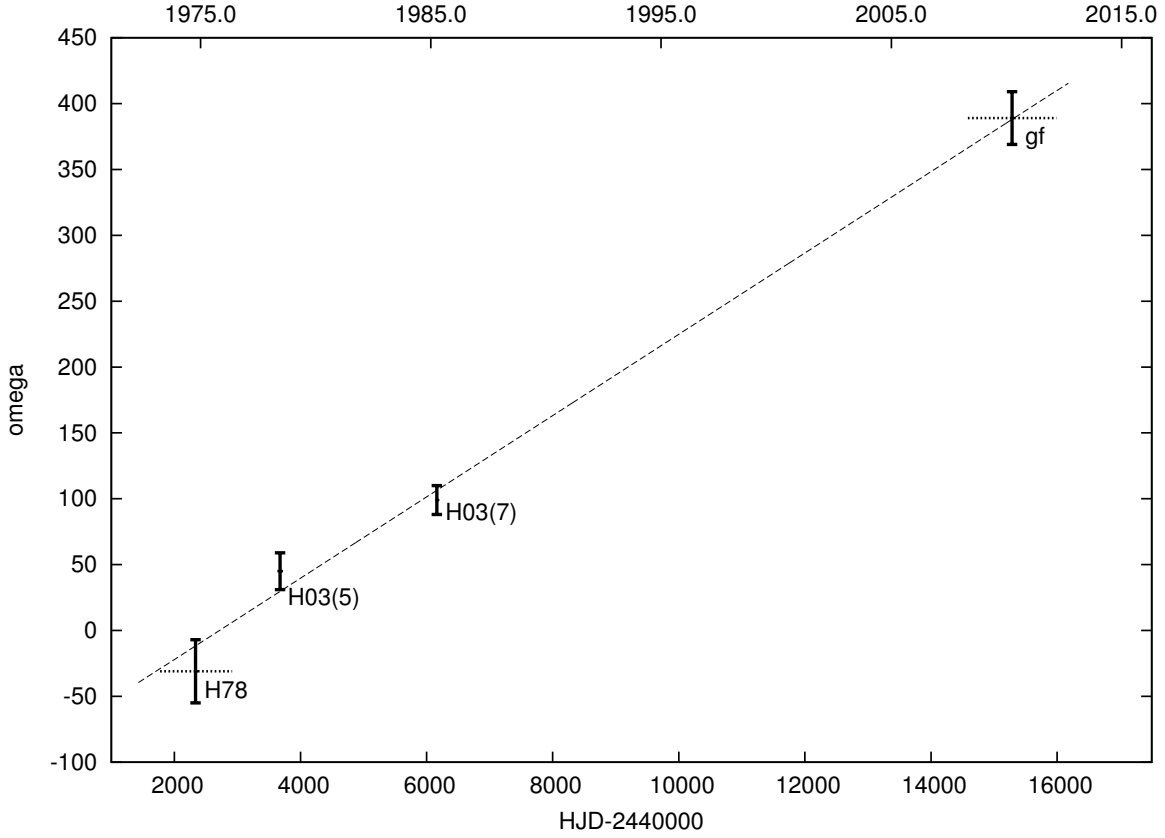


Figura 3.9: Variación temporal de ω en HD 153919, suponiendo que los datos de H78 y los de esta tesis estén separados por más de un ciclo de precesión (es decir más de 360°). Líneas horizontales: intervalo temporal entre el primero y el último dato de cada subconjunto. Ajustes a datos de autores anteriores: H78: Hammerschlag-Hensberge (1978); H03(5) y (7): Hammerschlag-Hensberge et al. (2003) datos de 1978 y 1985 respectivamente; gf: esta tesis. Línea de trazos: ajuste lineal.

q — se calculó teóricamente la velocidad esperada del mov. apsidal para varios sistemas cuyos parámetros físicos fundamentales sean comparables con la Solución III. Esto es, sistemas que tengan P , K_1 , $v_1 \sin i$ y $a_1 \sin i$ iguales a los de dicha solución y e compatible con la misma, y estén formados por una primaria de masa desconocida, más un objeto compacto con la masa esperada para una estrella de neutrones ($M_2 = 2 M_\odot$).

Respecto a la excentricidad, dado que el mejor ajuste a nuestros datos de VR se produce con $e \sim 0.35$, mientras que Hammerschlag-Hensberge (1978) obtuvo $e \sim 0.20$, se realizó el cálculo para ambos valores de e , y además se agregó un cálculo para $e = 0.50$ a fin de tener una visión más general de cómo afecta la excentricidad al movimiento apsidal.

En la Fig. 3.10 se representan los resultados de estos cálculos. Allí se muestra, para las diferentes excentricidades y masas posibles de la primaria, cómo varía la velocidad teórica del mov. apsidal en función de la temperatura efectiva de los modelos evolutivos. Para analizar esta Figura consideramos que, según la calibración de Martins et al. (2005), una estrella tipo O6I tendría $\log (T_{eff}/K) \sim 4.55$ a 4.58 y $M \sim 44M_\odot$. Sin embargo, debe recordarse que la

calibración de Martins fue realizada utilizando solamente una estrella O6I, a saber HD 210839, para la cual Repolust et al. (2004) habían obtenido $\log (T_{eff}/K) \sim 4.54$ a 4.57 y $M \sim 62 M_{\odot}$.

Se desprende de la Fig. 3.10 que para $e \sim 0.35$ la velocidad del mov. apsidal determinada sería compatible con $M_1 > 40 M_{\odot}$ o quizás con mayor probabilidad $M_1 \gtrsim 50 M_{\odot}$. Si en cambio fuera $e \sim 0.20$ la masa de la primaria debería ser bastante mayor, con una cota mínima de $50 M_{\odot}$, y probablemente se ubicaría alrededor de las $70 M_{\odot}$. Pero si la excentricidad fuera mayor, con $e \sim 0.50$ la primaria estaría en el rango $25 > M_1 > 40 M_{\odot}$.

Es interesante notar que estas estimaciones son compatibles con las realizadas por Clark et al. (2002), especialmente para $e \sim 0.20$. Por lo tanto, nuestra interpretación de las observaciones, basada en la suposición de un mov. apsidal rápido, parece conducir a un resultado consistente si fuera $M_1 \sim 70 M_{\odot}$.

No obstante ello, dada la dispersión que presenta la curva de VR, pensamos que sería necesario confirmar la velocidad del mov. apsidal obteniendo una nueva solución orbital espectroscópica del sistema.

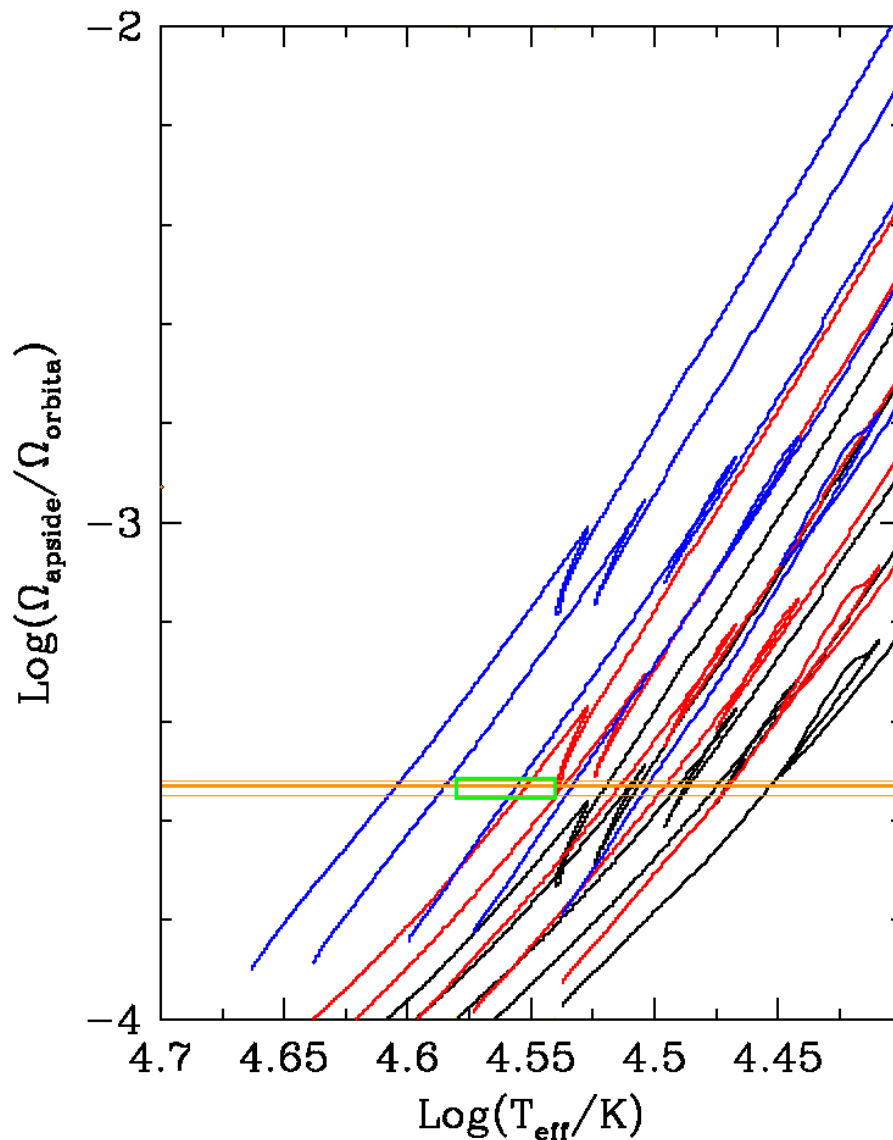


Figura 3.10: Velocidad del mov. apsidal esperada para un sist. binario con las características de HD 153919 (ver texto) en función de la temperatura efectiva de la estrella primaria. Se representan diferentes excentricidades (curvas negras $e = 0.20$, rojas 0.35 , azules 0.50) y diferentes masas de la primaria (desde abajo hacia arriba: 20 , 25 , 30 , 40 y $50 M_{\odot}$). La línea anaranjada indica la velocidad del mov. apsidal medida y el recuadro verde la región en que se encontraría el sistema según la calibración en T_{eff} de Martins et al. (2005).

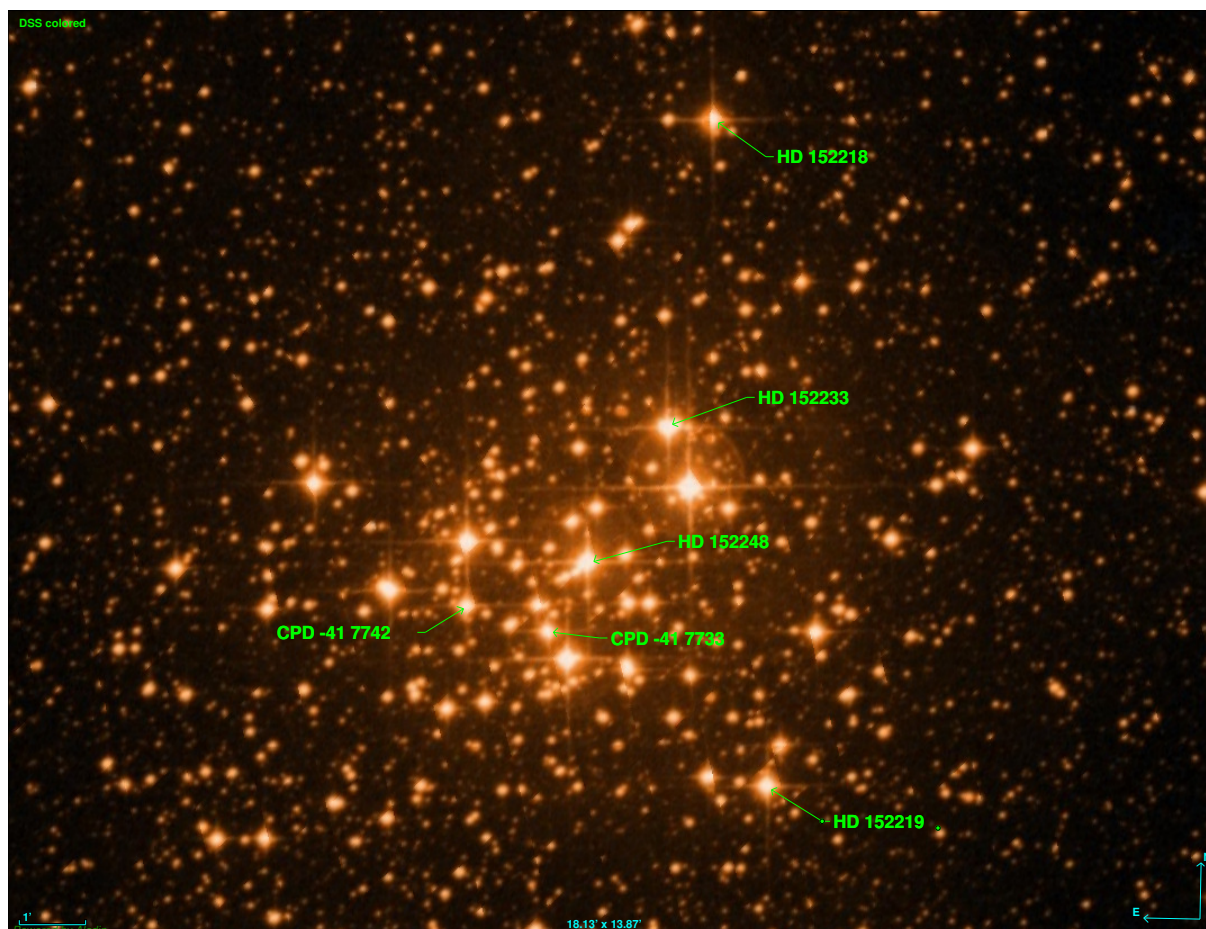


Figura 3.11: Estrellas binarias estudiadas en el cúmulo abierto NGC 6231. Imagen del mosaico DSS de Aladin.

3.1.3. HD 152248

Antecedentes

HD 152248 (V1007 Sco, $V=6.05$) es una estrella binaria eclipsante ubicada en el cúmulo abierto NGC 6231 (ver Fig. 3.11), situado a algunos minutos de arco de ζ Sco, que ha sido ampliamente estudiado y al cual pertenecen también otros 5 sistemas que estudiamos en esta tesis. Struve (1944) descubrió que es una binaria espectroscópica con líneas dobles, pudo medir varias veces la VR de sus componentes y realizó un cálculo preliminar de sus elementos orbitales ajustando una órbita circular con un período $P \sim 3.1$ días. Hill et al. (1974) midieron sus VRs utilizando varias líneas de la serie de Balmer del H, He I $\lambda 4026$ y He II $\lambda 4200$, y corrigieron el período mostrando que en realidad es ~ 6 días. También asumieron en su ajuste que la órbita fuera circular.

Levato & Morrell (1983) obtuvieron dos nuevas medidas de VR y volvieron a ajustar una órbita utilizando sus datos y los de los autores anteriores. Descubrieron así que la órbita en realidad es excéntrica ($e \approx 0.18$) y mejoraron la determinación del período ($P \approx 5.89$ días).

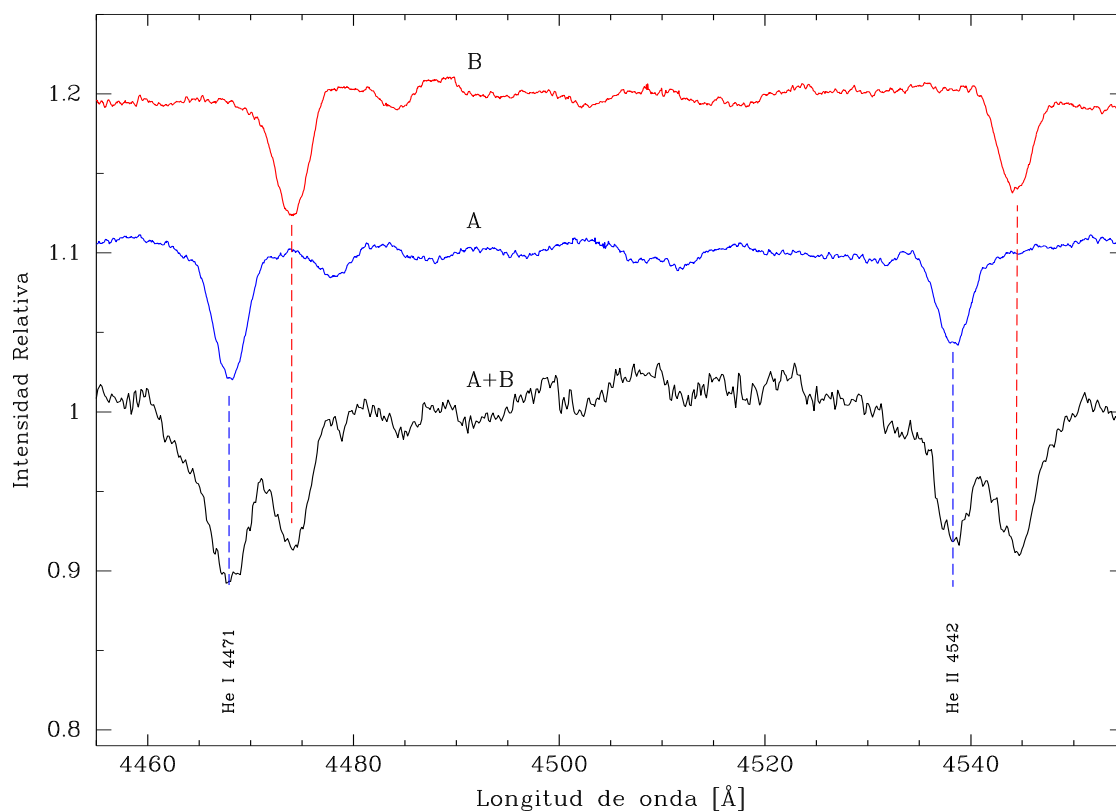


Figura 3.12: Espectros separados de HD 152248 A y B, y espectro compuesto A+B, tomado en CASLEO el 21 de agosto de 2010. Se indican las líneas de He I $\lambda 4471$ y He II $\lambda 4542$ utilizadas para la clasificación espectral. Nótese la similitud entre ambas componentes. Las plantillas A y B están desplazadas en x , de acuerdo a las VRs de las componentes en A+B, y en y para facilitar la visualización.

Varios autores observaron que esta estrella es variable fotométrica. Los primeros fueron Brownlee & Cox (1953) y luego Feinstein & Ferrer (1968). Pero fueron Mayer et al. (1992) quienes mostraron efectivamente que se trata de una binaria eclipsante publicando la primera curva de luz y contribuyendo a precisar el período orbital, encontrando $P \approx 5.814$ días.

Posteriormente, Stickland et al. (1996) utilizando 26 espectros en el UV obtenidos con IUE, ajustaron una nueva solución orbital con una excentricidad ligeramente menor ($e \approx 0.12$). Penny et al. (1999), utilizando también los espectros de IUE, más los datos fotométricos de Mayer et al. y los de la misión Hipparcos, dedujeron una inclinación orbital $i \approx 72$ grados y realizaron además una separación tomográfica de los espectros UV clasificando las componentes como O7I + O7I.

Sana et al. (2001) a partir de 69 espectros tomados con varios espectrógrafos, propusieron clasificar las componentes como O7.5III(f)+O7III(f), midieron un conjunto de VRs usando varias líneas de He I y He II más H_β , H_γ , y O III $\lambda 5592$. Obtuvieron una solución orbital solamente con las medidas de He I $\lambda 4471$ y otra con un promedio de las medidas de todas las líneas. Así precisaron

aún más el período y la excentricidad del sistema. Además mostraron que posee mov. apsidal con $\dot{\omega} = 3.4$ grados/año ($U = 106$ años). También hicieron notar que se estaba denominando primaria a la estrella *menos masiva* del sistema pero propusieron mantener esta nomenclatura para evitar confusiones con los autores anteriores y sucesivos.

Casi simultáneamente Mayer et al. (2001) utilizando nuevas mediciones de VR, más las de los autores anteriores, ajustaron una nueva solución orbital y propusieron que se trata de estrellas tipo Oe, es decir análogas a las Be. Reportaron además el descubrimiento de mov. apsidal en el sistema con un período $U = 132$ años ($\dot{\omega} = 2.7$ grados/año).

Mason et al. (1998, 2009) reportaron la detección interferométrica de una compañera de HD 152248 a una distancia angular de $0.087''$ en una ocasión y de $0.048''$ o $0.052''$ en otras. Asumiendo una distancia al sistema de ~ 1600 pc (Mayer et al., 2008), resulta que ambas fuentes distarían entre sí ~ 140 u 80 UA. Esa compañera parece encontrarse demasiado alejada para ser la componente secundaria del sistema que nos interesa⁷.

Por último Mayer et al. (2008), utilizando datos de varios espectrógrafos y comparándolos con modelos de espectros, ajustaron una velocidad de rotación $v \sin i = 135 \pm 5$ km s⁻¹ para ambas componentes, una medida un poco menor que la obtenida por otros autores. Además, con nuevas mediciones de VR y fotometría *UBV* obtenida por ellos mismos, analizando nuevamente los datos de autores anteriores, ajustaron una solución orbital que considera el mov. apsidal (ver Tabla 3.3). Así encontraron una inclinación orbital $i \approx 67$ grados y obtuvieron las masas de las componentes $M_1 = 29.5 \pm 0.4$ y $M_2 = 30.1 \pm 0.4 M_{\odot}$. La velocidad del mov. apsidal que calcularon fue $\dot{\omega} = 0.00884 \pm 0.00012$ grados/día (o sea 3.23 grados/año y $U = 111$ años).

Es importante mencionar también que Mayer et al. calcularon los radios de las componentes y hallaron $R_1 \approx 15.84$ y $R_2 \approx 15.32 R_{\odot}$ de donde, tomando el semieje mayor (a) de la órbita relativa que ellos encontraron resulta $R_1/a \approx 0.30$ y $R_2/a \approx 0.29$. Por otro lado, si se calculan los radios efectivos de los lóbulos de Roche para este sistema usando la fórmula de Eggleton (1983) se obtiene $r_{L,1}/a = 0.36$ y $r_{L,2}/a = 0.35$. Esto implica que ninguna de las estrellas llena su lóbulo de Roche, aunque están cerca de hacerlo, y por tanto aún es posible considerarlo un sistema de componentes separadas. De ello se desprende que todavía es aplicable la teoría de Sterne para el mov. apsidal.

A los efectos de determinar la órbita actual del sistema obtuvimos desde CASLEO 20 espectros para esta tesis, entre agosto de 2008 y el mismo mes de 2010. Además trabajamos con 2 espectros tomados también desde CASLEO en abril de 2008 por el Dr. Gamen, 3 espectros de FEROS (1 de mayo de 2009 y 2 de marzo de 2011) y 2 de LCO (uno de mayo de 2009 y otro de mayo de 2011).

Aplicamos a estos espectros el método de *disentangling* y obtuvimos así los espectros separados que se ven en la Fig. 3.12 y las medidas de VR de la Tabla A.3. Dado que los autores anteriores utilizaron diferentes conjuntos de líneas para medir VRs, resolvimos usar todas las líneas que se veían claramente en los espectros, es decir: de la serie del Balmer del H: H₉, H_γ

⁷En efecto, como se verá más adelante, si estuviera ligada a la binaria espectroscópica, el período de esta compañera debería ser de ~ 200 o ~ 90 años.

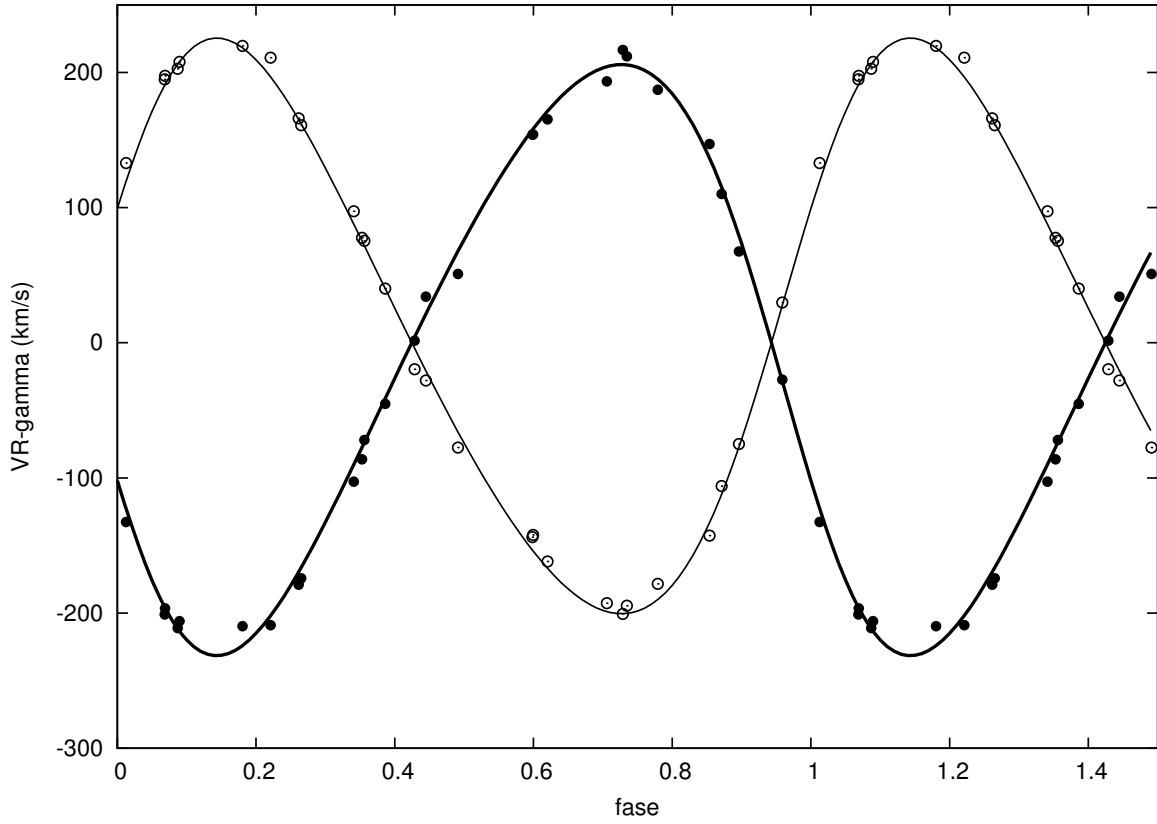


Figura 3.13: Curva de velocidad radial de HD 152248. Las líneas representan nuestra solución orbital.

y $H\beta$; He I $\lambda\lambda 3819, 4026, 4387, 4471, 4713, 4921, 5015$ y 5875 ; He II $\lambda\lambda 4200, 4542, 4686$ y 5411 ; C III $\lambda 4069$, Si IV $\lambda 4088$ y Mg II $\lambda 4481$.

Los espectros separados parecen muy similares y clasificamos ambas estrellas como **O7.5III(f)**. La asignación del sub-tipo espectral 7.5 se debe a que la línea de He I $\lambda 4471$ aparece ligeramente más intensa que He II $\lambda 4542$.

Utilizando los espectros separados de las componentes, y siguiendo el mismo procedimiento que utilizamos para los sistemas anteriores, estimamos las velocidades de rotación de las componentes. Obtuvimos $v_1 \text{ sen } i = v_2 \text{ sen } i = 146 \pm 8 \text{ km s}^{-1}$. Estos valores son comparables con los de autores anteriores, en particular con el de Mayer et al.

Ajustamos una solución orbital a nuestras VRs utilizando GBART y FOTEL. Como era de esperar, ambas soluciones coinciden. En la Tabla 3.3 (Sol. I) reproducimos la solución que obtuvimos con FOTEL y que sirvió de punto de partida para los cálculos sucesivos (ver Fig. 3.13).

Todos los parámetros de nuestra solución coinciden con los que obtienen Mayer et al. dentro de sus errores, excepto la excentricidad, que a nosotros nos da ligeramente más alta. Obviamente hay un cambio importante en ω , debido justamente al mov. apsidal.

Reuniendo nuestras mediciones con las de otros autores, se dispone de un total de 333 datos de VR de este sistema. Comparando la longitud del periastro que obtuvimos en nuestra solución

orbital con los resultados de otros autores, dedujimos que efectivamente la velocidad del mov. apsidal de este sistema debe ser del orden de 3 grados/año. Considerando los errores típicos de las soluciones orbitales, concluimos que esto implica que el movimiento en la línea de las ápsides debería ser detectable en intervalos de tiempo del orden de unos pocos años.

Tabla 3.3: Soluciones orbitales para HD 152248.

Elemento	Solución I		Solución II		Sol. Mayer et al. (2008)	
P (días)			5.81687	\pm 0.00007		
$\dot{\omega}$ (grados/día)			0.00936	\pm 0.00007	0.00884	\pm 0.00012
P_{sid} (días)	5.81604	\pm 0.00009	5.81599	\pm 0.00007	5.8160658	\pm 0.0000009
e	0.144	\pm 0.005	0.135	\pm 0.004	0.12805	\pm 0.00079
ω ($^{\circ}$)	114	\pm 2	118.8	\pm 0.5	69.36	\pm 0.42
i ($^{\circ}$)					67.20	\pm 0.22
T_0 (HJD-2400000)	55051.92	\pm 0.04	55052.00	\pm 0.05	48502.380	\pm 0.001
TV_{max} (HJD-2400000)	55050.33	\pm 0.04	55050.31	\pm 0.05		
γ (km s $^{-1}$)	-25.8	\pm 0.8	-28	\pm 3		*
K_1 (km s $^{-1}$)	219	\pm 2	213	\pm 1	216.8	\pm 1.7
K_2 (km s $^{-1}$)	213	\pm 5	209	\pm 2	212.6	\pm 1.6
$a_1 \sin i$ (R_{\odot})	24.9	\pm 0.2	24.3	\pm 0.1		
$a_2 \sin i$ (R_{\odot})	24.2	\pm 0.5	23.7	\pm 0.2		
a (R_{\odot})					53.08	\pm 0.39
$M_1 \sin^3 i$ (M_{\odot})	23.1	\pm 0.8	21.8	\pm 0.4		
$M_2 \sin^3 i$ (M_{\odot})	23.8	\pm 1.0	22.3	\pm 0.4		
$q(M_2/M_1)$	1.03	\pm 0.02	1.023	\pm 0.009		
M_1 (M_{\odot})					29.46	\pm 0.39
M_2 (M_{\odot})					30.1	\pm 0.39
$\sigma_{(O-C)}$ (km s $^{-1}$)	5.5		8.8			

*: Los autores realizaron el ajuste sustrayendo la vel. sistémica de cada subconjunto de datos a esos datos. #: Vel. sistémica promedio de todos los subconjuntos de datos.

Intentamos por lo tanto, agrupar los datos disponibles en subconjuntos que no abarcaran mucho más de un año, y al mismo tiempo fueran suficientes como para permitir un ajuste orbital robusto. Los datos así seleccionados se agruparon con ese criterio en los siguientes subconjuntos:

sub- conjunto	HJD inicial	HJD final	Ref.	n	$\sigma_{(O-C)}$ (km s $^{-1}$)
1	40808.57	40815.56	Hill et al. (1974)	32	24.3
2	49778.55	50626.58	Penny et al. (1999), García & Mermilliod (2001) y Sana et al. (2001).	113	9.1
3	51299.81	51673.81	Sana et al. (2001)	24	9.8
4	54582.81	55698.79	esta tesis	54	5.5

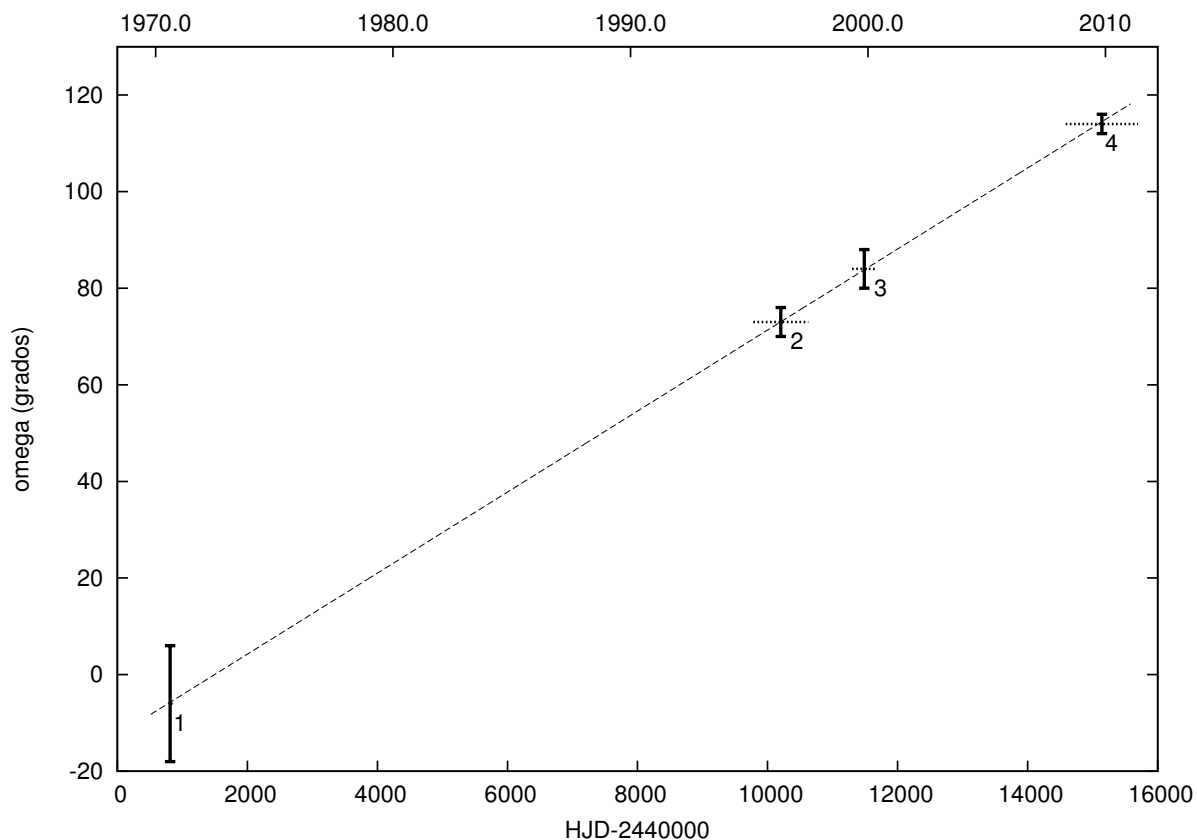


Figura 3.14: Variación temporal de ω en HD 152248. Líneas horizontales: intervalo temporal entre el primero y el último dato de cada subconjunto. 1, 2, 3: ajustes a datos de autores anteriores (ver texto); 4: esta tesis. Línea de trazos: ajuste lineal.

Ajustamos una solución orbital a cada subconjunto manteniendo fijos P y e en los valores de nuestra solución y así obtuvimos la longitud de periastró para cada época, que se representa en la Fig. 3.14. Realizamos un ajuste lineal simple a estos valores, junto con el ω de nuestra órbita, y encontramos un valor aproximado de $\dot{\omega} = 0.00839 \pm 0.00003$ grados/día.

Luego consideramos todos los datos disponibles conjuntamente y ajustamos una solución global con FOTEL que incluía mov. apsidal. Como los datos provenían de 13 espectrógrafos distintos y habían sido obtenidos midiendo líneas diferentes, decidimos permitir que el código ajustara una velocidad sistémica diferente a cada espectrógrafo. Cuando se usa de este modo, FOTEL calcula el valor de (O-C) para cada dato individual y además la dispersión r.m.s. [$\sigma_{(O-C)}$] de esas diferencias para todos los datos de ese instrumento.

Usando ese cálculo hecho por el código, le dimos a cada instrumento un peso inversamente proporcional a su σ y, entre los datos de ese espectrógrafo, asignamos un peso muy bajo (0.001) a aquellos datos que tenían un (O-C) $> 3\sigma$. Cabe señalar además que obtuvimos velocidades sistémicas ligeramente diferentes para cada espectrógrafo, pero que no parecen seguir ningún patrón de oscilación periódica y están aproximadamente dentro de los errores de los ajustes.

Así obtuvimos la solución global para el sistema, considerando movimiento apsidal, que puede

verse en la Tabla 3.3 identificada como Solución II. De este modo determinamos que la velocidad del mov. apsidal en este sistema es:

$$\dot{\omega} = 0.0094 \pm 0.0007 \text{ grados/día}$$

lo cual corresponde a 3.4 ± 0.3 grados/año y a un período $U = 105 \pm 8$ años.

Comparando nuestra solución con la de Mayer et al. (2008) notamos que los valores de los parámetros son consistentes, aunque en algunos casos dichos autores reportan errores mucho menores, probablemente debido a que utilizaron en su ajuste también los datos fotométricos. En particular, la velocidad del mov. apsidal $\dot{\omega}$ que nosotros determinamos es un poco mayor que la que ellos obtuvieron (0.00884 ± 0.00012 grados/día). Es posible que esto se deba a que nosotros obtuvimos datos recientes de VR, mientras que los últimos datos de alta precisión de los que ellos dispusieron son los de Sana et al., que fueron tomados alrededor del año 2000.

Por otra parte, la edad de las estrellas masivas del cúmulo NGC 6231 ha sido estimada de varias maneras (ver Sung et al., 2013 y referencias dadas allí). Usando modelos sin rotación, Sung et al. obtuvieron para ellas una edad de 3.5 ± 0.5 Ma, mientras que empleando modelos con rotación encontraron una edad comprendida entre 4 y 7 Ma. Dado que según nuestras observaciones la velocidad de rotación de las componentes de HD 152248 parece ser baja⁸, adoptamos para este sistema la edad límite entre ambos regímenes de rotación, o sea 4 Ma, con una incerteza de 0.5 Ma.

Contrastamos por tanto nuestra determinación de $\dot{\omega}$ con los cálculos teóricos que se grafican en la Figura 3.15. Así, para la edad considerada obtuvimos que la masa de la componente primaria del sistema es

$$M_1 = 29.2 \pm 2.4 M_{\odot}$$

de donde, usando el valor de q ajustado, se obtiene

$$M_2 = 29.9 \pm 2.5 M_{\odot}$$

Es muy interesante notar el excelente acuerdo entre las masas determinadas por este método y las que obtienen Mayer et al. por el método tradicional. Las diferencias entre ambos cálculos son del orden del 1%.

A partir de las masas absolutas obtenidas y los elementos orbitales de la Tabla 3.3, se puede estimar la inclinación del sistema $i \approx 68^\circ$, con la cual se obtiene el semieje mayor de la órbita relativa⁹ $a = 53 R_{\odot} = 0.25$ UA.

⁸Usando las masas y los radios calibrados por Martins et al. (2005) para estos tipos espectrales, se obtiene para la primaria una velocidad de rotación crítica $v_c \sim 630 \text{ km s}^{-1}$, y suponiendo $i \sim 67$ grados (Mayer et al., 2008), se tiene $v_c \sin i \sim 580 \text{ km s}^{-1}$. Por lo tanto se tendría $v/v_c \sim 0.25$, o sea que estaríamos por debajo del límite inferior de los modelos con rotación que, según los criterios de Ekstrom et al. (2012), es $v/v_c = 0.4$.

⁹De aquí, con la 3a. ley de Kepler se deduce que si la compañera observada por Mason et al. (1998, 2009) estuviera ligada gravitacionalmente a la binaria que hemos estudiado, en una órbita externa de semieje mayor mínimo $a_{ext} \sin i \sim 80$ o 140 UA (y por tanto $a_{ext} \sim 130$ o 220 UA), su período orbital sería $P_{ext} \sim 180$ o 410 años. En ese caso, por (1.10) las perturbaciones del campo gravitatorio de la binaria interna suprimirían el mecanismo que genera los ciclos de Kozai puesto que $P_{in}^{1.4} = 12$.

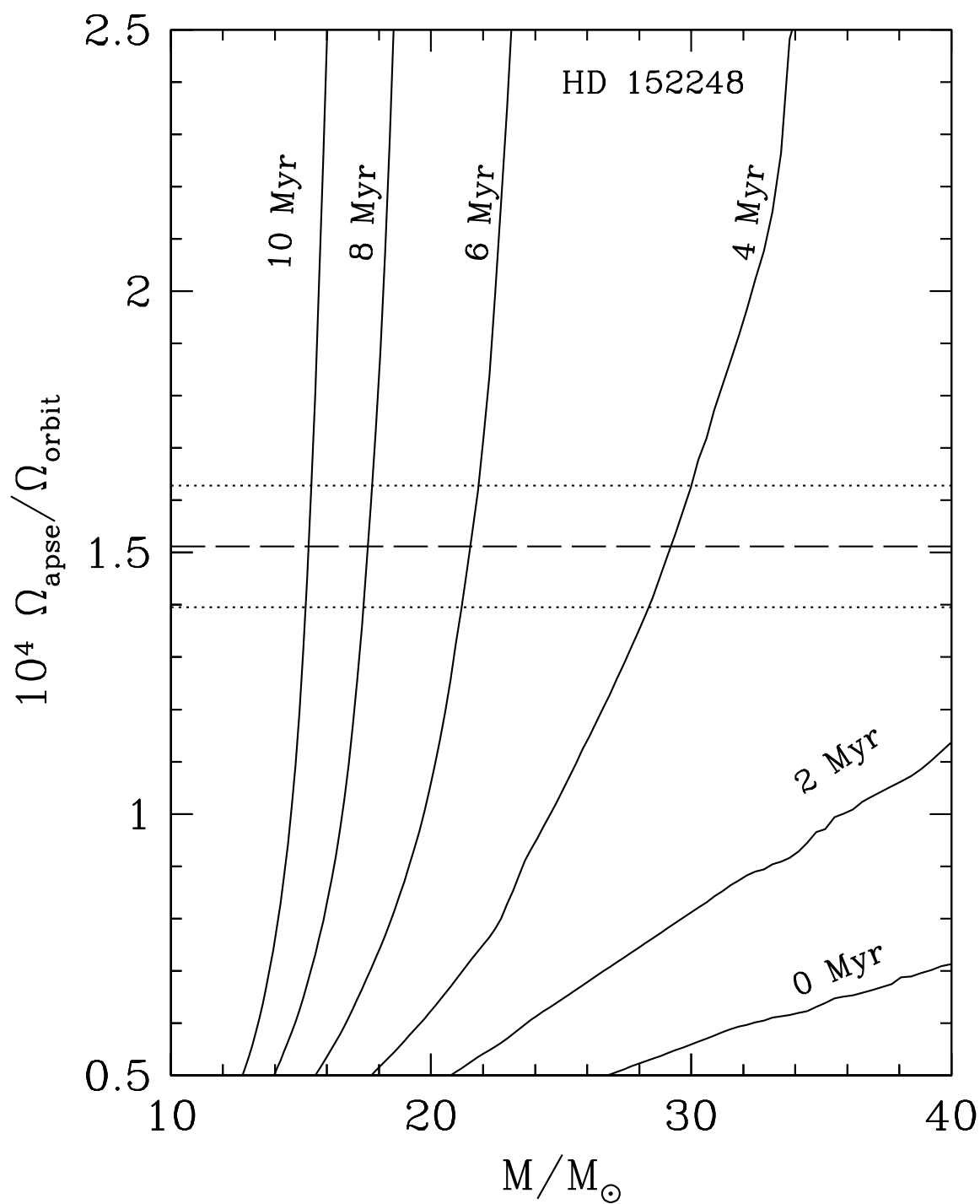


Figura 3.15: Velocidad del mov. apsidal en función de la masa de la componente primaria de HD 152248 para diferentes edades del sistema (líneas continuas) y valor de $\dot{\omega}$ observado (línea de trazos largos).

3.1.4. HD 152218

HD 152218 (V1294 Sco, $V=7.606$) es una binaria eclipsante de tipo Algol del cúmulo abierto NGC 6231. Struve (1944), que obtuvo 5 espectros del sistema, fue el primero en observar que se trataba de una binaria espectroscópica con líneas dobles. No pudo determinar sus elementos orbitales, pero notó que las intensidades de las líneas de ambos espectros eran comparables.

Treinta años después Hill et al. (1974) obtuvieron, aunque con dificultades, unas 15 mediciones de VR, con las cuales encontraron un período aproximado de 5.4 días y publicaron la primera solución orbital (SB2) con una excentricidad $e \sim 0.3$. También Conti et al. (1977) midieron la VR del sistema. Pocos años después Levato & Morrell (1983) obtuvieron una medida más de VR y utilizando las mediciones anteriores volvieron a calcular la órbita del sistema mejorando la determinación de P . Posteriormente, utilizando espectros en el UV del satélite IUE Penny et al. (1993) determinaron un conjunto de VRs, que analizaron junto con los datos anteriores, precisando aún más el período. Luego Stickland et al. (1997), agregando más VRs medidas usando nuevos espectros de IUE, determinaron $P \approx 5.60$ días y $e = 0.31$. García & Mermilliod (2001) obtuvieron también medidas de VR utilizando líneas espectrales en el rango óptico.

Otero & Wils (2005a) mostraron que el sistema es eclipsante y hallaron $P = 5.604$ días usando datos fotométricos de Hipparcos, ASAS y NSVS RotseI.

Sana et al. (2008) realizaron una campaña de monitoreo de este sistema en el óptico, obteniendo espectros de alta resolución con varios espectrógrafos de ESO, entre los cuales estaba FEROS, y en rayos X con XMM-Newton. Midieron las VRs de las componentes utilizando varias líneas de He I, He II y O III $\lambda 5592$. Combinando sus datos con las observaciones anteriores calcularon una nueva órbita, cuyo período concuerda con el de Stickland et al., pero obtuvieron una excentricidad $e = 0.259$, un poco más baja que la de los autores precedentes. Mostraron que HD 152218 probablemente presenta movimiento apsidal, cuya velocidad calcularon en alrededor de 3 grados por año (equivalentes a ~ 0.008 grados/día) aunque aclararon que “la velocidad exacta (...) todavía podría ser incierta” (Sana et al., 2008, p. 210).

Casi simultáneamente Mayer et al. (2008) realizaron un análisis conjunto de los datos espectroscópicos publicados hasta ese momento (sin incluir obviamente las VRs medidas por Sana et al.) y los datos fotométricos de ASAS. Efectuaron un ajuste con FOTEL del cual obtuvieron una velocidad para el mov. apsidal $\dot{\omega} = 0.0051 \pm 0.0005$ grados/día y también las masas absolutas de las componentes: $M_1 = 19.6 \pm 1.1$ y $M_2 = 14.1 \pm 0.5 M_{\odot}$ (ver Tabla 3.4).

Para esta tesis obtuvimos 27 espectros en CASLEO, a los cuales se aplicó la técnica de *disentangling*. Para medir las VRs se emplearon las líneas de He I $\lambda\lambda 3819, 4471, 4921, 5015$ y 5875 ; He II $\lambda 4200, 4542, 4686$ y 5411 ; C III $\lambda 4069$, Si IV $\lambda 4089$ y O III $\lambda 5592$. Es decir las mismas que Sana et al. más las de C y Si. Las medidas obtenidas pueden verse en la Tabla A.4.

Los espectros de las componentes separados se muestran en la Fig. 3.16. Los mismos fueron clasificados como **O9IV** y **B0V**. Estas clasificaciones concuerdan aproximadamente con las de los autores anteriores.

Las velocidades de rotación proyectadas se midieron por el procedimiento habitual, obte-

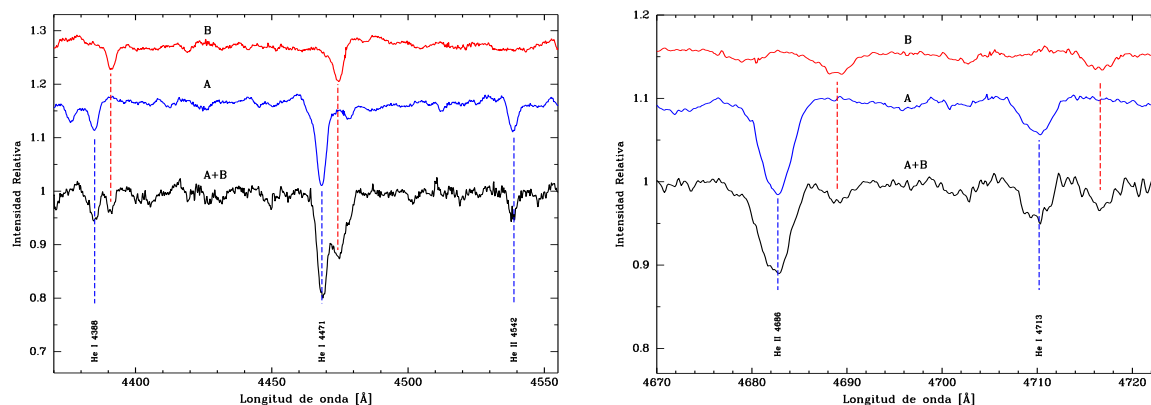


Figura 3.16: Espectros separados de HD 152218 A y B, y espectro compuesto A+B, tomado en CASLEO el 2 de marzo de 2012. Se muestran las líneas utilizadas para la clasificación espectral. Las plantillas A y B están desplazadas en x , de acuerdo a las VRs de las componentes en A+B, y en y para facilitar la visualización.

niéndose $v_1 \text{ sen } i = 150 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$ y $v_2 \text{ sen } i = 120 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$. Estos valores son consistentes con los determinados por Levato & Morrell (1983), Stickland et al. (1997) y García & Mermilliod (2001).

Con nuestras VRs se ajustó la solución orbital al sistema que se presenta en la Tabla 3.4 (Sol. I) y se muestra en la Fig. 3.17. Los parámetros de esta solución en general coinciden, dentro de sus errores, con los de Mayer et al. (2008) y con los de Sana et al. (2008). La única diferencia importante se encuentra en la longitud del periastro, lo cual parece un claro indicio de movimiento apsidal. Por otro lado, la excentricidad determinada por Sana et al. ($e \approx 0.26$) parece ligeramente menor que la de nuestra solución, pero lo mismo sucede cuando se compara esa solución con las de los demás autores que estudiaron previamente el sistema.

El total de mediciones de VR de este sistema asciende a 202 puntos. A fin de obtener una estimación inicial de la velocidad del mov. apsidal, se utilizaron solamente aquellos comprendidos entre las fechas que se indican a continuación, separados en cuatro subconjuntos:

sub-conjunto	HJD inicial	HJD final	Ref.	n	$\sigma_{(O-C)}$ (km s^{-1})
1	40816.5510	40820.6300	Hill et al. (1974)	21	14.5
2	48319.0170	50626.7160	Stickland et al. (1997), García & Mermilliod (2001) y Sana et al. (2008)	75	11.9
3	51299.8830	53134.7230	Sana et al. (2008)	61	18.6
4	54693.5535	56521.6051	esta tesis	45	8.7

Los datos restantes no se usaron por ser pocos y estar temporalmente muy separados. Se ajustaron soluciones orbitales a cada uno de estos subconjuntos, manteniendo P y e fijos

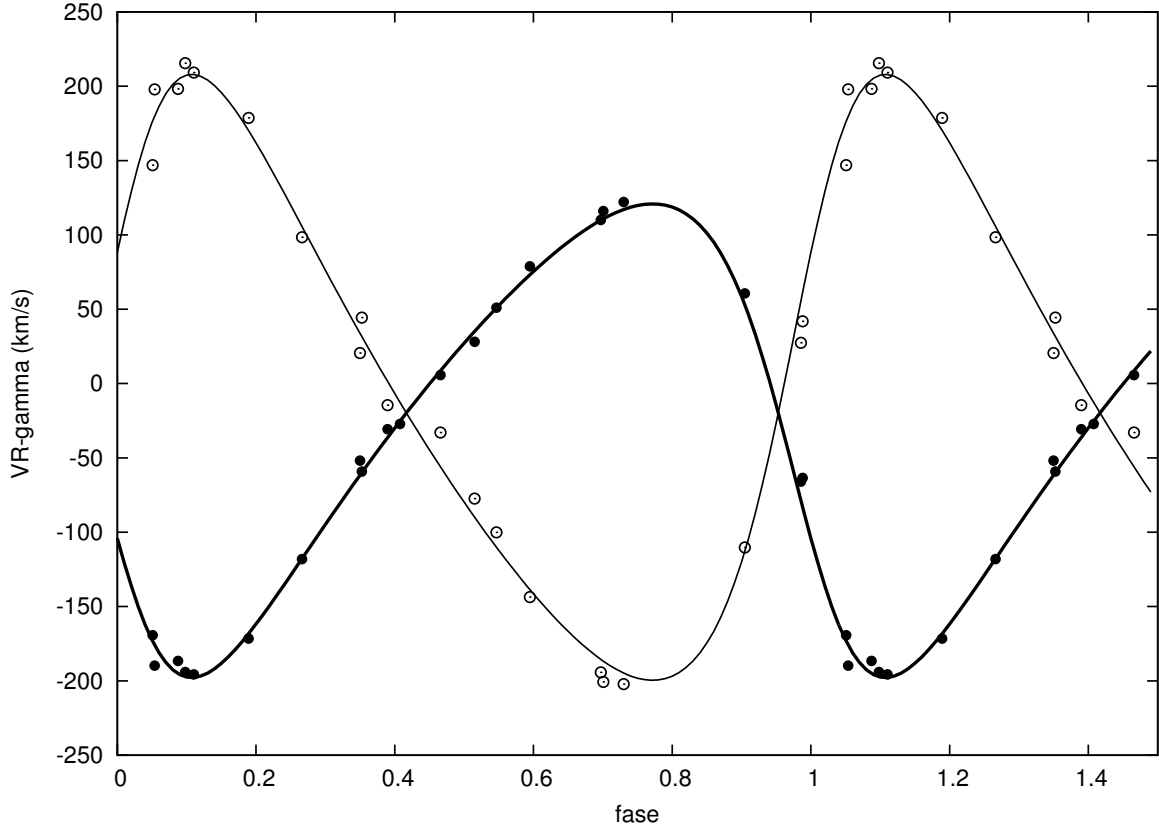


Figura 3.17: Curva de velocidad radial de HD 152218. Las líneas representan nuestra solución orbital.

en los valores de la solución I, y así se encontraron los valores de ω para cada época, que se representan en la Fig. 3.18. Se realizó un ajuste lineal a dichos valores obteniéndose así una estimación inicial de $\dot{\omega} = 0.0061 \pm 0.0004$ grados/día.

Luego, usando FOTEL, ajustamos una solución global a todos los datos de VR mencionados anteriormente. Como algunos subconjuntos de datos aislados (por ej. los de Struve, 1944 y los de García & Mermilliod, 2001) presentaban dispersiones muy grandes, asignamos a cada subconjunto un peso inversamente proporcional al cuadrado de su dispersión. Luego realizamos el ajuste dejando todos los parámetros libres. De este modo obtuvimos la Solución II, reportada en la Tabla 3.4. Así encontramos que la velocidad del mov. apsidal de este sistema es:

$$\dot{\omega} = 0.0059 \pm 0.0004 \text{ grados/día}$$

Dado que consideramos a este sistema como miembro del cúmulo NGC 6231 y que tiene una velocidad de rotación baja ($v/v_c \sim 0.2$ a 0.3), adoptamos¹⁰ como edad para el mismo 4.0 ± 0.5 Ma. Los cálculos teóricos del mov. apsidal pueden verse en la Figura 3.19. De allí se desprende que para el valor de $\dot{\omega}$ determinado, y para la edad adoptada, la masa calculada de

¹⁰Ver más detalles en p. 61.

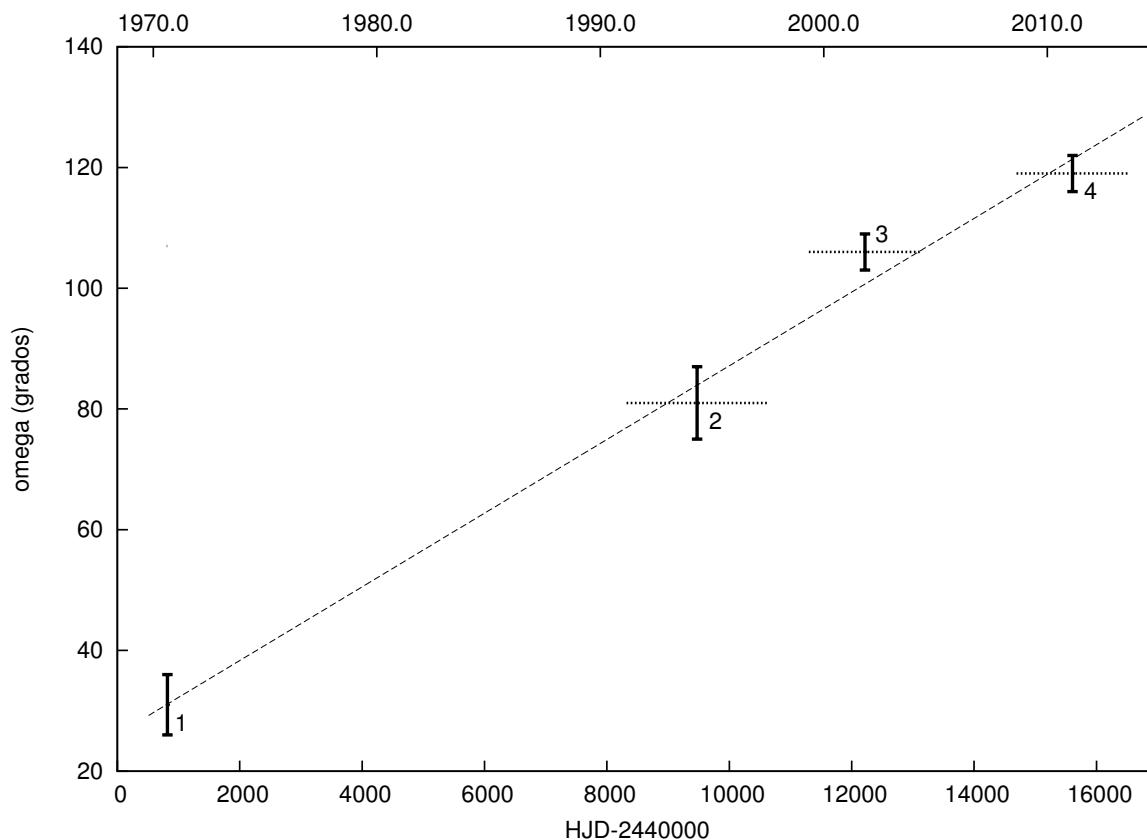


Figura 3.18: Variación temporal de ω en HD 152218. 2, 3, 4: ajustes a datos de autores anteriores (ver texto). Líneas horizontales: intervalo temporal entre el primero y el último dato de cada subconjunto (ver texto). Línea de trazos: ajuste lineal.

la componente primaria es

$$M_1 = 20.8 \pm 1.7 M_{\odot}$$

de donde, usando el valor de q ajustado, se obtiene

$$M_2 = 15.8 \pm 1.3 M_{\odot}$$

Estos valores coinciden dentro de sus errores — estimados de la misma manera que para el sistema HD 152219 — con los que obtuvieron Mayer et al. (2008) por el método tradicional. Las diferencias entre ambos son del orden del 6% para la primaria y del 12% para la secundaria.

Tabla 3.4: Soluciones orbitales para HD 152218.

Elemento	Solución I		Solución II		Sol. Mayer et al. (2008)	
P (días)			5.60448	\pm 0.00003		
$\dot{\omega}$ (grados/día)			0.0059	\pm 0.0004	0.0051	\pm 0.0005
P_{sid} (días)	5.6041	\pm 0.0002	5.60396	\pm 0.00003	5.60397	\pm 0.00004
e	0.29	\pm 0.01	0.284	\pm 0.009	0.293	\pm 0.014
ω ($^\circ$)	114	\pm 3	121	\pm 3	102	\pm 3
I ($^\circ$)					68	\pm 1
T_0 (HJD-2400000)	55360.50	\pm 0.04	55338.20	\pm 0.04	53398.96	\pm 0.04
TV_{max} (HJD-2400000)	55359.23	\pm 0.04	55336.81	\pm 0.04		
γ (km s $^{-1}$)	-20	\pm 1	-20	\pm 2	-26	\pm 2
K_1 (km s $^{-1}$)	159	\pm 3	158	\pm 2	156	\pm 5
K_2 (km s $^{-1}$)	204	\pm 9	207	\pm 4	219	\pm 10
$a_1 \sin i$ (R_\odot)	16.9	\pm 0.3	16.7	\pm 0.2		
$a_2 \sin i$ (R_\odot)	21.6	\pm 0.9	22.0	\pm 0.4		
$a \sin i$ (R_\odot)					39.8	\pm 1.3
$M_1 \sin^3 i$ (M_\odot)	13.7	\pm 1.1	14.1	\pm 0.5	15.7	\pm 0.9
$M_2 \sin^3 i$ (M_\odot)	10.7	\pm 0.9	10.7	\pm 0.4	11.2	\pm 0.4
$q(M_2/M_1)$	0.78	\pm 0.03	0.76	\pm 0.01		
M_1 (M_\odot)					19.6	\pm 1.1
M_2 (M_\odot)					14.1	\pm 0.5
$\sigma_{(O-C)}$ (km s $^{-1}$)	8.7		15.2			

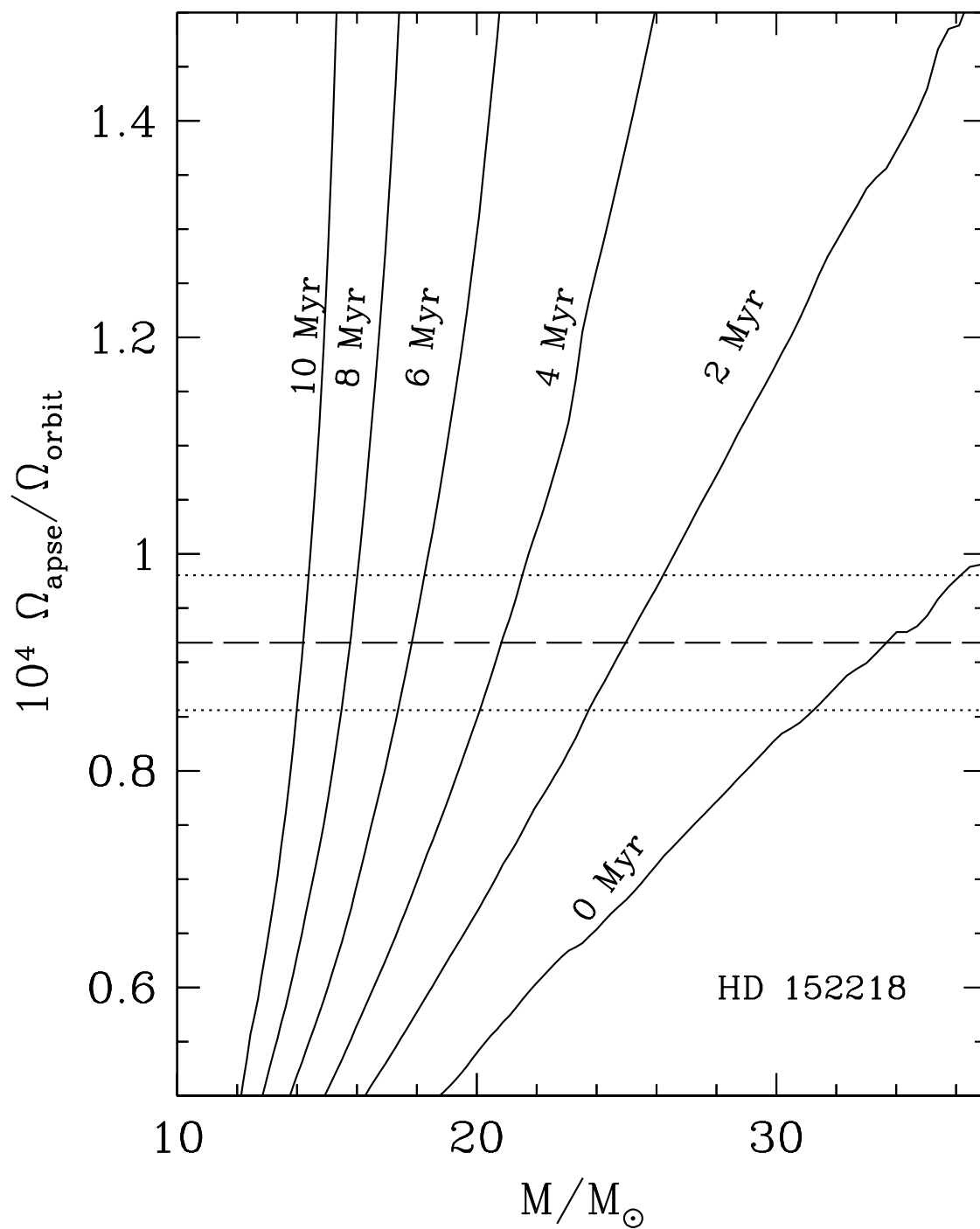


Figura 3.19: Velocidad del mov. apsidal en función de la masa (M_A) de la componente primaria de HD 152218 para diferentes edades del sistema (líneas continuas) y valor de $\dot{\omega}$ observado (línea de trazos largos; $\pm 1\sigma$ línea punteada).

3.1.5. HD 152219

HD 152219 (V1292 Sco, $V=7.552$) es una binaria eclipsante de tipo Algol del cúmulo abierto NGC 6231 (ver Fig. 3.11). La primera solución orbital SB1 para este sistema fue publicada por Hill et al. (1974), quienes encontraron que la órbita es excéntrica ($e \sim 0.1$). Posteriormente, Levato & Morrell (1983) obtuvieron algunas medidas adicionales de VR del sistema y calcularon una nueva órbita. Lo mismo hicieron Stickland & Lloyd (2001) pero agregando 8 medidas de VR tomadas de los espectros UV del satélite IUE. García & Mermilliod (2001) obtuvieron 8 espectros adicionales de alta resolución en el óptico, algunos de los cuales permitían medir VRs de la secundaria, y publicaron una primera órbita SB2. Conti et al. (1977) y Perry et al. (1990) obtuvieron mediciones aisladas de VR pero no calcularon órbitas. Otero & Wils (2005b) mostraron que el sistema es eclipsante y determinaron un $P = 4.24038$ días usando datos fotométricos de Hipparcos, ASAS y NSVS Rotsel.

Sana et al. (2006), tras una larga campaña realizada con espectrógrafos de alta resolución de ESO en el óptico, encontraron un período más preciso del sistema ($P \approx 4.2403$ días) y publicaron una nueva solución SB2. Ellos midieron las VRs de la primaria usando varias líneas de He I y He II, Si IV $\lambda 4089$ y O III $\lambda 5592$; mientras que para la secundaria usaron solamente líneas de He I.

Por último, Mayer et al. (2008) combinando los datos de VR publicados por los autores anteriores con la fotometría de ASAS, encontraron la solución SB2 más reciente. Para eso, procesaron con FOTEL todos los datos publicados anteriormente y detectaron la presencia de mov. apsidal en el sistema determinando $\dot{\omega} = 0.0045 \pm 0.0005$ grados/día. Las masas que obtuvieron para las componentes por el método kepleriano fueron $M_1 = 22.1 \pm 1.2$ y $M_2 = 8.5 \pm 0.5 M_{\odot}$.

Resultaba importante por lo tanto tratar de obtener las masas de este sistema por el método del mov. apsidal y compararlas con los resultados de Mayer et al. Obtuvimos para esta tesis 19 espectros desde CASLEO y 3 desde LCO. Les aplicamos el procedimiento de *disentangling*, aunque fue difícil encontrar líneas espectrales de la secundaria suficientemente intensas. Considerando la variedad de metodologías utilizadas por los autores precedentes para medir las VRs y las características de nuestros espectros se decidió considerar para las medidas de VR de la primaria las líneas de He I $\lambda\lambda 3819, 4009, 4471, 4921, 5015$ y 5875 ; He II $\lambda 4200, 4542, 4686$ y 5411 ; C III $\lambda 4069$ y Si IV $\lambda 4089$. Y para la secundaria las líneas de He I $\lambda\lambda 3819, 4471, 5015$ y 5875 . Las VRs medidas se detallan en la Tabla A.5.

Los espectros separados de las componentes se encuentran en la Fig. 3.20. A partir de ellos se clasificó la primaria como **O9.5III**. Esta clasificación es consistente con los tipos espectrales propuestos por los autores anteriores. La secundaria es difícil de clasificar porque las únicas líneas claramente observables son las de la serie de Balmer y las de He I. Dado que no se observan otras características, se descarta que sea una B0 o B1, o que sea más tardía que B3. Tampoco se observan características que permitan identificar la clase de luminosidad, por lo tanto la clasificamos provisoriamente como **B2V**:

Las velocidades de rotación proyectadas fueron medidas con el procedimiento habitual obteniéndose $v_1 \text{ sen } i = 160 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$ y $v_2 \text{ sen } i = 140 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$. Estos valores concuerdan

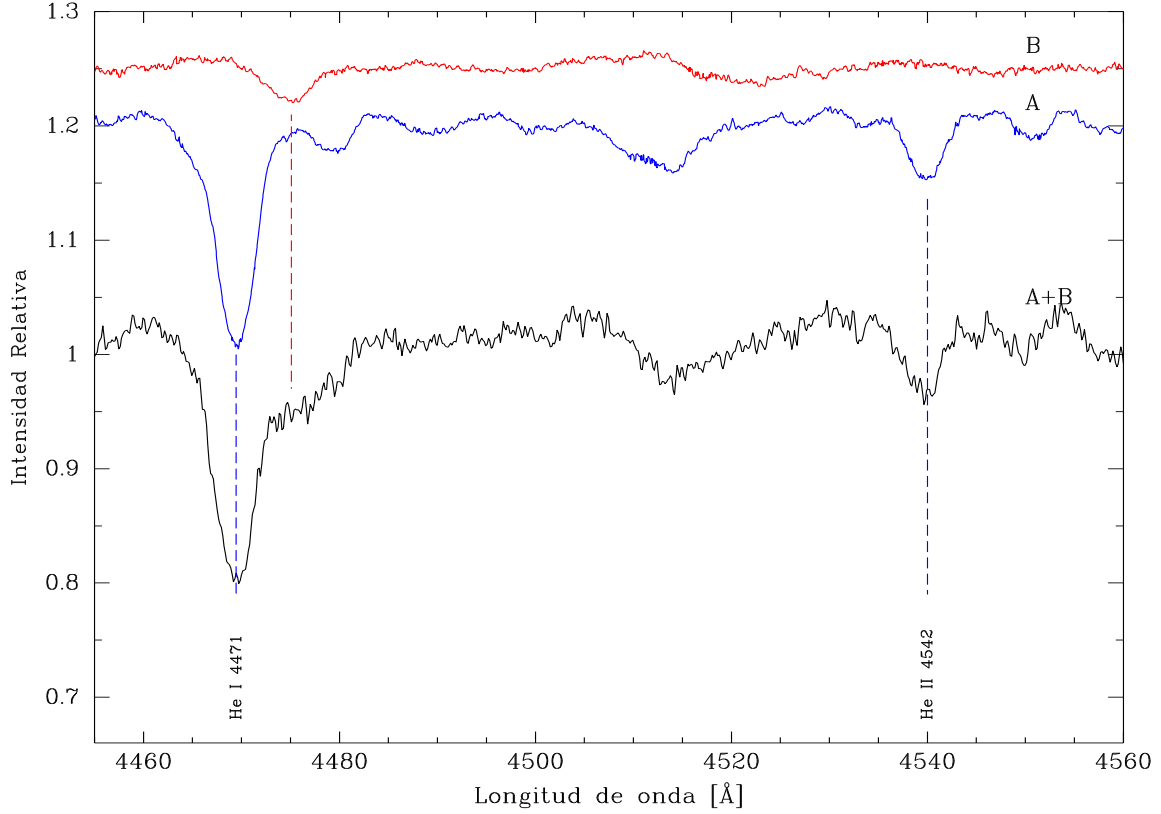


Figura 3.20: Espectros separados de HD 152219 A y B, y espectro compuesto A+B, tomado en CASLEO el 25 de abril de 2008. Se indican He I $\lambda 4471$ y He II $\lambda 4542$, las dos líneas principales para la clasificación espectral. Las plantillas A y B están desplazadas en x , de acuerdo a las VRs de las componentes en A+B, y en y para facilitar la visualización.

con los de García & Mermilliod (2001) y está dentro del rango de los valores medidos por Sana et al. (2006) para varias líneas.

En base a nuestras VRs se calculó una solución orbital para el sistema (ver Tabla 3.5, Solución I y Fig. 3.21) que presenta, a nuestro entender, una dispersión un poco alta en las mediciones de la componente secundaria. En vista de ello, se resolvió asignarle a esas mediciones en su conjunto un peso menor en el ajuste, inversamente proporcional al cuadrado de su $(O - C)$. Todos los parámetros de nuestra solución concuerdan, dentro de los errores, con los de las últimas órbitas publicadas (Sana et al., 2006; Mayer et al., 2008) excepto en la longitud del periastró, lo cual consideramos debido al mov. apsidal. Además, cabe anotar que parece haber una diferencia, un poco mayor que la suma de sus dispersiones ($\sim 1.5\sigma$), entre la velocidad sistémica de la primaria y la de la secundaria. No sería inusual que esta diferencia realmente exista si pensamos que la primaria es una gigante¹¹, pero no podemos descartar que el error en la medida de γ_2 sea mayor que el error interno del ajuste de ese parámetro, en cuyo caso ambas velocidades serían

¹¹Véase discusión sobre las líneas a utilizar para las medidas de VR en pág. 30.

comparables.

Tabla 3.5: Soluciones orbitales para HD 152219.

Elemento	Solución I		Solución II		Sol. Mayer et al. (2008)	
P (días)			4.24055	\pm 0.00002		
$\dot{\omega}$ (grados/día)			0.0055	\pm 0.0009	0.0045	\pm 0.0005
P_{sid} (días)	4.24032	\pm 0.00007	4.24027	\pm 0.00002	4.24028	\pm 0.00003
e	0.10	\pm 0.01	0.081	\pm 0.007	0.090	\pm 0.011
ω ($^{\circ}$)	170	\pm 7	164	\pm 5	150	\pm 2
i ($^{\circ}$)					72	\pm 3
T_0 (HJD-2400000)	54582.65	\pm 0.08	54582.60	\pm 0.06	53000.84	\pm 0.03
TV_{max} (HJD-2400000)	54580.67	\pm 0.08	54580.70	\pm 0.06		
γ_1 (km s $^{-1}$)	-21	\pm 1	-21	\pm 1*	-27	\pm 2 §
γ_2 (km s $^{-1}$)	-30	\pm 5	-24	\pm 3#		
K_1 (km s $^{-1}$)	115	\pm 2	113	\pm 1	109.3	\pm 0.5
K_2 (km s $^{-1}$)	288	\pm 9	286	\pm 5	284	\pm 4
$a_1 \sin i$ (R_{\odot})	9.6	\pm 0.2	9.4	\pm 0.1		
$a_2 \sin i$ (R_{\odot})	24.0	\pm 0.7	24.0	\pm 0.4		
$a \sin i$ (R_{\odot})					32.8	\pm 0.5
$M_1 \sin^3 i$ (M_{\odot})	20.2	\pm 1.4	20.1	\pm 0.8	19.1	\pm 0.6
$M_2 \sin^3 i$ (M_{\odot})	8.1	\pm 0.6	7.9	\pm 0.3	7.3	\pm 0.2
$q(M_2/M_1)$	0.40	\pm 0.01	0.393	\pm 0.006		
M_1 (M_{\odot})					22.1	\pm 1.2
M_2 (M_{\odot})					8.5	\pm 0.5
$\sigma_{(O-C)}$ (km s $^{-1}$)	6.5		6.4			

*: vel. sistémica promedio de las soluciones ajustadas a los subconjuntos 1, 4 y 5 (ver texto). # promedio de subconjuntos 4 y 5. §: vel. sistémica de la binaria.

Para encontrar $\dot{\omega}$ los datos de VR fueron agrupados en 5 subconjuntos de acuerdo a su proximidad temporal, tal como se detalla a continuación:

sub-conjunto	HJD inicial	HJD final	Ref.	n	$\sigma_{(O-C)}$ (km s $^{-1}$)
1	40808.54	40816.62	Hill et al. (1974)	16	10.9
2	42529.89	43650.90	Conti et al. (1977) y Levato & Morrell (1983)	15	6.9
3	50179.02	50185.98	Stickland & Lloyd (2001) y García & Mermilliod (2001)	19	4.0
4	50995.66	53135.88	Sana et al. (2006)	68	11.7
5	54582.78	56436.76	esta tesis	44	6.5

Ajustando soluciones orbitales a esos subconjuntos, con P y e fijos tomados de la Solución I, se obtuvieron los valores de ω que se representan en la Fig. 3.22. En el ajuste a los datos del subconjunto 3 se consideraron solamente las VRs de la primaria, ya que había sólo tres de la

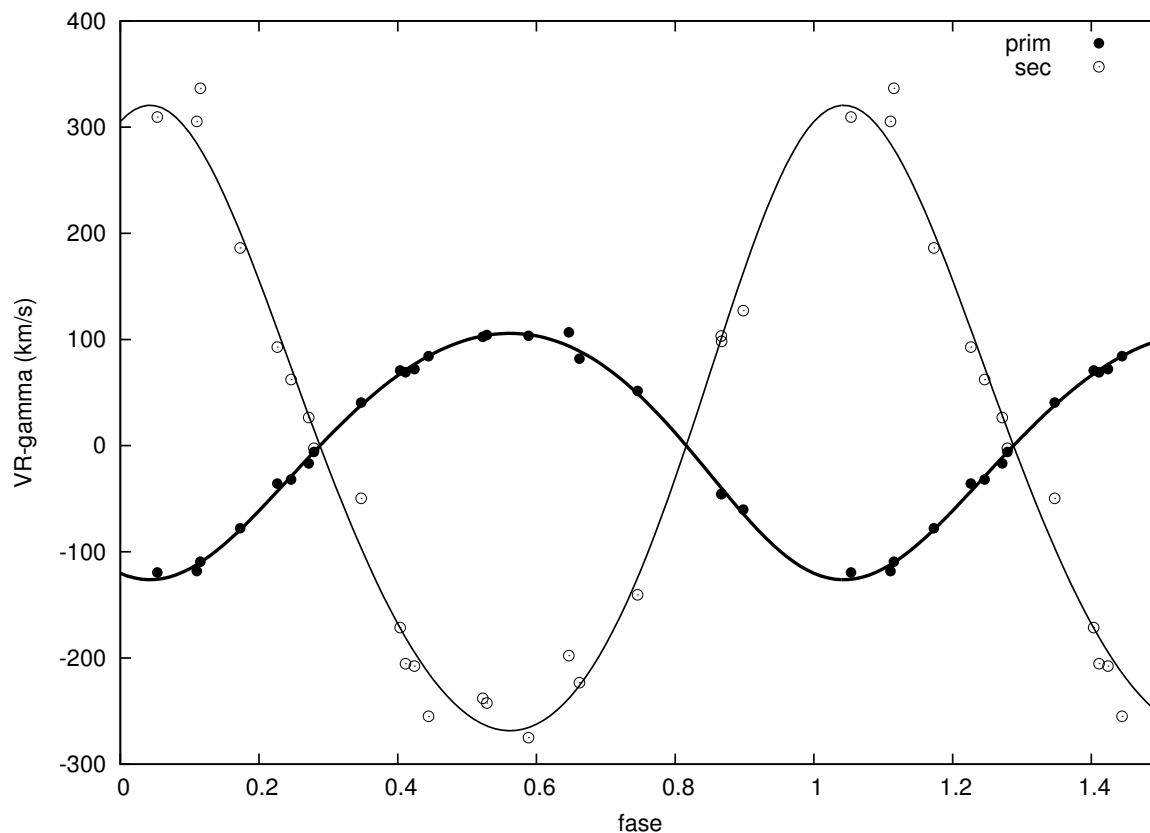


Figura 3.21: Curva de velocidad radial de HD 152219. Las líneas representan nuestra solución orbital.

secundaria. El ajuste lineal a los ω calculados arroja un valor aproximado de $\dot{\omega} = 0.0044 \pm 0.0004$ grados/día.

Utilizando esa suposición inicial se ajustó con FOTEL una solución conjunta a todos los datos disponibles (152 puntos), que se reproduce en la Tabla 3.5 (Sol. II), junto con la solución hallada por Mayer et al. (2008). Allí puede notarse que ambas soluciones concuerdan, dentro de los errores estimados en los ajustes. Obtenemos así que la velocidad del mov. apsidal de este sistema es

$$\dot{\omega} = 0.0055 \pm 0.0009 \text{ grados/día}$$

Además, en dicho ajuste se observó que las velocidades sistémicas obtenidas a partir de nuestras VRs están dentro del rango obtenido por Hill et al. y Sana et al., considerando que los últimos reportaron las VRs en el sistema de referencia de velocidad sistémica cero.

Adoptamos para este sistema una edad de 4.0 ± 0.5 Ma, como para las otras binarias masivas de NGC 6231¹². Los cálculos teóricos del mov. apsidal pueden verse en la Figura 3.23. De allí se desprende que para el valor de $\dot{\omega}$ determinado, y para la edad adoptada, la masa calculada de

¹²Ver consideraciones en pág. 61. En este caso, operando de la misma manera se obtiene $v/v_c \sim 0.3$.

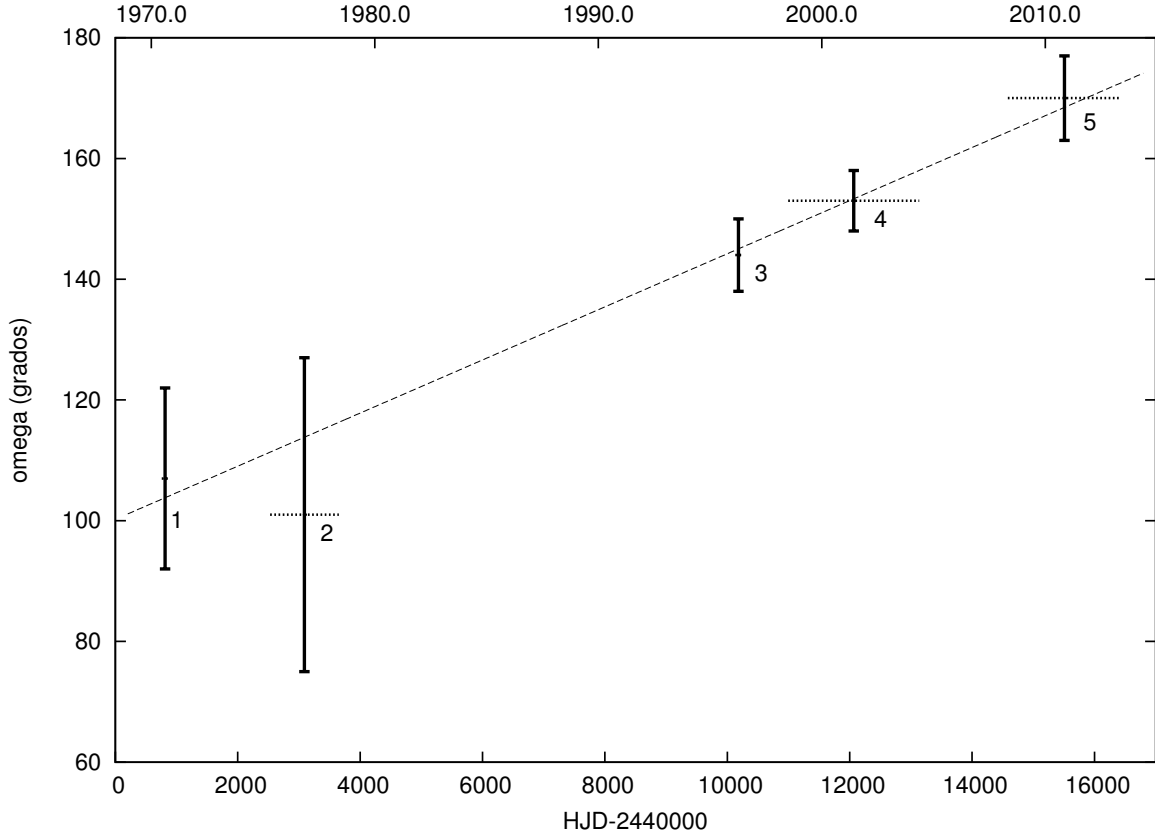


Figura 3.22: Variación temporal de ω en HD 152219. Ajustes a datos de autores anteriores: 1: Hill et al., 1974; 2: Conti et al., 1977 y Levato & Morrell, 1983; 3: Stickland & Lloyd, 2001 y García & Mermilliod, 2001; 4: Sana et al., 2006. 5: esta tesis. Líneas horizontales: intervalo temporal entre el primero y el último dato de cada subconjunto. Línea de trazos: ajuste lineal.

la componente primaria es

$$M_1 = 18.8 \pm 2.4 M_{\odot}$$

de donde, usando el valor de q ajustado, se obtiene

$$M_2 = 7.3 \pm 0.9 M_{\odot}$$

Estos valores coinciden, dentro de los errores estimados, con los que obtuvieron Mayer et al. con el método tradicional. Las diferencias entre ambos son del orden del 15 % para la primaria y del 14 % para la secundaria.

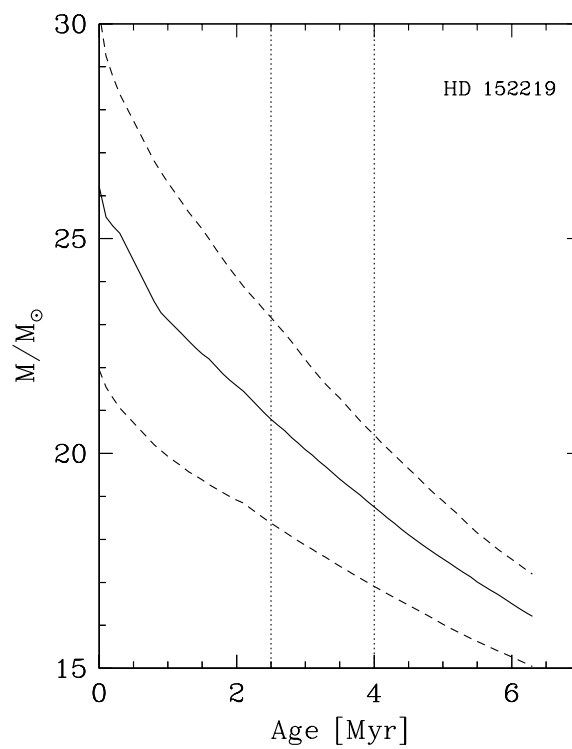
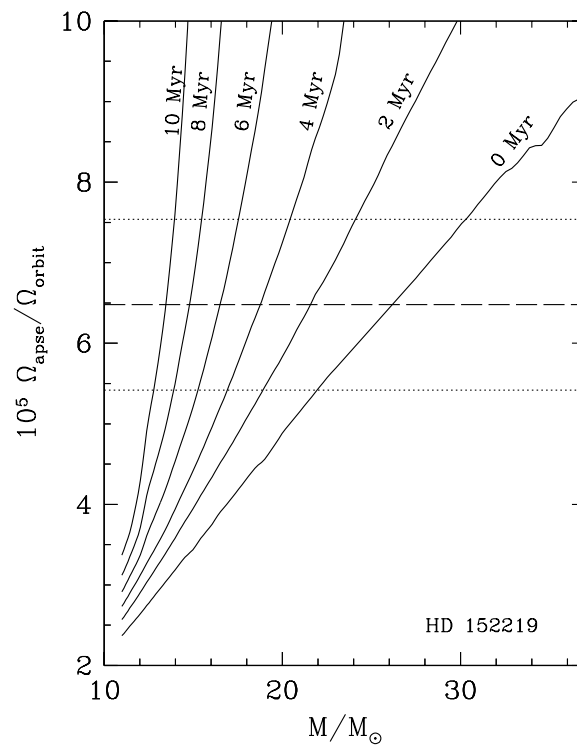


Figura 3.23: Arriba: velocidad del mov. apsidal en función de la masa (M_1) de la componente primaria de HD 152219 para diferentes edades del sistema (líneas continuas) y valor de $\dot{\omega}$ observado (línea de trazos largos). Abajo: M_1 en función de la edad del sistema para el valor de $\dot{\omega}$ observado (línea continua, $\pm 1\sigma$ líneas de trazos).

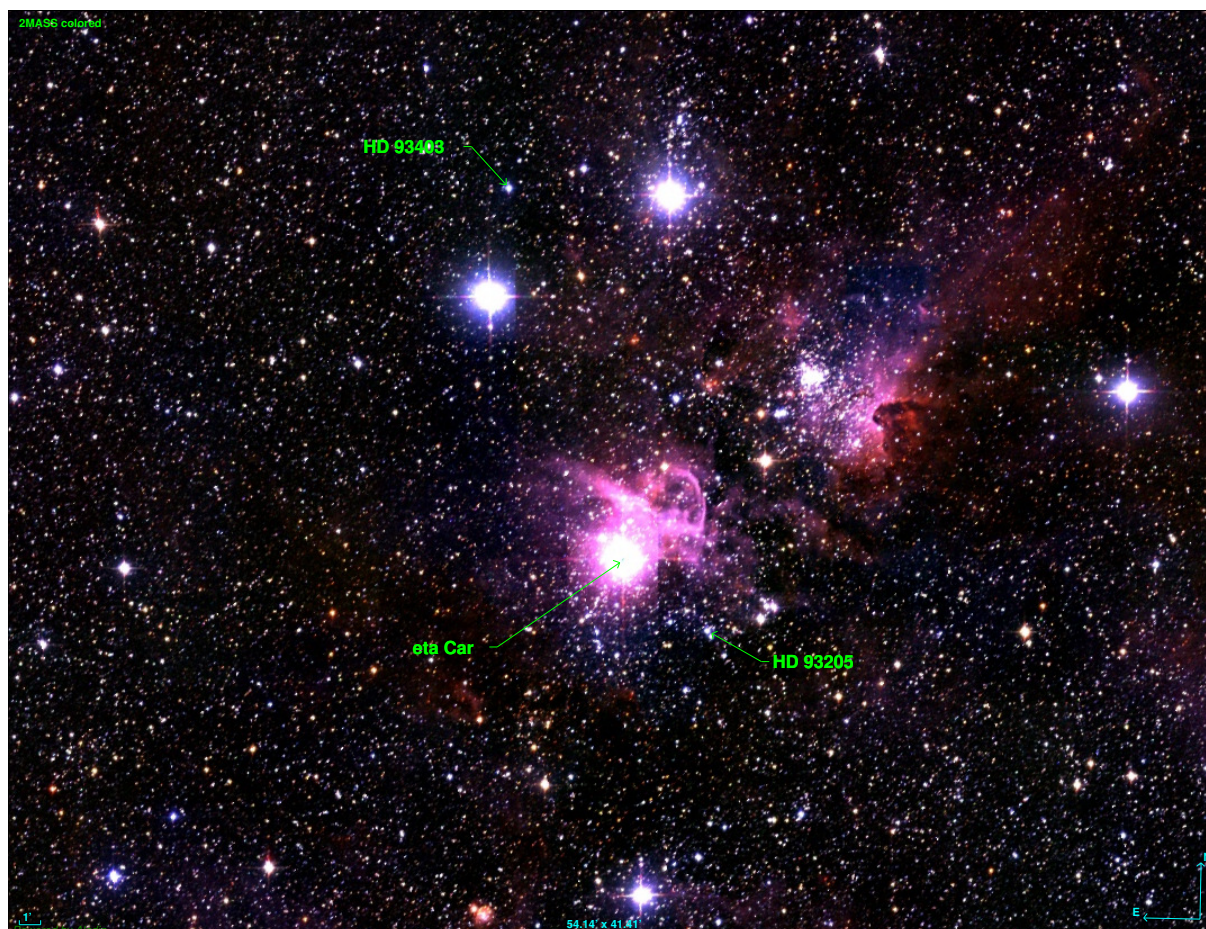


Figura 3.24: HD 93205 y HD 93403 en la Nebulosa de Carina. Imagen del mosaico 2MASS de Aladin.

3.1.6. HD 93205

HD 93205 (V560 Car, $V=7.75$) es una binaria espectroscópica de líneas dobles (SB2), ubicada en la Nebulosa de Carina (ver Fig. 3.24) en el cúmulo Trumpler 16. La componente primaria del sistema fue clasificada como O3V por Conti & Walborn (1976) y es una de las estrellas más tempranas conocidas. Es además la única estrella de este tipo espectral que se conoce formando parte de un sistema SB2 en la Vía Láctea. Estos hechos la convierten en una binaria de sumo interés.

La primera solución orbital publicada se debe a Conti & Walborn (1976) quienes calcularon un período orbital $P \sim 6$ días y una excentricidad $e \approx 0.49$. Posteriormente Levato et al. (1991) y Stickland & Lloyd (1993) ajustaron sendas órbitas con períodos y excentricidades muy parecidas. Por último Morrell et al. (2001) determinaron una nueva solución orbital a partir de mediciones de VR utilizando las líneas de He II $\lambda 4686$ y He I $\lambda 4471$, refinaron el período del sistema, encontraron una excentricidad ligeramente más baja ($e \approx 0.37$) y confirmaron la presencia de mov. apsidal (que había sido sugerida por Stickland & Lloyd) obteniendo además la velocidad del mismo $\dot{\omega} = 0.0324 \pm 0.031$ grados/ciclo, equivalentes a 0.00533 ± 0.00051 grados/día.

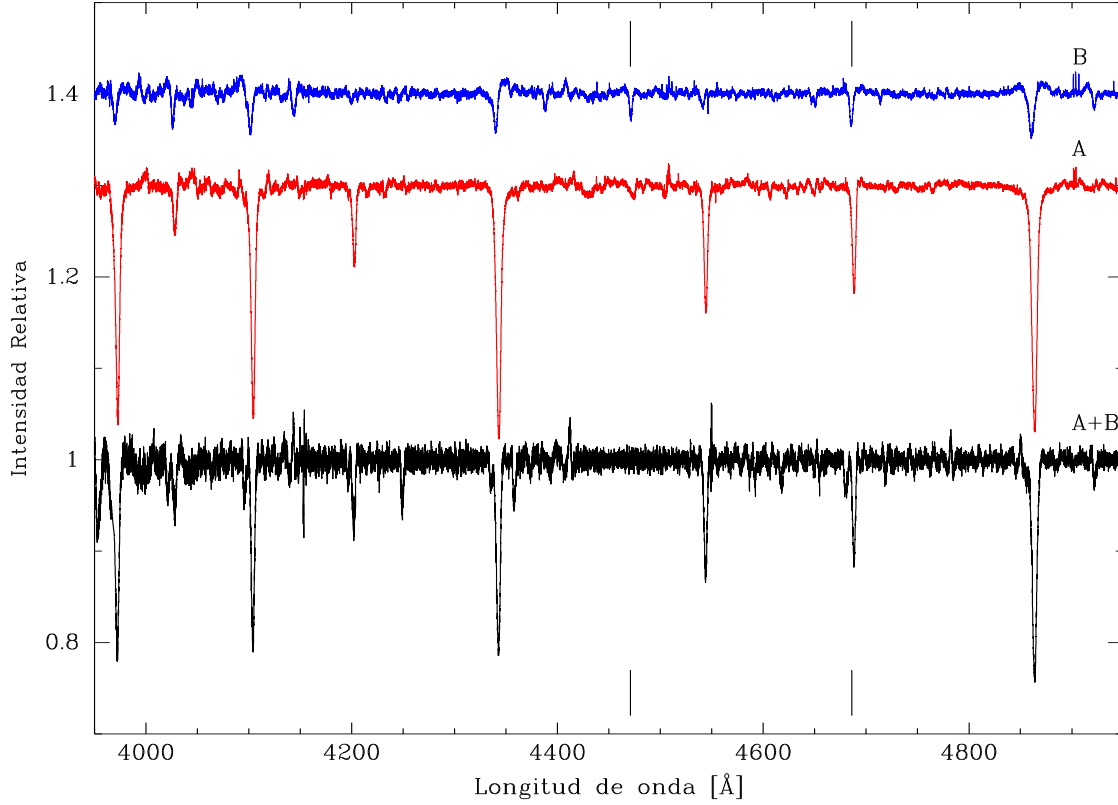


Figura 3.25: Espectros separados de HD 93205 A y B, y espectro compuesto A+B, tomado desde LCO el 29 de abril de 2009. Segmentos verticales señalan las líneas utilizadas para medir las VRs. Las aparentes “emisiones” a los lados de algunas líneas en los espectros separados se deben a un efecto numérico (véase Sec. 2.3.1, p. 31).

Antokhina et al. (2000) estudiando observaciones fotométricas propias y de autores anteriores, mostraron que el sistema tiene variaciones de brillo debidas a la distorsión de marea de las componentes del sistema (conocidas habitualmente como variaciones elipsoidales). Posteriormente van Genderen (2003) notó que las variaciones seculares en la curva de luz concuerdan con el mov. apsidal determinado por Morrell et al.

Este sistema fue el primero cuya masa fue determinada por el método del mov. apsidal por Benvenuto et al. (2002), como fue mencionado en la Sec. 1.4.1. Ellos obtuvieron para la componente primaria un rango de masas que va desde $M_1 = 60 \pm 19 M_\odot$, si la estrella se encontrara en la ZAMS, hasta $M_1 = 40 \pm 9 M_\odot$ para una edad de 2 Ma, y para la secundaria $M_2 = 25.3 \pm 8$ a $17 \pm 4 M_\odot$ para el mismo rango de edades.

Dado que este es un sistema con un mov. apsidal bien conocido, consideramos que estudiarlo era necesario para contrastar nuestro método de trabajo – especialmente las primeras etapas del mismo – y asegurar la consistencia de nuestro análisis con el de Morrell et al. (2001) y Benvenuto et al. (2002). Obtuvimos por lo tanto, entre mayo de 2009 y marzo de 2012, 29 espectros (21

desde CASLEO, 4 desde LCO y 4 con FEROS). Este fue el primer sistema cuyos datos redujimos, medimos y analizamos.

Aplicamos a estos espectros el método de *disentangling*, midiendo las VRs usando solamente la línea de He II $\lambda 4686$ para la primaria y He I $\lambda 4471$ para la secundaria. Lo hicimos de este modo porque fue la manera en que Morrell et al. (2001) obtuvieron su solución orbital y queríamos que la nuestra fuera, lo más posible, comparable con la de ellos. Los valores iniciales de VR para el ajuste se estimaron ajustando perfiles gaussianos con `splot` a las mismas líneas.

Separamos por lo tanto con dicho procedimiento los espectros de las componentes, que pueden verse en la Figura 3.25, y con estos espectros separados las clasificamos espectralmente. Clasificamos la primaria como **O3V**, lo cual concuerda con lo señalado por los autores anteriores. En la secundaria, en cambio, encontramos signos que la indican como más tardía que lo reportado hasta ahora. En efecto, se aprecia la línea de He II $\lambda 4542$ con una intensidad menor, o a lo sumo igual, que He I $\lambda 4388$. He II $\lambda 4200$ aparece mucho menor que He I $\lambda 4144$, mientras que Si III $\lambda 4552$ es apenas visible¹³. Por estos motivos, siguiendo los criterios establecidos en Sota et al. (2011), la clasificamos como **O9.5V**.

Medimos la velocidad de rotación proyectada de las componentes del sistema y obtuvimos para la secundaria, a partir de mediciones sobre varios espectros compuestos y sobre el *template*, $v_2 \sin i = 100 \pm 15 \text{ km s}^{-1}$. Este valor es menor que los $145: \text{ km s}^{-1}$ que obtuvieron Howarth et al. (1997). Se obtuvo solamente una medición de la línea He I $\lambda 4713$ de la primaria en un espectro, que arrojó $v_1 \sin i = 90: \text{ km s}^{-1}$. No fue posible obtener otras medidas porque las líneas de He I que usamos para esta medición casi no se ven en el espectro de la primaria. Howarth et al. (1997) habían obtenido para esta componente $135: \text{ km s}^{-1}$. Dado que en general no se observan diferencias sustanciales en los anchos de las líneas de las dos componentes, a los efectos del cálculo teórico del mov. apsidal asumimos $v_1 \sin i = v_2 \sin i = 100 \pm 15 \text{ km s}^{-1}$.

Las VRs medidas se encuentran en la Tabla A.6. Ajustamos soluciones orbitales, primero con GBART y luego con FOTEL, a esas VRs y obtuvimos la Solución I de la Tabla 3.6 (ver Fig. 3.26). Comparando con la solución de Morrell et al. notamos que ambas concuerdan prácticamente en todos los parámetros, pero sobre todo se observa un incremento importante en ω que consideramos debido al mov. apsidal.

En efecto, cuando se representa la longitud de periastro que obtuvimos junto con la de los autores anteriores se observa una tendencia lineal (ver Fig. 3.27), que ajustamos con una recta de pendiente $\dot{\omega} = 0.00491 \pm 0.00029$ grados/día. Este valor es consistente con el que obtuvieron Morrell et al.. A los efectos de los cálculos siguientes adoptamos por tanto

$$\dot{\omega} = 0.00491 \pm 0.00029 \text{ grados/día.}$$

Diversos autores han estimado la edad del cúmulo Tr 16, al cual consideran que pertenece HD 93205 (ver Morrell et al., 2001; Walborn, 1995; DeGioia-Eastwood et al., 2001; Tapia et al.,

¹³Verificamos estas relaciones entre las líneas tanto en el espectro separado como en el espectro de FEROS en que mejor se separan las componentes. Por tanto, no parece tratarse de un efecto debido al *disentangling*.

Tabla 3.6: Soluciones orbitales para HD 93205.

Elemento	Solución I		Solución Morrell et al. (2001)	
P_{sid} (días)	6.0806	± 0.0002	6.0803	± 0.0004
e	0.37	± 0.03	0.370	± 0.005
ω ($^\circ$)	70	± 3	50.8	± 0.9
T_0 (HJD-2400000)	54731.49	± 0.03	50499.089	± 0.012
TV_{max} (HJD-2400000)	54730.91	± 0.03	50498.695	± 0.012
γ_1 (km s $^{-1}$)	-1	± 2	-2.9	± 0.9 *
γ_2 (km s $^{-1}$)	-18	± 3		\pm
K_1 (km s $^{-1}$)	136	± 3	132.6	± 2.0
K_2 (km s $^{-1}$)	332	± 11	313.6	± 1.8
$a_1 \sin i$ (R_\odot)	15.3	± 0.4	14.8	± 0.3
$a_2 \sin i$ (R_\odot)	37	± 1	35.1	± 0.3
$M_1 \sin^3 i$ (M_\odot)	38	± 3	31.5	± 1.1
$M_2 \sin^3 i$ (M_\odot)	15	± 1	13.3	± 1.1
$q(M_2/M_1)$	0.41	± 0.01	0.423	± 0.009
$\sigma_{(O-C)}$ (km s $^{-1}$)	9.7		8.4	

* : velocidad sistémica ajustada a ambas componentes simultáneamente.

2003; Carraro et al., 2004 y Hur et al., 2012) y varios de ellos afirman que en Tr 16 existe una importante dispersión de edades. Para las estrellas más masivas del cúmulo, sus estimaciones van desde considerar que están muy próximas a la secuencia principal de edad cero (*ZAMS*) hasta asignarles una edad menor a 6 Ma. En base a los trabajos más recientes, en especial al de Hur et al. (2012), consideramos que este sistema tiene una edad menor que 1 Ma.

Si comparamos el valor de $\dot{\omega}$ que obtuvimos, con los resultados de los cálculos teóricos del mov. apsidal para este sistema (ver Fig. 3.28), resulta que la masa estimada para la componente primaria es

$$M_1 = 40 \pm 4 M_\odot$$

y para la secundaria

$$M_2 = 16 \pm 2 M_\odot$$

Estas masas son consistentes con las obtenidas en Benvenuto et al. (2002) si se toman en cuenta los errores estimados en ambos trabajos.

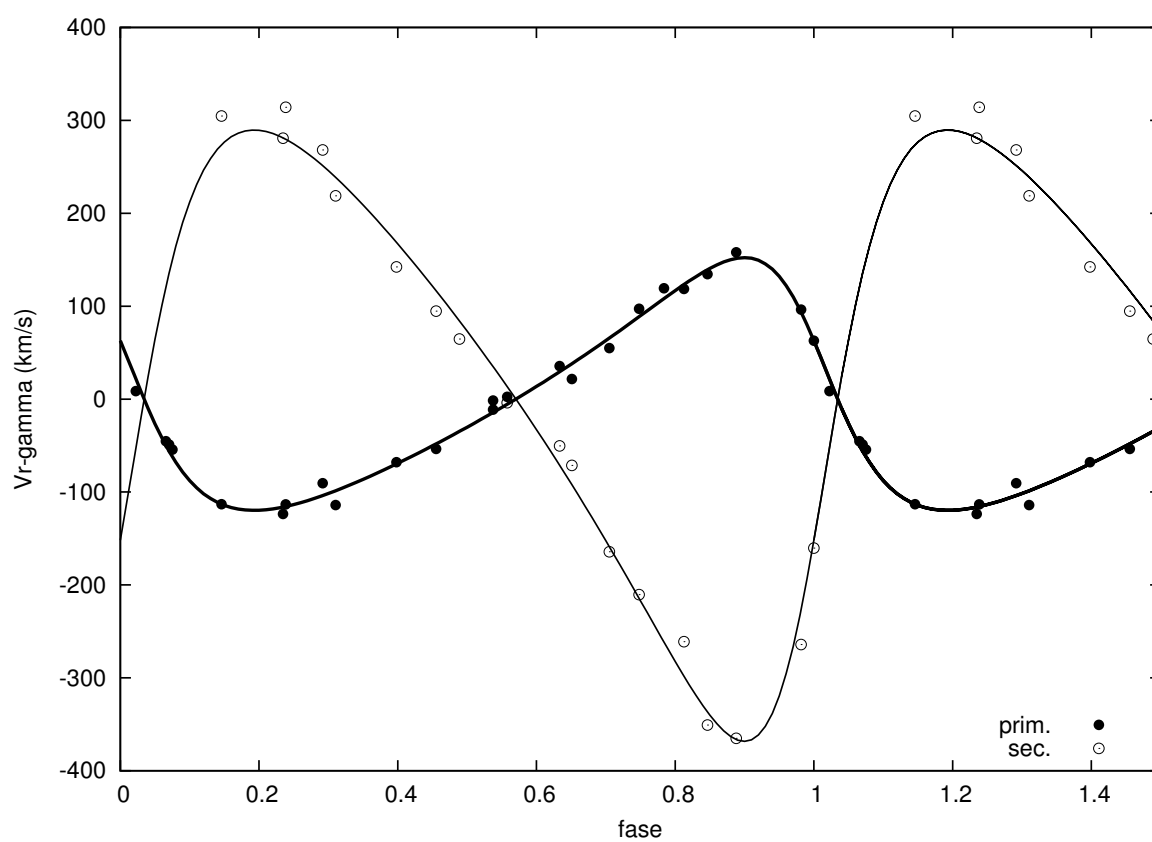


Figura 3.26: Curva de velocidad radial de HD 93205. Las líneas representan nuestra solución orbital.

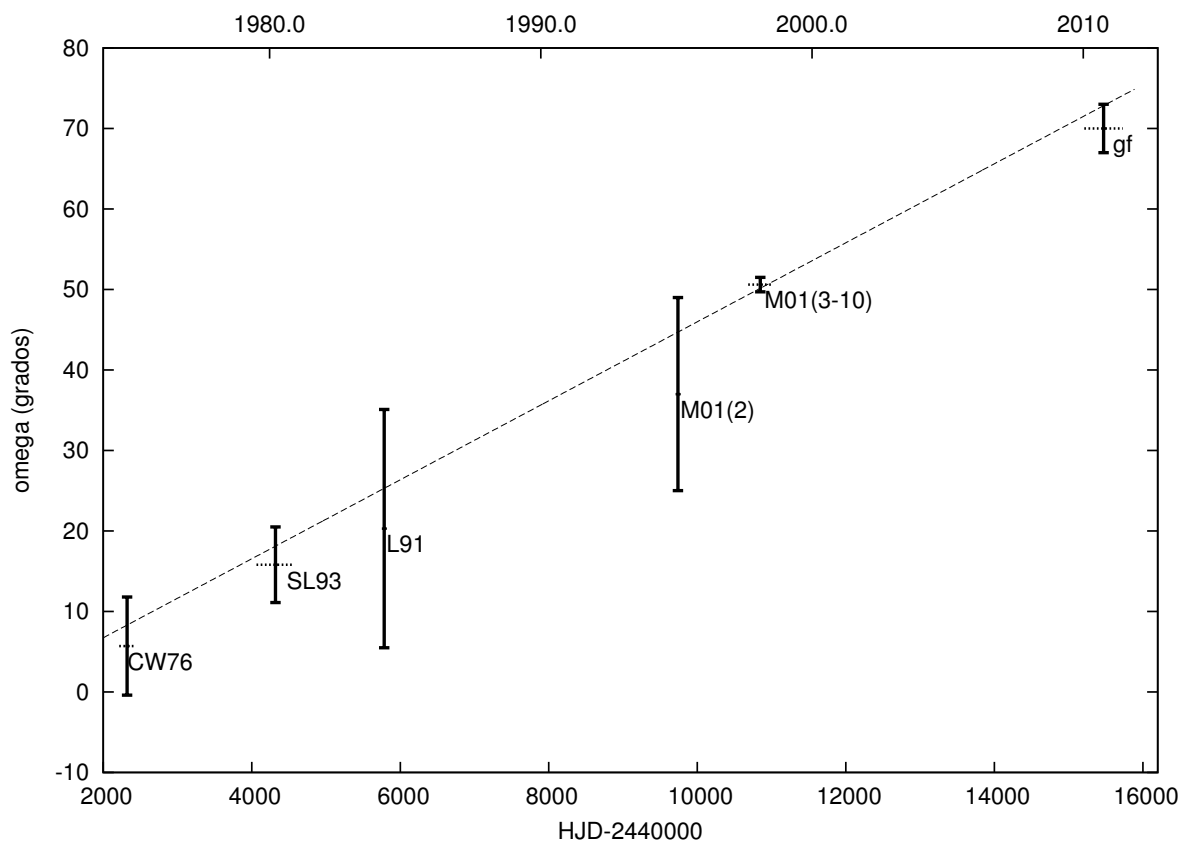


Figura 3.27: Variación temporal de ω en HD 93205. CW76: ajuste a datos de Conti & Walborn (1976); SL93: Stickland & Lloyd (1993); L91: Levato et al. (1991); M01(2): Morrell et al. (2001, p. 86), turno 2 de ese trabajo; M01(3-10): Morrell et al. (2001, p. 86), turnos 3 a 10; gf: esta tesis. Líneas horizontales: intervalo temporal entre el primero y el último dato de cada subconjunto. Línea de trazos: ajuste lineal.

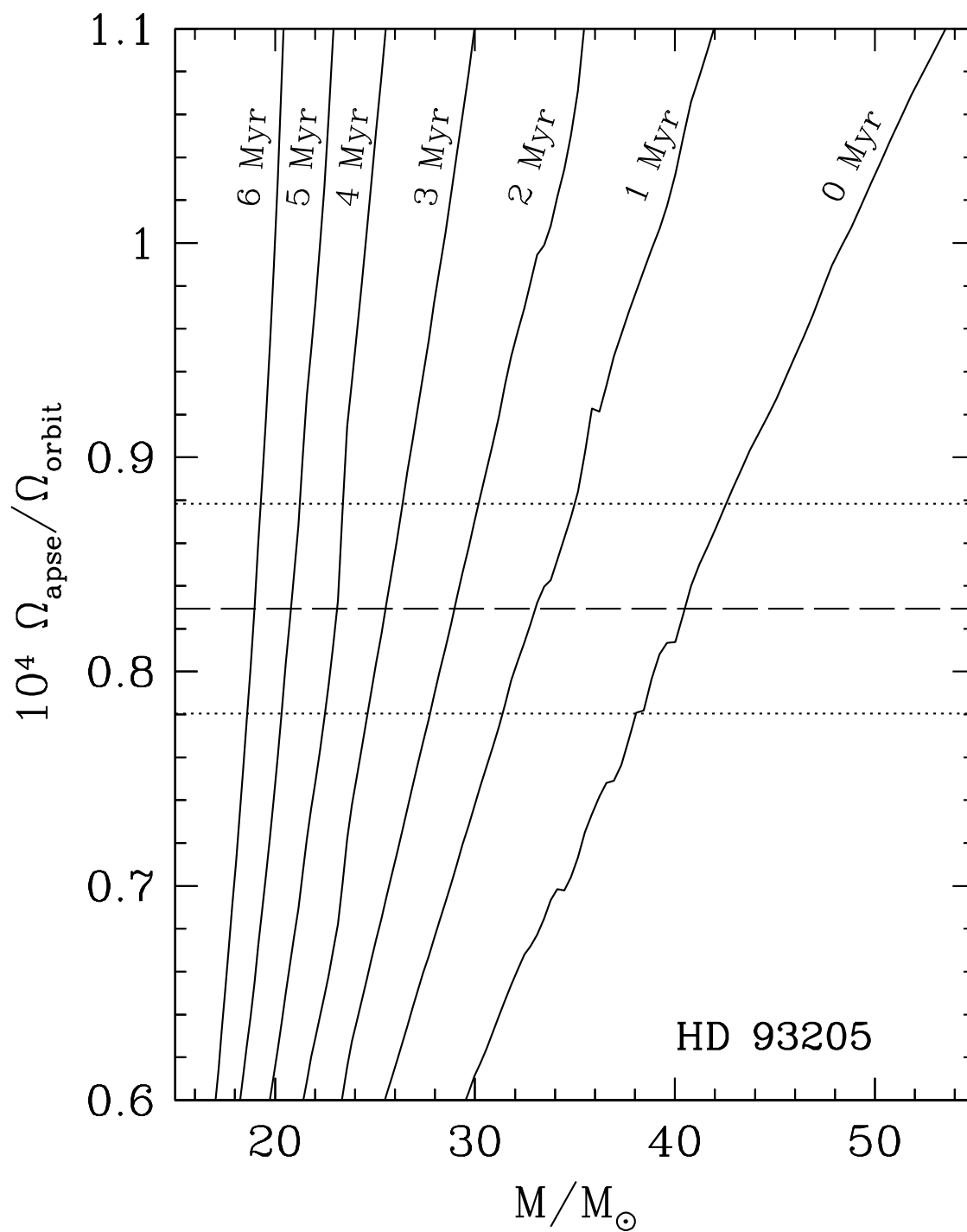


Figura 3.28: Velocidad del mov. apsidal en función de la masa (M_1) de la componente primaria de HD 93205 para diferentes edades del sistema (líneas continuas) y valor de $\dot{\omega}$ observado (línea de trazos largos).



Figura 3.29: δ Cir. Imagen del mosaico 2MASS de Aladin.

3.1.7. δ Cir

δ Cir (HD 135240, $V=5.09$) es una estrella binaria espectroscópica eclipsante de campo (ver Fig. 3.29) con variaciones fotométricas elipsoidales. Feast et al. (1957) fueron los primeros en mencionar oscilaciones en la VR de este sistema, pero la primera solución orbital SB1 se debe a Thackeray & Emerson (1969), los cuales notaron ya una llamativa dispersión en la curva de VR que atribuyeron a posibles eclipses parciales. Sin embargo, señalaron también otras posibles explicaciones, como la presencia de un tercer cuerpo, o la existencia de mov. apsidal, y aclararon que serían necesarias muchas más observaciones para distinguir entre estas alternativas. De hecho, el tiempo confirmaría que... ¡todo eso sucede!

Transcurrieron más de 20 años hasta que Stickland et al. (1993), utilizando datos del satélite IUE, pudieron obtener una solución orbital con elementos de ambas componentes, aprovechando justamente que podían distinguir el espectro de la secundaria en el UV. Ellos notaron variaciones en la velocidad sistémica y en la long. del periastro respecto a la órbita de Thackeray & Emerson (1969) y plantearon nuevamente la posible presencia de un tercer cuerpo y de mov. apsidal.

Penny et al. (2001) en el séptimo trabajo de su serie de separaciones tomográficas de espectros

compuestos¹⁴, analizando nuevamente los espectros en el UV empleados por Stickland et al., más perfiles de la línea H_{α} , concluyeron que el sistema es *triple* y consistiría en una binaria masiva con $P \sim 3.9$ días más una tercera componente distante. Analizando la fotometría de la misión Hipparcos encontraron que es eclipsante con variaciones elipsoidales — aunque conviene notar que el muestreo de la curva de luz no es muy denso, especialmente en el mínimo principal — y presentaron una nueva solución orbital de la binaria central.

Al momento de iniciar esta tesis el último trabajo publicado sobre este sistema era el de Penny et al., quienes no estudiaron el mov. apsidal en la binaria ni pudieron obtener indicios del período de la tercera componente. Por lo tanto, decidimos observar el sistema a fin de calcular una solución actualizada con espectros ópticos y ver si había cambiado la posición del periastro. Se obtuvieron para ello 31 espectros desde CASLEO y 1 desde LCO, entre abril de 2008 y marzo de 2012.

El procedimiento de *disentangling* se aplicó utilizando para medir las VRs las líneas espectrales: He I $\lambda\lambda 3819, 4471, 4713, 4921, 5015$ y 5875 ; He II $\lambda\lambda 4200, 4542, 4686$ y 5411 ; y O III $\lambda 5592$. Las VRs medidas pueden verse en la Tabla A.7. Los espectros de las componentes separados se encuentran en la Fig. 3.30. En base a estos espectros, siguiendo los criterios dados en Sota et al. (2011), las clasificamos como **O8V** y **O9.7V**. Utilizando las líneas en el UV, Penny et al. (2001) las había clasificado como O7 III-IV y O9.5V.

Se intentó ajustar una solución orbital a nuestros datos, dejando todos los parámetros libres, pero se encontró una dispersión muy grande con respecto a la curva de VR. Por ese motivo, para tener como punto de partida valores de período y excentricidad más precisos, se resolvió ajustar primero una solución conjuntamente a nuestras VRs y a las de Penny et al. (2001). Luego con ese P y esa e fijos se ajustaron solamente nuestras VRs de la componente primaria. Después se liberaron P y e pero se fijó el resto de los parámetros y se volvió a ajustar una solución. Este proceso se repitió varias veces hasta que todos los parámetros convergieron y finalmente se hizo una corrida del código FOTEL dejando todos los parámetros libres.

Luego se fijaron todos los parámetros de la primaria y se ajustó solamente el parámetro q usando nuestras VRs de la primaria y la secundaria juntas. Después se dejó q fijo y se ajustaron los demás parámetros, de un modo análogo al párrafo anterior. El último ajuste se hizo con todos los datos de VR y todos los parámetros libres, incluso q . Esa solución se reproduce en la Tabla 3.7, Sol. I (Fig. 3.31).

Existe una dispersión notoria en las VRs de la secundaria en nuestra solución, que alcanza $\sigma_{(O-C)} = 22 \text{ km s}^{-1}$. Aún así, comparada con la solución de Penny et al. (Tabla 3.7), casi todos los parámetros concuerdan, excepto pequeñas diferencias en P y γ_2 . Pero sobre todo se observa un cambio en la longitud del periastro, que interpretamos como debido al movimiento apsidal. Notamos también un error interno del orden de 10° en ω , que probablemente se deba a la pequeña excentricidad de la órbita.

Para determinar la velocidad del movimiento apsidal, estudiamos en primer lugar la distribución temporal de los datos de VR reportados anteriormente. En los datos de VR publicados

¹⁴Del inglés *Tomographic separation of composite spectra*.

Tabla 3.7: Soluciones orbitales para δ Cir.

Elemento	Solución I		Solución II		Solución Penny et al. (2001)	
P (días)			3.90259	\pm 0.00002		
$\dot{\omega}$ (grados/día)			0.0024	\pm 0.0004		
P_{sid} (días)	3.90262	\pm 0.00007	3.90249	\pm 0.00002	3.902476	\pm 0.000021
e	0.05	\pm 0.01	0.05	\pm 0.02	0.051	\pm 0.008
ω ($^{\circ}$)	314	\pm 13	292	\pm 24	276.0	\pm 8.5
T_0 (HJD-2400000)	55284.8	\pm 0.1	55284.5	\pm 0.3	49871.624	\pm 0.007
TV_{max} (HJD-2400000)	55285.2	\pm 0.1	55285.2	\pm 0.3		
γ_1 (km s $^{-1}$)	-4	\pm 1	-8	\pm 2	-4.5	\pm 1.1
γ_2 (km s $^{-1}$)	-4	\pm 4	-21	\pm 5	7.2	\pm 2.2
K_1 (km s $^{-1}$)	144	\pm 7	153	\pm 18	153.0	\pm 1.4
K_2 (km s $^{-1}$)	266	\pm 14	236	\pm 31	268.2	\pm 2.8
$a_1 \sin i$ (R_{\odot})	11.1	\pm 0.5	11	\pm 1	12	\pm 1
$a_2 \sin i$ (R_{\odot})	21	\pm 1.1	18	\pm 2	21	\pm 2
$M_1 \sin^3 i$ (M_{\odot})	18	\pm 2	14	\pm 4	19.2	\pm 0.6
$M_2 \sin^3 i$ (M_{\odot})	10	\pm 1	9	\pm 2	11.0	\pm 0.3
$q(M_2/M_1)$	0.54	\pm 0.01	0.61	\pm 0.02	0.57	
$\sigma_{(O-C)}$ (km s $^{-1}$)	7.1		20.3		8.5 *	

*: se indica sólo para la primaria. Para la secundaria $(O - C) = 16.8$ km s $^{-1}$.

Tabla 3.8: Solución orbital de Mayer et al. (2014) para δ Cir.

Elemento	Binaria interna		Binaria externa	
$\dot{\omega}$ (grados/día)			0.00696	\pm 0.00015
P_{sid} (días)	3.902463	\pm 0.000006	1644	\pm 3
e	0.0601	\pm 0.0048	0.415	\pm 0.032
ω ($^{\circ}$)	308.3	\pm 4.7	106	\pm 6
T_0 (RJD-2400000)	54285.66	\pm 0.05	37482	\pm 27
γ (km s $^{-1}$)	3.5		3.1	
K_1 (km s $^{-1}$)	153.9	\pm 1.5	23.6	
K_2 (km s $^{-1}$)	284.17			
$a \sin i$ (R_{\odot})	33.90			
$M_1 \sin^3 i$ (M_{\odot})	22.21			
$M_2 \sin^3 i$ (M_{\odot})	12.13			
$q(M_2/M_1)$	0.546	\pm 0.003		

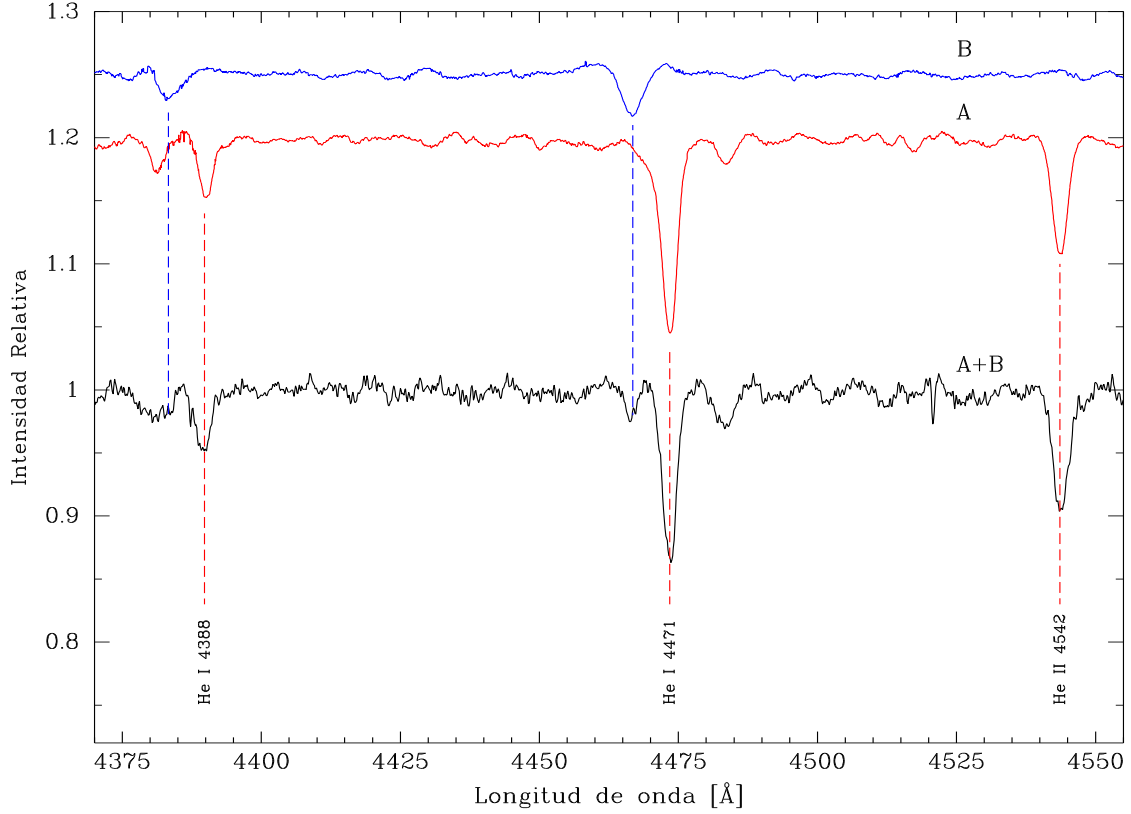


Figura 3.30: Espectros separados de δ Cir A y B, y espectro compuesto A+B, tomado en CASLEO el 1 $^{\circ}$ de julio de 2010. Se muestran las líneas utilizadas para la clasificación espectral. Las plantillas A y B están desplazadas de acuerdo a las VRs de las componentes en A+B.

por Penny et al. se distinguen tres grupos: los anteriores a 1983, los de 1992 y los posteriores a ese año. Los datos anteriores a 1983 son solamente 8 sobre un intervalo de ~ 700 días y no parecen contener mediciones en cuadratura, por tanto no permiten realizar un ajuste confiable. Las del año 1992, en cambio, son 29 mediciones espaciadas en 9 días — que denominaremos subconjunto *P01* — y conducen a un buen ajuste, del cual se obtiene el valor de ω representado en la Figura 3.32. Las posteriores a 1992 se obtuvieron más de ~ 600 días después y son sólo 4, por lo tanto tampoco se intentó un ajuste separado con ellas.

Las medidas de VR reportadas por Stickland et al. (1993) — subconjunto *S93* — fueron obtenidas con los mismos espectros UV de 1992 que usaron Penny et al. Por tanto se ajustaron también y arrojaron un valor de ω parecido, que se muestra en la Figura 3.32.

Entre las VRs publicadas por Thackeray & Emerson (1969) hay un grupo importante, posteriores a 1967, que se distribuyen en ~ 500 días — subconjunto *T69* — a las cuales ajustamos una solución. Esta última, sin embargo, tiene una indeterminación importante justamente en ω (307 ± 28 grados). Tal como indican Stickland et al., si se toma en cuenta la excentricidad del sistema, y el hecho que Thackeray & Emerson solamente pudieron separar las líneas de las

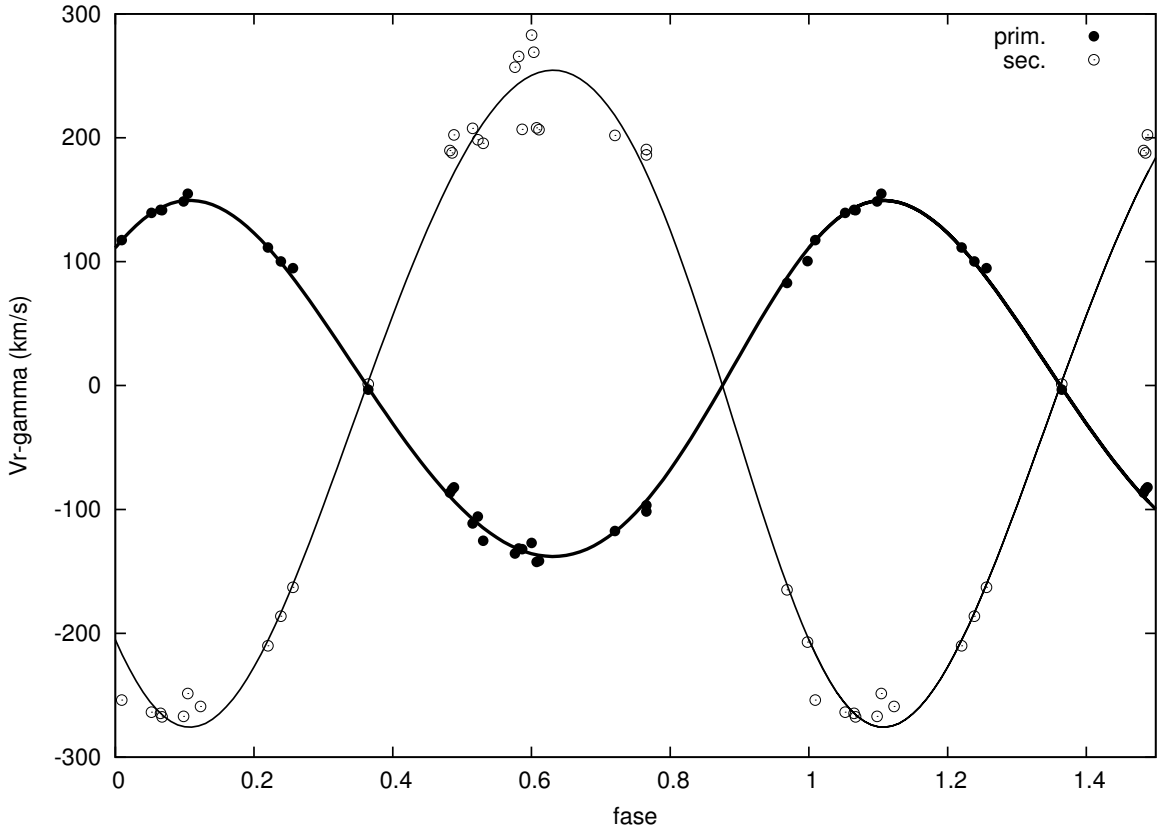


Figura 3.31: Curva de velocidad radial de δ Cir. Las líneas representan nuestra solución orbital.

componentes en unos pocos espectros, probablemente no sea conveniente dar un excesivo peso a esos resultados.

Por tanto, la diferencia en ω entre nuestra solución y las de Penny et al. y Stickland et al. parece indicar con bastante claridad la existencia de mov. apsidal. Si ajustamos una recta a los puntos *T69*, *S93* y *gf* de la Figura 3.32, se obtiene una estimación de $\dot{\omega} \sim 0.0030$ grados/día. En cambio, si se utilizan solamente los puntos *S93* y *gf* de la misma Figura resulta

$$\dot{\omega} = 0.0083 \pm 0.0027 \text{ grados/día.}$$

El ajuste realizado con FOTEL, utilizando simultáneamente nuestras VRs y las del subconjunto *S93*¹⁵, dando pesos diferentes a cada uno, inversamente proporcionales a los cuadrados de sus $(O - C)$, se presenta en la Tabla 3.7 (Sol. II) e indica $\dot{\omega} = 0.0024 \pm 0.0004$ grados/día. La diferencia entre el ajuste de FOTEL y la pendiente de la recta por *S93* y *gf* es posible que se deba a una particular combinación entre la baja excentricidad del sistema y el insuficiente muestreo de las curvas de VR.

En mayo de 2014, mientras realizábamos el análisis de nuestros datos, Mayer et al. publicaron

¹⁵Usamos el subconjunto *S93* y no el *P01* puesto que este último producía $(O - C)$ mayores en todos los ajustes. Los ajustes que consideraban el subconjunto *T69* no convergían, sino que producían valores de $\dot{\omega}$ oscilantes, con errores mayores a los mismos valores.

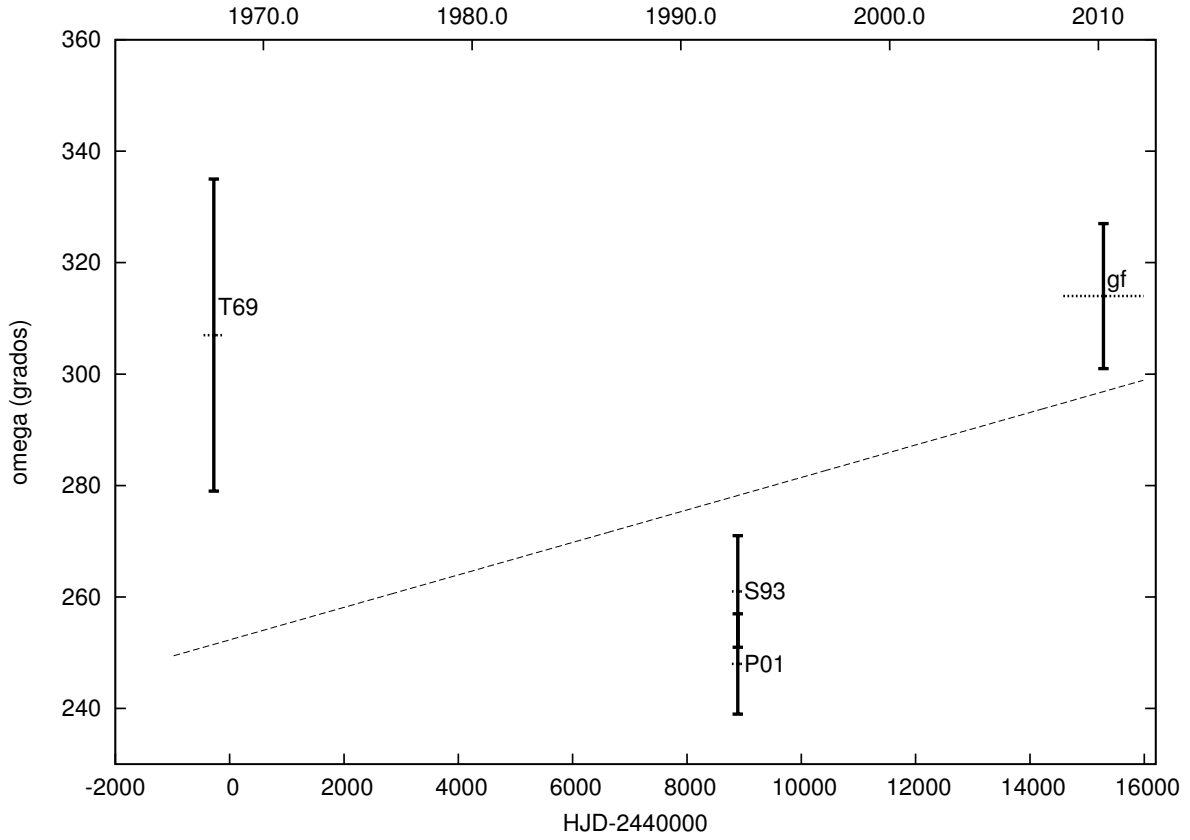


Figura 3.32: Variación temporal de ω en δ Cir. Líneas horizontales: intervalo temporal entre el primero y el último dato de cada subconjunto. T69: ajuste a datos de Thackeray & Emerson (1969) posteriores a 1967; S93: Stickland et al. (1993); P01: Penny et al. (2001) año 1992; gf: esta tesis. Línea de trazos: ajuste lineal.

los resultados de su propio estudio de este sistema (véase Tabla 3.8), en el cual utilizaron observaciones realizadas con FEROS, UVES (*Ultraviolet and Visual Echelle Spectrograph* en ESO, Paranal, VLT) y HARPS (*High Accuracy Radial velocity Planet Searcher* en ESO, La Silla, 3.6 m). La alta resolución de estos instrumentos les permitió confirmar la existencia del tercer cuerpo, que luego resolvieron espacialmente con interferometría VLTI-PIONIER, y mostrar además que no está tan “distante”. En efecto, la componente terciaria orbita el centro de masas del sistema con un período de 1644 días, con $K_{1+2}/K_3 \sim 0.4$, y una órbita excéntrica ($e \sim 0.4$) cuyo semieje mayor es de ~ 10 UA. Encontraron además para la binaria central un mov. apsidal con $U \approx 141$ años ($\dot{\omega} = 0.00696 \pm 0.00015$ grados/día) que resulta consistente con nuestro valor para la pendiente de la recta por los puntos *S93* y *gf* de la Fig. 3.32.

Es posible que la presencia de esta tercera componente esté afectando los valores que obtenemos para los parámetros orbitales, puesto que en nuestros espectros — al igual que sucedió a los autores precedentes — no podemos resolver las líneas del tercer cuerpo y por tanto no podemos medir correctamente las VRs de la primaria y de la secundaria.

Por otra parte, debe notarse que según la condición (1.10; pág. 16), el período de la com-

ponente terciaria no es lo suficientemente grande como para que los ciclos de Kozai resulten suprimidos. Por tanto, cabe esperar que una parte del mov. apsidal sea debida a la circulación o libración del periastro. Sin embargo, no podemos cuantificar ese efecto por cuanto desconocemos la inclinación mutua entre las órbitas interna y externa. Por estos motivos resolvimos no avanzar más en el análisis del sistema.

Por último, conviene notar que las curvas de luz publicadas hasta el momento son bastante pobres (ver Penny et al., 2001, p. 896 y Mayer et al., 2014). Por lo tanto, un trabajo importante a realizar sería una campaña de observaciones fotométricas del sistema con una buena resolución temporal¹⁶. Eso permitiría medir mejor la velocidad de su movimiento apsidal.

¹⁶La fotometría que se usó en los trabajos recién mencionados proviene de la base de datos de la misión astrométrica Hipparcos y contiene apenas 5 puntos en uno de los eclipses. Para alcanzar una cobertura adecuada, estimamos que sería deseable tener unos 20 puntos en cada eclipse, para lo cual sería necesario observar el sistema cada 40 minutos aproximadamente.



Figura 3.33: ι Ori A y su vecina ι Ori B, 4 magnitudes más débil, $10''$ al SE. Imagen de falso color elaborada con los campos de 2MASS (R=K, G=H, B=J).

3.1.8. ι Ori A

ι Ori A (HD 37043, $V=2.76$) es un sistema binario tipo SB2 muy estudiado, con un período de ~ 29 días, que se encuentra unos $30'$ al Sur del Trapecio y a $10''$ de ι Ori B (ver Fig. 3.33). Es posible que presente eclipses, aunque ello no está claro (ver Stickland et al., 1987 y Marchenko et al., 2000).

Mason et al. (1998) resolvieron espacialmente este sistema usando interferometría *speckle* en dos componentes (Aa y Ab) separadas por $\approx 0.131''$ y con una diferencia de brillo estimada en el filtro V de 2.4 magnitudes¹⁷, pero este par no parece estar ligado físicamente (ver Mason et al., 2009 y referencias dadas allí). La binaria espectroscópica que estudiamos sería, por lo tanto, la que Mason et al. denominan ι Ori Aa y por eso denotaremos sus componentes como Aa1 y Aa2.

La primera solución orbital para ι Ori A fue publicada por Plaskett & Harper (1909). Las siguientes órbitas se deben a Miczaika (1951) y Pearce (1953) quienes, al igual que Plaskett & Harper, determinaron las VRs a partir de las líneas de la serie de Balmer y las de He I. Stickland (1987) comenzó su notable serie de estudios de binarias usando espectros del satélite IUE, publicando una órbita de este sistema. Luego Hilditch et al. (1991) obtuvieron una órbita usando únicamente las líneas de He I, Mg II y C II. Y por último Marchenko et al. (2000) hicieron

¹⁷Nótese que si esta estimación fuera correcta, como la luz de la componente Ab debe entrar en la rendija de nuestros espectrógrafos por su cercanía angular, deberíamos ver sus líneas. Sin embargo, no encontramos rastros de una tercera componente en nuestros espectros.

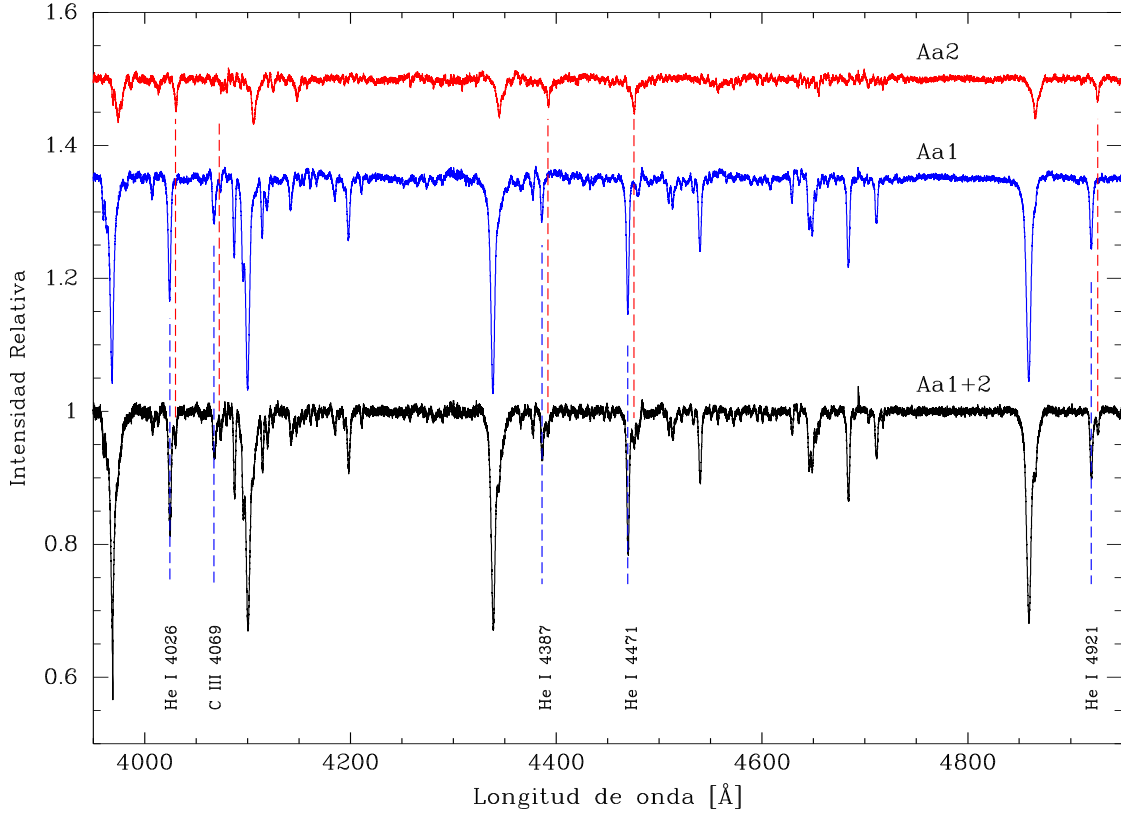


Figura 3.34: Espectros separados de ι Ori Aa1 y Aa2, y espectro compuesto 1+2, tomado con FEROS el 14 de mayo de 2011. Se muestran las principales líneas utilizadas para la medición de VR. Las plantillas A y B están desplazadas de acuerdo a las VRs de las componentes en A+B.

lo propio con H_{α} , las líneas de He I, O III y C IV.

Stickland et al. (1987) y Marchenko et al. (2000) detectaron mov. apsidal en este sistema y midieron su velocidad, obteniendo $\dot{\omega} = 0.00041 \pm 0.00003$ grados/día el primero y 0.00049 ± 0.00003 grados/día el segundo. La existencia de mov. apsidal en este sistema fue sin embargo refutada por Hilditch et al. (1991).

Para esta tesis obtuvimos 52 espectros de este sistema: 43 desde CASLEO, 6 con FEROS y 3 desde LCO. Se realizó con ellos el procedimiento de *disentangling*. Para medir las VRs se optó por utilizar las líneas más intensas y que se separaban más claramente en nuestro espectro, es decir, para la secundaria las líneas de He I $\lambda\lambda$ 3819, 4009, 4026, 4387, 4471, 4713, 4921, 5015 y 5875; He II λ 4200, C III λ 4069 y Si IV λ 4088. Y para la primaria las mismas líneas, más He II $\lambda\lambda$ 4541, 4686 y 5411; C III λ 5696, N III λ 4379 y O III λ 5592.

Las medidas de VR obtenidas pueden verse en la Tabla A.8 y los espectros separados en la Fig. 3.34. La componente primaria fue clasificada como una estrella **O8III** y la secundaria como una **B1IV**.

La solución orbital ajustada con estas VRs se identifica como Solución I en la Tabla 3.9

Tabla 3.9: Soluciones orbitales para ι Ori A. Solución I: VRs de esta tesis. Sol. II: todas las VRs disponibles considerando mov. apsidal.

Elemento	Solución I		Solución II	
P (días)			29.13271	\pm 0.00003
$\dot{\omega}$ (grados/día)			0.00037	\pm 0.00012
P_{sid} (días)	29.1321	\pm 0.0008	29.13184	\pm 0.00003
e	0.758	\pm 0.004	0.746	\pm 0.007
ω ($^{\circ}$)	124	\pm 0.5	125	\pm 1
T_0 (HJD-2400000)	55608.19	\pm 0.02	55607.98	\pm 0.01
TV_{max} (HJD-2400000)	55605.87	\pm 0.02	55605.40	\pm 0.01
γ_1 (km s $^{-1}$)	28.8	\pm 0.5	29 *	\pm 3
γ_2 (km s $^{-1}$)	11	\pm 2	25 *	\pm 8
K_1 (km s $^{-1}$)	106.7	\pm 0.9	104	\pm 2
K_2 (km s $^{-1}$)	210	\pm 3	204	\pm 9
$a_1 \sin i$ (R_{\odot})	40.1	\pm 0.4	39.9	\pm 0.9
$a_2 \sin i$ (R_{\odot})	78.9	\pm 0.6	78.2	\pm 0.9
$M_1 \sin^3 i$ (M_{\odot})	17.7	\pm 0.3	17.3	\pm 0.6
$M_2 \sin^3 i$ (M_{\odot})	9.0	\pm 0.2	8.8	\pm 0.5
$q(M_2/M_1)$	0.508	\pm 0.007	0.51	\pm 0.02
$\sigma_{(O-C)}$ (km s $^{-1}$)	3.4		12.4	

*: valor medio. La velocidad sistémica obtenida es diferente para cada subconjunto de datos.

y se representa en la Fig. 3.35. En esta solución puede notarse una diferencia apreciable en las velocidades sistémicas de las estrellas. Este hecho ya había sido notado por (Marchenko et al., 2000) y probablemente se deba a un fenómeno ya mencionado, que suele observarse en los sistemas con componentes evolucionados, relacionado con el movimiento de la zona de la atmósfera en la que se forman las líneas (véase Sec. 2.3.1, pág. 30).

Los valores de P y e de la Sol. I fueron utilizados para ajustar soluciones orbitales a las medidas de VR reportadas por los autores antes mencionados. Los datos se separaron en subconjuntos siguiendo los trabajos publicados – puesto que constituían grupos de datos homogéneos, suficientes y tomados en intervalos de tiempo relativamente breves – de la siguiente manera:

sub-conjunto	HJD inicial	HJD final	Ref.	n	$\sigma_{(O-C)}$ (km s $^{-1}$)
PH08	17555.83	17965.83	Plaskett & Harper (1909)	27	11.2
Pe53	29999.61	29999.61	Pearce (1953)	*	*
S87	43755.90	46287.26	Stickland (1987)	46	14.6
H91	47500.44	47904.49	Hilditch et al. (1991)	40	11.1
gf	54696.90	56524.87	esta tesis	88	3.4

*: Pearce (1953) no reporta las medidas de VR.

Los valores de ω obtenidos en estas soluciones ajustadas tienden a crecer linealmente con el tiempo, como puede verse en la Fig. 3.36, lo cual es un claro indicio de mov. apsidal. La

pendiente de la recta que se ajustó a los datos nos dió una primera aproximación a $\dot{\omega} \approx 0.00026$ grados/día.

Luego todos los datos de VR contenidos en los trabajos de Plaskett & Harper (1909), Miczaika (1951), Pearce (1953), Stickland (1987) y Hilditch et al. (1991), más los obtenidos para esta tesis (en total 364 datos) fueron ajustados con FOTEL para obtener una solución orbital con mov. apsidal.

Primero se realizó un ajuste conjunto, con todos los parámetros libres excepto q , asignando un peso global de 0.1 a las VRs de la secundaria, puesto que su dispersión intrínseca introducía oscilaciones erráticas en el ajuste. Luego se ajustó solamente q , manteniendo fijos los demás parámetros. Ese procedimiento se iteró varias veces hasta que todos los parámetros convergieron. Los datos de Miczaika (1951) fueron considerados con un peso bajo (0.1) puesto que su $(O - C)$ es unas tres veces mayor que el resto. La solución obtenida es la Sol. II de la Tabla 3.9.

La velocidad del mov. apsidal hallada es

$$\dot{\omega} = 0.00037 \pm 0.00012 \text{ grados/día.}$$

Es una velocidad relativamente baja comparada con otros sistemas, pero entendemos que corresponde a una detección real de mov. apsidal, y además es similar a la obtenida por otros autores.

Las mediciones de la velocidad de rotación en los espectros separados arrojaron $v_1 \sin i = 110 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$ y $v_2 \sin i = 70 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$. Estos valores son comparables a los obtenidos por Stickland (1987) y Simon-Diaz & Herrero (2014).

Edad y estado evolutivo: la mera inspección de los tipos espectrales de las componentes de esta binaria indica que en este sistema sucede algo extraño. Si ambas estrellas se hubieran originado simultáneamente, como suele suceder en las binarias, y si la edad del sistema fuera la de una estrella B1IV, como es la secundaria, entonces la primaria ya no debería estar allí, debiera haber estallado como supernova.

En efecto, varios autores han indicado que las dos componentes de esta binaria no pueden ser coetáneas. Bagnuolo et al. (2001) a partir de observaciones espectroscópicas, utilizando calibraciones de temperatura y gravedad y modelos evolutivos, estiman una edad de 4.0 a 5.5 Ma para la primaria y 9.4 ± 1.5 Ma para la secundaria (3.5 y 7 Ma respectivamente según Hoogerwerf et al., 2001).

Esos mismos autores, así como Gualandris et al. (2004), basados en varios tipos de observaciones y análisis, plantean una explicación para esta situación: proponen un encuentro cercano en el cúmulo del Trapecio entre dos binarias hace 2.5 Ma. Una binaria estaba compuesta por las actuales (AE Aur + ι Ori Aa1) y otra por (μ Col + ι Ori Aa2). Luego del encuentro AE Aur y μ Col habrían sido eyectadas en direcciones opuestas como “estrellas fugitivas”¹⁸ y se habría formado ι Ori Aa = ι Ori (Aa1 + Aa2), que es el objeto de este estudio.

¹⁸En inglés *runaways*.

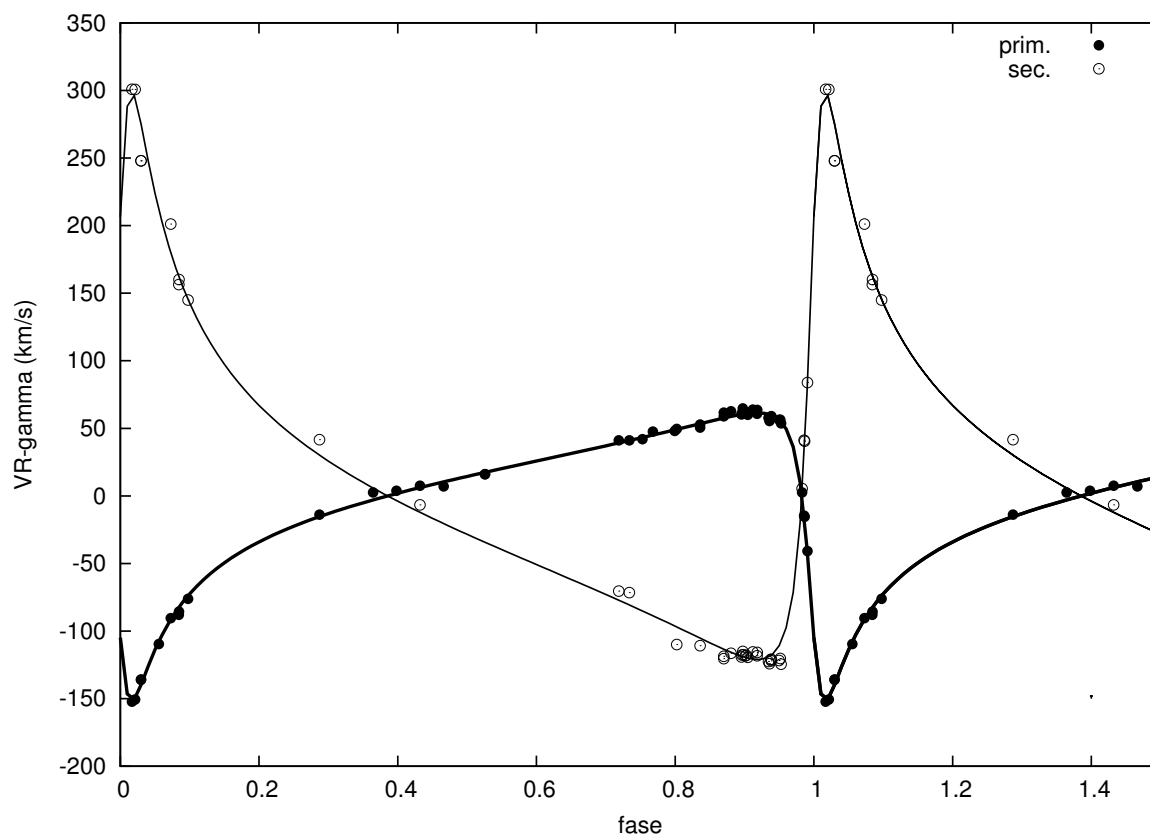


Figura 3.35: Curva de velocidad radial de ι Ori A. Las líneas representan nuestra solución orbital.

El código utilizado para el cálculo teórico de la velocidad del mov. apsidal presupone, como se indicó en la Sec. 1.4.1, que las dos componentes de la binaria tengan la misma edad. En este caso resulta por tanto imposible utilizarlo para estimar las masas.

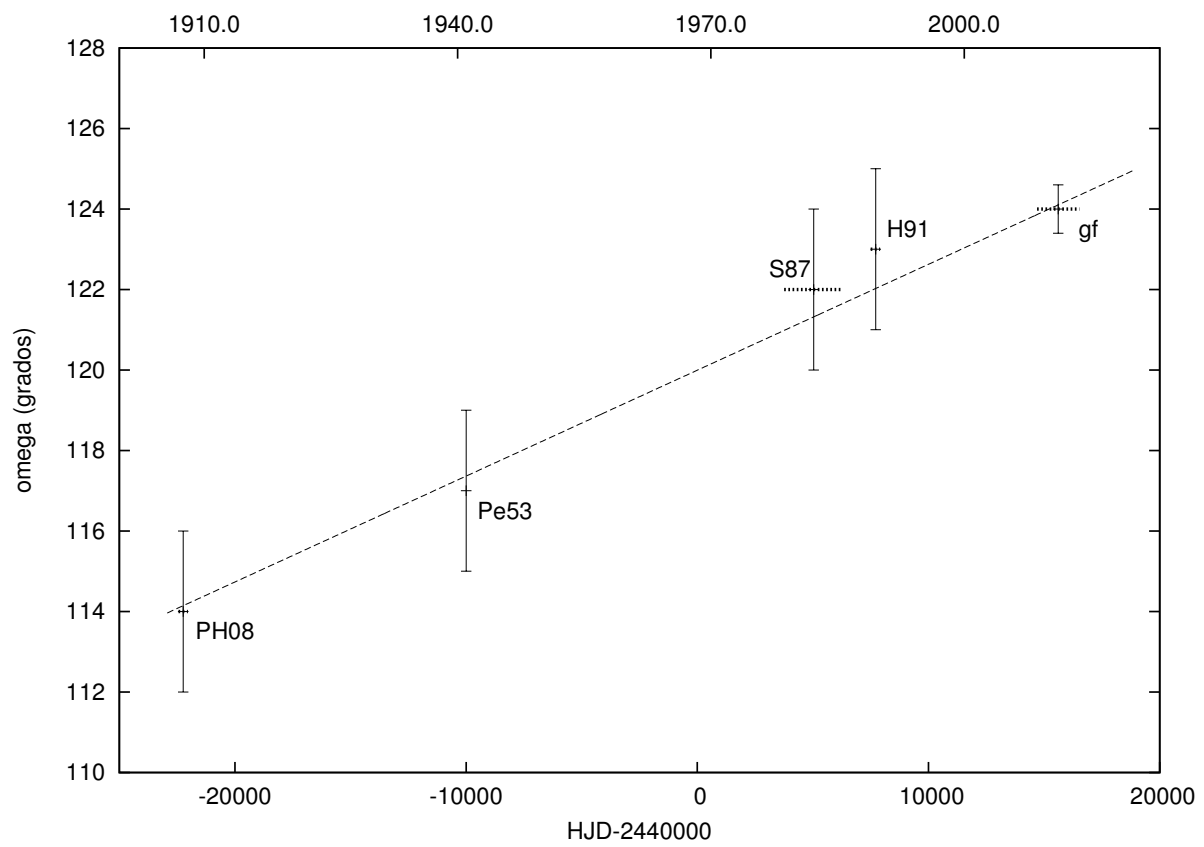


Figura 3.36: Variación temporal de ω en ι Ori A. PH08: ajuste a datos de Plaskett & Harper (1909); Pe53: Pearce (1953); S87: Stickland (1987); H91: Hilditch et al. (1991). gf: esta tesis. Trazos horizontales pequeños: intervalo temporal entre el primero y el último dato de cada conjunto. Línea de trazos largos: ajuste lineal.

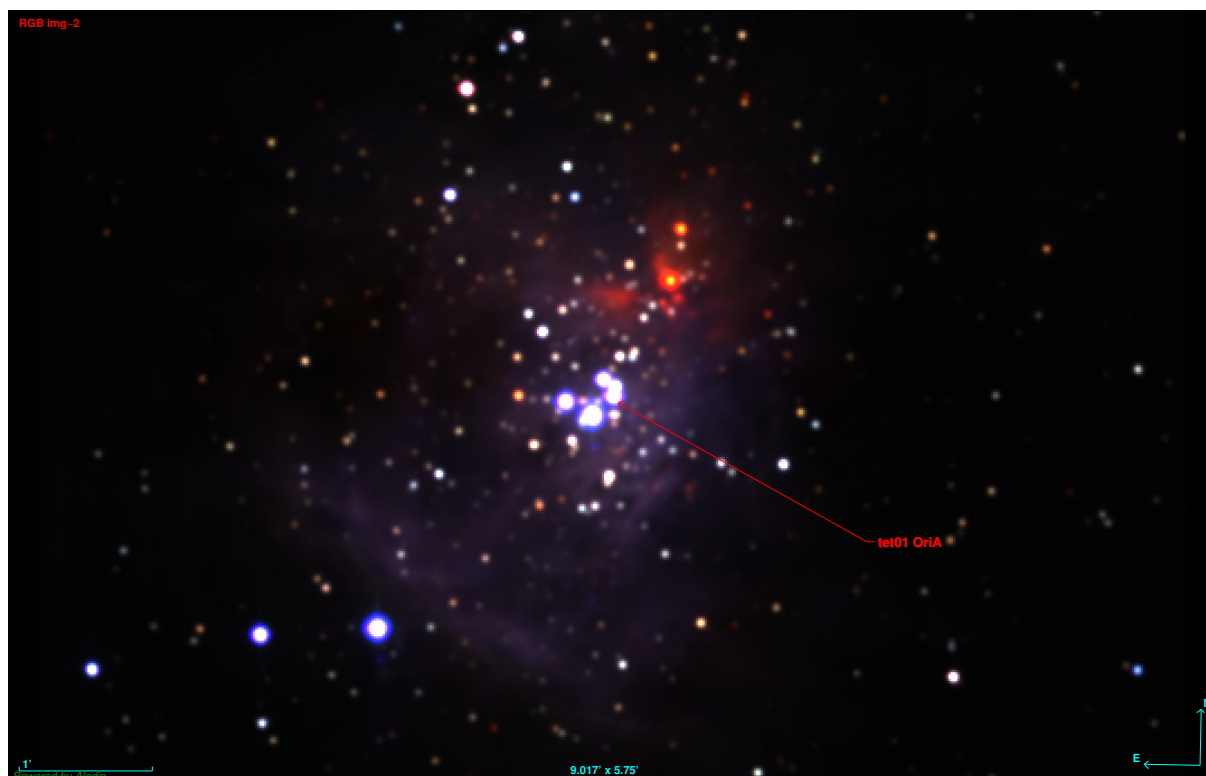


Figura 3.37: θ_1 Ori A en el Trapecio, dentro de la Nebulosa de Orión. Imagen infrarroja elaborada con los campos de 2MASS (R=K, G=H, B=J).

3.2. Sistemas con indicios de movimiento apsidal

3.2.1. θ_1 Ori A

θ_1 Ori A (HD 37020, $V=6.73$) se encuentra en una zona del cielo sumamente estudiada. Está dentro de la Nebulosa de Orión (M42), y es uno de los miembros del cúmulo del Trapecio (ver Fig. 3.37). Espacialmente se resuelve en θ_1 Ori A1 y θ_1 Ori A2, separadas por $\sim 0.2''$ (~ 94 UA) y con una diferencia de brillos $\Delta H = 1.51$ mag según Close et al. (2003). Es posible que A1+A2 sea un sistema físico que estamos viendo aproximadamente desde el polo de su órbita.

Anteriormente al trabajo de Close et al., θ_1 Ori A era conocida como una binaria espectroscópica y además eclipsante de tipo Algol, con un período de ~ 65 días. En virtud de su separación, el sistema A1+A2 no puede ser la binaria espectroscópica, puesto que si lo fuera, su período debería ser de varias decenas de años. Se considera por tanto que la componente A1 es la binaria espectroscópica que deseamos estudiar¹⁹.

Numerosos autores publicaron mediciones de VR de este sistema, que se remontan hasta 1904, pero su binariedad se descubrió recién en 1974, cuando por primera vez se detectaron sus eclipses primarios²⁰. Los eclipses secundarios aparentemente no habían sido detectados hasta

¹⁹Close et al. denominan a la binaria espectroscópica A1+A3, pero en este trabajo preferimos mantener la denominación A1 para el sistema.

²⁰La introducción del trabajo de Stickland & Lloyd (2000) presenta un desarrollo histórico muy completo de

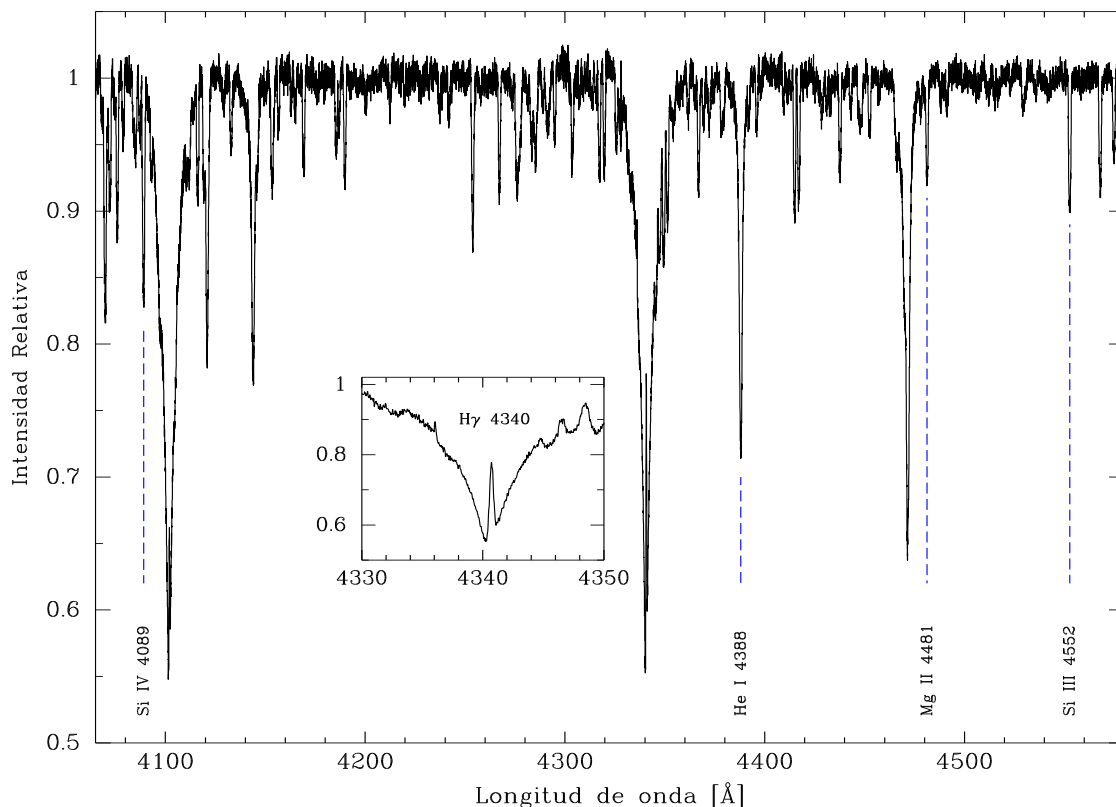


Figura 3.38: Espectro de θ_1 Ori A tomado con FEROS el 23 de marzo de 2011. Se indican las líneas de Si III $\lambda 4552$ y Si IV $\lambda 4089$, utilizadas para la clasificación espectral, y también algunas usadas para medir las VRs (He I $\lambda 4387$ y Mg II $\lambda 4481$). En el recuadro se amplía la línea H_δ en la cual se observa emisión nebulosa.

ahora. Por ese motivo, la primera solución orbital del sistema fue publicada recién en 1976 por E. Lohsen, quien parece haber utilizado las líneas de la serie de Balmer para medir las VRs (cf. Lohsen, 1976).

Posteriormente, varios autores calcularon órbitas para este sistema (Abt et al., 1991; Bossi et al., 1989; y Vitrichenko et al., 1998). Pero el último estudio espectroscópico del mismo fue realizado por Stickland & Lloyd (2000), quienes recopilaron todas las mediciones anteriores de VR y agregaron algunas, obtenidas a partir de las líneas en el UV de los espectros tomados por el satélite IUE.

Por causa de la pequeña distancia angular que separa A1 y A2, los espectros utilizados hasta ahora, incluso en esta tesis, contienen necesariamente la luz integrada de la binaria A1 más la de la estrella A2. Close et al. determinaron que la velocidad relativa entre A1 y A2 es $\sim 17 \pm 6$ km s^{-1} , lo cual equivale a $\Delta\lambda \sim 0.3$ Å alrededor de 5800 Å. Sería posible por tanto que A2 produjera algún efecto observable en las líneas de A1. Una complicación adicional a las observaciones la

los estudios de este sistema.

Tabla 3.10: Soluciones orbitales para θ_1 Ori A. Solución I: VRs de esta tesis. II: todas las VRs disponibles.

Elemento	Solución I		II		Stickland & Lloyd (2000)	
P (días)	65.47	± 0.01	65.433	± 0.002	65.4314	± 0.0028
e	0.60	± 0.01	0.63	± 0.03	0.626	± 0.031
ω ($^\circ$)	175	± 1	181	± 4	183.3	± 5.2
T_0 (HJD-2400000)	55776.3	± 0.1	55777.0	± 0.5	44195.58	± 0.44
TV_{max} (HJD-2400000)	55746.6	± 0.1	55809.4	± 0.5		
γ (km s $^{-1}$)	37	± 1	32	± 0.9	28.0	± 1.0
K_1 (km s $^{-1}$)	25.1	± 0.7	33	± 2	33.2	± 1.9
$a_1 \sin i$ (R_\odot)	25.8	± 0.8	33	± 2	33.3	± 2.2
$f_1(m)$ (M_\odot)	0.054	± 0.005	0.12	± 0.02	0.116	± 0.023
$\sigma_{(O-C)}$ (km s $^{-1}$)	1.4		9.3		10.4	

plantea la presencia de θ_1 Ori E, ubicada unos 4" al Norte de A1, con $V = 11.1$ mag²¹.

A pesar de estas dificultades, intentamos obtener una órbita del sistema A1 desde CASLEO. Para ello se tomaron 30 espectros entre agosto de 2009 y agosto de 2013, y se agregaron 2 espectros de FEROS y uno de LCO de 2011. En ninguno de los espectros se detectaron líneas de la secundaria, como les sucedió a todos los autores anteriores. Entre las líneas de la primaria por otra parte, todas las de la serie de Balmer y varias del He I presentan intensas líneas de emisión que atribuimos a la Nebulosa (ver Fig. 3.38). Estimamos para la primaria un tipo espectral **B0.2V**.

Ya que no veíamos líneas de la secundaria, decidimos medir velocidades radiales relativas calculando la correlación cruzada de todos y cada uno de los espectros con respecto al del 23/03/2011 tomado con FEROS. El cálculo se realizó con la tarea `fxcor` de IRAF, que se corrió usando como "muestra" (*sample*) un conjunto de intervalos espectrales de aproximadamente 10 Å de longitud cada uno, centrados en las líneas de absorción donde no se notaron líneas nebulares. Es decir: He I $\lambda\lambda 3819, 4009, 4026, 4387$ y 4713 , He II $\lambda 4686$, Mg II $\lambda 4481$, Si III $\lambda\lambda 4553$ y 4568 y C III $\lambda 5696$.

Luego se midió la VR del espectro de FEROS ajustando gaussianas con `splot` a esas mismas líneas y promediando los valores obtenidos. Por último, usando esta VR se transformaron todas las velocidades al sistema heliocéntrico. Las VRs obtenidas pueden verse en la Tabla A.9.

Usando solamente estas VRs calculamos con FOTEL una solución orbital al sistema, que denominamos Solución I. Se observó que los parámetros de nuestra solución concordaban aproximadamente con los de (Stickland & Lloyd, 2000, ver Tabla 3.10), aunque existía una diferencia en los valores del período. Además, nuestro ω era un poco menor que el de Stickland. Y por otra parte, los ω determinados por los autores anteriores parecían mostrar una variación errática alrededor de los $\sim 180^\circ$.

²¹Debido a la diferencia de magnitudes entre esta estrella y la binaria A1, su presencia no debería afectar nuestros espectros, pero de todos modos se trató de evitar que su luz ingresara a la ranura del REOSC, aprovechando que la misma se situó siempre en dirección E-W.

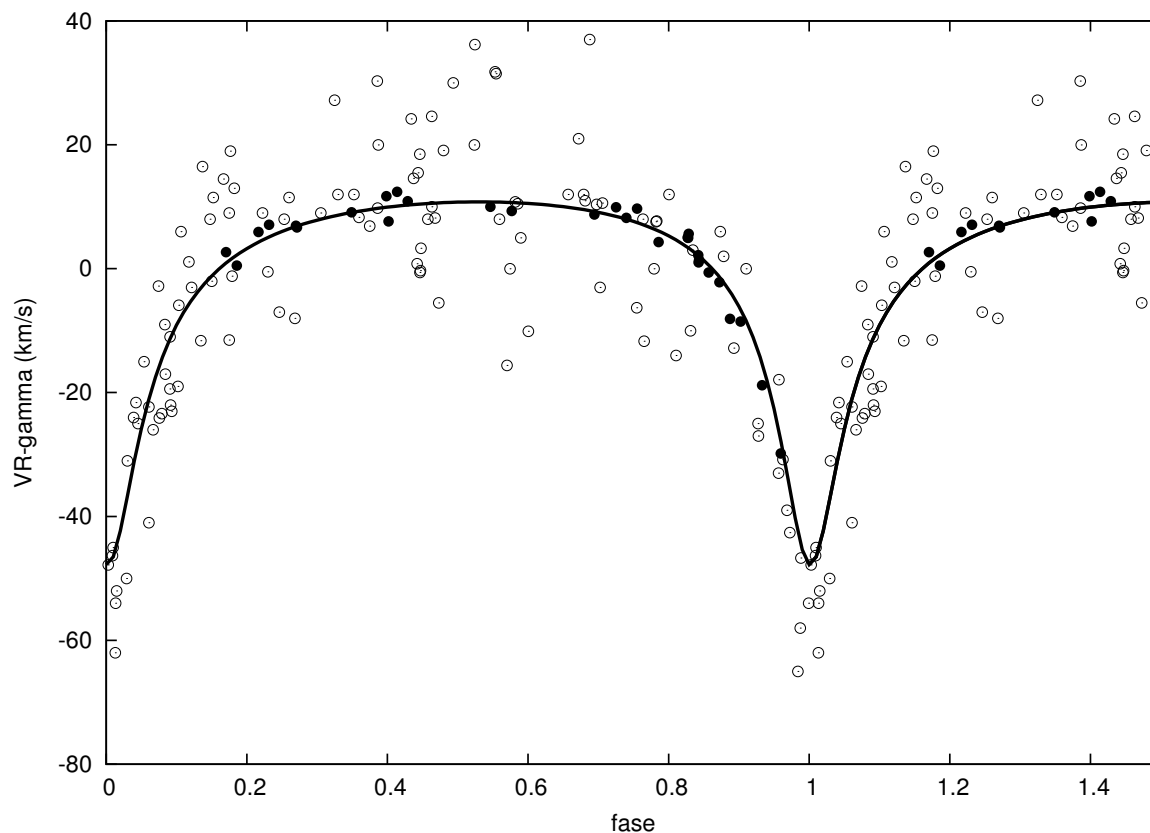


Figura 3.39: Curva de VR de θ_1 OriA. Puntos llenos: datos de esta tesis. Vacíos: datos anteriores recopilados por Stickland & Lloyd (2000). La curva representa nuestro ajuste.

Resolvimos por tanto tratar de mejorar la determinación del período, utilizando todos los datos de VR publicados hasta la fecha más los nuestros (144 mediciones en total). Para obtener un resultado comparable con el trabajo de Stickland, en ese ajuste se siguió el mismo procedimiento descrito por dicho autor. Así se obtuvo la Solución II de la Tabla 3.10, que se representa en la Fig. 3.39.

Vista la importante dispersión de los datos de autores anteriores con respecto a la curva de VR, verificamos el período usando los datos de fotometría de AAVSO. Utilizando FOTEL encontramos $P = 65.43295 \pm 0.00006$, que coincide con el período espectroscópico. Al calcular la fase de los datos con ese período, observamos indicios de un corrimiento en las épocas de los mínimos (ver Fig. 3.40). Sin embargo, consideramos que la falta de completitud y la dispersión en fase de los datos impiden afirmar que se deba al mov. apsidal.

Los datos fotométricos de ASAS, en cambio, parecen simplemente distribuidos aleatoriamente alrededor un valor medio $V = 5.407 \pm 0.076$ mag. Sin embargo, al graficarlos con sus fases calculadas usando la Solución II, encontramos indicios del eclipse de la secundaria, que hasta ahora no había sido detectado.

En la Fig. 3.41 se representa la fotometría de ASAS. Los datos fueron separados en 60 intervalos iguales de fase (*bins*) y se calculó el valor medio en cada intervalo. Los mínimos

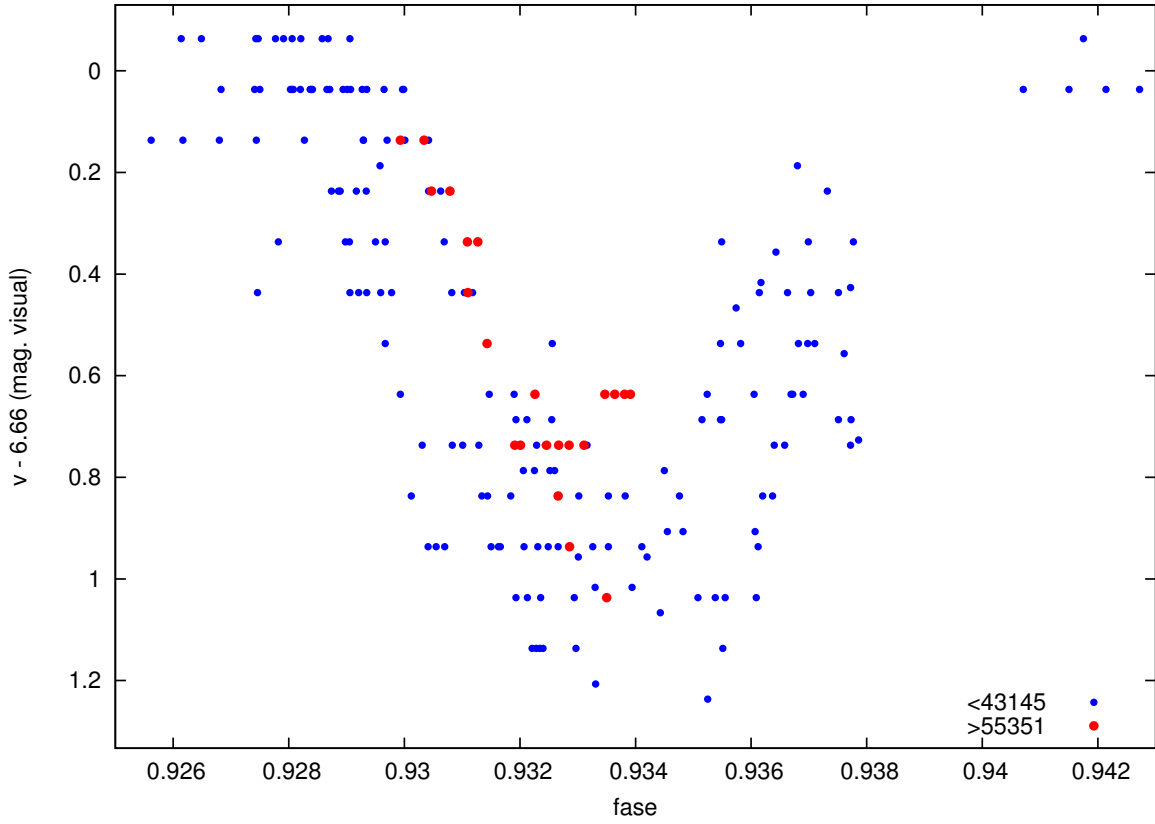


Figura 3.40: Zona del eclipse (primario) en la curva de luz de θ_1 Ori A trazada con los datos de AAVSO. La fase de los datos fue calculada durante el ajuste con FOTEL para hallar el período, suponiendo ω constante. Puntos azules: datos con HJD < 2443145 (\sim antes de 1977). Rojos: HJD > 2453351 (\sim después de 2004).

principales de estos valores medios coinciden con las fases que calculamos para los eclipses, usando la Sol. II.

Por último, con P y e de la solución II se ajustaron soluciones a todos los datos anteriores separados en subconjuntos, de acuerdo a su distribución temporal, como se indica a continuación:

sub-conjunto	HJD inicial	HJD final	Ref.	n	$\sigma_{(O-C)}$ (km s^{-1})
1	30787.59	30832.62	Struve & Titus (1944)	21	10.6
2	40576.79	44996.71	Abt et al. (1991), Stickland & Lloyd (2000) y Morrell & Levato (1991)	34	7.7
3	46452.43	47212.29	Ismailov (1988)	38	11.3
4	55643.54	56524.88	esta tesis	30	1.4

Los valores de ω obtenidos para los subconjuntos no parecen seguir una tendencia clara, por

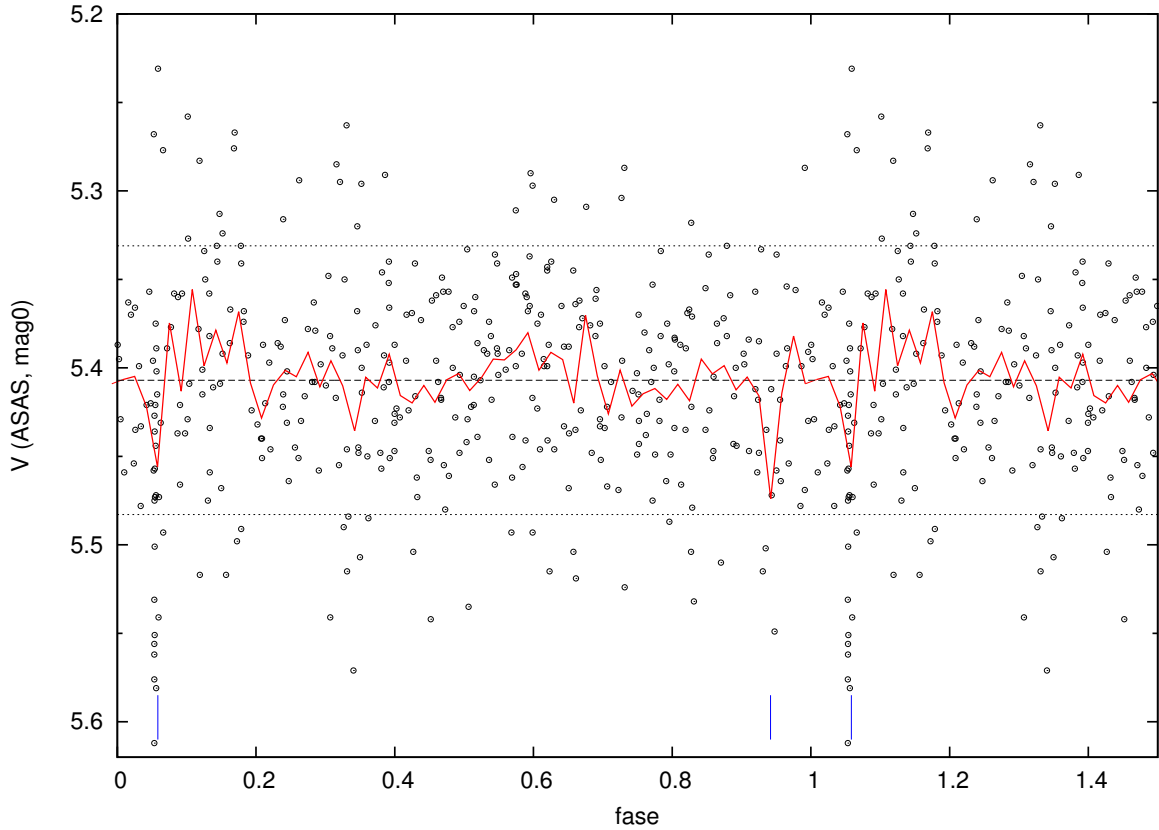


Figura 3.41: Curva de luz de θ_1 Ori A trazada con los datos de ASAS. La línea roja une los valores medios de los intervalos de fase (*bins*). Se indican el valor medio global de los datos (línea de trazos negros) y su dispersión (líneas de trazos grises). Líneas azules: fases esperadas de los mínimos de los eclipses ($\phi \sim 0.93$ primario, ~ 0.06 secundario) de acuerdo a la Solución II.

lo cual es difícil determinar si existe o no mov. apsidal en este sistema (ver Fig. 3.42), y los ajustes realizados globalmente usando FOTEL, con todos los datos simultáneamente, arrojaron errores internos en los $\dot{\omega}$ hallados varias veces mayores que los mismos valores.

Se puede intentar una explicación a este hecho observando la curva de VR (Fig. 3.39). Allí puede notarse, en primer lugar, que existe una gran dispersión en las medidas de VR con respecto a la curva ajustada. Esta misma situación se da en las soluciones de los autores anteriores (ver Abt et al., 1991; Bossi et al., 1989; Vitrichenko et al., 1998; Stickland & Lloyd, 2000) que puede deberse a varios factores: por un lado a que los datos más antiguos fueron tomados con resoluciones espectrales muy bajas y por lo tanto contienen un error intrínseco en la medición mayor que el de los más recientes; por otro lado, la dificultad de la medición en sí misma, ocasionada por varios hechos que ya se mencionaron, entre los cuales creo deben señalarse especialmente la superposición de las líneas de emisión nebulares con las líneas de absorción propias de la primaria, y la presencia de A2.

En segundo lugar, debe notarse que nuestros datos no muestrean adecuadamente la zona del paso por el periastro. Lamentablemente, a pesar de nuestros esfuerzos (este fue el motivo por el

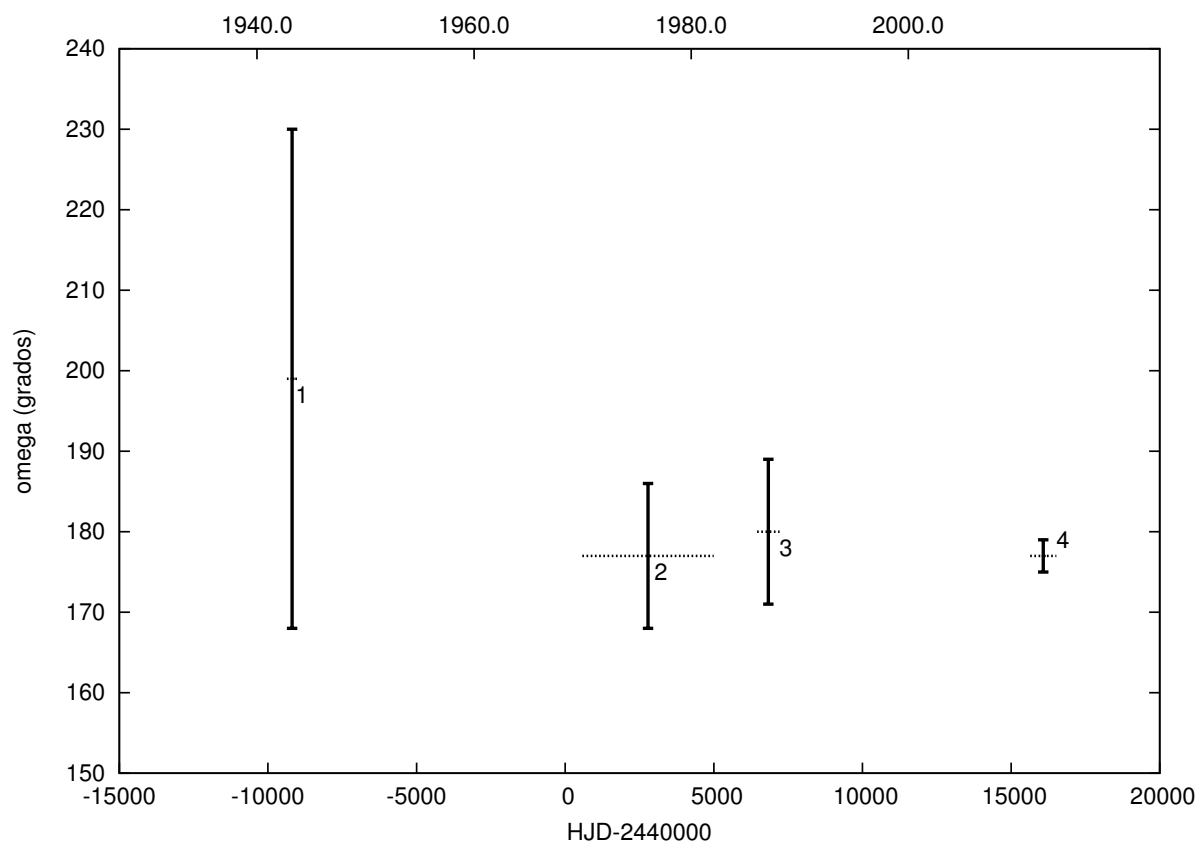


Figura 3.42: Variación de ω en función del tiempo en θ_1 Ori A. 1, 2, 3: ajustes a datos de autores anteriores (ver texto). 4: esta tesis. Líneas horizontales: intervalo temporal entre el primero y el último dato de cada subconjunto.

cual se pidieron las noches aisladas en el semestre 2012B), no fue posible obtener turnos en las noches que cubrían esa parte de la curva.

Resumiendo, por el momento no es posible determinar si este sistema posee mov. apsidal. Debería realizarse una intensa campaña de observación espectroscópica y fotométrica, cuidadosamente diseñada, para poder obtener una solución orbital más satisfactoria.

3.2.2. HD 93403

HD 93403 (HIP 52628, $V=7.30$) es una estrella binaria tipo SB2 con líneas de emisión, ubicada en la Nebulosa de Carina, miembro del cúmulo abierto Trumpler 16 (ver Fig. 3.24).

La primera solución orbital para este sistema fue derivada por Thackeray & Emerson (1969), quienes solamente pudieron distinguir la componente secundaria en algunos espectros cercanos a las cuadraturas, y usaron para medir las VRs todas las líneas distinguibles en sus espectros. La siguiente órbita fue presentada 30 años más tarde por Rauw et al. (2000). Ellos utilizaron espectros de alta resolución y midieron las VRs en las líneas de He I $\lambda 4471$, O III $\lambda 5592$, C IV $\lambda \lambda 5801$ y 5812 y He I $\lambda 5875$. Calcularon una solución orbital utilizando solamente las medidas de He I $\lambda 4471$ y encontraron una excentricidad ($e \approx 0.23$) mucho menor que la encontrada por Thackeray & Emerson ($e \approx 0.52$), cosa que Rauw et al. atribuyen a que Thackeray & Emerson no pudieron separar las líneas de las componentes en la mayor parte de sus espectros. También la longitud del periastro es bastante diferente, lo que consideraron debido en parte a mov. apsidal.

Stickland & Lloyd (2001), dentro de su serie de artículos en los que emplearon datos del satélite IUE, ajustaron también una solución orbital a este sistema utilizando 10 espectros y fijando la excentricidad en el valor hallado por Thackeray & Emerson. Encontraron así una de las soluciones “menos satisfactorias” de esa serie de trabajos, pero consideraron que el sistema presenta mov. apsidal²², para el cual estimaron $U \sim 400$ años.

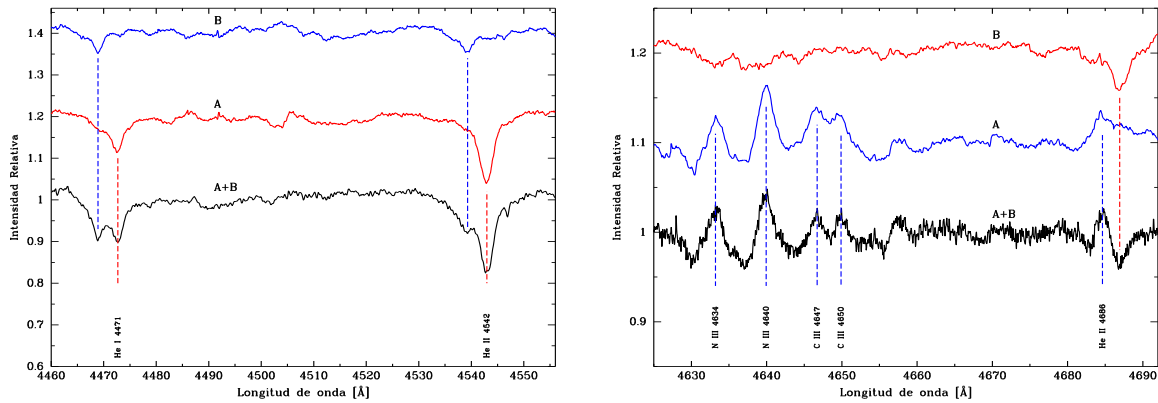


Figura 3.43: Espectros separados de HD 93403 A y B, y espectro compuesto A+B, (izq.: CASLEO, 2 de marzo de 2012; der.: Las Campanas 23 de mayo de 2013). Se indican algunas líneas utilizadas para la clasificación espectral: He I $\lambda 4471$ y He II $\lambda \lambda 4542$; N III $\lambda \lambda 4634$ y 4640 , C III $\lambda \lambda 4647$ y 4650 , y He II $\lambda 4686$. Las plantillas A y B están desplazadas en x , de acuerdo a las VRs de las componentes en A+B, y en y para facilitar la visualización.

Para esta tesis se obtuvieron 18 espectros (14 desde CASLEO, 2 con FEROS y 2 desde LCO), a los cuales se aplicó la técnica de *disentangling*. Se pudo separar los espectros de las

²²Según Stickland & Lloyd esto ya había sido también mencionado por Laura Penny en su tesis doctoral, basada en los mismos datos de IUE, según la cual sería $U \sim 184$ años. Lamentablemente, dicha tesis no es accesible electrónicamente. Además, la órbita hallada por ella para este sistema no figura en el trabajo publicado (Penny et al., 1996).

Tabla 3.11: Soluciones orbitales para HD 93403. Solución I: solamente VRs de esta tesis; Sol. II: todas las VRs disponibles considerando mov. apsidal.

Elemento	Solución I		Solución II	
P (días)			15.0948	0.0003
$\dot{\omega}$ (grados/día)			0.0008	0.0005
P_{sid} (días)	15.097	\pm 0.002	15.0943	\pm 0.0003
e	0.21	\pm 0.02	0.24	\pm 0.01
ω ($^{\circ}$)	11	\pm 5	19	\pm 3
T_0 (HJD-2400000)	55702.4	\pm 0.2	55702.7	\pm 0.1
TV_{max} (HJD-2400000)	55702.1	\pm 0.2	55702.2	\pm 0.1
γ_1 (km s $^{-1}$)	-9	\pm 2		*
γ_2 (km s $^{-1}$)	1	\pm 3		*
K_1 (km s $^{-1}$)	74	\pm 3	76	\pm 2
K_2 (km s $^{-1}$)	132	\pm 7	138	\pm 4
$a_1 \sin i$ (R_{\odot})	21.5	\pm 0.9	22.0	\pm 0.6
$a_2 \sin i$ (R_{\odot})	38.5	\pm 2.1	39.8	\pm 1.3
$M_1 \sin^3 i$ (M_{\odot})	8.1	\pm 0.9	9.0	\pm 0.6
$M_2 \sin^3 i$ (M_{\odot})	4.5	\pm 0.5	5.0	\pm 0.4
$q(M_2/M_1)$	0.56	\pm 0.02	0.55	\pm 0.01
$\sigma_{(O-C)}$ (km s $^{-1}$)	5.6		8.3	

*: no se indica porque la velocidad sistémica es diferente para cada subconjunto de datos.

componentes, que fueron clasificadas como **O5.5Ifc** y **O6.5V** (ver Fig. 3.43), lo cual concuerda sustancialmente con las clasificaciones de los autores antes mencionados. Las VRs se midieron usando las líneas que mejor se distinguían en nuestros espectros, es decir: He I $\lambda\lambda 4471$ y 5875 , He II $\lambda\lambda 4200$, 4541 y 5411 y O III $\lambda 5592$ (ver Tabla A.10).

Las velocidades de rotación se midieron separando las componentes en los espectros de FEROS y LCO, puesto que las líneas elegidas son muy débiles en estas estrellas. Se obtuvo $v_1 \sin i = 100 \pm 30$ km s $^{-1}$ y $v_2 \sin i = 50 \pm 10$ km s $^{-1}$. Estos valores se aproximan a los obtenidos por Stickland & Lloyd (2001).

Usando nuestras VRs se ajustó con FOTEL la Solución orbital I de la Tabla 3.11 (Fig. 3.44). Es interesante notar que aparentemente las componentes de la binaria podrían tener velocidades sistémicas diferentes, cosa que ya habían notado los autores mencionados. La excentricidad que obtuvimos ($e \approx 0.21$) es similar a la de Rauw et al. (2000), pero difiere de Thackeray & Emerson (1969). Se ajustó también una solución usando solamente las VRs medidas sobre la línea de He I $\lambda 4471$, como habían hecho Rauw et al., pero los valores de los parámetros no cambian más allá de sus errores internos.

Se ajustaron soluciones separadas a las VRs reportadas por los autores mencionados, manteniendo fijos P y e en los valores de la Solución I y asignando pesos a los datos como lo hicieron cada uno de ellos. Los datos se dividieron en subconjuntos por publicación dado que, en general,

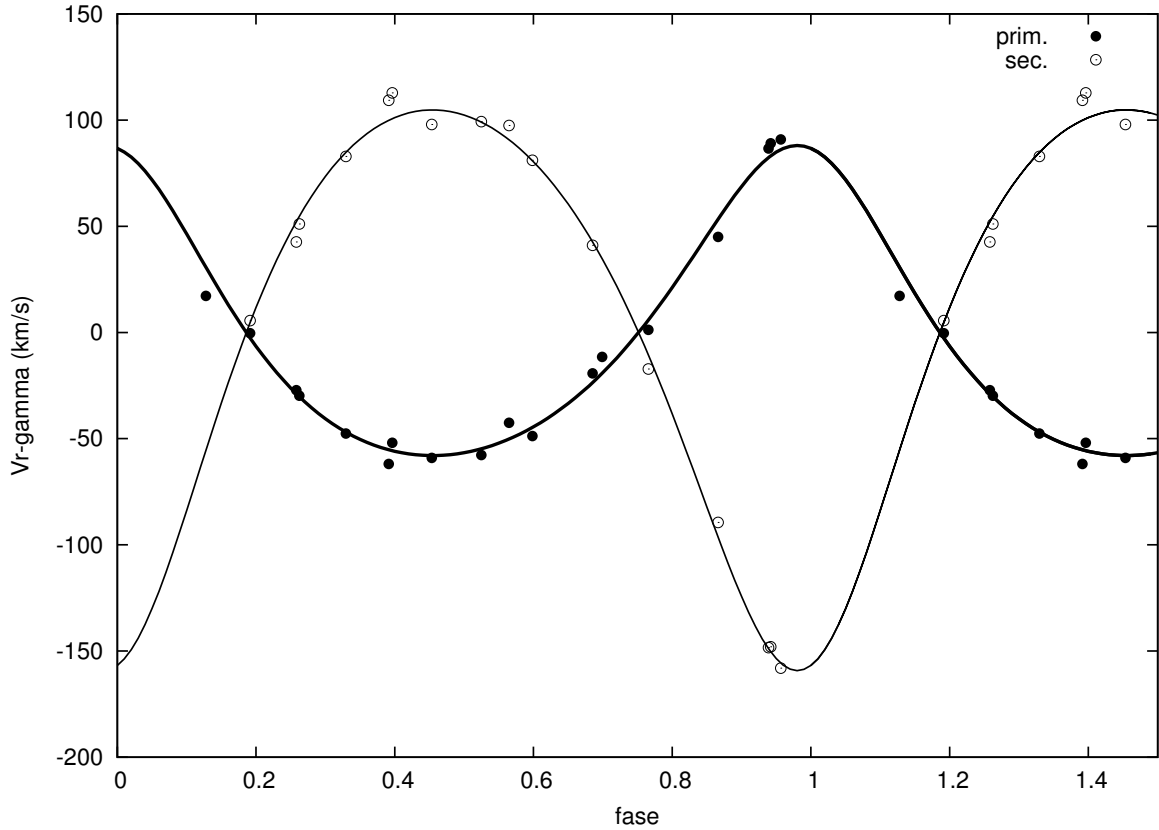


Figura 3.44: Curva de velocidad radial de HD 93403. Las líneas representan nuestra solución orbital I. Al punto en $\phi \approx 0.4$ se le asignó peso 0.5 en el ajuste pues proviene de un espectro con una relación S/N mucho mayor que el resto.

forman grupos compactos y separados entre sí temporalmente²³.

Los parámetros de dichas soluciones concuerdan con la Sol. I, dentro de los errores, excepto en las velocidades sistémicas de las componentes y en las longitudes del periastro, que presentan una variación significativa. En base a ellas, y aún cuando no está demasiado claro (ver Fig. 3.45), entendemos razonable suponer que existe movimiento apsidal.

La medición de $\dot{\omega}$ se refinó ajustando conjuntamente con FOTEL todos los datos disponibles de VR, que eran 164. Se utilizó como estimación inicial de $\dot{\omega}$ la pendiente de la recta de la Fig. 3.45. Como ya se ha visto, es posible que exista un error sistemático en los datos de Thackeray & Emerson (1969) que conduce a un valor de e espúreo, excesivamente alto. Para evitar esa dificultad, se ajustaron primero todos los datos manteniendo e fija en el valor hallado en la Solución I y los demás parámetros libres. Luego se fijaron esos parámetros en los valores de convergencia y se ajustó e usando solamente los datos de este trabajo y los de Rauw et al. (2000). Fijando el valor de e obtenido, se liberaron los restantes parámetros y se repitió el ajuste. Este proceso se iteró hasta que las variaciones en todos los parámetros fueron menores

²³En el caso de Thackeray & Emerson (1969) se usaron solamente las mediciones de 1966, puesto que los otros 6 datos eran pocos y sumamente separados en el tiempo.

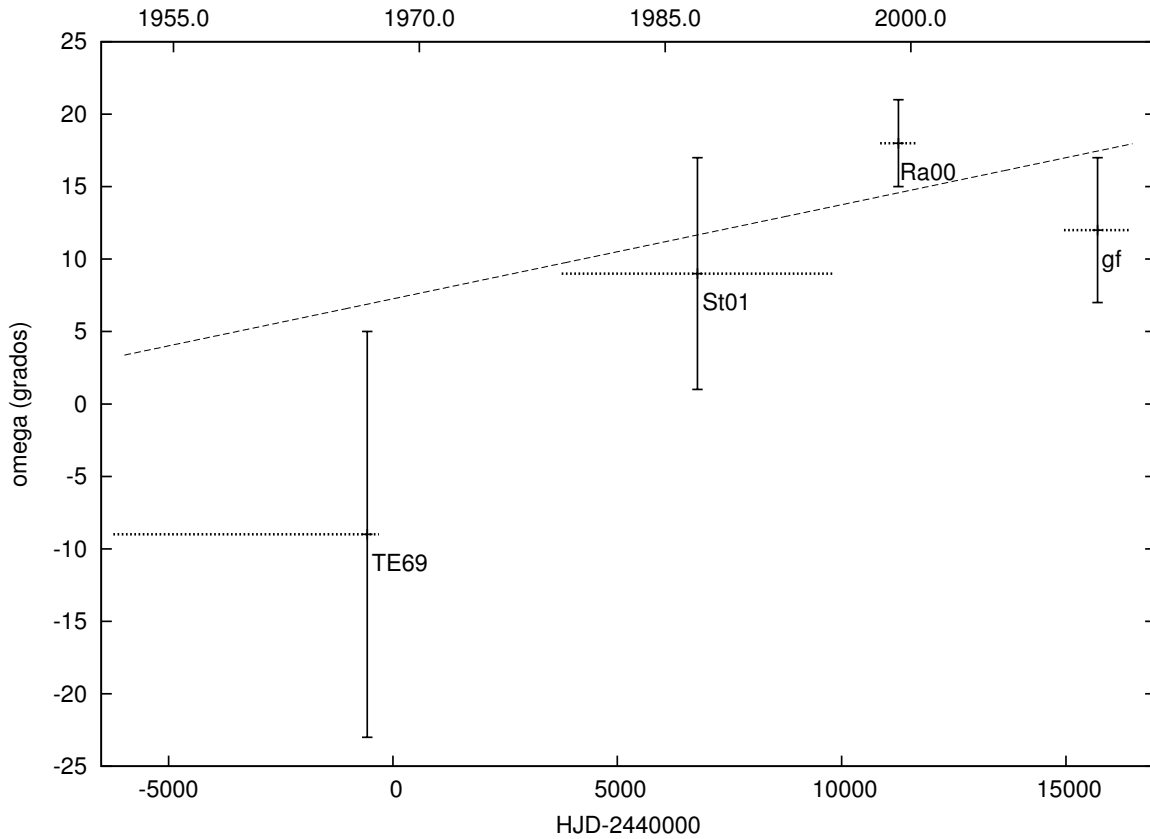


Figura 3.45: Variación temporal de ω en HD 93403. TE69: ajuste a datos de Thackeray & Emerson, 1969; Ra00: Rauw et al., 2000; St01: Stickland & Lloyd, 2001. gf: esta tesis. Líneas horizontales: intervalo temporal entre el primero y el último dato de cada subconjunto. Línea de trazos: ajuste lineal. TE69 contiene datos muy anteriores a la época adoptada para la solución de ese subconjunto que fueron considerados sólo para la Sol. II.

que los errores computados. Así se obtuvo la Solución II de la Tabla 3.11, donde se tiene

$$\dot{\omega} = 0.0008 \pm 0.0005 \text{ grados/día.}$$

lo cual corresponde a $U = 1200 \pm 800$ años. Este resultado presenta una incertidumbre importante, que sólo podrá ser removida con futuros estudios del sistema de análoga precisión. Aún así, como veremos enseguida, parece un resultado atendible. Indica un mov. apsidal más lento que el estimado por Stickland & Lloyd, pero debe tomarse en cuenta que la longitud del periastro que ellos obtuvieron, al igual que la de Penny, está afectada por el uso de una excentricidad errónea, que fijaron en el valor de Thackeray & Emerson.

Considerando las estimaciones de varios autores (ver p. 78), asumimos que este sistema tiene una edad menor que 1 Ma.

Los cálculos teóricos del mov. apsidal para este sistema (ver Fig. 3.46) son compatibles con el valor observacional de $\dot{\omega}$, considerando su barra de error. Sin embargo, no es posible determinar las masas del sistema. A lo sumo se podría estimar que, para la edad asumida, suponiendo

$\dot{\omega}$ igual al valor ajustado menos 1σ , la cota inferior para la masa de la primaria sería de 45 a 50 M_{\odot} y para la secundaria 25 a 28 M_{\odot} . Estas son comparables con las calibraciones de Martins et al. (2005) para estos tipos espectrales.

Aún así, cabe señalar que, como se observa en la Fig. 3.46, el $\dot{\omega}$ obtenido parece demasiado alto comparado con los cálculos teóricos. De hecho, estaría en un nivel inalcanzable durante la evolución prevista para la primaria. Esto podría guardar relación con lo que se discute a continuación.

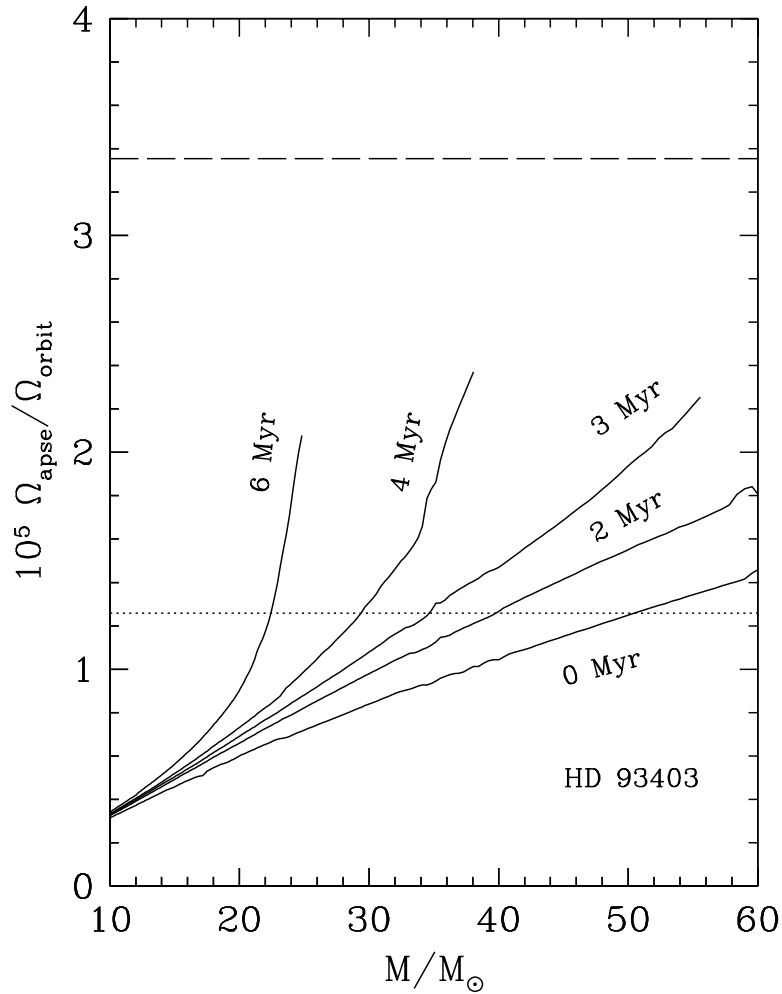


Figura 3.46: Velocidad del mov. apsidal calculado en función de M_1 para HD 93403 para diferentes edades del sistema (líneas continuas); valor de $\dot{\omega}$ observado (línea de trazos largos) y $\dot{\omega}$ observado -1σ (trazos cortos). Para 3, 4 y 6 Myr los cálculos se interrumpen cuando $\dot{\omega}$ llega a su máximo.

Velocidades sistémicas: en la Solución II volvieron a obtenerse velocidades sistémicas diferentes para cada componente de la binaria en el subconjunto de datos de Rauw et al. y en el

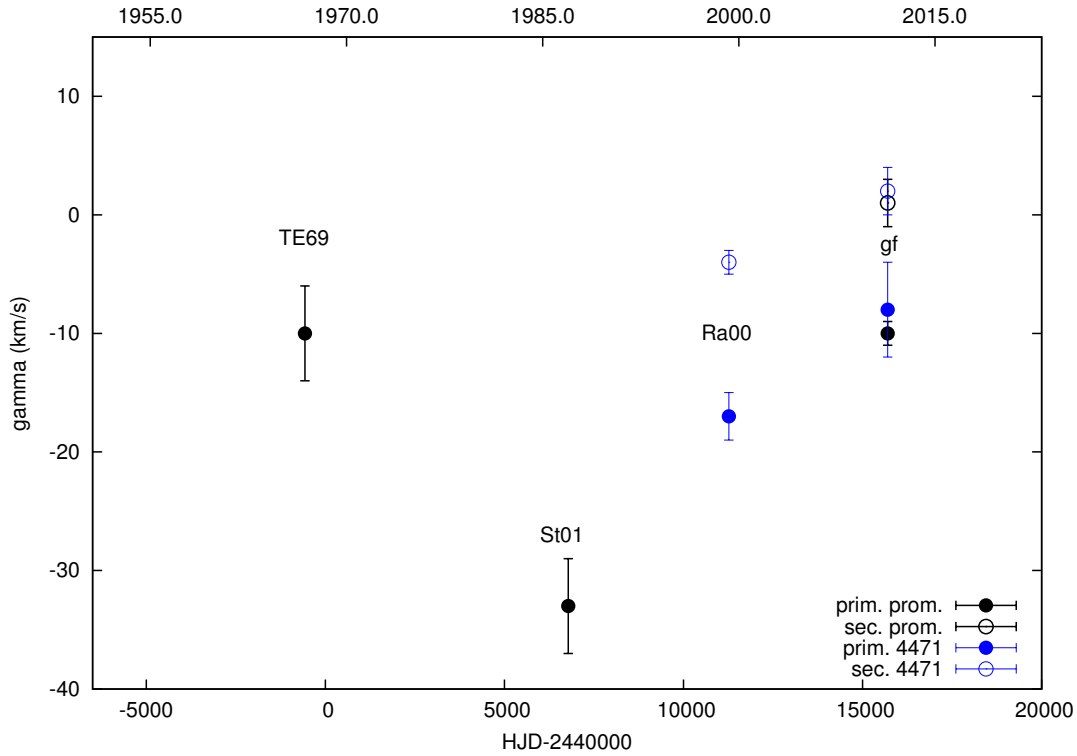


Figura 3.47: Variaciones de las velocidades sistémicas en HD 93403. Puntos negros: soluciones orbitales para VRs promediadas sobre varias líneas del espectro (St01 en el UV, las demás en el óptico). Puntos azules: VRs medidas usando sólo He I $\lambda 4471$. Puntos llenos: primaria; vacíos: secundaria. Todos los ajustes se hicieron con P y e fijos en los valores de la Sol. I. Etiquetas como en la Fig. 3.45.

de esta tesis²⁴. También se obtuvieron vel. sistémicas diferentes para una misma componente en diferentes subconjuntos (ver Fig. 3.47).

Esto podría ser un indicio de la presencia de un tercer cuerpo, aunque es arriesgado realizar ulteriores conjeturas dado que las soluciones corresponden a mediciones de diferentes líneas y por tanto, pueden estar afectadas por diferencias en la profundidad de la zona de la atmósfera en que se origina cada una y/o por variaciones en el viento de la supergigante. Aún así, cuando se observan las vel. sistémicas obtenidas a partir de VRs medidas sobre las mismas líneas (es decir las de Rauw et al. y las de esta tesis usando He I $\lambda 4471$) los ajustes parecieran indicar que efectivamente γ_1 y γ_2 cambian en el mismo sentido.

Si hubiera un tercer cuerpo, el mismo podría ser la causa de la diferencia entre el mov. apsidal predicho teóricamente y el observado, tal como notaron Khaliullin et al. (1991) y Khodykin & Vedeneyev (1997) para los casos de DI Her y AS Cam respectivamente. Además podría perturbar las mediciones de VR y por tanto los ω de las soluciones y el $\dot{\omega}$ de la solución global.

Pensamos que serían necesarios estudios ulteriores para verificar la fluctuación de las velocidades sistémicas y la existencia, o no, de un tercer cuerpo.

²⁴Este fenómeno es común en binarias con estrellas tempranas, especialmente si una de las componentes, como en este caso, es una estrella evolucionada.

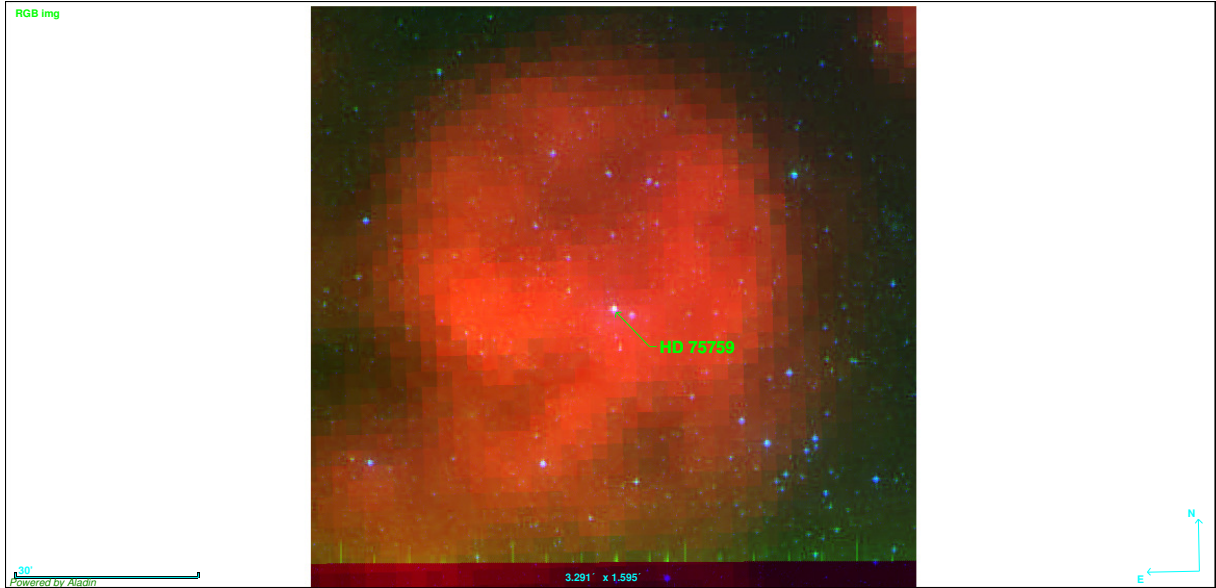


Figura 3.48: HD 75759 en la región H II Gum 17. (Composición de imágenes Aladin, R = H_{α} , G = $0.66 \mu\text{m}$, B = $0.468 \mu\text{m}$.)

3.2.3. HD 75759

HD 75759 (HR 3525, $V = 6.00$) es una binaria espectroscópica de líneas dobles (SB2) sin eclipses conocidos. La única órbita que se encontró publicada se debe a Thackeray (1966). El mismo autor considera que es la principal estrella ionizante de la región H II Gum 17 (ver Fig. 3.48) ²⁵.

Se intentó por lo tanto actualizar la órbita del sistema. Se trabajó para eso con 27 espectros (18 de CASLEO, 5 de FEROS y 4 de LCO). Se realizó el procedimiento de *disentangling* y se obtuvieron los espectros separados de las componentes (ver Fig. 3.49) con los cuales se clasificaron como **O9V** y **B0V**. Nuestra clasificación espectral coincide con la de Sota et al. (2011), pero difiere con la proporcionada por Thackeray para la secundaria, O9V+O9V.

Las velocidades de rotación proyectadas se midieron en los espectros separados obteniéndose $v_1 \sin i = 48 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$ y $v_2 \sin i = 39 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$. Estos valores son muy similares a los obtenidos por Levato (1975, 45 km s^{-1}), Conti & Ebbets (1977) y García & Levato (1984) (ambos 50 km s^{-1}).

Las VRs medidas pueden verse en la Tabla A.11. Con esas VRs se ajustó la solución orbital I de la Tabla 3.12 (ver Fig. 3.50). Puede verse que no hemos observado el sistema en los máximos y mínimos de VR. Sin embargo, cuando representamos nuestras VRs en función de la fase calculada con las efemérides de la órbita de Thackeray (1966), observamos que nuestra curva y la de Thackeray son muy similares pero están desplazadas en fase.

²⁵Mason et al. (1998, p. 843) indica, citando a Eggen (1982), que esta estrella es parte de un grupo asociado con el cúmulo IC 2395. Sin embargo, en ese trabajo Eggen no menciona la estrella. Sí la menciona en otro trabajo (Eggen, 1980, p. 641), pero la señala como perteneciente al “background” del cúmulo. Es posible por tanto que sea un error considerarla como asociada a IC 2395.

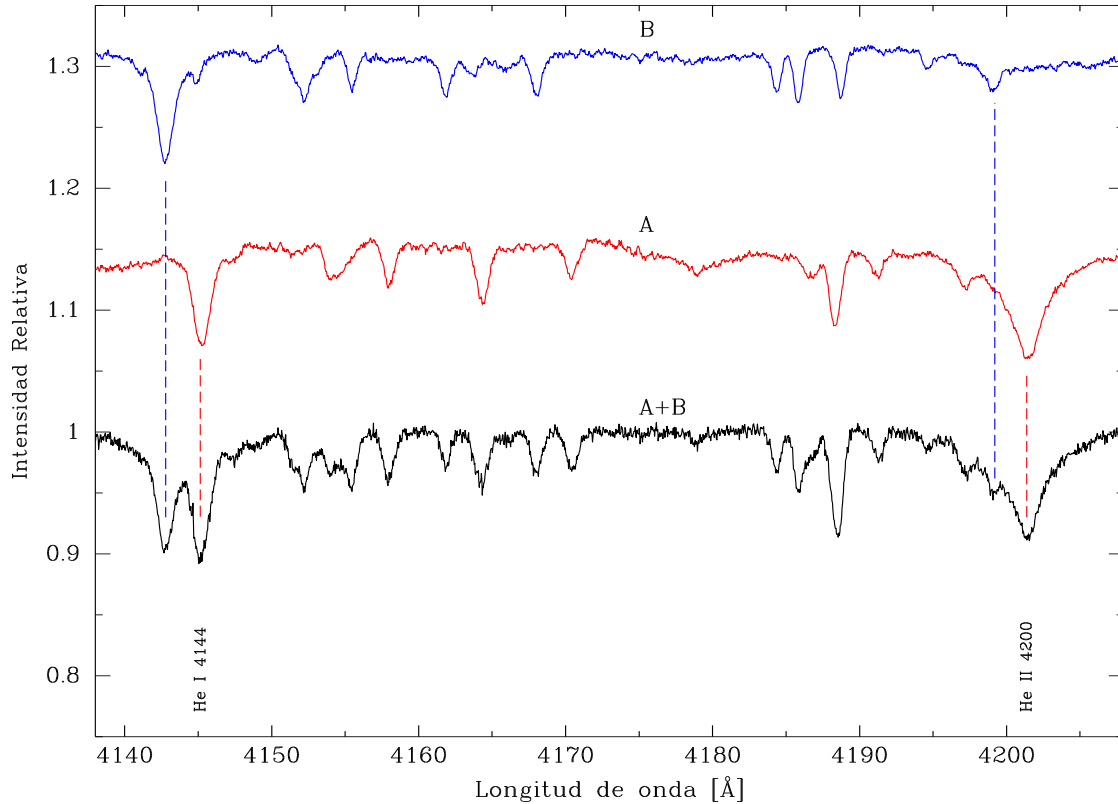


Figura 3.49: Espectros separados de HD 75759 A y B, y espectro compuesto A+B, tomado con FEROS el 3 de mayo de 2009. Se indican las principales líneas utilizadas para la clasificación espectral (He I λ 4144 y He II λ 4200). Las plantillas A y B están desplazadas en x , de acuerdo a las VRs de las componentes en A+B, y en y para facilitar la visualización.

Analizando el trabajo de Thackeray, vimos que la época que indica para el pasaje por el periastró concuerda con las VRs que consigna, pero las fases que calcula no se corresponden con esa época. Este hecho nos llevó a una confusión en el momento de diseñar nuestras observaciones²⁶.

En vista de lo anterior, al calcular nuestra órbita primero tratamos de ajustar T_0 , manteniendo los restantes parámetros fijos en los valores de Thackeray. Luego fijamos T_0 y fuimos ajustando uno por uno los demás parámetros. Por último, se dejaron todos los parámetros libres y se permitió al programa FOTEL correr hasta llegar a su límite de precisión. De este modo obtuvimos la solución I. Todos los parámetros de esa solución coinciden con los de Thackeray (1966) dentro de los errores, excepto q , lo cual probablemente se deba a que nuestras observaciones no contienen datos en los máximos y mínimos de VR.

Dado que ambas soluciones (la I y la de Thackeray) son prácticamente iguales, no pareciera a primera vista que exista mov. apsidal. Por lo tanto ajustamos otra solución conjuntamente a

²⁶Véase Thackeray (1966) Tabla VI, p. 103, donde indica $T_0 = 2438848.28$, y en el mismo trabajo la Tabla IV, p. 101, líneas No. 24 y 25, con fases 0.194 y 0.255, que debieran ser cercanas a 0 o a 1.

Tabla 3.12: Soluciones orbitales para HD 75759. Solución I: solamente VRs de esta tesis; Sol. II: todas las VRs disponibles sin considerar mov. apsidal; Sol. III: todas las VRs disponibles considerando mov. apsidal.

Elemento	Solución I		Solución II		Solución III	
P (días)					33.2902	± 0.0001
$\dot{\omega}$ (grados/día)					0.00007	± 0.00006
P_{sid} (días)	33.2903	± 0.0005	33.29012	± 0.00006	33.2900	± 0.0001
e	0.632	± 0.006	0.633	± 0.004	0.633	± 0.004
ω ($^{\circ}$)	86.9	± 0.4	85.4	± 0.8	86.5	± 0.6
T_0 (HJD-2400000)	55693.10	± 0.03	55959.37	± 0.02	55959.40	± 0.02
TV_{max} (HJD-2400000)	55691.13	± 0.03	55957.465	± 0.02	55957.46	± 0.02
γ (km s $^{-1}$)	23.9	± 0.2	24.0	$\pm 0.9^*$	24.0	$\pm 0.9^*$
K_1 (km s $^{-1}$)	123	± 1	123	± 1	123	± 1
K_2 (km s $^{-1}$)	146	± 1	150	± 2	150	± 2
$a_1 \sin i$ (R_{\odot})	62.9	± 0.6	62.4	± 0.6		± 0.6
$a_2 \sin i$ (R_{\odot})	74.8	± 0.8	77	± 1		± 1
$M_1 \sin^3 i$ (M_{\odot})	17.2	± 0.4	17.9	± 0.5		± 0.5
$M_2 \sin^3 i$ (M_{\odot})	14.4	± 0.3	14.6	± 0.4		± 0.4
$q(M_2/M_1)$	0.841	± 0.004	0.815	± 0.009	0.815	± 0.009
$\sigma_{(O-C)}$ (km s $^{-1}$)	1.4		5.23		5.22	

*: valor medio. La velocidad sistémica obtenida es ligeramente diferente para cada subconjunto de datos.

todos los datos (señalada como Sol. II en la Tabla 3.12), que proporciona mayor precisión en el período del sistema.

Luego, manteniendo fijos el P y la e de la solución II se ajustó una solución solamente a los datos de Thackeray, que arrojó $\omega = 85.1 \pm 0.9$ grados. Lo mismo se hizo solamente con nuestros datos y se encontró $\omega = 86.8 \pm 0.4$ grados. Es decir que la longitud del periastro parece aumentar ligeramente. Si esta variación de ω fuera real, correspondería a un movimiento apsidal del orden de $\dot{\omega} \sim 0.0001$ grados/día.

Para verificarlo, se ajustó con FOTEL una solución *suponiendo movimiento apsidal* a todos los datos disponibles. Así se obtuvo la solución III de la Tabla 3.12, que da un $\dot{\omega}$ casi igual a su propio error. Esto indicaría que el movimiento apsidal es muy lento, o que la probabilidad de que exista es muy baja.

Ahora que disponemos de efemérides más precisas, planeamos continuar observando este sistema próximamente, especialmente en los máximos y mínimos de VR y en su pasaje por el periastro, para poder establecer con mayor precisión un punto de referencia en la posición del periastro. La existencia de movimiento apsidal probablemente sólo podrá ser verificada dentro de algunas décadas.

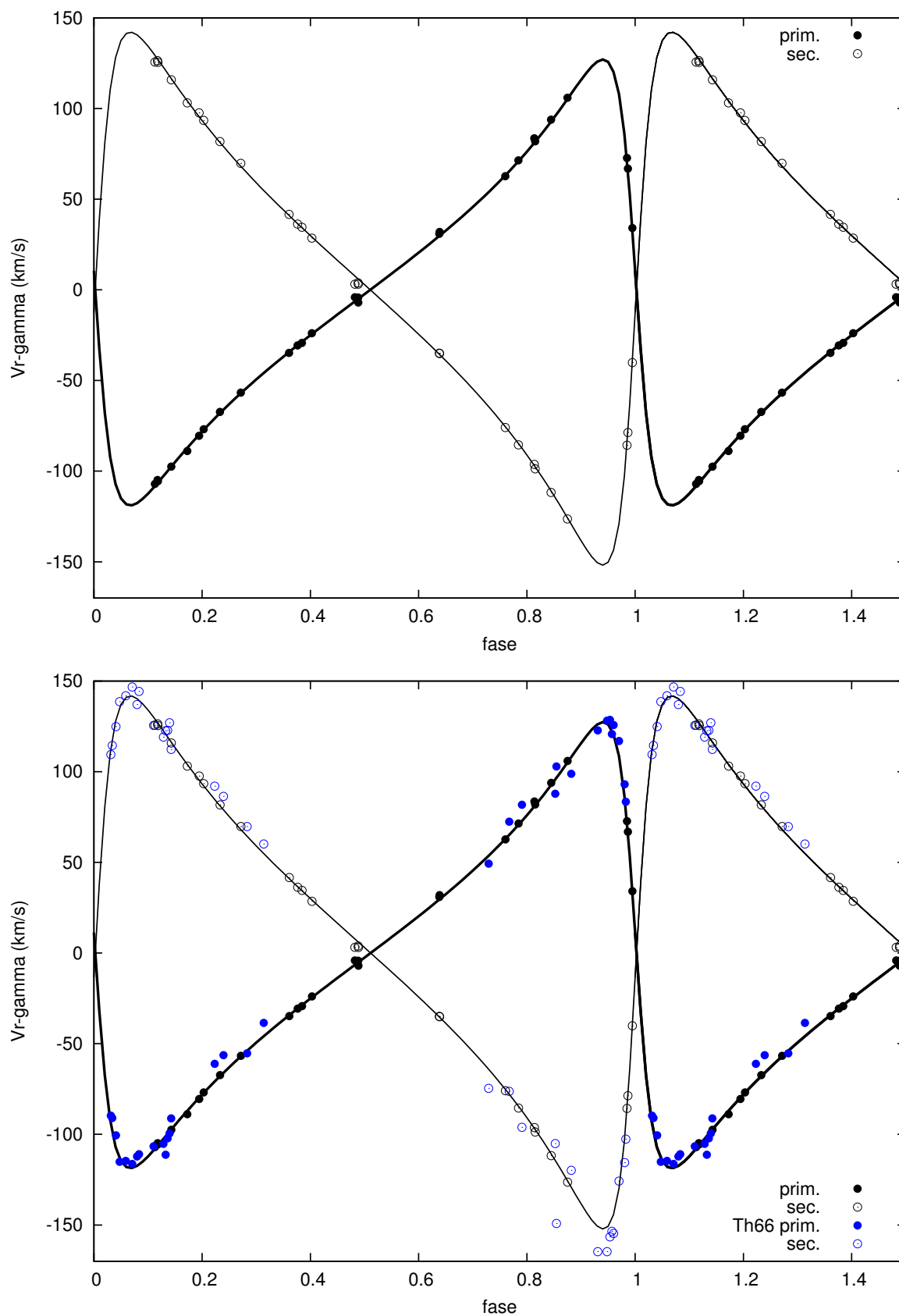


Figura 3.50: Curvas de velocidad radial de HD 75759. Arriba: las líneas representan nuestra solución orbital I. Abajo: solución orbital II; círculos negros: datos de esta tesis; azules: datos de Thackeray (1966).

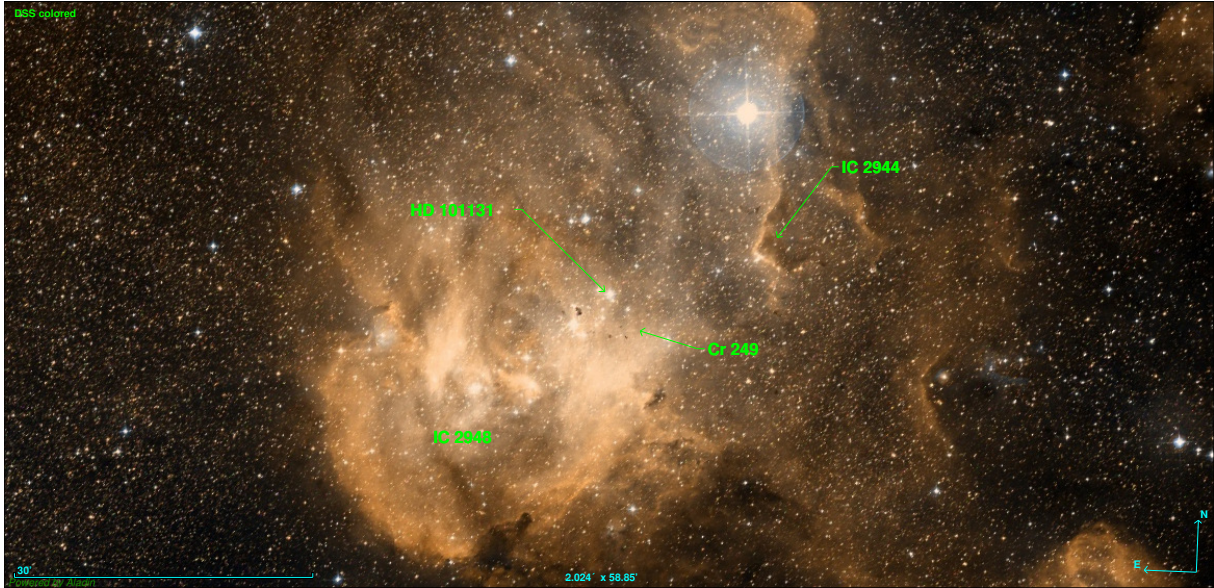


Figura 3.51: HD 101131 en Cr 249 y complejo de regiones H II IC 2944/2948. Imagen del mosaico DSS de Aladin.

3.2.4. HD 101131

HD 101131 (V1051 Cen, $V=7.16$) es una binaria espectroscópica SB2, eclipsante tipo Algol, que forma parte del cúmulo abierto Collinder 249 (Cr 249), asociado al complejo de regiones H II IC 2944/2948 (ver Fig. 3.51).

Varios autores reportaron variaciones en la VR de esta estrella e incluso notaron que sus líneas eran dobles (Feast et al., 1955; Penny, 1996), pero la primera solución orbital (SB2) fue presentada por Gies et al. (2002), quienes la calcularon utilizando observaciones propias, realizadas en CASLEO en 1997, en Mount Stromlo Observatory (MSO) en 1998 y en ESO entre 1992 y 1994. En esos espectros, midieron las VRs usando las líneas de H I de la serie de Balmer, las líneas de He I y He II visibles y O III $\lambda 5592$. Agregaron medidas previas de VR aisladas reportadas por Feast et al. (1955), Conti et al. (1977) y Stickland & Lloyd (2001). Esas eran todas las VRs disponibles hasta ese momento. Los eclipses del sistema fueron descubiertos por Otero (2003) en los datos de ASAS, pero hasta el presente no ha sido calculada una solución orbital que integre fotometría y espectroscopía.

Resultaba interesante por lo tanto investigar si, aún teniendo una sola solución orbital previa, era posible la detección del mov. apsidal. Para ello se obtuvieron 24 espectros desde CASLEO y 2 con FEROS, a los que se aplicó el procedimiento de *disentangling*. Se utilizaron para las mediciones de VR las líneas espectrales que se distinguían mejor en los espectros de CASLEO, es decir para la primaria: He II $\lambda\lambda 4200, 4541$ y 5411 ; He I $\lambda\lambda 4471$ y 5875 ; y O III $\lambda 5592$. Y para la secundaria solamente He I $\lambda\lambda 4471$ y 5875 . No utilizamos algunas líneas de las que usaron Gies et al. puesto que en nuestros espectros tenían una S/N baja.

Las VRs que medimos pueden verse en la Tabla A.12, mientras que los espectros separados de las componentes se muestran en la Fig. 3.52. En base a estos espectros las componentes fueron

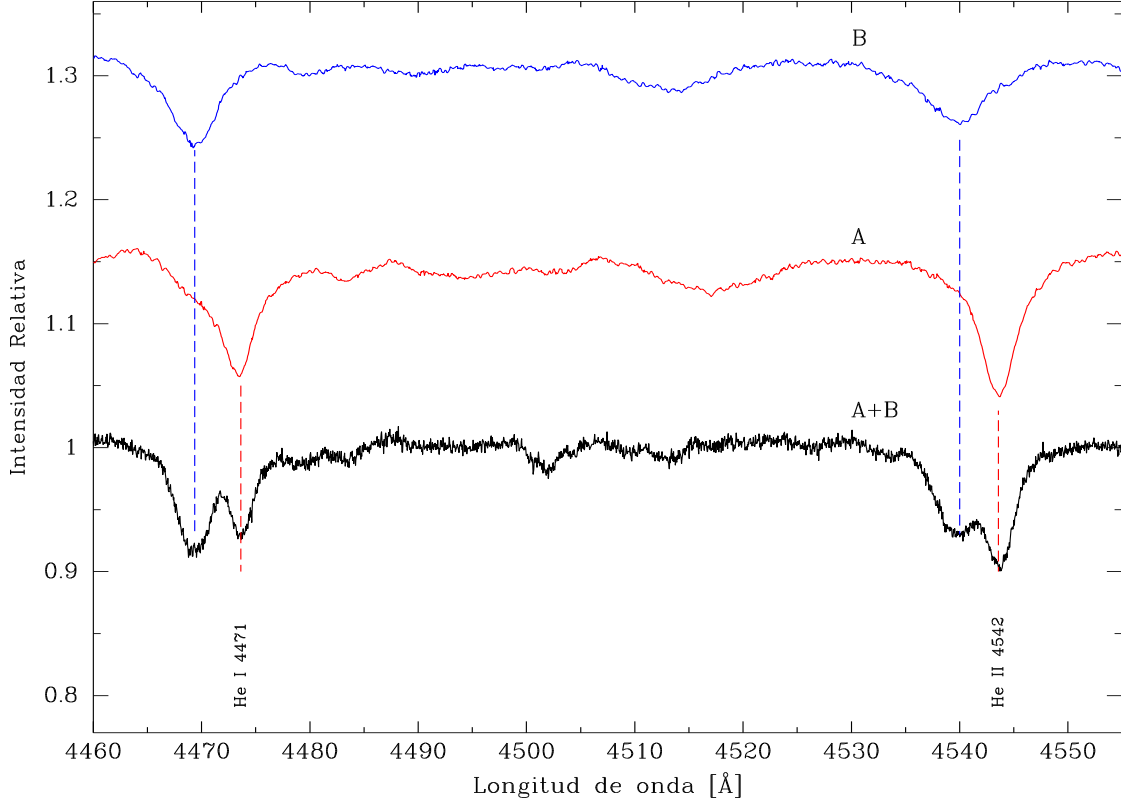


Figura 3.52: Espectros separados de HD 101131 A y B, y espectro compuesto A+B, tomado con FEROS el 4 de mayo de 2009. Se muestra el rango de las principales líneas utilizadas para la clasificación espectral (He I $\lambda 4471$ y He II $\lambda 4542$). Las plantillas A y B están desplazadas en x , de acuerdo a las VRs de las componentes en A+B, y en y para facilitar la visualización.

clasificadas como **O6.5V((f))** y **O7.5V**. Nuestra clasificación de la primaria coincide con Gies et al. pero es un sub-tipo espectral más tardía que la de Sota et al. (2014), y la de la secundaria es un sub-tipo espectral más temprano que la de Gies et al., aunque concuerda con la de Sota et al. El calificador ((f)) indica la presencia de una emisión débil en N III $\lambda\lambda$ 4634-40-42 y de una absorción intensa en He II $\lambda 4686$.

Se midieron las velocidades de rotación de las componentes del sistema usando sus espectros separados y se obtuvo para la primaria $v_1 \sin i = 110 \pm 20 \text{ km s}^{-1}$ y para la secundaria $v_2 \sin i = 150 \pm 20 \text{ km s}^{-1}$. Estos valores coinciden con los obtenidos por Gies et al. para ambas estrellas y por Penny et al. (1996) para la primaria, considerando los errores.

Durante el *disentangling* se observó que en algunos espectros, aquellos en los cuales las líneas se separaban poco, la convergencia en las medidas de VR, especialmente para la secundaria, era muy lenta o incluso no se alcanzaba. Se dió a esas medidas un peso menor durante el ajuste de nuestra solución orbital, rotulada como Solución I en la Tabla 3.13 (Fig. 3.53).

Nuestra solución y la de Gies et al. (2002) concuerdan en el valor de P y e , pero hay diferencias

Tabla 3.13: Soluciones orbitales para HD 101131. Solución I: solamente VRs de esta tesis; Sol. II: todos los datos disponibles considerando mov. apsidal.

Elemento	Solución I			Solución II			Solución Gies et al., 2002		
P (días)				9.6476		0.0003			
$\dot{\omega}$ (grados/día)				0.0040		0.0012			
P_{sid} (días)	9.64643	\pm	0.00006	9.6466	\pm	0.0003	9.64659	\pm	0.00012
e	0.18	\pm	0.02	0.15	\pm	0.02	0.156	\pm	0.029
ω ($^{\circ}$)	152	\pm	6	141	\pm	10	122	\pm	12
T_0 (HJD-2400000)	55249.1	\pm	0.1	55249.00	\pm	0.03	48650.28	\pm	0.29
TV_{max} (HJD-2400000)	55245.3	\pm	0.1	55245.53	\pm	0.03			
γ_1 (km s $^{-1}$)	13	\pm	2			*	-4.9	\pm	2.5
γ_2 (km s $^{-1}$)	-11	\pm	4			*	11	\pm	5
K_1 (km s $^{-1}$)	138	\pm	3	125	\pm	5	117	\pm	4
K_2 (km s $^{-1}$)	184	\pm	6	199	\pm	12	211	\pm	7
$a_1 \sin i$ (R_{\odot})	26.4	\pm	0.6	24.2	\pm	0.9	22	\pm	7
$a_2 \sin i$ (R_{\odot})	35.1	\pm	1.2	38.3	\pm	2.3	40	\pm	12
$M_1 \sin^3 i$ (M_{\odot})	18	\pm	1	20	\pm	2	21.8	\pm	2.1
$M_2 \sin^3 i$ (M_{\odot})	14	\pm	1	13	\pm	2	12.1	\pm	1.3
$q(M_2/M_1)$	0.75	\pm	0.02	0.63	\pm	0.03	0.55	\pm	0.03
$\sigma_{(O-C)}$ (km s $^{-1}$)	9.7			19.7			20.6		#

*: no se indica porque la velocidad sistémica parece diferente para cada subconjunto de datos. #: para el ajuste de la primaria. Para el de la secundaria 25.4 km s $^{-1}$

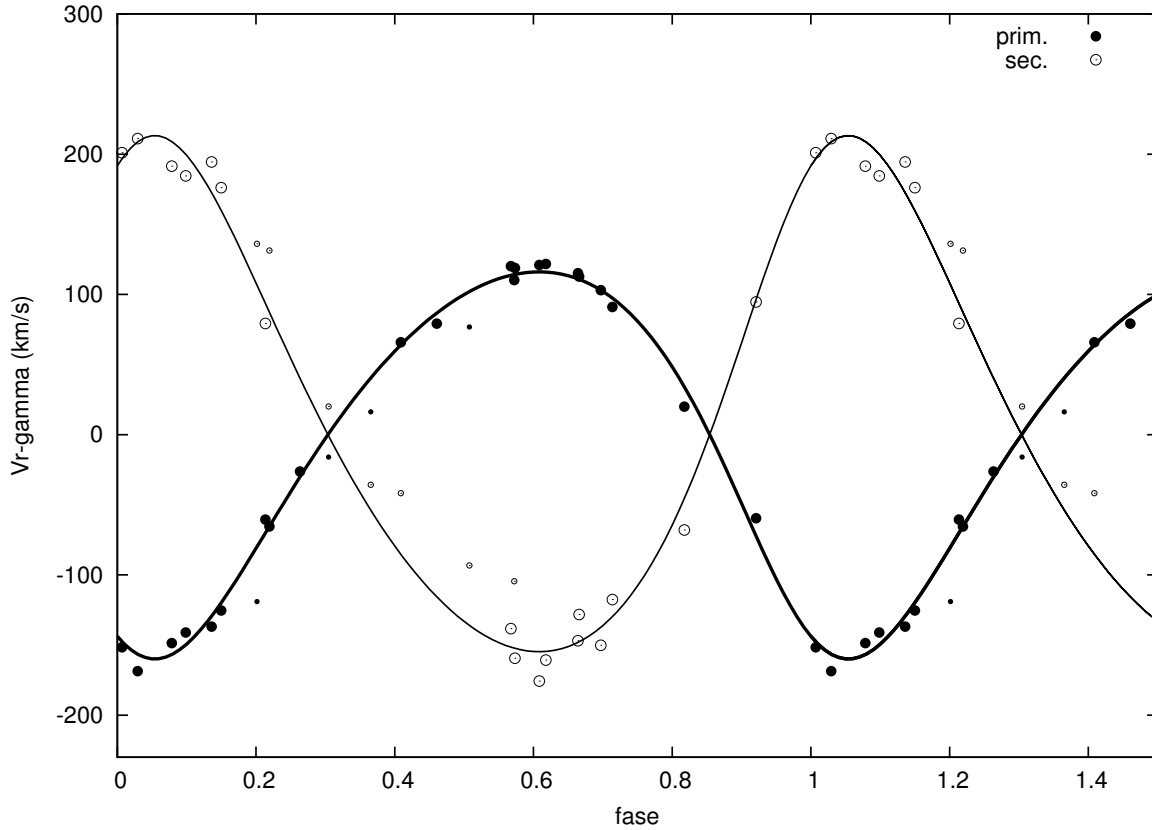


Figura 3.53: Curva de velocidad radial de HD 101131. Las líneas representan nuestra Solución orbital I. Se asignó menor peso en la solución a los puntos más pequeños.

en γ_1 , γ_2 , K_1 , K_2 —y consecuentemente en q —, y en ω . Estas discrepancias pueden deberse a varios factores. En primer lugar, es posible que haya influido la elección de las líneas para la medición de la VR. Como puede verse en la Fig. 3.53, nuestros datos presentan una dispersión mayor que otros sistemas con respecto a la solución ajustada, que se nota especialmente en las VRs de la secundaria. Esto podría estar afectando nuestra determinación de las K_2 . Sin embargo, si consideramos que a los tipos espectrales que proponemos correspondan las masas dadas por Martins et al. (2005), podemos estimar $q \sim 0.8$, o sea algo compatible con el valor de q que obtenemos.

En segundo lugar, debe considerarse que en el ajuste de Gies et al. se incorporaron mediciones de VRs de 6 espectrógrafos diferentes, realizadas con técnicas distintas y utilizando diferentes líneas espectrales. Aún si ellos asignaron un peso más bajo a los datos anteriores a 1995, de todos modos en el ajuste de la primaria usaron 43 datos de esas épocas sobre un total de 75. Adicionalmente, debe notarse que al medir las VRs en los espectros de CASLEO, a los cuales dieron mayor peso, incluyeron las líneas de la serie de Balmer, cuyo ancho dificulta la separación de las componentes. A esto se agrega que los espectros de MSO que obtuvieron tienen un rango espectral más pequeño y por tanto tienen menos líneas para medir. Por último, conviene mencionar que el modo en que corrigieron la calibración en longitud de onda y realizaron

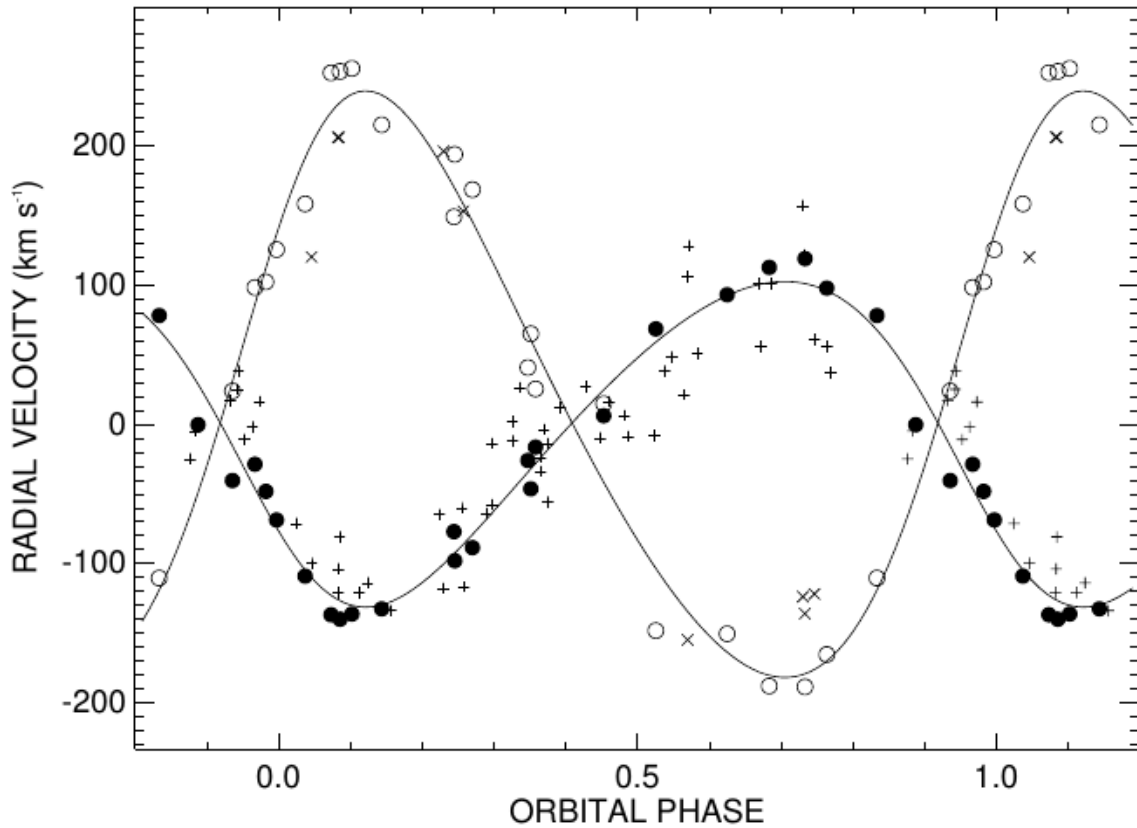


Figura 3.54: Solución orbital publicada por Gies et al. (2002, p. 960) para HD 101131. Círculos llenos: primaria, datos CASLEO y MSO; vacíos: secundaria, CASLEO y MSO; signos +: datos primaria de bajo peso; signos x: datos secundaria bajo peso.

las mediciones de VR, que incluye varios procedimientos de corrección sucesivos, puede haber introducido errores sistemáticos en sus medidas (Gies et al., 2002, p. 958).

En definitiva, el hecho que $\sigma_{(O-C)}$ del ajuste de Gies et al. sea más del doble que el nuestro (ver Fig. 3.54) podría indicar una menor exactitud en los parámetros orbitales que obtienen. Tal vez esta sea la causa de las diferencias en las soluciones.

Por último, no se puede descartar la idea que realmente exista algún fenómeno en el sistema que ocasione fluctuaciones en las mediciones de VR.

En otro sentido, un detalle de la Sol. I que conviene mencionar es la diferencia que se observa entre γ_1 y γ_2 . Como ya se ha dicho antes, estas diferencias son un fenómeno común en las estrellas masivas (véase Sec. 3.1.8), aunque no tanto cuando ambas componentes se encuentran en secuencia principal. En este caso, sin embargo, la presencia de las emisiones mencionadas del N III podría indicar que la estrella primaria tiene un viento importante, lo cual explicaría la diferencia en las velocidades sistémicas.

En vista de las dificultades analizadas, para tener una estimación inicial de $\dot{\omega}$ las medidas de VR recopiladas por Gies et al. fueron analizadas cuidadosamente y separadas en tres sub-

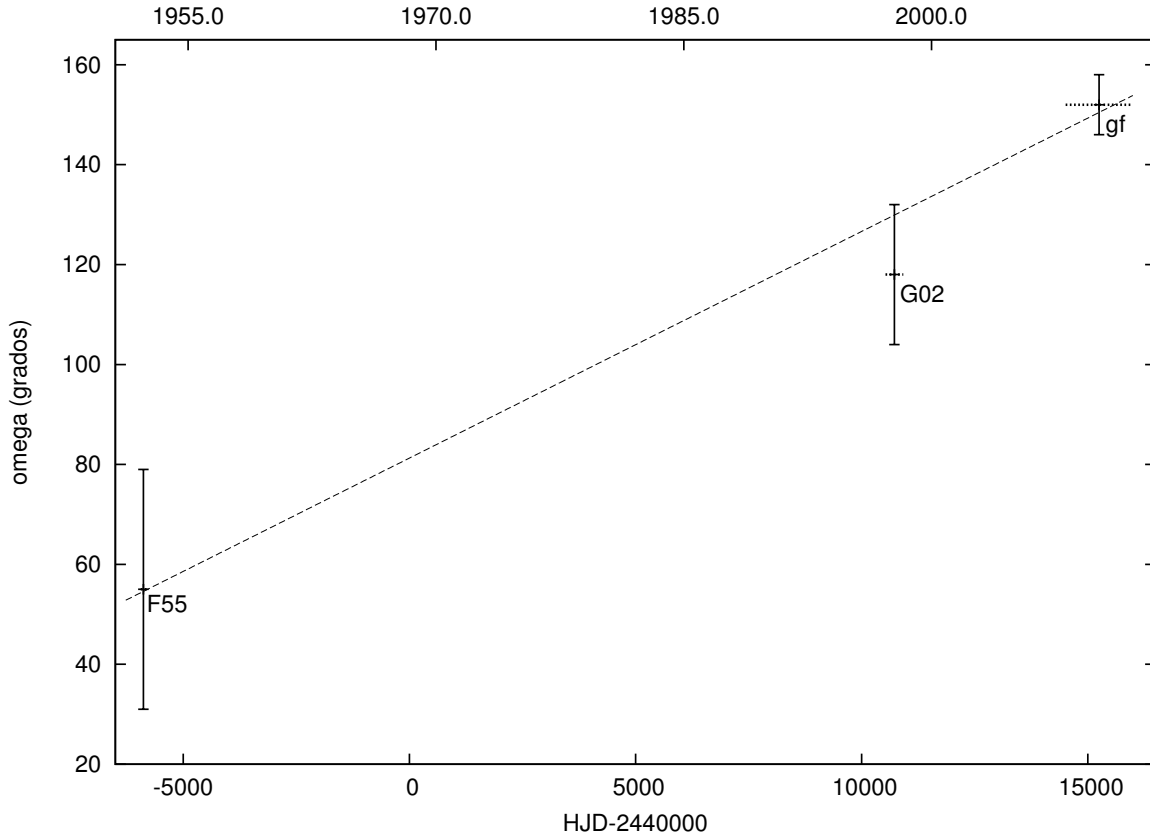


Figura 3.55: Variación temporal de ω en HD 101131. F55: ajuste a datos de Feast et al. (1955); G02: Gies et al. (2002). gf: esta tesis. Líneas horizontales: intervalo temporal entre el primero y el último dato de cada subconjunto. Línea de trazos: ajuste lineal.

conjuntos: (a) las medidas publicadas por Feast et al. (1955); (b) las realizadas sobre espectros tomados por Gies et al. en CASLEO en 1997 y en Mount Stromlo Observatory (MSO) en 1998; y (c) todo el resto de las medidas. Se ajustaron soluciones orbitales, manteniendo P y e fijos, solamente a los subconjuntos (a) y (b), puesto que el (c) está formado por datos aislados en el tiempo. Se encontró una variación notable en la longitud de periastró entre esas soluciones y la nuestra (ver Fig. 3.51). Un primer ajuste lineal a esos valores de ω arrojó una velocidad del mov. apsidal $\dot{\omega} = 0.0045 \pm 0.0010$ grados por día.

Partiendo de dicha estimación, se ajustó una solución orbital conjunta a todos esos datos usando FOTEL, asignando a cada subconjunto de datos un peso inversamente proporcional al cuadrado de su $(O - C)$. De ese modo se obtuvo la Solución II (Tabla 3.13) la cual nos da un movimiento apsidal con velocidad

$$\dot{\omega} = 0.0040 \pm 0.0012 \text{ grados por día.}$$

Nótese en dicha solución que K_1 , K_2 y q convergen a valores intermedios entre los de la Sol. I y los de Gies et al. (2002), tal como cabría esperar. Las velocidades sistémicas γ_1 y γ_2 difieren de

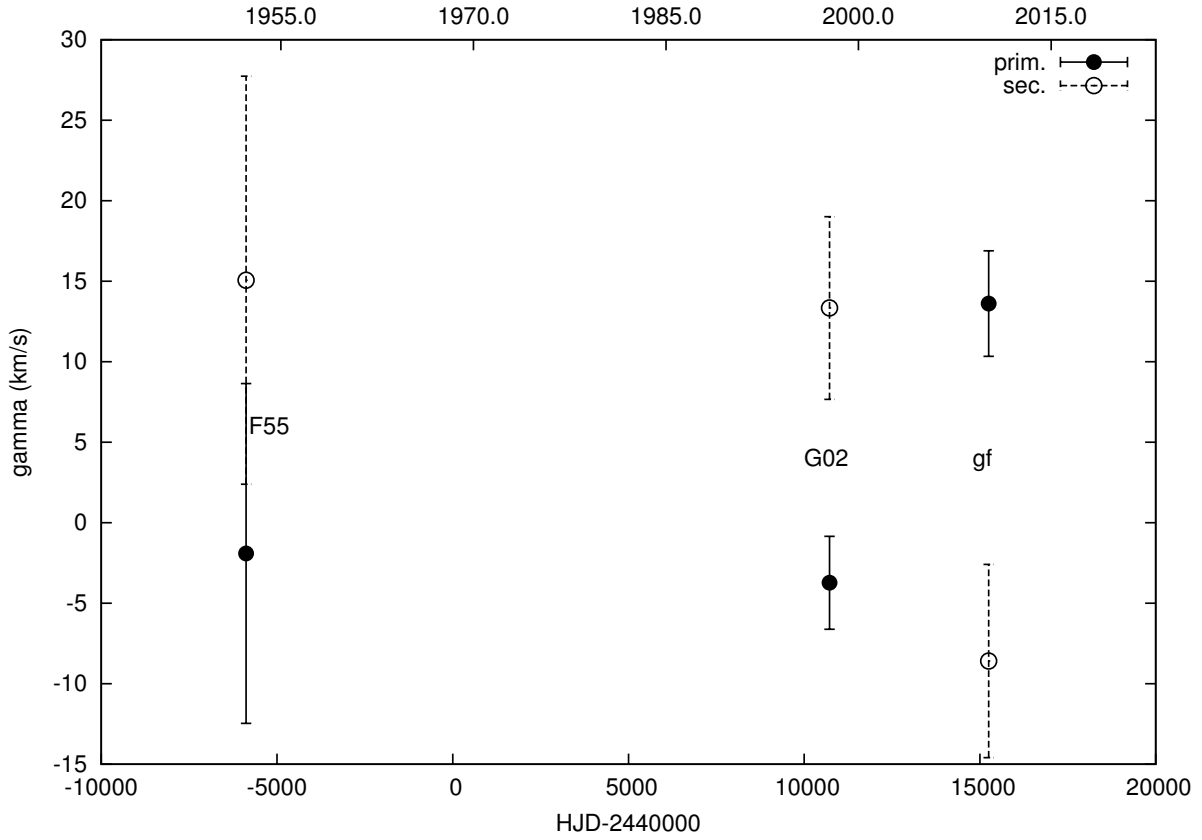


Figura 3.56: Velocidades sistémicas en HD 101131 obtenidas de ajustes con P y e fijos en los valores de la Sol. I. Círculos llenos: primaria; vacíos: secundaria. Etiquetas como en la Fig. 3.55.

un subconjunto a otro (ver Fig. 3.56). Sin embargo, considerando la discusión anterior, parece apresurado en este caso hablar de un tercer cuerpo.

La edad del sistema según Gies et al. es ~ 2 Ma. Pero según Baume et al. (2014) la edad del cúmulo IC 2944 sería ~ 3 Ma, aunque analizando las isócronas en sus diagramas Color-Magnitud (su Fig. 6, panel izq.) parecería que la edad de las estrellas tempranas del cúmulo debe ser menor que 3 Ma.

Los cálculos teóricos de la evolución de $\dot{\omega}$ en este sistema indican que, para esa edad, debería ser $\Omega_{apse}/\Omega_{orbit} < 0.3 \times 10^{-4}$ (ver Fig. 3.57) y por tanto $\dot{\omega} < 0.0022$ grados/día. Es decir que la velocidad del mov. apsidal determinada observacionalmente es más del doble de la calculada teóricamente. Esta discrepancia podría deberse a varios motivos, entre los cuales no se puede excluir algún error en los cálculos. No obstante ello, en vista del buen acuerdo entre cálculos y observaciones obtenido en otros sistemas, nos inclinamos a pensar que en este caso los datos disponibles en la literatura no permiten en realidad obtener un valor de referencia firme para la longitud del periastró en épocas anteriores a la actual. Por lo tanto, estimamos que el $\dot{\omega}$ obtenido observacionalmente todavía no es suficientemente confiable.

Pensamos que este sería un sistema candidato a ser observado nuevamente dentro de algunos años, de una forma similar a lo que se hizo en este trabajo, para poder cuantificar la variación

en la longitud del periastro. Si la velocidad del mov. apsidal observada fuera correcta, un cambio en $\omega \sim 12$ grados – correspondiente a 2 veces el error estimado en la medición actual – se podría detectar en unos 8 años, es decir si la próxima órbita se obtuviera alrededor del año 2018.

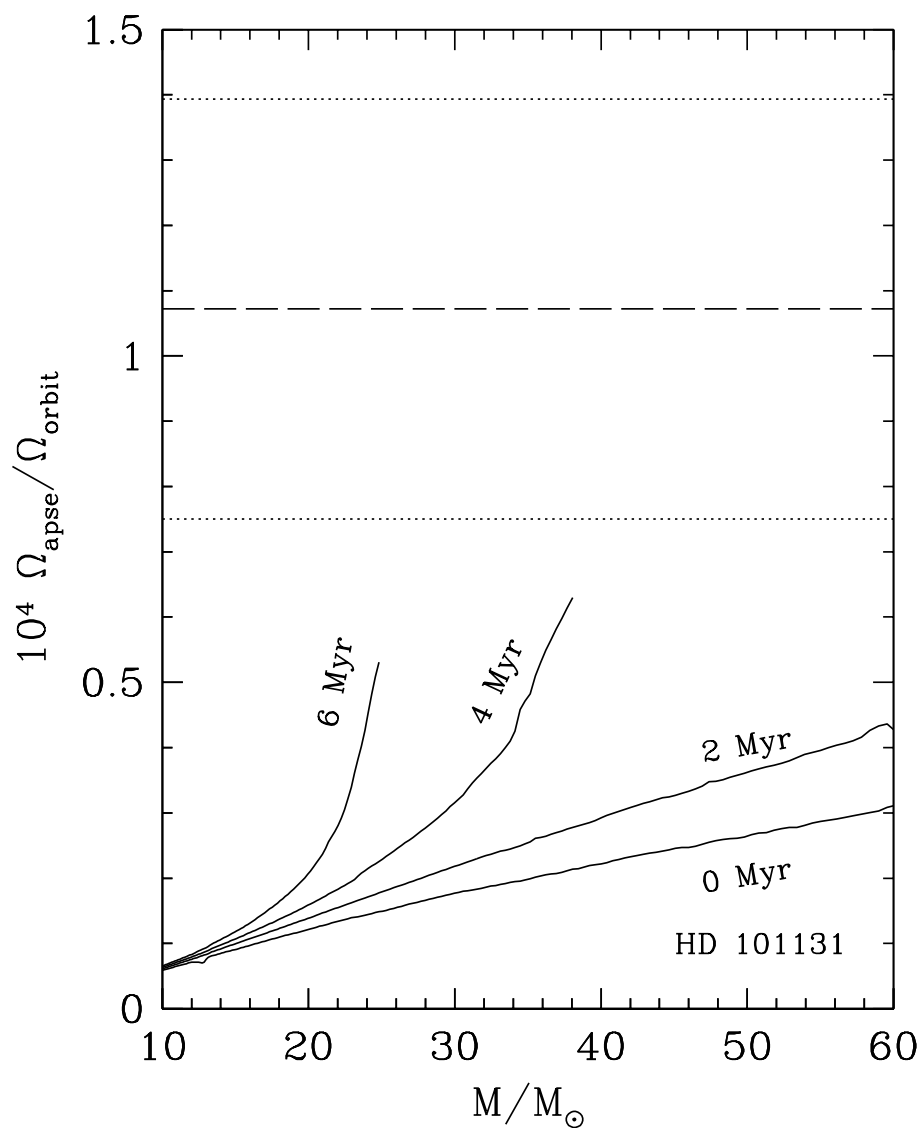


Figura 3.57: Velocidad del mov. apsidal calculado en función de M_1 para HD 101131 para diferentes edades del sistema (líneas continuas); valor de $\dot{\omega}$ observado (línea de trazos largos) $\pm 1\sigma$ (trazos cortos).

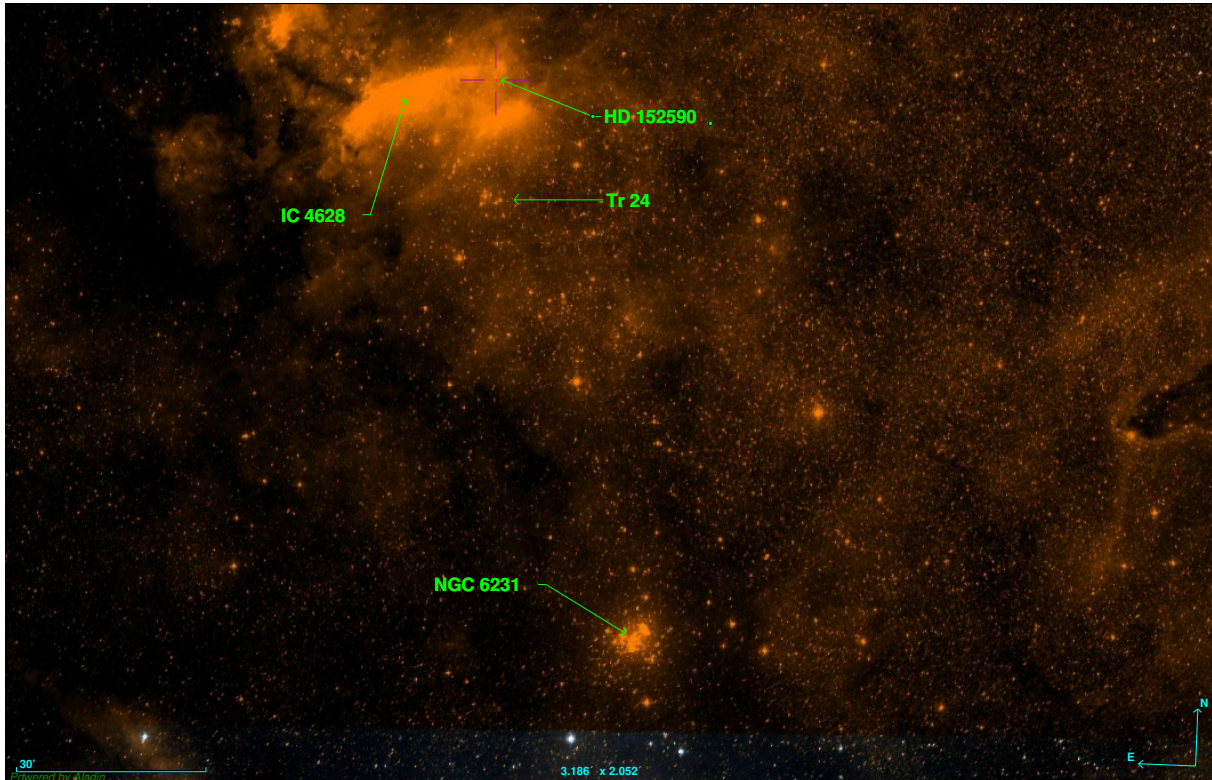


Figura 3.58: Ubicación de HD 152590 con respecto a los cúmulos abiertos NGC 6231 y Tr 24. Imagen del mosaico DSS de Aladin.

3.2.5. HD 152590

HD 152590 (V1297 Sco, $V = 8.444$) es una binaria espectroscópica eclipsante perteneciente a la asociación Sco OB1. Está ubicada unos 90' al Norte del cúmulo abierto NGC 6231, pero aparentemente forma parte del cúmulo abierto Tr 24 (Heske & Wendker, 1984; Perry et al., 1991). Se encuentra además cerca del extremo occidental de la región HII IC 4628 (véase Fig. 3.58).

La binariedad de este sistema fue descubierta por Giesecking (1982), quien obtuvo varios espectros del sistema en ESO utilizando un prisma objetivo. A partir de ellos midió VRs y calculó una solución orbital SB1 con período $P \approx 4.487$ días y excentricidad $e \approx 0.35$.

Otero & Claus (2004) fueron los primeros que trazaron su curva de luz con datos fotométricos de ASAS. La clasificaron como binaria eclipsante tipo Algol y refinaron su período hallando $P \approx 4.48886$ días.

No encontramos en la literatura soluciones orbitales posteriores a la de Giesecking. Solamente hallamos algunas mediciones de VR aisladas en diferentes relevamientos y estudios del medio interestelar.

Para esta tesis utilizamos 33 espectros. De ellos, 21 los obtuvimos especialmente para este trabajo entre mayo de 2009 y agosto de 2013, mientras que los restantes habían sido recolectados para el *OWN Survey* entre mayo de 2006 y julio de 2007. Del total, 10 espectros se obtuvieron en

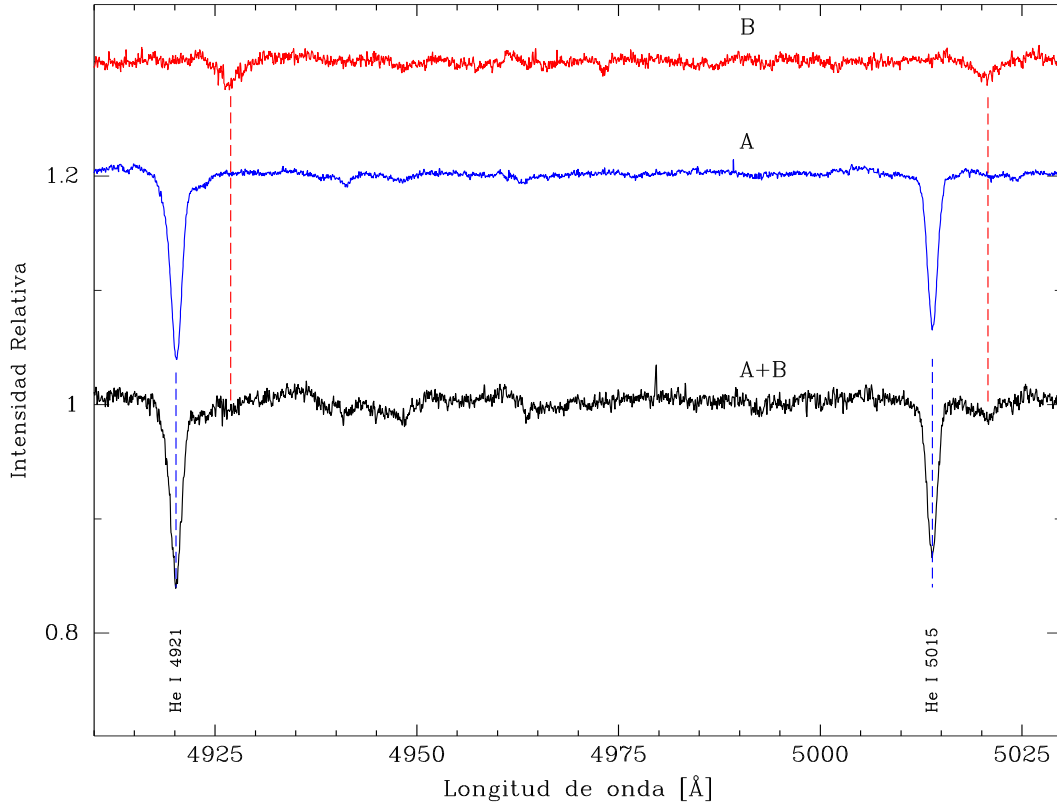


Figura 3.59: Espectros separados de HD 152590 A y B, y espectro compuesto A+B, tomado en LCO el 22 de mayo de 2006. Se indican dos líneas identificadas de la secundaria (He I $\lambda\lambda$ 4921 y 5015). Las plantillas A y B están desplazadas en x , de acuerdo a las VRs de las componentes en A+B, y en y para facilitar la visualización. Además se duplicó la intensidad de B.

LCO (9 en el telescopio DuPont y 1 con el instrumento MIKE en el telescopio Clay - Magellan II - de 6.5 m), 7 con FEROS y 16 en CASLEO.

Realizamos el procedimiento de *disentangling* de la manera habitual. Pudimos distinguir la componente secundaria en la mayoría de los espectros, aunque sus líneas son relativamente débiles (ver Fig. 3.59), lo cual no se había observado antes. Para medir las VRs utilizamos todas las líneas que pudimos distinguir claramente. Esto es, para la componente primaria: He I $\lambda\lambda$ 3819, 4009, 4387, 4471, 4713, 4921, 5015, 5047 y 5875; He II $\lambda\lambda$ 4200, 4542, 4686 y 5411; C III λ 5696, C IV λ 5801 y 5811, Mg II λ 4481, N III λ 4379, O III λ 5592, Si IV λ 4088 y 4116; y para la secundaria: He I $\lambda\lambda$ 4387, 4921, 5015 y 5875. Las VRs obtenidas pueden verse en la Tabla A.13 y los espectros separados en la Fig. 3.59.

En base a estos espectros clasificamos las componentes primaria y secundaria como **O7.5V** y **B3V:**, respectivamente. La clasificación de la primaria concuerda con la de Sota et al. (2014) (no identifican la secundaria).

Ajustamos una solución orbital a las VRs medidas. Considerando la baja intensidad de

Tabla 3.14: Soluciones orbitales para HD 152590.

Elemento	Solución I		Solución II		Sol. Giesecking (1982)	
P (días)			4.48901	\pm 0.00006		
$\dot{\omega}$ (grados/día)			0.0014	\pm 0.0012		
P_{sid} (días)	4.48886	\pm 0.00003	4.48893	\pm 0.00006	4.4870	\pm 0.0003
e	0.209	\pm 0.006	0.21	\pm 0.01	0.35	\pm 0.05
ω ($^{\circ}$)	105	\pm 2	101	\pm 4	78	\pm 10
T_0 (HJD-2400000)	53867.96	\pm 0.02	53867.89	\pm 0.05	43404.11	\pm 0.1
TV_{max} (HJD-2400000)	53866.95	\pm 0.02	53866.93	\pm 0.05		
γ_1 (km s $^{-1}$)	-12.2	\pm 0.3	-12.1	\pm 0.8	-13.7	\pm 2.8
γ_2 (km s $^{-1}$)	-3	\pm 5	-2	\pm 5		
K_1 (km s $^{-1}$)	79.4	\pm 0.5	75	\pm 1	73.2	\pm 3.8
K_2 (km s $^{-1}$)	305	\pm 7	306	\pm 9		
$a_1 \sin i$ (R_{\odot})	6.88	\pm 0.04	6.5	\pm 0.1	6.04	\pm 0.34
$a_2 \sin i$ (R_{\odot})	26.5	\pm 0.6	26.5	\pm 0.8		
$M_1 \sin^3 i$ (M_{\odot})	20	\pm 1	19	\pm 1		
$M_2 \sin^3 i$ (M_{\odot})	5.1	\pm 0.3	4.7	\pm 0.4		
$q(M_2/M_1)$	0.260	\pm 0.006	0.245	\pm 0.006		
$f_1(m)$ (M_{\odot})					0.150	\pm 0.025
$\sigma_{(O-C)}$ (km s $^{-1}$)	2.3		5.3		13.3	

las líneas de la secundaria y la dispersión de sus medidas de VR respecto a la curva ajustada, resolvimos dar un peso menor a los datos de la secundaria, inversamente proporcional al $(O-C)$ ($=\sigma$) total de los mismos. Además, le dimos un peso muy bajo (0.01) a las VRs individuales de la secundaria que se apartaban más de 2σ de la curva. De este modo se obtuvo la solución I de la Tabla 3.14 que se representa en la Fig. 3.60.

Comparando nuestra solución con los estudios anteriores, notamos que el período que encontramos, obtenido exclusivamente a partir de nuestros datos espectroscópicos, coincide exactamente con el que hallaron Otero & Claus fotométricamente, pero es un poco mayor que el de Giesecking (ver Tabla 3.14). Por otra parte, la semiamplitud de la curva de la primaria (K_1) que obtenemos concuerda con la reportada por Giesecking, pero la excentricidad es menor. Debe tenerse en cuenta sin embargo que Giesecking indica que la dispersión de sus datos alrededor de su curva es 13.3 km s^{-1} , mientras que la de nuestra solución es, para la primaria, 1.7 km s^{-1} es decir 8 veces menor. Otro detalle interesante de nuestra solución, es que el valor de q que obtenemos es el más bajo de la muestra.

De acuerdo a la metodología establecida, ajustamos una solución orbital a los datos de Giesecking con los valores de P y e de la Solución I. Encontramos así un ajuste similar al que obtuvo él. La longitud del periaastro calculada en nuestro ajuste, así como la que proviene de la Solución I se representan en la Fig. 3.61. Nótese allí que, debido a la gran incerteza en el valor de ω en los años '80, es difícil establecer cuál es el cambio en ω .

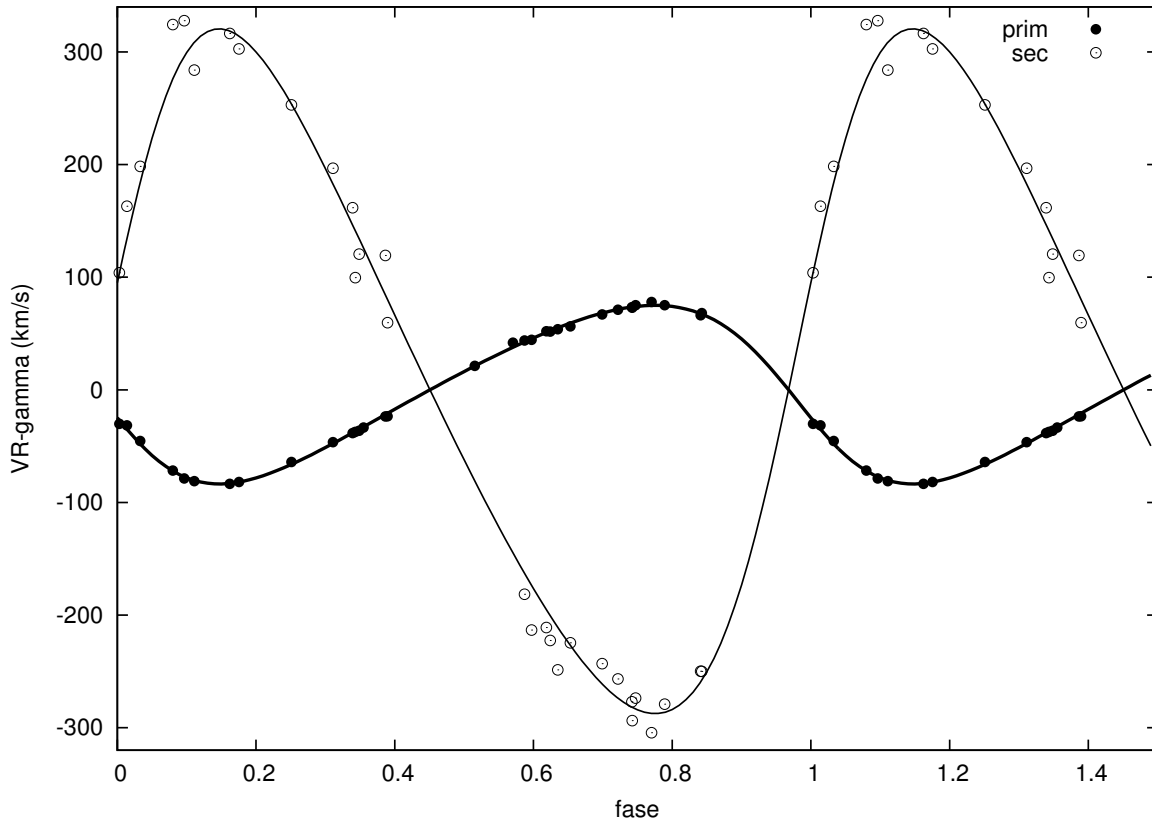


Figura 3.60: Curva de velocidad radial de HD 152590. Las líneas representan nuestra solución orbital.

Ajustamos luego con FOTEL una solución global a nuestros datos y los de Giesecking (Solución II de la Tabla 3.14), dando pesos diferentes a nuestros datos y a los suyos, inversamente proporcionales al cuadrado de sus respectivas dispersiones. De este modo obtuvimos

$$\dot{\omega} = 0.0014 \pm 0.0012 \text{ grados/día}$$

Dado que la incerteza en el ajuste de este parámetro es similar al mismo valor encontrado, intentamos verificar por otro camino si realmente existe movimiento apsidal en el sistema. Para ello representamos en un intervalo de fase los mismos datos fotométricos de ASAS empleados por Otero & Claus para trazar su curva de luz (ver Fig. 3.62). Notamos allí que si se separan esos datos en dos subconjuntos, anteriores y posteriores a una época arbitraria $T = 2453000$ (HJD), pareciera haber un cierto corrimiento en la fase de los mínimos. Consideramos que aún es prematuro afirmar si ese corrimiento es indicio de movimiento apsidal o de un cambio secular del período \dot{P} .

De todos modos, para completar el análisis, medimos también las velocidades de rotación de las componentes del sistema por el procedimiento habitual. Encontramos para la primaria $v_1 \sin i = 60 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$, lo cual es comparable con lo determinado por Penny (1996), quien midió $v \sin i = 66 \text{ km s}^{-1}$. Para la secundaria, las medidas sobre su espectro separado dan

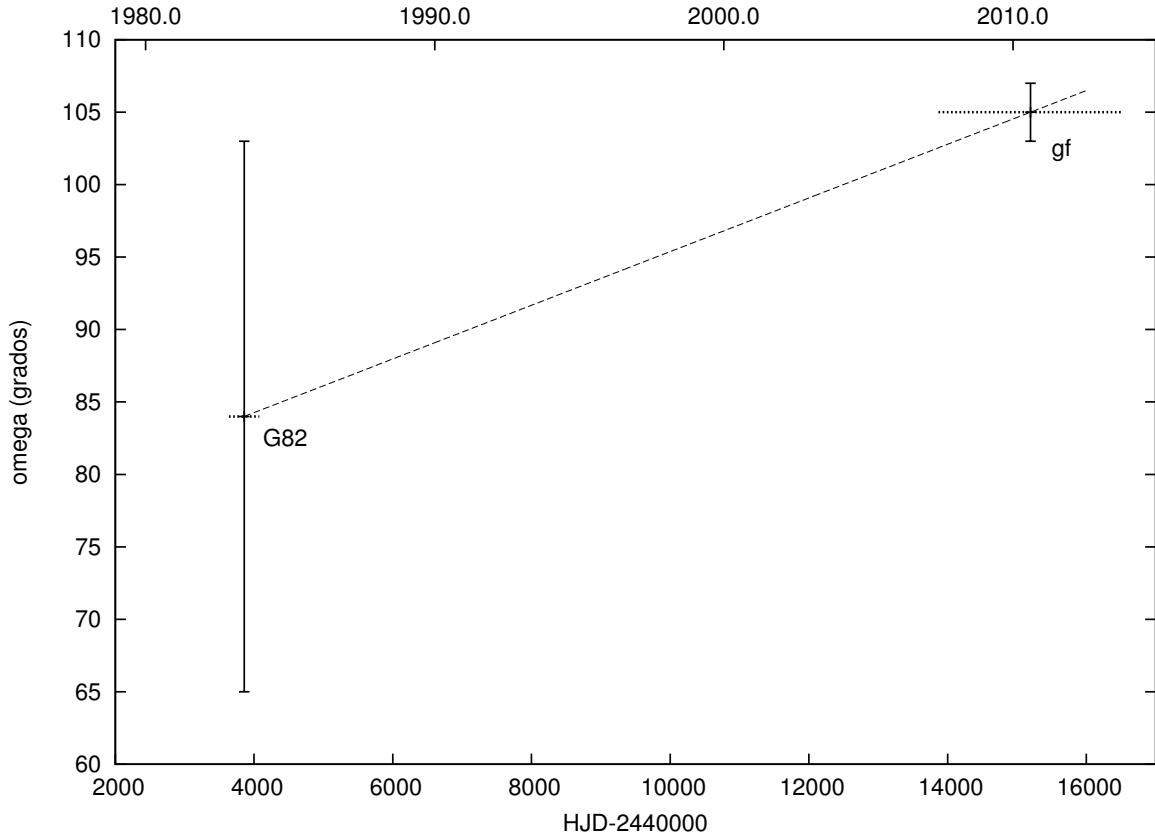


Figura 3.61: Variación temporal de ω en HD 152590. G82: nuestro ajuste a datos de Giesecking (1982). gf: esta tesis. Líneas horizontales: intervalo temporal entre el primero y el último dato de cada subconjunto. Línea de trazos: ajuste lineal.

valores muy diferentes en las dos líneas utilizadas, probablemente debido a su poca intensidad. Por tal motivo, realizamos las medidas sobre varios espectros tomados en máximos y mínimos de VR y obtuvimos en promedio $v_2 \sin i = 180 \pm 20 \text{ km s}^{-1}$. Conviene notar, que la diferencia, en términos relativos, entre las velocidades de rotación de ambas componentes²⁷ es la mayor de toda la muestra.

La edad de HD 152590 resulta incierta. Si efectivamente perteneciera a Tr 24, la única determinación disponible (Heske & Wendker, 1984) indica una edad aproximada de 1 Ma, es decir que se trataría de un cúmulo sumamente joven.

Los cálculos teóricos del mov. apsidal de este sistema pueden verse en la Fig. 3.63. Si supusiéramos que la edad del sistema fuera efectivamente $\sim 1 \text{ Ma}$, y la $\dot{\omega}$ estimada aproximara la real, de esa Figura se desprende que la masa de la primaria debería ser $M_1 \sim 11 M_\odot$ (o a lo sumo, considerando el error en $\dot{\omega}$, $M_1 < 17 M_\odot$). Estos valores son poco probables, puesto que resultan menores que las masas mínimas dadas por la solución I.

Nuestra estimación de $\dot{\omega}$ resulta por tanto dudosa. Entendemos que solamente se podrá tener un valor atendible dentro de algunos años, cuando pueda ajustarse una nueva solución orbital,

²⁷Es decir $|v_1 - v_2|/\min(v_1, v_2)$

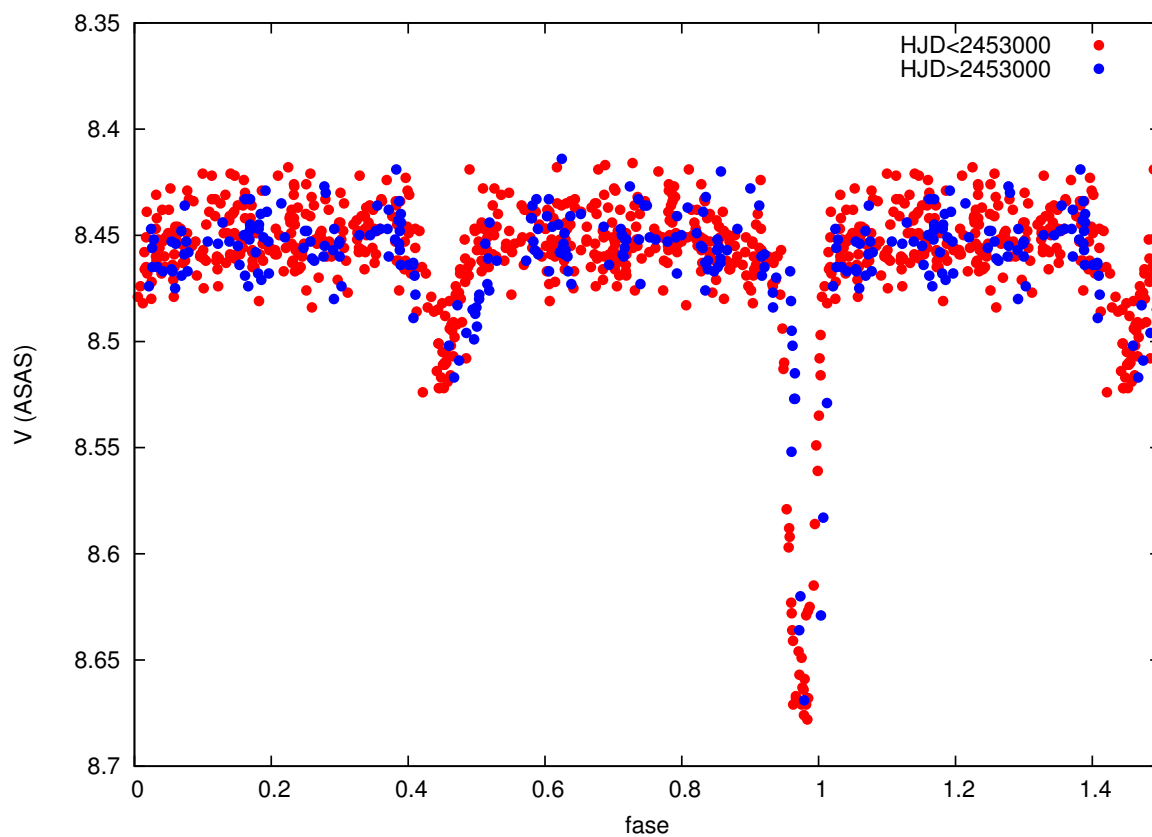


Figura 3.62: Curva de luz de HD 152590. Fotometría de ASAS-3, apertura 4. Fases calculadas con P y e de la Solución I. Puntos rojos: datos anteriores a HJD=2453000; azules: posteriores.

en base a mediciones de VR con precisión similar o mayor que las actuales.

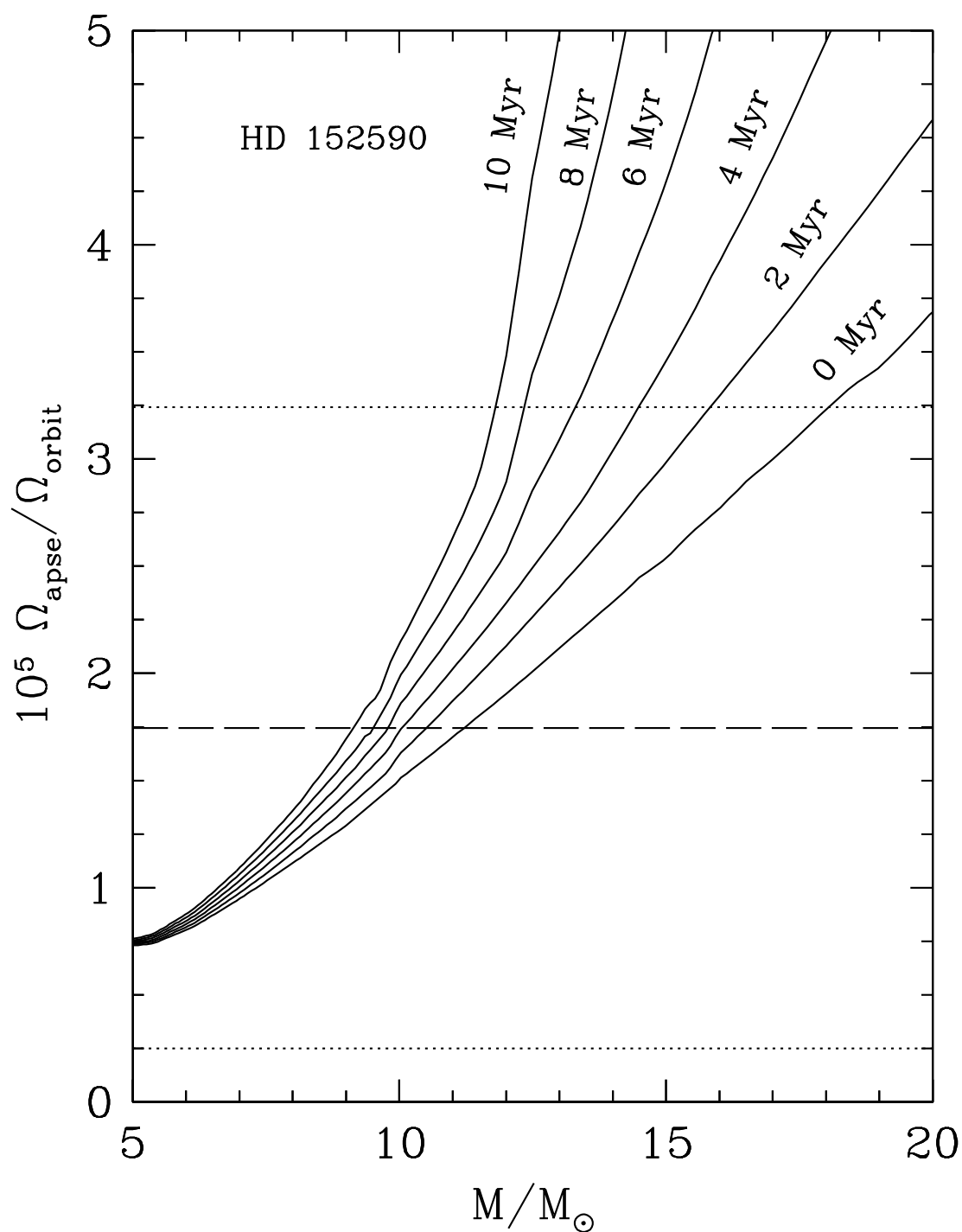


Figura 3.63: Velocidad del mov. apsidal en función de la masa de la componente primaria de HD 152590 para diferentes edades del sistema (líneas continuas) y valor de $\dot{\omega}$ observado (línea de trazos largos).

3.3. Otros sistemas

3.3.1. HD 152233

HD 152233 (CPD-41 7718, $V=6.59$) es una binaria espectroscópica perteneciente también al cúmulo abierto NGC 6231 (ver Fig. 3.11). Struve (1944) y Fullerton (1991) registraron variaciones del orden de 20 km s^{-1} en su VR, pero fueron García & Mermilliod (2001) quienes establecieron que se trata de una binaria. En dicho trabajo, analizando sus propias observaciones, unidas a las mediciones anteriores, García & Mermilliod ajustaron la primera órbita SB1 y determinaron un período preliminar de 4.15 días y una excentricidad alta $e \approx 0.57$.

Esta binaria fue observada también varias veces para el relevamiento *OWN Survey*. El análisis preliminar de su VR por parte de los miembros de dicho proyecto mostró que los datos parecían no ajustarse a la órbita calculada por García & Mermilliod.

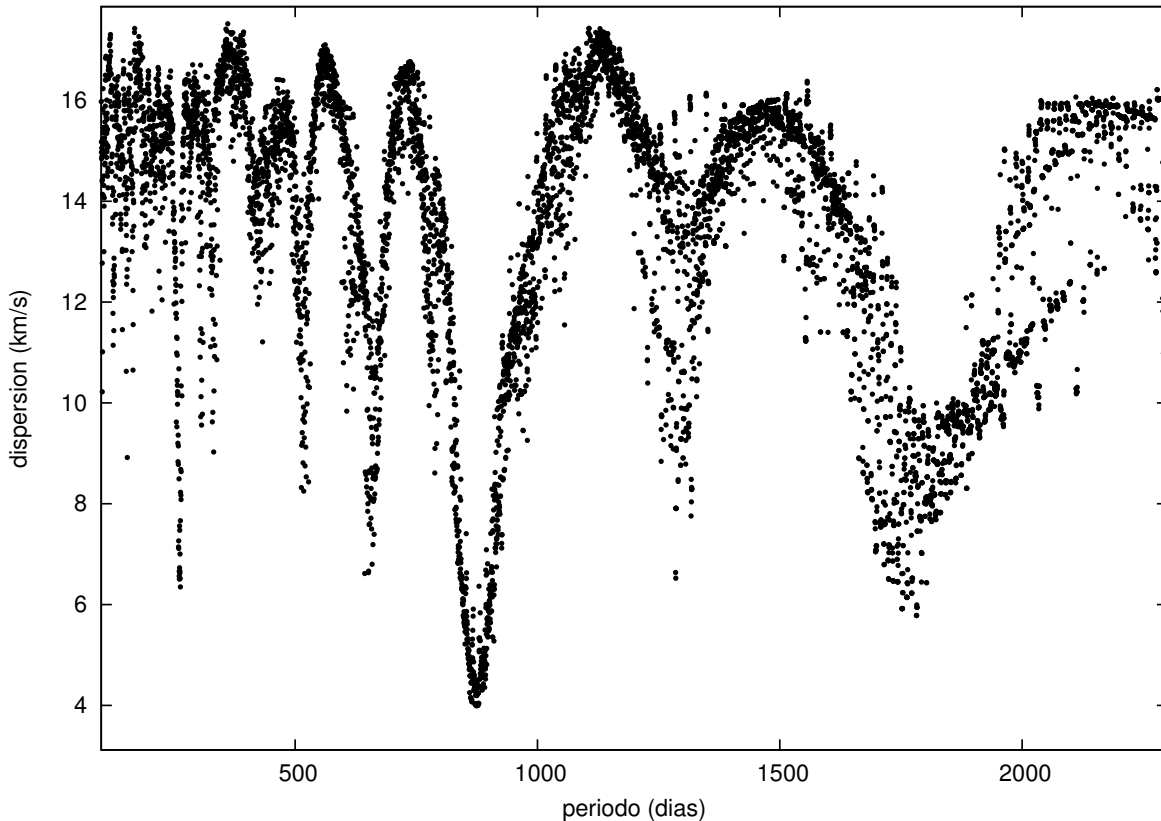


Figura 3.64: Análisis de periodicidad de HD 152233 con el código `marmuz`. El mínimo alrededor de 900 días indica el valor más probable del período.

Obtuvimos para esta tesis 16 espectros de esta binaria (uno con FEROS y el resto desde CASLEO). A los efectos de dilucidar las discrepancias detectadas, se intentó en primer lugar verificar el período. Para eso medimos en dichos espectros, usando la tarea `splot` de IRAF, VRs aproximadas calculadas como el promedio de las VRs medidas con las líneas He I $\lambda 5875$ y He II $\lambda 4542$ (ver Tabla A.14). Rápidamente se notó que nuestros datos también se apartaban de la

Tabla 3.15: Soluciones orbitales para HD 152233.

Elemento	Solución I	Sol. Sana et al. (2012)
P_{sid} (días)	876 \pm 5	868.61 \pm 3.2
e	0.46 \pm 0.05	0.58 \pm 0.03
ω ($^{\circ}$)	9 \pm 5	11.8 \pm 2.9
T_0 (HJD-2400000)	55412 \pm 11	56281.66 \pm 0.96
TV_{max} (HJD-2400000)	55405 \pm 11	
γ (km s $^{-1}$)	-19 \pm 1	-22.5 \pm 0.6
K_1 (km s $^{-1}$)	30 \pm 2	31.1 \pm 2.9
$a_1 \sin i$ (R_{\odot})	455 \pm 33	
$f_1(m)$ (M_{\odot})	1.7 \pm 0.4	
$\sigma_{(O-C)}$ (km s $^{-1}$)	4.0	4.6

solución obtenida por García & Mermilliod.

Las mismas líneas espectrales mencionadas habían sido medidas en 30 espectros del *OWN Survey* por el Dr. Gamen. Se analizaron por lo tanto conjuntamente con nuestras VRs. Para obtener un primer indicio del valor del período se utilizó el código *marmuz*, que implementa el algoritmo propuesto por Marraco & Muzzio (1980). Los resultados de ese análisis indicaron claramente que la binaria no tiene un período corto (o sea de pocos días). La salida de *marmuz* puede verse en la Fig. 3.64. El mínimo cercano a los 900 días que se observa en el mismo indica el período más probable. Analizando ese mínimo con mayor detalle se obtuvo $P \approx 876$ días.

Mientras realizábamos esta tesis, Sana et al. (2012) obtuvieron un conjunto de más de 40 espectros de este objeto utilizando FEROS, con los cuales midieron la VR de la primaria y ajustaron una órbita SB1 con un período $P \approx 869$ días y una excentricidad $e = 0.58$. En algunos espectros pudieron detectar las líneas de la secundaria, aunque no completamente separadas de las de la primaria.

Afinamos el valor de P analizando con FOTEL todos los datos disponibles, incluyendo los de Sana et al. Ajustamos primero solamente el período. Luego, dejando fijo P ajustamos separadamente los restantes parámetros orbitales. Por último, usando como estimaciones iniciales de cada parámetro los valores hallados, permitimos al código ajustar libremente todos los parámetros simultáneamente. Así obtuvimos la Solución I que mostramos en la Tabla 3.15 (ver Fig. 3.65). Dicha solución concuerda, dentro de los errores, con la de Sana et al. – excepto por una diferencia en la excentricidad –.

Considerando que las primeras medidas de VR que utilizamos corresponden a mayo de 1999 y las últimas a marzo de 2012, es decir un intervalo de ~ 4700 días, resulta que para un período ~ 900 días los datos utilizados cubren poco más de 5 revoluciones orbitales de la binaria. Es difícil que la posición del periastro de un sistema cambie apreciablemente en tan pocas revoluciones del mismo. Por tanto, aún si existiera mov. apsidal en esta binaria, lo cual sería de esperar dado que la primaria es muy masiva y la órbita muy excéntrica, sería raro que pudiera detectarse en

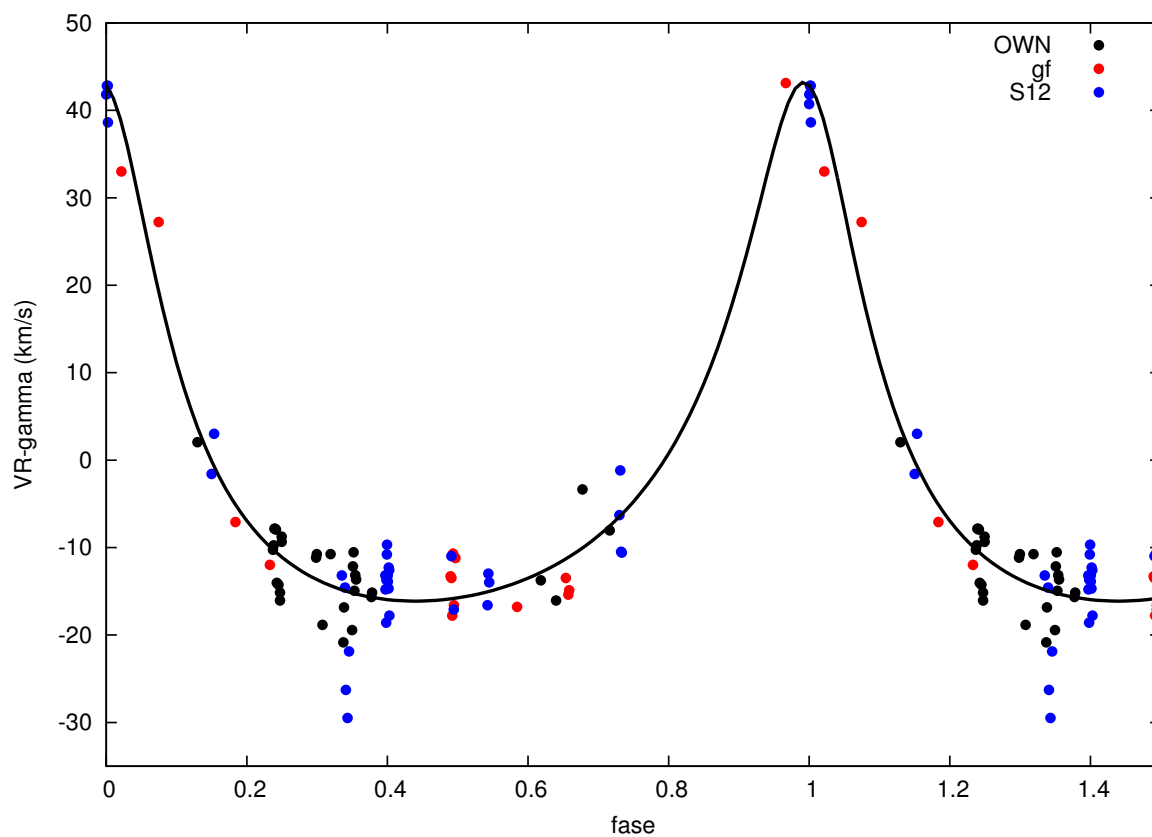


Figura 3.65: Curva de velocidad radial de HD 152233. Puntos negros: mediciones de VR preliminares de *OWN Survey*; rojos: esta tesis; azules: Sana et al. (2012). Línea: nuestra solución orbital.

un intervalo de tiempo tan corto.

En definitiva, resulta que con los datos disponibles para este sistema no se puede determinar si posee o no mov. apsidal. La solución orbital encontrada, así como la hallada por Sana et al. (2012), podrían considerarse solamente como un punto de partida para futuros análisis. Por ese motivo el estudio de esta binaria se concluyó en este punto.

3.3.2. CPD -41 7733

CPD -41 7733 (CD -41 11037, $V = 7.743$) es otra binaria espectroscópica del cúmulo abierto NGC 6231 (ver Fig. 3.11 p. 55). Struve (1944) midió una sola vez su VR, pero como obtuvo una velocidad muy diferente al promedio del cúmulo, la indicó como una “probable binaria”. Treinta años más tarde Hill et al. (1974) confirmó que se trataba de un sistema binario. Midiendo las VRs con las líneas H_δ , H_γ , He I $\lambda\lambda 4026$ y 4471 — y utilizando 4 medidas de VR obtenidas en 1968 por C. L. Perry, pero publicadas en Perry et al. (1990) — ellos determinaron la primera órbita SB1 del sistema. Obtuvieron un período ~ 5.6 días y una excentricidad $e = 0.04 \pm 0.03$.

Levato & Morrell (1983) obtuvieron 2 VRs más y, considerando también las VRs de Hill et al., ajustaron una nueva órbita SB1 con un período similar y una excentricidad $e = 0.14 \pm 0.015$. Esta es la excentricidad más alta obtenida para esta binaria, aunque debe considerarse que disponían de 19 datos solamente, y además temporalmente muy separados, por lo cual este valor debe ser considerado con precaución.

Stickland & Lloyd (2001) a partir de un espectro de IUE obtuvieron una VR más, que unieron a las de Levato & Morrell para calcular una nueva solución SB1. Propusieron así una pequeña corrección al período, pero obtuvieron una excentricidad más baja $e = 0.045 \pm 0.021$. No utilizaron las VRs de Perry et al. pues se apartaban demasiado de las otras.

Por último Sana et al. (2007) obtuvieron en ESO un conjunto de 30 espectros de alta resolución, en los cuales pudieron detectar la secundaria. Midieron VRs utilizando varias líneas de He I, He II $\lambda 4686$, O III $\lambda 5592$ y C III $\lambda 5696$. Con sus datos, más los de los autores anteriores, refinaron el período, ajustaron una nueva solución orbital y discutieron la excentricidad de la misma, concluyendo que el mejor ajuste lo lograba con una órbita circular. También calcularon la primera solución SB2, utilizando solamente sus propios datos.

Para esta tesis obtuvimos 23 espectros desde CASLEO, entre agosto de 2008 y febrero de 2012, a los cuales se aplicó el mismo procedimiento de *disentangling* que a los sistemas anteriores. La presencia de la secundaria era apenas visible en varias líneas de He I, pero no en todos los espectros. Considerando la variedad metodológica de los trabajos anteriores, resolvimos medir las VRs usando todas las líneas posibles de la primaria y aquellas en que mejor se distinguía la secundaria. Por eso utilizamos para la primaria las líneas de He I $\lambda\lambda 3819$, 4009 , 4387 , 4471 , 4713 , 4921 , 5015 , 5047 y 5875 ; He II $\lambda\lambda 4200$, 4542 , 4686 y 5411 ; Si IV $\lambda 4088$, Mg II $\lambda 4481$, O III $\lambda 5592$, C III $\lambda 5696$ y C IV $\lambda 5811$. Mientras que para la secundaria usamos He I $\lambda\lambda 3819$, 4387 , 4471 , 4921 , 5015 y 5875 .

Las VRs medidas pueden verse en la Tabla A.15 y los espectros separados en la Fig. 3.66. A partir de los mismos clasificamos la primaria como una **O9IV**. La clasificación de la secundaria es más dificultosa, dado el bajo nivel de su señal. La ausencia de líneas de He II indica que no es una estrella O, mientras que la aparición de Si II $\lambda 4130$ y C II $\lambda 4267$ — apenas visibles en algunos espectros en alta resolución — indica que podría tratarse de una B3. No se observan los efectos de luminosidad que caracterizan a las gigantes de estos tipos (ver Walborn & Fitzpatrick, 1990), por lo cual proponemos clasificarla como **B3V**:

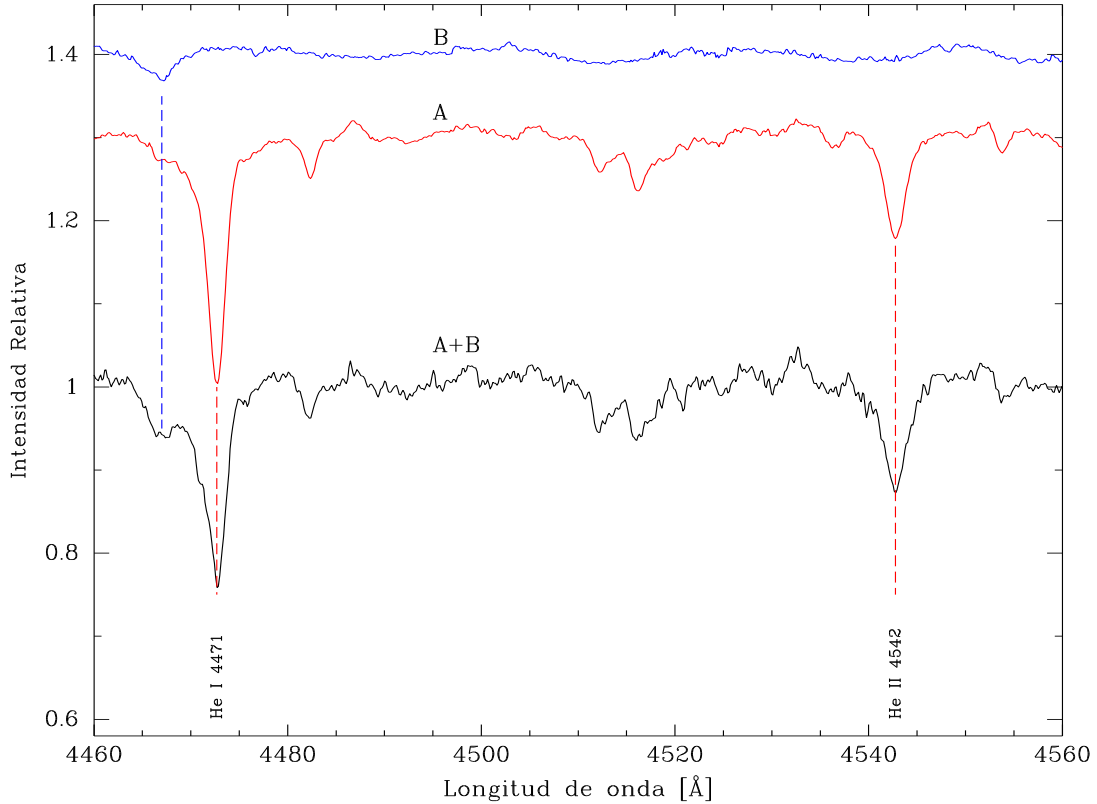


Figura 3.66: Espectros separados de CPD-41 7733 A y B, y espectro compuesto A+B, tomado en CASLEO el 5 de julio de 2010. Se indican las líneas de He I $\lambda 4471$ y He II $\lambda 4542$. Las plantillas A y B están desplazadas en x , de acuerdo a las VRs de las componentes en A+B, y en y para facilitar la visualización.

En vista de la discusión existente sobre si la órbita del sistema es o no excéntrica, y dado que la excentricidad es necesaria para la existencia de mov. apsidal, decidimos ajustar primero una solución orbital solamente a las VRs de la primaria. Obtuvimos así la Solución I de la Tabla 3.16, donde el código ajustó libremente una excentricidad $e = 0.003 \pm 0.005$. Luego fijamos $e = 0$ y dejamos libres los restantes parámetros, obteniendo la Solución II de la misma Tabla. Comparando estas dos soluciones, se observa que los valores de los restantes parámetros no cambian. En la Sol. I, se advierte una gran incerteza en el valor de ω , esto se debe a la baja excentricidad ajustada, que hace muy imprecisa la asignación de una posición al periastro.

Para determinar la significancia de la excentricidad obtenida en la Solución I, efectuamos el test propuesto por Lucy & Sweeney (1971, ec. 25 a 28) para órbitas SB1. Calculamos por tanto primero el valor de la relación

$$F = \frac{(N - M)}{2} \frac{(R_c - R_e)}{R_e} = 0.21$$

donde $N = 23$ es el número de datos de VR disponibles, $M = 6$ el número de parámetros ajustados (P, γ, e, T_0, K_1 y ω), R_e la suma de los residuos de la solución con $e = 0$ y R_e la de los residuos de la solución con $e > 0$. A partir de allí, con la ec. (27) del mismo trabajo, se tiene que si la órbita es circular, la probabilidad de que F haya podido exceder su valor esperado es

$$p = \left(1 + \frac{F}{\beta}\right)^{-\beta} = 0.82 = 82\%$$

dado que $\beta = (N - M)/2 = 8.5$. Por tanto, resulta que en este caso $p > 5\%$ y entonces, adoptando como Lucy & Sweeney un nivel de significancia del 5%, debemos considerar que la órbita es circular.

Tabla 3.16: Soluciones orbitales para CPD-41 7733.

Elemento	Solución I			Solución II			Solución III		
P_{sid} (días)	5.68138	\pm	0.00005	5.68139	\pm	0.00005	5.68139	\pm	0.00005
e	0.003	\pm	0.005	0	(fija)		0	(fija)	
ω (°)	224	\pm	75	224	(fija)*		224	(fija)*	
T_0 (HJD-2400000)	55283.980	\pm	0.004	55283.981	\pm	0.004	55283.982	\pm	0.004
TV_{max} (HJD-2400000)	55286.123	\pm	0.004	55286.127	\pm	0.004	55286.128	\pm	0.004
γ_1 (km s ⁻¹)	-21.0	\pm	0.3	-21.0	\pm	0.3	-21.0	\pm	0.3
γ_2 (km s ⁻¹)							-13	\pm	4
K_1 (km s ⁻¹)	93.1	\pm	0.4	93.0	\pm	0.4	93.0	\pm	0.4
K_2 (km s ⁻¹)							233	\pm	6
$a_1 \sin i$ (R_\odot)	10.45	\pm	0.04	10.44	\pm	0.04	10.44	\pm	0.05
$a_2 \sin i$ (R_\odot)							26.2	\pm	0.1
$M_1 \sin^3 i$ (M_\odot)							17.6	\pm	0.6
$M_2 \sin^3 i$ (M_\odot)							7.0	\pm	0.2
$q(M_2/M_1)$							0.40	\pm	0.01
$f_1(m)$ (M_\odot)	0.475	\pm	0.006	0.473	\pm	0.006			
$\sigma_{(O-C)}$ (km s ⁻¹)	1.4			1.4			1.9		

*: en las Sol. II y III habiendo ajustado una órbita circular no tiene sentido hablar de periastro. Para poder correr el código de ajuste fijamos ω en el valor obtenido en la Sol. I.

No tiene sentido entonces buscar mov. apsidal en este sistema. De todos modos, en vista de su posible utilidad para otros trabajos, ajustamos con FOTEL una solución SB2 a nuestros datos, que se reproduce en la Tabla 3.16 (Solución III) y se representa en la Fig 3.67. Allí puede verse que las medidas de VR de la secundaria presentan una gran dispersión respecto a la curva. Pensamos que eso puede deberse a la baja relación S/N de la secundaria. Por ese motivo en el ajuste le dimos pesos diferentes al subconjunto de datos de la primaria y al de la secundaria (tomamos pesos inversamente proporcionales al cuadrado de la dispersión σ de cada subconjunto). Además, le dimos un peso menor (0.1) a los datos individuales con $(O - C) > 2\sigma$.

Entendemos que no debe darse demasiada relevancia a la diferencia que se observa entre los

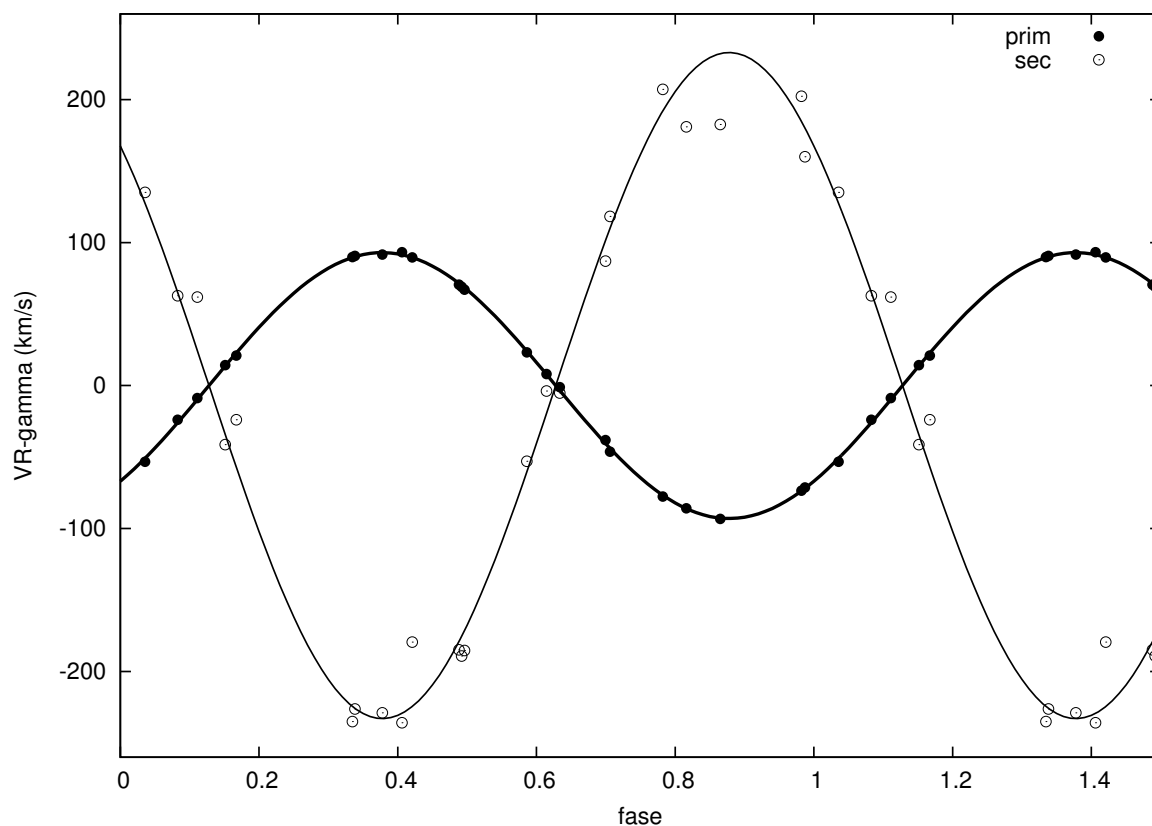


Figura 3.67: Curva de velocidad radial de CPD-41 7733. Las líneas representan nuestra solución orbital.

valores de γ_1 y γ_2 , habida cuenta de la dispersión en las medidas de VR de la secundaria.

Los parámetros orbitales de nuestra solución III concuerdan, dentro de sus errores, con los de Sana et al. (2007). La única diferencia parece estar justamente en γ_2 , para la cual ellos encuentran $-23.1 \pm 0.2 \text{ km s}^{-1}$ cuando calculan la solución usando solamente las líneas de He I. Las masas mínimas obtenidas son además consistentes con las masas calibradas por Martins et al. (2005) y Cox (2000) para esos tipos espectrales – $\sim 20 M_{\odot}$ para una O9IV y ~ 7.6 para una B3V –.

3.3.3. CPD -41 7742

CPD -41 7742 (V1034 Sco, $V = 8.228$) es una binaria espectroscópica eclipsante del cúmulo NGC 6231 que también ha sido intensamente estudiada. El primero en notar su binariedad fue Struve (1944), quien obtuvo dos medidas de VR a partir de las cuales la consideró una binaria de gran amplitud. Más tarde Hill et al. (1974) usando las líneas H_δ y H_γ para medir su VR, ajustaron una órbita SB1 con $P \sim 2.4$ días, $e = 0.07 \pm 0.04$ y $\omega = 58 \pm 48$ grados.

Levato & Morrell (1983) obtuvieron 4 medidas más de VR que utilizaron, junto con los datos de Hill et al., para ajustar una nueva órbita SB1 con un período similar, $e = 0.08 \pm 0.03$ y $\omega = 10 \pm 27$ grados. Algunos años más tarde, Perry et al. (1990) hicieron públicas 3 medidas aisladas de VR.

García & Mermilliod (2001) fueron los primeros que pudieron detectar, aunque muy débiles, las líneas de la secundaria y presentaron la primera órbita SB2, confirmando el período, pero obteniendo una excentricidad mucho mayor $e = 0.205 \pm 0.053$ y $\omega = 18 \pm 15$ grados.

Por otro lado, Garrison & Schild (1979) habían notado que el brillo del sistema es “probablemente variable”, mientras que Arentoft et al. (2001) observaron partes de dos mínimos diferentes de la curva de luz, pero no pudieron determinar los instantes de las fases centrales de los eclipses.

Sana et al. (2003) basados en 32 espectros de alta resolución obtenidos con varios espectrógrafos de ESO, midieron VRs usando diversas líneas de He I en el rango óptico y presentaron una nueva órbita SB2 del sistema. Refinaron el período, discutieron las soluciones orbitales de los autores anteriores, consideraron confirmado que posee una excentricidad pequeña $e = 0.027 \pm 0.006$, y calcularon $\omega = 149 \pm 10$ grados. Encontraron, además, variaciones en las líneas consistentes con las fases esperadas para los eclipses. Más tarde, Sana et al. (2005) presentaron datos fotométricos del sistema²⁸, que unieron a sus mediciones de VR para obtener una solución orbital completa. Confirmaron el pequeño valor de la excentricidad, encontraron $\omega = 33 \pm 8$ grados, clasificaron las componentes como O9V y B1-1.5V y calcularon masas absolutas $M_1 \sim 18$ y $M_2 \sim 10 M_\odot$.

En ese último trabajo Sana et al. discuten las posibles causas de los diferentes valores de ω que obtuvieron en sus publicaciones y consideran que pueden deberse a lo pequeño de la excentricidad, que obviamente hace difícil precisar la posición del periastro, aunque tampoco descartan que sean debidos al mov. apsidal.

Sin embargo, mientras tanto Sterken & Bouzid (2004) habían presentado la primera curva de luz de esta binaria, que utilizaba el período calculado por Sana et al. (2003), en la cual detectaron una “fuerte variabilidad de ciclo a ciclo y posiblemente un período variable”. Estudiando esta curva de luz Sana et al. (2005) notaron que la diferencia de fase entre los eclipses indicaría más bien una órbita circular.

Adicionalmente, pocos meses antes de la publicación del trabajo de Sana et al. (2005), Bouzid et al. (2005) publicaron independientemente fotometría *ubvy* muy precisa del sistema, que analizaron junto con los datos espectroscópicos de Sana et al. (2003). A partir de su curva

²⁸Obtenidos con dos filtros de banda angosta ($\Delta\lambda \sim 30\text{\AA}$) centrados en He II $\lambda 4686$ y He I $\lambda 6051$.

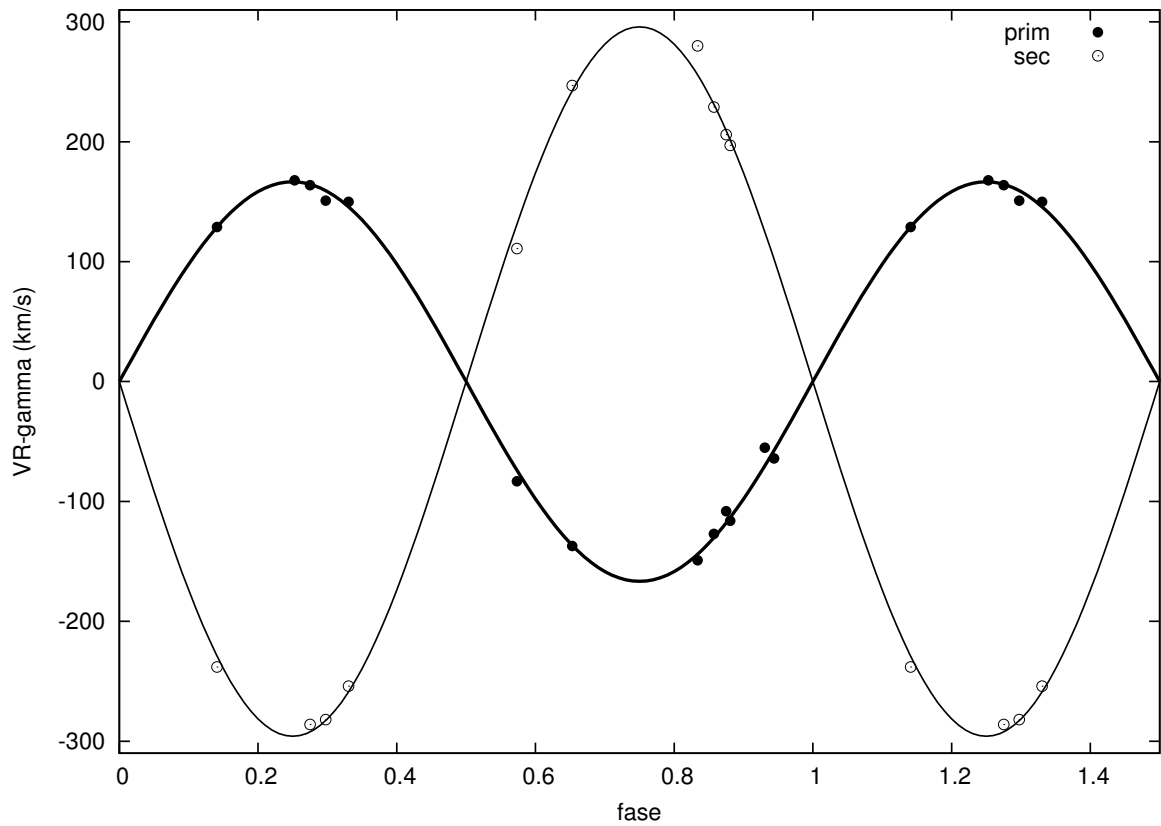


Figura 3.68: Curva de velocidad radial de CPD-41 7742. Las líneas representan nuestra solución orbital.

de luz Bouzid et al. concluyeron que la órbita es circular, y calcularon otra solución orbital encontrando un período muy similar al de Sana et al. y masas absolutas ligeramente inferiores (ver Tabla 3.17).

Análogamente a lo que hicimos en el caso de CPD-41 7733, observamos también este sistema con la finalidad de contribuir a esclarecer la cuestión de la excentricidad, y por ende verificar si las diferencias entre las longitudes del periastro reportadas podían estar indicando la existencia de mov. apsidal. Obtuvimos para ello 18 espectros entre abril de 2008 y mayo de 2009.

Con `splot` medimos las VRs usando las líneas de He I $\lambda\lambda 4009, 4026, 4387, 4471, 4921, 5015, 5048$ y 5875 . Ajustamos una órbita con `GBART` a esas medidas (ver Tabla A.16 y Fig. 3.68) y luego repetimos el ajuste con `FOTEL` para explorar con mayor detalle la posible excentricidad. Tomando como valores iniciales para el ajuste los parámetros obtenidos por Sana et al. (2003), calculamos primero solamente el período y obtuvimos un valor igual, dentro de los errores, al de dichos autores. Luego ajustamos solamente la excentricidad, que convergió a un valor prácticamente igual a 0 ($e \sim 10^{-12}$). Sin embargo, cuando permitimos al código `FOTEL` ajustar simultáneamente todos los parámetros, e tendió a valores del orden de ~ 0.03 , mientras que ω no convergía y el código calculaba errores muy altos para todos los parámetros ($\sim 10^8$).

Interpretamos esto como una inestabilidad numérica debida a que e es muy baja o igual a 0. Para verificarlo, trabajando solamente con las VRs de la primaria, fijamos $e = 0$ y $\omega = 270$

Tabla 3.17: Soluciones orbitales para CPD-41 7742.

Elemento	Solución I	Sol. Sana et al. (2005)*	Sol. Bouzid et al. (2005)**
P_{sid} (días)	2.44064 ± 0.00009	2.4407 ± 0.0005	2.440656 ± 0.000002
e	0 (fija)	0.027 ± 0.008 #	0 (fija)
ω (°)	270 (fija)	149 ± 17 #	
i (°)		77.35 ± 0.8	81.4 ± 0.1
T_0 (HJD-2400000)	54805.111 ± 0.006	52400.284 ± 0.113	51738.4651 ± 0.0034 †
TV_{max} (HJD-2400000)	54805.721 ± 0.006		
γ (km s ⁻¹)	-19 ± 4		0.36 ± 1.3 ‡
γ_1 (km s ⁻¹)		-15.3 ± 1.2	
γ_2 (km s ⁻¹)		-26.3 ± 2.4	
K_1 (km s ⁻¹)	166 ± 3	167.1 ± 1.4	167.1 ± 2.1
K_2 (km s ⁻¹)	296 ± 8	301.3 ± 3.0	299.9 ± 3.8
$a_1 \sin i$ (R_\odot)	8.0 ± 0.1	8.05 ± 0.07	
$a_2 \sin i$ (R_\odot)	14.3 ± 0.4	14.52 ± 0.14	
a (R_\odot)		23.18 ± 0.18	22.65 ± 0.21
$M_1 \sin^3 i$ (M_\odot)	16.0 ± 0.8	16.69 ± 0.4	
$M_2 \sin^3 i$ (M_\odot)	9.0 ± 0.5	9.25 ± 0.2	
$q(M_2/M_1)$	0.56 ± 0.01	0.555 ± 0.007	0.5572
M_1 (M_\odot)		17.97 ± 0.45	16.83 ± 0.48
M_2 (M_\odot)		9.96 ± 0.22	9.38 ± 0.27
$\sigma_{(O-C)}$ (km s ⁻¹)	8.8	4.8	

*: Parámetros extraídos de las tablas 1, 5 y 6 de ese trabajo, tomando los errores revisados por dichos autores. **: De las tablas 1, 2 y 3 de ese trabajo. #: Valores que obtienen en la sol. espectroscópica. De la curva de luz obtienen $e = 0.020 \pm 0.006$ y $\omega = (33 \pm 19)^\circ$. †: Momento de la conjunción. ‡: Calculada respecto a la vel. sistémica de Sana et al.

grados (para que la fase 0 coincidiera con el eclipse principal) y ajustamos los demás parámetros (P, T_0, K_1, γ). Después, manteniendo fijos estos parámetros en los valores obtenidos, dejamos libres simultáneamente e y ω . Observamos que el código encuentra varias soluciones diferentes según los valores iniciales de e y ω que se le den, pero en todas ellas el error ($O - C$) del ajuste se mantiene constante hasta la cuarta cifra decimal (5.9530 km s⁻¹). Consideramos esto una clara indicación de que la solución con mayor sentido astrofísico es la órbita circular.

Luego repetimos el procedimiento incluyendo también las VRs de la secundaria pero solamente para refinar el valor de γ y para encontrar q . Verificamos previamente que $\gamma_1 \approx \gamma_2$ dentro de sus errores.

En la Tabla 3.17 reportamos nuestra solución para la órbita circular (Sol. I) y la comparamos con las soluciones halladas por Sana et al. (2005) y Bouzid et al. (2005). Puede verse allí que el período y las semiamplitudes de la curva de VR que encontramos no difieren de los que obtienen dichos autores. Aparte de la cuestión de la excentricidad y la posición del periastro ya discutida, la única diferencia importante está en los valores de γ . Esto sin embargo podría deberse a un error sistemático que esos mismos autores discuten en su trabajo anterior (Sana et al., 2003,

p. 1068), en el cual encuentran que para las VRs medidas usando He I $\lambda 4471$ las velocidades sistémicas de ambas componentes son iguales ($\sim 24 \text{ km s}^{-1}$).

En vista de estos resultados, consideramos que nuestros datos no tienen la precisión suficiente para determinar si la órbita del sistema es circular, o posee una excentricidad extremadamente pequeña. Las variaciones de la longitud del periastro reportadas en la literatura no parecen deberse a un movimiento apsidal real.



Figura 3.69: HD 167263 en la asociación Sgr OB7. Imagen del mosaico DSS de Aladin.

3.3.4. HD 167263A

HD 167263A (16 Sgr, $V = 6.02$) es una binaria espectroscópica²⁹ considerada miembro de la asociación Sgr OB7 (Stickland & Lloyd, 2001). Las tres primeras observaciones que indican la variabilidad de su VR fueron realizadas en *Mount Wilson* en 1911 y 1912, pero se conocieron recién 1973, cuando Abt (1973) publicó las mediciones individuales en las que se había basado el *General Catalogue of Stellar Radial Velocities* (Wilson, 1953). En dicho catálogo HD 167263 había sido señalada como una binaria espectroscópica, lo cual fue “aparentemente confirmado” en las tres placas tomadas en el *Radcliffe Observatory* para el trabajo de Feast et al. (1955).

Garmany et al. (1980), en base a 9 medidas de VR, la consideraron una probable binaria y sugirieron un período de ~ 11 días. Stickland & Lloyd (2001) agregaron 2 nuevas mediciones realizadas sobre espectros del IUE, y las procesaron junto con todos los datos anteriores, pero no pudieron confirmar el período de 11 días. En cambio, encontraron varios posibles, entre los cuales el mejor parecía ser $P \approx 14.75$ días, con el cual ajustaron una órbita SB1 excéntrica de $e \approx 0.48$. Según nuestra búsqueda bibliográfica, desde entonces no se publicó ninguna otra solución orbital. Los sucesivos catálogos de binarias reportaron este último período.

Por otra parte, dos trabajos interferométricos (Mason et al., 1998, 2009) señalaron la presencia de una compañera separada por $\sim 0.06''$, con una diferencia de brillo estimada $\Delta m \sim 2.0$ mag, que propusieron denominar HD 167263Ab. Si la distancia al sistema fuera ~ 1.2 kpc, como estiman Garmany et al. (1980), la distancia lineal a esta compañera sería ~ 70 UA. Por este motivo, como veremos más adelante, la estrella Ab no puede ser la componente secundaria de la binaria espectroscópica. Por lo tanto, en realidad la binaria que nos interesa sería HD 167263Aa.

²⁹Lindroos (1985) reportó que HD 167263 es un par óptico (lo cual fue confirmado por Turner et al., 2008) cuya segunda componente (HD 167263B, A3V) se encuentra a $\sim 6''$ y podría estar vinculada físicamente con la primaria. En este contexto, nuestro estudio se refiere por tanto a la componente HD 167263A.

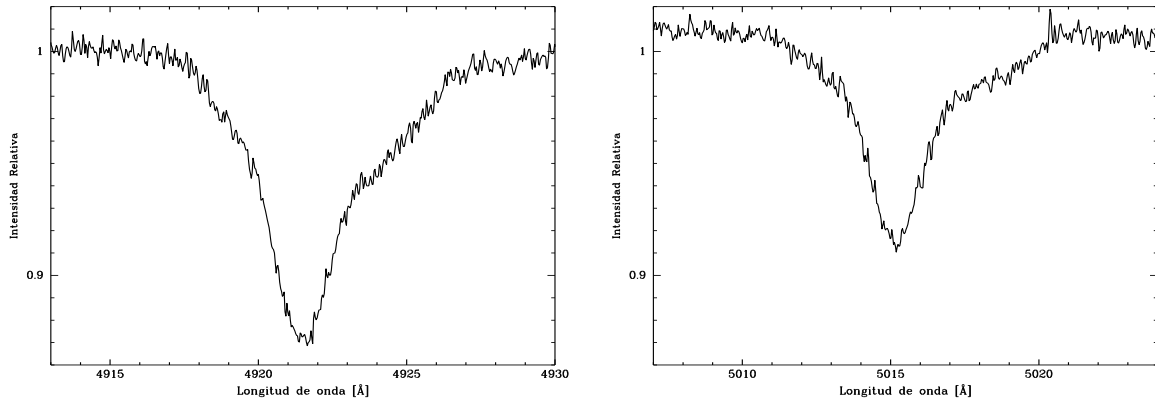


Figura 3.70: Líneas de He I $\lambda\lambda$ 4921 y 5015 del espectro de HD 167263A tomado con FEROS el 3 de mayo de 2009. Se observan ensanchamientos en las alas, más notorios hacia el rojo, que interpretamos como posibles líneas anchas de la secundaria, superpuestas con las de la primaria.

Para esta tesis dispusimos de 43 espectros obtenidos entre abril de 2008 y mayo de 2013. 34 se tomaron en CASLEO, 9 en turnos del Dr. Roberto Gamén para el *OWN Survey* y 25 en turnos otorgados para esta tesis. De los restantes, 2 se tomaron con FEROS y 7 en LCO (uno de ellos con MIKE en el telescopio Magellan II - Clay de 6.5 m y los restantes en el telescopio du Pont).

El primer hecho importante es que notamos en algunos espectros, en algunas líneas, como por ejemplo He I $\lambda\lambda$ 4921, 5015 y 5875 (ver Fig. 3.70), un claro apartamiento de las formas habituales. Se observan perfiles ensanchados en las alas, con fuertes asimetrías que cambian de posición respecto al núcleo de la línea. Este hecho no había sido mencionado en los trabajos anteriores. Consideramos que estos perfiles podrían deberse a la superposición de las líneas del espectro de la secundaria, si éstas fueran más anchas que las de la primaria.

Sin embargo, cuando intentamos ajustar perfiles gaussianos a esas líneas (tanto con la tarea `splot` como con `ngaussfit`) no obtuvimos soluciones satisfactorias. Es posible que los perfiles tengan formas muy diferentes de la gaussiana y/o que estén superpuestas las líneas de la compañera Ab. De hecho, en algún espectro pareciera obtenerse un ajuste muy bueno si se utilizan 3 gaussianas.

De todos modos, decidimos intentar obtener una solución orbital. Para ello, con la función `deblend` de la tarea `splot`, buscamos los mejores ajustes posibles con dos gaussianas a las líneas espectrales antes mencionadas, solamente en los espectros de LCO y FEROS donde la presencia de la secundaria parecía más clara. De allí derivamos medidas preliminares de las VRs de primaria y secundaria. Estas VRs y estos espectros se utilizaron como punto de partida para el procedimiento de *disentangling*.

Calculamos *templates* de las componentes a partir de dichos espectros y luego, medimos con ellos las VRs de la primaria en todos los espectros usando las líneas de He I $\lambda\lambda$ 3819, 4009, 4026, 4387, 4471, 4713, 4921, 5015 y 5875; He II $\lambda\lambda$ 4200, 4542, 4686 y 5411; C III λ 4069, Si IV λ 4088 y O III λ 5592. Las VRs que asignamos a la secundaria, en cambio, se midieron usando solamente

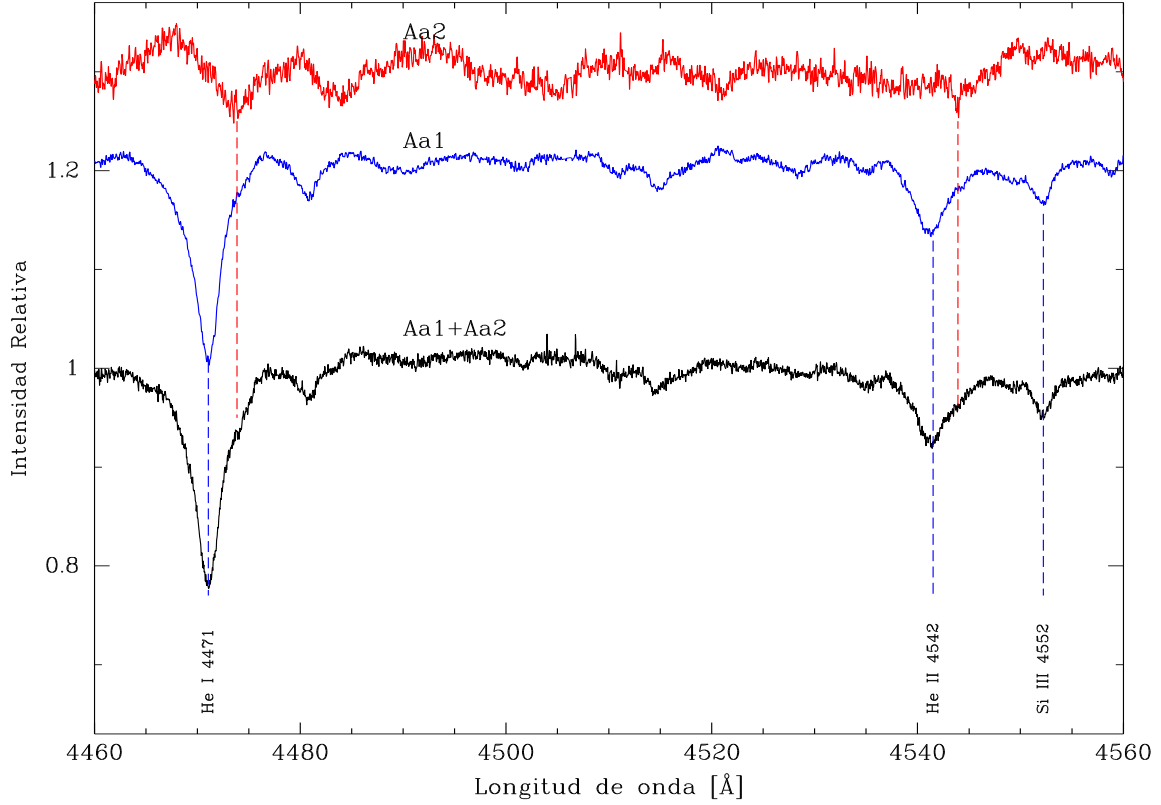


Figura 3.71: Espectros separados de HD 167263 Aa1 y 2, y espectro compuesto 1+2, tomado con FEROS el 29 de mayo de 2009. Se indican algunas de las líneas utilizadas para la clasificación espectral (He I λ 4471, He II λ 4542 y Si III λ 4552). Las plantillas 1 y 2 están desplazadas en x , de acuerdo a las VRs de las componentes en 1+2, y en y para facilitar la visualización. La intensidad de la plantilla 2 fue triplicada.

las líneas de He I $\lambda\lambda$ 4471, 4713, 4921, 5015 y 5875.

Así se separaron los espectros de las componentes (ver Fig. 3.71) que provisoriamente denominamos HD 167263Aa1 y Aa2 siguiendo el método del *Washington Multiplicity Catalog* (WMC, Hartkopf & Mason, 2004). En base a estos espectros clasificamos la primaria Aa1 como **O9.5III**. La clasificación de la secundaria, Aa2, es más difícil puesto que su señal es muy débil. Pareciera tratarse de una O9 gigante, o casi, con líneas ensanchadas por una alta velocidad de rotación, como se verá más adelante. Por estos motivos proponemos clasificarla como **O9III-IV(n)**: Nótese que, si la clasificación fuera correcta, estaríamos ante un sistema cuya componente “secundaria”, con un espectro menos intenso, podría llegar a ser tan masiva como la primaria, o aún más.

Las VRs medidas en todos los espectros observados, usando las líneas anteriormente indicadas, se detallan en la Tabla A.17. En varios espectros no fue posible medir la VR de la secundaria porque su señal era muy débil y el código no convergía. Cuando se analizaron estas medidas se notó inmediatamente que su periodicidad no correspondía a lo calculado por Garmany et al.

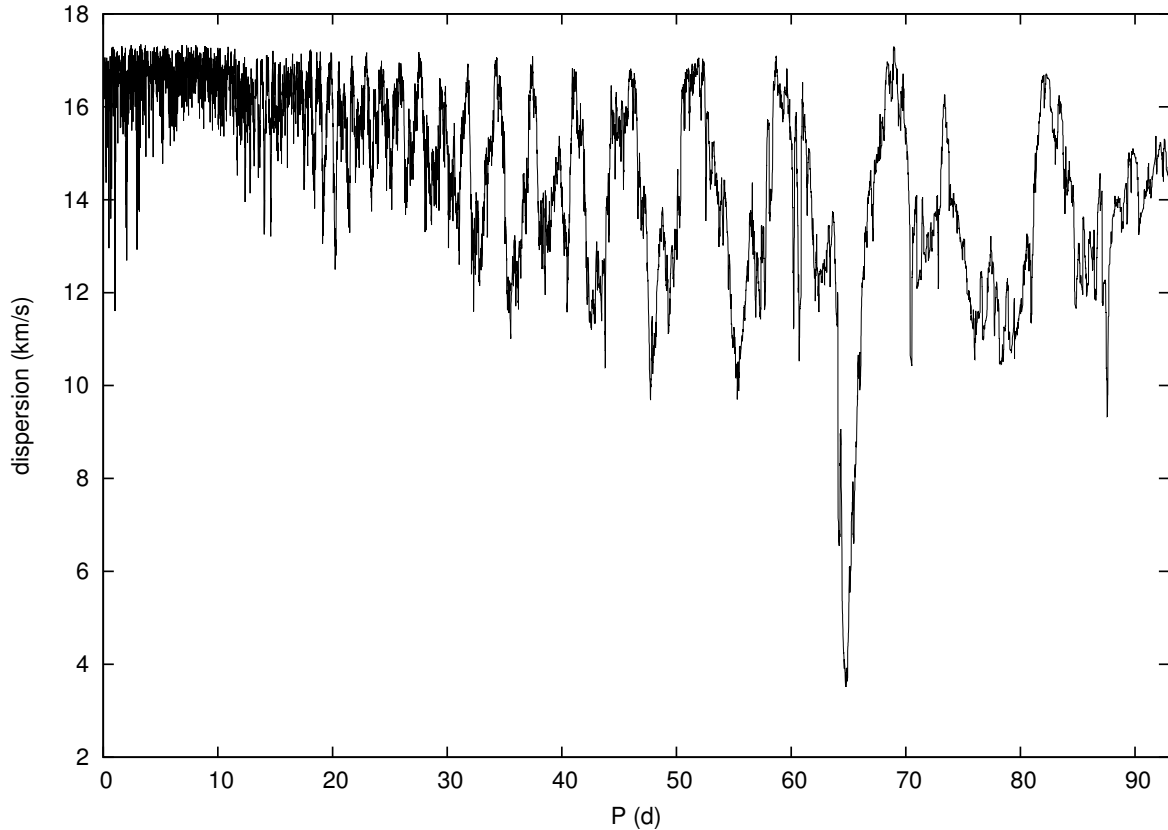


Figura 3.72: Salida del código `marmuz` para buscar el período orbital de HD 167263A. El mínimo alrededor de 65 días indica el período más probable de los datos de VR.

(1980) ni por Stickland & Lloyd (2001). Probablemente el muestreo con que contaban dichos autores era insuficiente para detectar la periodicidad correcta. Nuestro análisis, realizado con el código `marmuz` indica (como puede verse en la Fig. 3.72) que el período más probable se encuentra alrededor de 65 días. Ajustes más finos, realizados posteriormente con `GBART` y con `FOTEL`, indican $P \approx 64.8$ días.

Utilizando como estimación inicial el período detectado con `marmuz`, ajustamos por tanto una solución orbital SB2 a nuestros datos, la cual se detalla en la Tabla 3.18 (Solución I). Esa solución se encontró dejando libres todos los parámetros del ajuste y dando pesos diferentes a las medidas de la primaria y la secundaria, inversamente proporcionales a los cuadrados de $\sigma_{(O-C)}$ de cada componente.

Intentamos también aumentar la precisión en la determinación del período, para lo cual ajustamos una solución conjunta a nuestros datos y los de los autores anteriores, estimando inicialmente los parámetros con la Solución I, y dando a cada sub-conjunto de datos un peso diferente, con el mismo criterio anterior. Encontramos de este modo la Solución II de la Tabla 3.18, que se representa en la Fig. 3.73.

Nótese que nuestros ajustes convergen libremente a una solución circular, con e difiriendo de 0 recién después de la cuarta cifra decimal. Esto en cierto modo ya lo habían sospechado

Tabla 3.18: Soluciones orbitales para HD 167263.

Elemento	Solución I		Solución II	
P (días)	64.84	± 0.02	64.803	± 0.001
e	0.000000	$\pm 0.000003 \#$	0.0000	$\pm 0.0004 \#$
ω ($^\circ$)	13.2	$\pm 5 \S$	0	$\pm 5 \S$
T_0 (HJD-2400000)	55005.86	± 0.09	55003.67	± 0.09
TV_{max} (HJD-2400000)	55003.51	± 0.09	55003.66	± 0.09
γ_1 (km s $^{-1}$)	0.8	± 0.4	0.8	$\pm 0.4 *$
γ_2 (km s $^{-1}$)	0	± 2	-1	$\pm 2 *$
K_1 (km s $^{-1}$)	34.9	± 0.6	34.8	± 0.6
K_2 (km s $^{-1}$)	181	± 3	184	± 3
$a_1 \sin i$ (R_\odot)	44.7	± 0.8	44.6	± 0.8
$a_2 \sin i$ (R_\odot)	231	± 4	236	± 4
$M_1 \sin^3 i$ (M_\odot)	56	± 2	59	± 2
$M_2 \sin^3 i$ (M_\odot)	10.9	± 0.5	11.2	± 0.6
$q(M_2/M_1)$	0.193	± 0.005	0.189	± 0.005
$\sigma_{(O-C)}$ (km s $^{-1}$)	2.4		2.5	

*: corresponde a los datos de esta tesis. #: se mantuvo libre la excentricidad durante el ajuste. §: para órbitas cuasi-circulares el código asume que el periastro y el punto de máxima VR prácticamente coinciden.

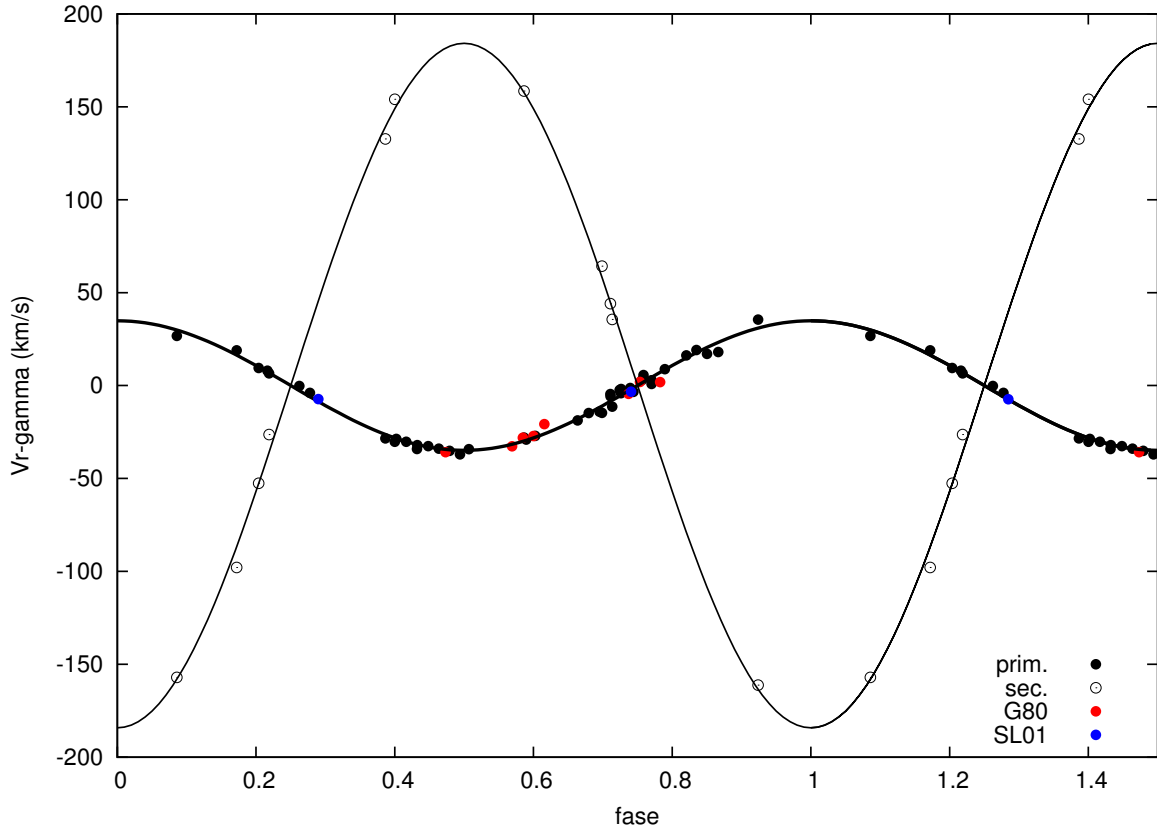


Figura 3.73: Curva de velocidad radial de HD 167263. Las líneas representan nuestra solución orbital y los puntos negros nuestros datos. Puntos rojos: datos de Garmany et al. (1980); azules: Stickland & Lloyd (2001).

Stickland & Lloyd (2001, p. 45), pero resulta crucial para nuestro estudio, puesto que para órbitas circulares no existe movimiento apsidal.

Es importante notar también que la masa mínima que obtenemos para ambas componentes es demasiado alta para su tipo espectral. En efecto, según Martins et al. (2005), la masa para una estrella O9.5III debería ser $\sim 20.55 M_{\odot}$, mientras que nosotros obtenemos $M_1 \sin i \sim 56 M_{\odot}$. También el valor de q resulta extraño, puesto que si los tipos espectrales son casi iguales, cabría esperarse que sea $q \sim 1$. Estos hechos ameritan, sin dudas, un análisis más profundo que aunque se aparta los objetivos de esta tesis, queremos evidenciar dos problemas.

En primer lugar, el gran ancho de las líneas de la secundaria, unido a nuestro método de medida de las VRs, podría haber perjudicado las mediciones. Es posible que estemos midiendo sistemáticamente corrimientos Doppler mayores que lo real en ambos sentidos (hacia el rojo y hacia el azul), aumentando de este modo la semi-amplitud de la curva de VR, lo cual conduzca a estimar un valor de masa mayor que el real para la primaria, y un valor de q menor que el real.

En segundo lugar, la luz de la compañera Ab se debe estar mezclando con la del sistema Aa, puesto que está muy cerca y no hay modo de dejarla fuera de la rendija del espectrógrafo. Es

posible por tanto que sus líneas se estén superponiendo con las de la binaria que estudiamos y por tanto perjudiquen las medidas de una forma que por el momento no podemos precisar.

Aún así, consideramos que el período y la excentricidad obtenida son datos útiles para continuar el estudio de este sistema con espectrógrafos de mayor resolución, como podría ser el EBASIM de CASLEO, para poder modelar mejor los perfiles de las líneas espectrales y consecuentemente afinar las medidas de VR.

Capítulo 4

Conclusiones y discusión

En este capítulo detallamos las conclusiones a las que llegamos al cabo de este trabajo, discutimos sus alcances y mencionamos los posibles desarrollos futuros de este tema de investigación.

1. Acerca del método del movimiento apsidal

Este trabajo consistió en el estudio del movimiento apsidal en una muestra compuesta por 17 sistemas binarios masivos – reportados anteriormente como excéntricos ($e > 0$) y del tipo O+OB – con la intención de utilizar ese fenómeno para calcular masas de las estrellas componentes del sistema.

La principal conclusión de este trabajo es justamente que *el método del movimiento apsidal para calcular masas estelares es un método confiable*, que puede ser utilizado ampliamente cuando se dan las condiciones adecuadas. Como puede verse en las Figuras 4.1 y 4.2, las masas que se obtienen están dentro del rango que se ha determinado anteriormente por el método más directo (o sea el de las binarias eclipsantes), para estos tipos espectrales. Además, en los 3 casos en que pudimos comparar las masas calculadas por ambos métodos para los mismos objetos, las diferencias entre ellos son menores del 15 %.

Por otra parte, este trabajo nos ha permitido comprender mejor cuáles son las condiciones necesarias para poder utilizar el método del mov. apsidal, las cuales describimos a continuación.

2. Respecto a la determinación de la velocidad del mov. apsidal

En esta tesis *detectamos mov. apsidal y determinamos su velocidad en 8 de los 17 sistemas estudiados* (en 5 de los cuales no se conocía su existencia), y encontramos indicios de ese movimiento en otros 5 sistemas (ver resumen en Tabla 4.1). Esto permitió incrementar notoriamente el conocimiento del fenómeno en este tipo de binarias, como puede verse en la Figura 4.3.

La tasa de cambio de la posición del periastro de un sistema binario con respecto al tiempo, evidentemente sólo puede ser determinada si se conoce una serie temporal de posiciones del mismo. Esto implica la necesidad conocer varias soluciones orbitales del sistema – por lo

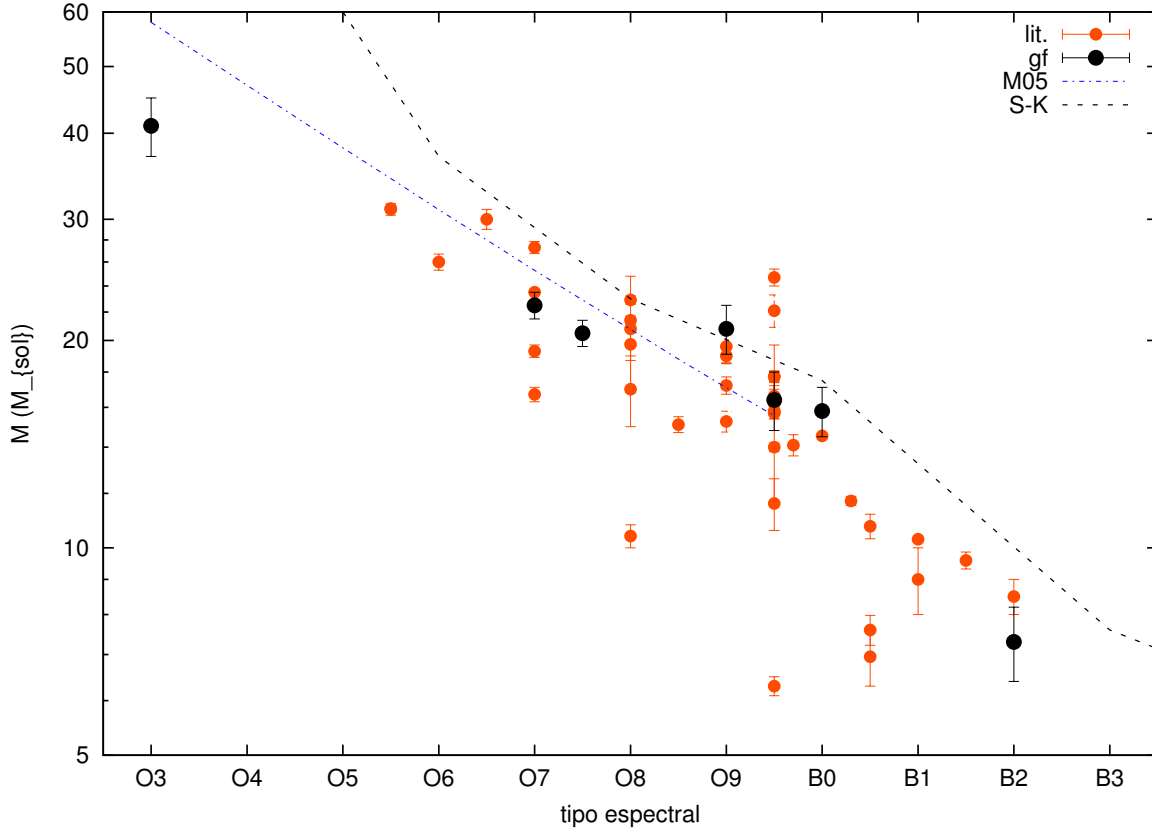


Figura 4.1: Masas de estrellas masivas de clase de luminosidad V en sistemas binarios O+OB. Círculos negros: masas determinadas por el método más directo (binarias eclipsantes, ver Tabla D.1); rojos: determinadas en esta tesis usando el mov. apsidal. Trazos negros: calibración de Schmidt-Kaler (Cox, 2000, p. 389); trazos y puntos azules: calibración de Martins et al. (2005);. Ref.: Andersen & Clausen (1989), Bouzid et al. (2005), Djurasevic et al. (2009), Freyhammer et al. (2001), Fernández Lajús & Niemela (2006), Fernández Lajús (2006), García et al. (2014), Hill et al. (1994), Harries et al. (1997), Harries et al. (1998), Harmanec et al. (2014), Lorenz et al. (1994), Lorenz et al. (1998), Mandrini et al. (1985), Mayer et al. (2005), Mayer et al. (2008), Popper & Hill (1991), Penny et al. (2002), Penny et al. (2008), Vaz et al. (1997).

menos dos – obtenidas en épocas diferentes. Pero para que la comparación de esas órbitas sea posible, analizando los diversos casos estudiados notamos que deben conjugarse varios factores:

- *los espectros que se utilizan para las mediciones de VR deben obtenerse en el tiempo más breve posible* para evitar que los parámetros orbitales – especialmente la longitud del periastro – cambien por causa de la precesión. En ciertos casos, cuando el mov. apsidal es muy rápido, esta condición puede ser crítica (véase el caso de HD 153919, Sec. 3, pág. 51);
- a su vez, es necesario *que las épocas de las diferentes soluciones estén separadas por intervalos de tiempo suficientemente largos*, para que los efectos de la precesión orbital sean notorios. La extensión de estos intervalos puede ser muy distinta para diferentes

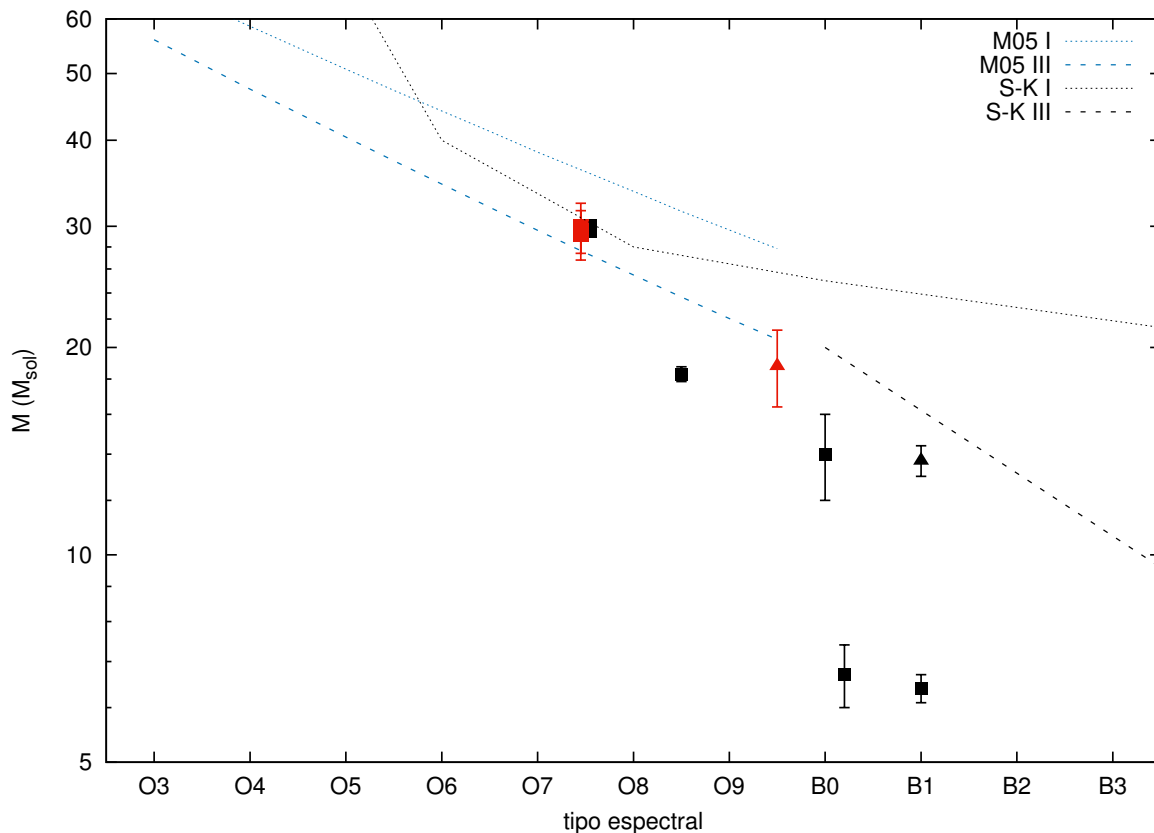


Figura 4.2: Masas de estrellas masivas de clases de luminosidad I, II y III en sistemas binarios O+OB. Cuadrados negros: masas determinadas por el método más directo (binarias eclipsantes, ver Tabla D.1) para gigantes y supergigantes (clases I y III); rojos: determinadas en esta tesis usando el mov. apsidal. Triángulo negro: masa de estrella de clase I-II determinada en binaria eclipsante; rojo: estrella de clase II, masa determinada en esta tesis usando el mov. apsidal. En azul, trazos gruesos: calibración de Martins et al. (2005) para gigantes; puntos: para super-gigantes. En negro, trazos gruesos: calibración de Schmidt-Kaler para gigantes; puntos: para super-gigantes (Cox, 2000, p. 390). Ref. Djurasevic et al. (2009), Hill et al. (1994), Harries et al. (1997), Mayer et al. (2008), Mayer et al. (2008), Mandrini et al. (1985), Penny et al. (2002).

sistemas binarios puesto que no depende solamente del valor de $\dot{\omega}$, sino también de las semiamplitudes K y de la pendiente de la curva de VR durante el paso por el periastro¹;

- disponer de soluciones orbitales publicadas anteriormente es imprescindible, sin embargo, conviene *evaluar cuidadosamente cada una y establecer su relevancia a los efectos del cálculo de $\dot{\omega}$* . A veces sucede que las órbitas publicadas hace mucho tiempo reportan errores en las mediciones de VR y en los ajustes de los parámetros orbitales mucho mayores que los de las órbitas recientes. Esto hace muy difícil estimar $\dot{\omega}$ y ajustar una solución global que considere las medidas más antiguas (véase el caso de

¹En un intervalo de tiempo corto, un cambio en la posición del periastro, se manifiesta en la curva de VR como un pequeño corrimiento en fase. Si la pendiente durante el paso por el periastro es grande, ese cambio se notará más fácilmente que si es pequeña. Compárense por ej. las curvas de VR de ι Ori A (Sec. 3.1.8, p. 93) y de HD 152219 (Sec. 3.1.5, p. 72).

Tabla 4.1: Velocidades del mov. apsidal obtenidas en este trabajo.

Nombre	$\dot{\omega}$ (grados/día)		
HD 165052	0.0331	±	0.0009
HD 153919	0.031	±	0.001
HD 152248	0.0094	±	0.0007
HD 152218	0.0059	±	0.0004
HD 152219	0.0055	±	0.0009
HD 93205	0.0049	±	0.0003
δ Cir	0.0024	±	0.0004
ι Ori A	0.0004	±	0.0001
θ_1 Ori A	< 0.0001		
HD 93403	0.0008	±	0.0005
HD 75759	0.00007	±	0.00006
HD 101131	0.004	±	0.001
HD 152590	0.001	±	0.001

Panel superior: sistemas con movimiento apsidal. Inferior: sistemas con indicios de mov. apsidal. Los valores de $\dot{\omega}$ se indican hasta su primer dígito significativo.

estadísticos diferentes a los distintos subconjuntos de datos utilizados. A la vista de los resultados obtenidos, este enfoque parece haber sido en general exitoso.

- Por esos motivos, consideramos necesario *publicar todas nuestras medidas de VR de todas las líneas que empleamos*, así como todos nuestros espectros reducidos², para que puedan ser utilizados fácilmente por quienes estudien estos sistemas en el futuro.
- En los casos en que no pudimos asegurar la existencia de mov. apsidal, o determinar su velocidad, especialmente porque la comparación con soluciones anteriores no arrojaba resultados precisos (véase por ej. θ_1 OriA, Sec. 3.2.1, p. 101, o HD 152590, Sec. 3.2.5, p. 122) *aportamos nuevas soluciones orbitales* que consideramos tienen una precisión adecuada, y están suficientemente documentadas. Esto permitirá, dentro de algunos años, confirmar o descartar la existencia de precesión orbital.

3. Respecto a la determinación de las masas absolutas

Las determinaciones de la velocidad del mov. apsidal en 8 de los sistemas estudiados fueron utilizadas para calcular las masas de las componentes del mismo. A continuación presentamos algunos comentarios adicionales acerca de algunos aspectos del método del mov. apsidal para calcular masas estelares absolutas.

■ Sobre los modelos evolutivos

²Esto ya lo hicimos para HD 165052. Las medidas de VR en todas sus líneas están disponibles en Vizier (<http://vizier.cfa.harvard.edu/viz-bin/VizieR?-source=J/MNRAS/433/1300>) y los espectros en el observatorio virtual argentino NOVA (<http://nova.iafe.uba.ar/fcaglp/q/web/form>).

Podría pensarse en una primera instancia que una de las debilidades de este método sea su caracter “indirecto”, o tal vez sea mejor decir “menos directo”, con respecto al método tradicional de las binarias eclipsantes, puesto que se apoya fuertemente en cálculos teóricos de modelos evolutivos. En realidad, este trabajo más bien indica que el actual “estado del arte” de los modelos de estructura y evolución estelar permite realizar cálculos de este tipo con la precisión necesaria. Prueba de ello es precisamente el buen acuerdo obtenido en el caso de las binarias eclipsantes de NGC 6231 y otras verificaciones que pueden verse en Benvenuto et al. (2002).

■ **Sobre las incertezas en la edad**

La principal limitación en la precisión del método del mov. apsidal proviene de la incertidumbre en las edades de las estrellas. Cambios de apenas 1 Ma en la edad estimada, que en otros contextos serían considerados pequeños, pueden originar grandes cambios en la masa que calculamos. Esto puede verse en todos los sistemas cuya masa hemos podido estimar, si se observan las gráficas de velocidad del mov. apsidal vs. masa. Por ejemplo, en el caso de HD 152248 (ver p. 62), si la edad fuera 1 Ma menor, se obtendría una masa un 24 % mayor.

En este trabajo hemos supuesto que la edad de cada estrella sea la del cúmulo del cual se considera miembro, pero para cada cúmulo las estimaciones de edad halladas en la literatura son muy variadas. Hemos afrontado este problema estudiando las diferentes estimaciones y adoptando la que nos pareció más robusta. Pero, por ejemplo, para NGC 6231 ellas van desde 2.5 hasta 7 Ma (Sung et al., 2013 y ref. dadas allí). Además, es posible que las estrellas en un cúmulo no se hayan formado todas simultáneamente. En definitiva, entendemos que estas dificultades no podrán ser resueltas mientras no existan estimaciones más precisas de las edades de los cúmulos y descripciones más detalladas del proceso de formación estelar en ellos. Aún así, es interesante notar que *el estudio del mov. apsidal podría aportar una nueva condición de contorno* a este problema.

En definitiva, resulta de este trabajo que cuando un sistema binario masivo presenta mov. apsidal y es posible determinar su velocidad en las condiciones que hemos detallado, este fenómeno se convierte en una herramienta confiable para calcular las masas de las estrellas que componen el sistema. Esto resulta sumamente útil en los casos de binarias no-eclipsantes y su aplicación permitiría incrementar notoriamente el conocimiento sus masas, parámetro fundamental de la estructura y evolución estelar.

Nuestra intención es continuar tratando de confirmar la detección del mov. apsidal en los sistemas en los que hemos encontrado indicios del mismo, buscarlo en las binarias masivas que se han descubierto en estos últimos años e intentar aplicar este método de cálculo de masas a las mismas.

Apéndice A

Mediciones de velocidad radial

En este Apéndice tabulamos las medidas de velocidad radial realizadas durante esta tesis en cada sistema binario. Las líneas espectrales empleadas se indican en el Cap. 3, en la Sección correspondiente a cada sistema. Las columnas tituladas “peso” indican el peso estadístico asignado a cada dato individual durante los ajustes.

Tabla A.1: HD 165052

HJD-2400000	VR primaria (km s ⁻¹)	peso	VR secundaria (km s ⁻¹)	peso
54582.8675	97.09	1.000	-108.76	1.000
54693.6231	-81.59	1.000	91.69	1.000
54695.6483	13.84	0.100	-8.82	0.100
54696.5568	-85.42	1.000	95.11	1.000
54696.6286	-80.21	1.000	94.28	1.000
54696.6605	-76.82	1.000	91.36	1.000
54697.6220	73.70	1.000	-76.10	1.000
54955.8004	-7.56	0.100	5.08	0.100
54956.9100	-57.51	1.000	61.05	1.000
54964.8865	-57.60	1.000	66.74	1.000
54965.8323	-47.12	1.000	57.44	1.000
54966.8550	100.76	1.000	-106.10	1.000
54967.8220	-56.06	1.000	62.86	1.000
54968.8723	-38.75	1.000	40.55	1.000
55046.6533	103.73	1.000	-109.86	1.000
55047.7305	-73.82	1.000	81.75	1.000
55048.7185	-24.65	0.100	29.33	0.100
55049.7159	106.40	1.000	-106.51	1.000
55052.7320	100.61	1.000	-104.94	1.000
55337.6475	-94.31	1.000	101.27	1.000
55339.7307	38.00	1.000	-45.70	1.000
55340.6327	-94.62	1.000	100.69	1.000
55341.5812	26.45	0.100	-27.44	0.100
55342.6292	53.99	1.000	-60.86	1.000
55376.5522	-52.21	1.000	59.88	1.000
55378.7551	-79.67	1.000	88.51	1.000
55380.5253	97.27	1.000	-106.10	1.000
55381.7473	-84.73	1.000		
55383.7515	91.48	1.000	-98.48	1.000
55429.6974	-57.03	1.000	70.06	1.000
55430.6168	87.75	1.000	-91.68	1.000
55431.6959	-42.61	1.000	51.35	1.000
55432.6362	-58.06	1.000	69.47	1.000
55433.5059	81.05	1.000	-88.35	1.000
55434.6834	-46.67	1.000	61.17	1.000
55435.5627	-64.98	1.000	73.97	1.000
55698.8397	-6.02	0.100	41.21	0.100

Tabla A.2: HD 153919

HJD-2400000	VR primaria (km s ⁻¹)	peso
54582.8574	-59.05	1.000
54954.7776	-63.76	1.000
54961.9009	-63.41	1.000
55699.7541	-68.72	1.000
54693.5134	-61.01	1.000
54696.5919	-70.42	1.000
54697.5992	-26.89	1.000
54964.8634	-50.00	1.000
54966.8287	-56.75	0.100
54967.7360	-14.89	1.000
54968.8552	-73.60	1.000
55047.7068	-56.06	0.100
55049.6137	-26.75	1.000
55380.8058	-28.30	1.000
55382.6412	-68.67	1.000
55430.4924	-66.10	1.000
55431.6461	-36.15	0.100
55434.5894	-46.21	1.000
55435.5979	-52.28	1.000
55987.7853	-23.18	1.000

Tabla A.3: HD 152248

HJD-2400000	VR primaria (km s ⁻¹)	peso	VR secundaria (km s ⁻¹)	peso
54582.8067	-128.60	1.000	71.40	1.000
54585.7892	121.17	1.000	-168.60	1.000
54693.5742	-71.02	1.000	14.29	1.000
54695.6010	186.09	1.000	-220.44	1.000
54696.5417	41.70	1.000	-100.81	1.000
54697.5453	-222.39	1.000	171.70	1.000
54955.9070	25.11	0.001	-103.33	1.000
54960.9176	-112.09	1.000	51.81	1.000
54964.7557	-158.50	1.000	107.13	0.001
54965.7320	-235.54	1.000	193.87	1.000
54966.7536	-97.84	1.000	49.57	1.000
54968.9211	190.83	1.000	-226.54	1.000
54969.7503	84.28	1.000	-131.86	1.000
54970.8966	-226.86	1.000	169.01	1.000
55046.6285	-231.85	1.000	182.01	1.000
55047.6277	-204.85	1.000	140.26	1.000
55048.6939	8.28	1.000	-53.77	1.000
55049.5934	128.29	1.000	-168.04	1.000
55381.7267	167.55	1.000	-218.51	1.000
55430.4722	-236.89	1.000	176.92	1.000
55431.5074	-200.07	1.000	135.13	1.000
55433.5730	139.46	1.000	-187.70	1.000
55434.4982	161.35	1.000	-204.20	1.000
55435.5423	-53.13	1.000	3.96	1.000
55641.8367	-24.25	1.000	-45.43	1.000
55642.8237	128.13	1.000	-169.63	1.000
55698.7897	-234.83	1.000	185.05	1.000

Tabla A.4: HD 152218

HJD-2400000	VR primaria (km s ⁻¹)	peso	VR secundaria (km s ⁻¹)	peso
54693.5535	-63.42	1.000	41.83	1.000
54695.5802	-51.85	1.000	20.54	1.000
54696.5068	28.12	1.000	-77.39	1.000
54697.5270	110.00	1.000	-194.21	1.000
54964.6961	-33.34	1.000	-26.90	1.000
54965.6783	51.00	1.000	-100.08	1.000
54966.7064	122.11	1.000	-202.20	1.000
54967.6847	60.62	1.000	-110.32	1.000
54968.7090	-186.53	1.000	198.26	1.000
54969.7113	-118.06	1.000	98.36	1.000
54970.8302	5.70	1.000	-32.91	1.000
55046.5955	-65.99	1.000	27.45	1.000
55048.6511	-59.15	1.000	44.34	1.000
55049.5535	5.10	0.001		
55050.6034	116.05	1.000	-200.73	1.000
55052.5649	-169.34	1.000	146.90	1.000
55377.6175	-189.73	1.000	197.91	1.000
55379.4999	-30.65	1.000	-14.57	1.000
55435.6410	-27.18	1.000	9.01	1.000
55618.8395	-194.08	1.000	215.53	1.000
55985.8887	78.88	1.000	-143.62	1.000
55988.7773	-195.59	1.000	209.14	1.000
56521.6051	-171.49	1.000	178.68	1.000

Tabla A.5: HD 152219

HJD-2400000	VR primaria (km s ⁻¹)	peso	VR secundaria (km s ⁻¹)	peso
54582.7783	-139.87	1.000	282.99	1.000
54585.7146	30.98	1.000	-166.98	1.000
54693.5333	-98.32	1.000	159.76	1.000
54695.5426	86.23	0.100	-224.19	1.000
54696.4742	-66.27	1.000	76.78	1.000
54697.5085	-138.73	1.000	278.90	1.000
54960.9000	-56.17	1.000	66.32	1.000
54964.6694	-129.88	1.000	309.99	0.200
54965.6530	20.06	1.000	-76.09	0.300
54966.6759	82.88	1.000	-301.39	1.000
55046.5449	51.53	1.000	-233.97	1.000
55047.5539	61.41	1.000	-249.64	1.000
55048.5553	-80.73	1.000	100.71	1.000
55052.6634	-66.01	1.000	71.77	1.000
55376.6434	-37.22	1.000		
55377.7079	81.91	1.000	-264.46	1.000
55377.7324	83.64	1.000	-268.91	1.000
55381.4753	48.47	1.000	-231.81	1.000
55432.5000	63.68	1.000	-281.34	0.400
55698.7999	-52.36	1.000	35.78	1.000
55987.8082	50.22	1.000	-197.74	1.000
56436.7550	-26.45	1.000	-28.90	1.000

Tabla A.6: HD 93205

HJD-2400000	VR primaria (km s ⁻¹)	peso	VR secundaria (km s ⁻¹)	peso
54953.6500	-1.16	0.010		
54953.6500	-10.92	0.010		
54954.6700	55.22	1.000	-150.58	1.000
54955.5300	134.96	1.000	-337.04	1.000
54956.6000	8.95	1.000		
54962.5445	63.31	1.000	-146.61	1.000
54965.5187	7.78	0.010	78.54	1.000
54966.5034	22.04	1.000	-57.59	1.000
54967.4874	118.90	1.000	-247.31	1.000
54968.5130	96.72	1.000	-250.31	1.000
54969.5126	-112.76	1.000	318.56	1.000
54970.5137	-113.72	1.000	232.54	1.000
55047.4702	146.91	0.010	-319.70	0.010
55049.4557	-90.21	1.000	282.03	1.000
55050.4511	-53.15	1.000	108.43	1.000
55052.4479	119.68	1.000	-193.34	0.100
55376.5233	-53.86	1.000		
55377.4938	-123.25	1.000	294.58	1.000
55382.5474	-44.98	1.000	206.61	0.010
55615.6550	-67.47	1.000	156.06	1.000
55618.6338	158.33	1.000	-351.35	1.000
55896.8208	35.89	1.000	-36.61	1.000
55984.6151	-48.51	1.000	241.51	0.010
55985.6369	-112.92	1.000	327.91	1.000
55986.5467	-34.96	0.010	261.44	0.010
55987.5802	2.85	1.000	9.91	1.000
55988.7362	97.65	1.000	-196.57	1.000

Tabla A.7: δ Cir

HJD-2400000	VR primaria (km s ⁻¹)	peso	VR secundaria (km s ⁻¹)	peso
54582.7242	162.46	1.000	-176.62	1.000
54584.6587	-131.23	1.000	144.08	1.000
54585.6746	1.14	1.000	30.60	1.000
54693.4967	-77.70	1.000	147.13	1.000
54695.5302	130.12	1.000	-138.93	1.000
54696.4938	102.25	1.000	-95.63	1.000
54962.7707	-91.61	1.000	125.52	1.000
54964.6552	90.07	1.000	-64.32	1.000
54965.6377	118.84	1.000	-101.38	1.000
54966.6616	-86.51	1.000	138.55	1.000
54967.5903	-123.64	1.000	153.19	1.000
54968.6739	110.42	1.000	-126.81	1.000
54969.6126	107.98	1.000	-108.41	1.000
54970.7212	-113.44	1.000	146.68	1.000
55052.6476	-114.52	1.000	159.45	1.000
55376.6290	-125.89	1.000	179.72	1.000
55377.5470	-94.33	1.000	164.91	1.000
55377.5470	-94.38	1.000	177.29	1.000
55378.6656	142.99	1.000	-215.59	1.000
55380.7103	-145.25	1.000	175.97	1.000
55382.6187	144.42	1.000	-255.93	1.000
55382.6273	147.71	1.000	-234.87	1.000
55429.5804	151.43	1.000	-232.96	1.000
55431.5803	-152.71	1.000	175.75	1.000
55435.4703	-150.52	1.000	153.21	1.000
55618.7946	-136.98	1.000	154.43	1.000
55618.8148	-138.82	1.000	132.30	1.000
55986.7254	18.95	1.000	40.39	1.000
55987.7581	187.66	1.000	-159.31	1.000
55988.7022	4.96	1.000	40.06	1.000

Tabla A.8: ι Ori A

HJD-2400000	VR primaria (km s ⁻¹)	peso	VR secundaria (km s ⁻¹)	peso
54696.8998	69.91	1.000	-59.87	1.000
54697.8952	70.78	1.000		
54953.4702	44.94	1.000		
54953.4711	44.81	1.000		
54961.4420	76.89	1.000		
55046.9304	69.91	1.000	-60.99	1.000
55047.9151	76.41	1.000		
55048.9235	78.42	1.000	-99.42	1.000
55049.8987	79.38	1.000	-100.25	1.000
55049.9034	81.60	1.000		
55050.8937	90.43	1.000	-108.11	1.000
55050.8981	87.74	1.000	-109.90	1.000
55052.8918	87.85	1.000	-110.45	1.000
55052.8968	87.37	1.000	-111.54	1.000
55429.9182	91.43	1.000	-105.88	1.000
55431.9328	85.09	1.000	-111.18	1.000
55432.9030	31.36	1.000	15.99	1.000
55433.8898	-123.48	2.000	311.38	3.000
55435.8550	-59.20	1.000	166.88	1.000
55435.8623	-56.83	1.000	170.62	1.000
55605.6305	92.67	1.000	-104.93	1.000
55616.5553	14.95	1.000	52.17	1.000
55696.4543	-107.26	1.000	258.40	1.000
55696.4553	-107.09	1.000	258.56	1.000
55698.4305	-47.40	1.000	155.55	1.000
55896.6280	89.76	1.000	-107.82	1.000
55896.6723	90.70	1.000	-107.43	1.000
55896.7339	88.78	1.000	-108.85	1.000
55897.6076	86.60	1.000	-111.94	1.000
55897.6451	84.16	1.000	-113.64	1.000
55897.7042	87.28	1.000	-110.30	1.000
55925.6000	89.08	1.000	-108.61	1.000
55925.6245	90.04	1.000	-107.07	1.000
55925.6542	93.50	1.000	-104.47	1.000
55925.6826	91.47	1.000	-106.98	1.000
55930.7646	-61.71	1.000	211.65	1.000
55984.5235	89.53	1.000	-107.74	1.000
55984.5284	92.47	1.000	-105.33	1.000
55985.4969	85.18	1.000	-109.74	1.000
55985.5285	82.52	1.000	-114.00	1.000
55986.5005	14.17	1.000	51.77	1.000
55986.5208	13.36	1.000	50.99	1.000
55986.6411	-12.07	1.000	94.39	1.000
55987.5331	-121.82	2.000	311.28	3.000
55988.5224	-80.85	1.000		
56521.9014	31.42	1.000		
56522.8831	32.64	1.000		
56523.8734	36.35	1.000	3.97	1.000
56524.8690	35.86	1.000		

Tabla A.9: θ_1 Ori A

HJD-2400000	VR primaria (km s ⁻¹)	peso
55047.9228	35.35	1.000
55048.9293	33.79	1.000
55049.9089	27.88	1.000
55050.9047	27.45	1.000
55052.9016	17.16	1.000
55429.8829	44.71	1.000
55431.8989	45.88	1.000
55432.8617	44.19	1.000
55433.8606	45.66	1.000
55435.8709	40.27	1.000
55616.5034	45.98	1.000
55618.4971	45.28	1.000
55643.5395	6.15	1.000
55672.4665	43.60	1.000
55896.6017	41.01	1.000
55896.6406	40.95	1.000
55896.7009	41.60	1.000
55897.5808	38.15	1.000
55897.6201	37.00	1.000
55897.6715	37.37	1.000
55925.5772	42.91	1.000
55925.6599	42.64	1.000
55930.7453	45.08	1.000
55984.4973	38.64	1.000
55985.5055	36.47	1.000
55987.5109	41.90	1.000
55988.5004	43.07	1.000
56522.8906	47.69	1.000
56523.8805	48.38	1.000
56524.8765	46.88	1.000

Tabla A.10: HD 93403

HJD-2400000	VR primaria (km s ⁻¹)	peso	VR secundaria (km s ⁻¹)	peso
54956.5917	-58.02	1.000	82.23	1.000
54964.5828	8.00	1.000	6.76	1.000
54965.5447	-9.58	1.000	43.77	1.000
54966.5485	-36.37	1.000	84.08	1.000
54967.6273	-56.83	1.000	110.49	1.000
54968.5626	-71.13	1.000	100.44	1.000
54970.5752	-66.89	1.000	52.30	1.000
55615.7741	-39.00	1.000	114.01	0.500
55617.7957	-61.18	0.500	99.09	1.000
55618.6579	-68.26	1.000	42.26	1.000
55697.6415	-28.47	1.000	-88.23	1.000
55730.5660	35.77	1.000	-147.22	1.000
55897.7283	77.38	1.000	-146.86	1.000
55897.7770	79.86	1.000	-16.02	1.000
55984.6859	-20.75	1.000	-156.86	1.000
55985.6917	-7.96	1.000	98.68	1.000
55988.5770	81.66	1.000	98.68	1.000
56435.5646	-51.76	1.000	98.68	1.000

Tabla A.11: HD 75759

HJD-2400000	VR primaria (km s ⁻¹)	peso	VR secundaria (km s ⁻¹)	peso
54954.5649	105.79	1.000	-74.84	1.000
54960.5439	58.02	1.000	-16.27	1.000
54964.4651	-83.15	1.000	149.49	1.000
54965.4715	-73.61	1.000	139.73	1.000
54966.4581	-64.96	1.000	127.00	1.000
54967.4664	-52.96	1.000	117.31	1.000
54968.4693	-43.44	1.000	105.64	1.000
55376.4507	19.65	1.000	27.77	1.000
55376.4628	16.93	1.000	27.00	1.000
55381.4427	54.79	1.000	-11.00	1.000
55381.4573	55.85	1.000	-11.23	1.000
55605.7569	-6.77	1.000	60.20	1.000
55606.6400	0.00	1.000	52.46	1.000
55618.5359	86.58	1.000	-52.04	1.000
55642.5710	19.79	1.000	27.04	1.000
55672.6073	-5.41	1.000	58.41	1.000
55699.5740	-56.61	1.000	121.54	1.000
55896.7579	-80.97	1.000	150.31	1.000
55896.7767	-81.65	1.000	149.38	1.000
55925.6277	96.60	1.000	-61.79	1.000
55925.6841	90.77	1.000	-54.80	1.000
55985.5359	95.35	1.000	-61.59	1.000
55986.5093	107.50	1.000	-72.38	1.000
55987.5414	117.75	1.000	-87.85	1.000
55988.5483	129.82	1.000	-102.46	1.000
56434.5214	-32.79	1.000	93.70	1.000
56437.4936	-10.87	1.000	65.50	1.000

Tabla A.12: HD 101131

HJD-2400000	VR primaria (km s ⁻¹)	peso	VR secundaria (km s ⁻¹)	peso
54508.8742	-13.23	1.000		
54511.8553	123.18	1.000	-116.04	0.100
54585.6205	-52.47	1.000	119.81	0.100
54955.6004	131.83	1.000	-170.93	1.000
54964.6129	89.78	0.100	-104.79	0.100
54965.5848	134.03	1.000	-187.23	1.000
54966.6032	104.08	1.000	-129.09	1.000
54967.6028	32.91	1.000	-79.44	1.000
54968.5994	-46.63	1.000	83.17	1.000
54969.6458	-155.67	1.000	199.61	1.000
54970.6736	-123.87	1.000	183.00	1.000
55047.4850	-128.04	1.000	173.00	1.000
55048.4766	-106.06	0.100	124.57	0.100
55049.4724	-2.92	0.100	8.59	0.100
55050.4772	78.91	1.000	-53.21	0.100
55052.4936	134.76	1.000	-172.20	1.000
55376.5722	-47.56	1.000	67.79	1.000
55429.4683	116.05	1.000	-161.69	1.000
55606.7846	-135.58	1.000	179.99	1.000
55615.7404	-138.62	1.000	189.55	1.000
55925.8050	-112.40	1.000	164.67	1.000
55930.7653	128.11	1.000	-158.46	1.000
55985.7624	29.23	0.100	-47.23	0.100
55986.6816	92.15	1.000		
55987.7115	133.12	1.000	-149.83	1.000
55988.6601	125.67	1.000	-139.70	1.000

Tabla A.13: HD 152590

HJD-2400000	VR primaria (km s ⁻¹)	peso	VR secundaria (km s ⁻¹)	peso
53866.9294	65.87	1.000	-307.44	1.000
53873.8459	-58.66	1.000	193.77	1.000
53875.8041	62.95	1.000	-276.79	1.000
53877.7264	-94.04	1.000	299.64	1.000
53955.5631	9.07	1.000		
54209.8427	-95.58	1.000	313.49	1.000
54219.8270	-35.86	1.000	116.24	1.000
54220.8693	39.82	1.000	-214.13	1.000
54246.7742	-35.61	1.000	56.62	1.000
54248.5680	62.95	1.000	-282.17	1.000
54257.7861	55.99	1.000	-253.05	1.000
54310.7206	41.68	1.000	-251.71	1.000
54964.8376	-45.71	1.000	50.08	0.001
54965.8038	29.76	1.000	-63.84	0.001
54966.5764	60.69	1.000	-296.78	1.000
54967.8802	-57.61	1.000	195.37	1.000
54976.7237	-42.30	1.000	100.89	1.000
55049.6585	-76.24	1.000	249.99	1.000
55338.7516	44.18	1.000	-227.59	1.000
55341.8306	-50.63	1.000	158.65	1.000
55377.7595	-49.55	1.000		
55377.7839	-48.45	1.000	117.47	1.000
55430.5184	-90.87	1.000	324.78	1.000
55434.6365	-43.71	1.000	159.95	1.000
55697.7299	39.50	1.000	-225.64	1.000
55699.9156	-93.20	1.000	280.82	1.000
55984.8508	31.56	1.000	-184.55	1.000
56079.7218	58.94	1.000	-259.68	1.000
56097.7674	61.22	1.000	-280.06	1.000
56121.7290	-83.83	1.000	321.31	1.000
56124.5083	54.71	1.000	-246.12	1.000
56523.5604	32.30	1.000	-216.32	1.000
56524.6541	53.95	1.000	-252.86	1.000

Tabla A.14: HD 152233

HJD-2400000	VR primaria (km s ⁻¹)	peso
54600.7220	7.20	1.000
54696.5260	-27.10	1.000
54964.7300	-33.30	1.000
54965.7090	-33.50	1.000
54966.7320	-37.80	1.000
54967.7130	-30.70	1.000
54968.8160	-36.60	1.000
54970.8540	-31.20	1.000
55047.6050	-36.80	1.000
55382.5220	23.10	1.000
55430.6550	13.00	1.000
55615.8710	-32.00	1.000
55984.8050	-33.50	1.000
55987.8660	-35.40	1.000
55988.8590	-34.90	1.000

Tabla A.15: CPD-41 7733

HJD-2400000	VR primaria (km s ⁻¹)	peso	VR secundaria (km s ⁻¹)	peso
54582.8190	2.26	1.000	-65.96	1.000
54585.8015	-29.74	1.000	48.95	1.000
54693.5873	-44.96	1.000	49.89	1.000
54695.5081	68.66	1.000	-192.52	0.100
54696.6077	-12.94	1.000	-16.80	1.000
54697.5602	-98.66	1.000	194.24	1.000
54964.7784	-106.90	1.000	168.01	1.000
54965.7509	-92.34	1.000	147.02	1.000
54966.7736	0.00	1.000	-36.91	1.000
54969.7985	-59.10	1.000	74.04	1.000
55047.6701	72.32	1.000	-248.95	1.000
55376.8053	69.75	1.000	-239.31	1.000
55377.6576	49.60	1.000	-197.89	1.000
55377.6802	48.12	1.000	-202.22	1.000
55379.7979	-114.29	1.000	169.61	0.100
55380.7679	-74.37	1.000	122.19	1.000
55382.7111	70.70	1.000	-241.93	1.000
55429.6170	-22.11	1.000	-18.19	1.000
55431.5956	-94.49	1.000	189.42	1.000
55432.5576	-6.73	1.000	-54.35	1.000
55433.5984	68.85	1.000	-248.10	1.000
55434.5174	46.06	1.000	-198.38	1.000
55986.8045	-67.31	1.000	105.28	1.000

Tabla A.16: CPD-41 7742

HJD-2400000	VR primaria (km s ⁻¹)	peso	VR secundaria (km s ⁻¹)	peso
54582.8430	-73	1.000		
54608.8180	-101	1.000	90	1.000
54643.6800	-145	1.000	208	1.000
54644.7000	146	1.000	-307	1.000
54693.6480	132	1.000	-275	1.000
54695.6260	111	1.000	-259	1.000
54697.5860	-82	1.000		
54965.7880	-167	1.000	259	1.000
54965.8890	-126	1.000	185	1.000
54966.8110	150	1.000		
54966.9200	133	1.000	-303	1.000
54967.7880	-155	1.000	226	1.000

Tabla A.17: HD 167263

HJD-2400000	VR primaria (km s ⁻¹)	peso	VR secundaria (km s ⁻¹)	peso
54582.8952	-33.45	1.000		
54609.9058	36.30	1.000	-162.07	1.000
54642.8373	-33.33	1.000		
54661.7719	-1.56	1.000		
54693.6636	8.86	1.000		
54696.6474	0.56	1.000		
54697.6433	-3.12	1.000		
54963.9050	-27.64	1.000	131.84	1.000
54964.7912	-29.44	1.000	153.13	1.000
54964.9275	-27.88	1.000		
54965.8565	-29.46	1.000		
54966.8832	-31.24	1.000		
54967.9164	-31.79	1.000		
54968.9017	-33.18	1.000		
54969.9100	-34.28	1.000		
54970.8758	-36.23	1.000		
54976.8602	-27.16	1.000	157.62	1.000
54982.9098	-13.95	1.000		
54983.9081	-13.23	1.000		
54984.9426	-4.99	1.000		
54985.9374	-0.99	1.000		
54986.7896	-0.53	1.000		
54987.8989	3.87	1.000		
55046.6782	-17.95	1.000		
55049.7406	-3.76	1.000	43.21	1.000
55050.7214	-3.27	1.000		
55340.8872	10.29	1.000	-53.46	1.000
55341.8633	7.36	1.000	-27.23	1.000
55376.8384	6.45	1.000		
55377.5924	3.70	1.000		
55377.5951	1.63	1.000		
55378.8360	9.65	1.000		
55380.8394	17.07	1.000		
55381.7830	19.95	1.000		
55382.7827	17.87	1.000		
55383.8350	18.86	1.000		
55430.6946	-28.29	1.000		
55431.5381	-26.30	1.000		
55697.9331	-10.51	1.000	34.64	1.000
55699.9107	-2.53	1.000		
55761.7814	-13.92	1.000	63.34	1.000
55986.8669	19.80	1.000	-98.80	1.000
56434.8950	27.57	1.000	-157.98	1.000

Apéndice B

Cálculo de errores

B.1. Errores en las masas calculadas por el método del mov. apsidal

Las incertezas en el cálculo de las masas de las componentes de un sistema binario realizado por el método del movimiento apsidal, tal como lo hemos desarrollado en esta tesis, provienen principalmente de tres factores. El primero es el error en la determinación observacional, espectroscópica, de la velocidad de precesión del periastro $\dot{\omega}$, que notaremos σ_o .

El segundo es el error en el cálculo teórico de la velocidad del mov. apsidal del sistema — que notaremos σ_t — el cual a su vez tiene dos orígenes: (i) los errores en los parámetros orbitales que se utilizan en los cálculos teóricos; y (ii) la diferencia, obvia, entre el modelo de la estructura de una estrella y la estructura de la estrella real¹. En esta sección consideraremos solamente el error debido a (i), puesto que el error debido a (ii) sólo puede ser evaluado cuando se comparan de algún modo las masas calculadas con las masas de las mismas estrellas determinadas por otro camino. Esto puede hacerse en particular para las binarias eclipsantes, en cuyo caso, como hemos visto, los resultados del método parece muy promisorios.

El tercer factor es la incertidumbre en la edad de los sistemas. Este es el más difícil de evaluar, puesto que resulta muy complejo determinar la edad de un sistema binario con una precisión mayor que algunos millones de años a partir de observaciones del mismo. Y de ese orden son las diferencias en las edades estimadas por diversos autores para un mismo sistema.

En el Cap. 3 hemos estimado los errores justamente suponiendo que la principal causa de error sea esta última. Allí hemos asignado, con cierta arbitrariedad, errores de 0.5 o 1 Ma a las edades y observamos cuánto se desplazaban en el plano ($\dot{\omega}$, edad) los puntos de intersección de las isocronas teóricas con las rectas $\dot{\omega} =$ (valor observado) al considerar estos errores en la edad. De ese modo estimamos los errores en el cálculo de las masas. Al realizar esas estimaciones,

¹Cabe señalar aquí que todos los modelos se calcularon con abundancias químicas fijas, indicadas en la Sec. 1, pág. 22. No se calcularon modelos con abundancias diferentes, por lo tanto no fue posible calcular cuánto afectarían las variaciones de las abundancias a los cálculos de las masas. Intentamos hacer una estimación utilizando modelos de otros autores, pero no encontramos en la literatura modelos con pequeñas variaciones de abundancias que incluyeran también el cálculo de las constantes de estructura interna k_2 .

consideramos también las incertezas σ_o .

Aquí intentaremos cuantificar cuál es el impacto de la incerteza σ_t en el cálculo de la masa y lo compararemos con los errores estimados en el Cap. 3.

B.1.1. Error en la masa de HD 165052

Tal como se mencionó en la Sec. 1 (pág. 21) los parámetros provenientes de la solución orbital espectroscópica que inciden directamente en el cálculo teórico de la velocidad del mov. apsidal son: $M_1 \text{ sen}^3 i$, e , q , $a_1 \text{ sen } i$, $a_2 \text{ sen } i$, $v_1 \text{ sen } i$ y $v_2 \text{ sen } i$. Para cuantificar como se propagan las incertezas en estos parámetros en los cálculos teóricos de $\dot{\omega}$ y en el cálculo de las masas de los sistemas, se utilizó el método de Montecarlo. Se describe a continuación detalladamente cómo se aplicó este método en el caso del sistema HD 165052.

En primer lugar se generó un conjunto de 1000 valores artificiales aleatorios con una distribución normal, para cada uno de los parámetros apenas mencionados, con un valor medio y una desviación estándar iguales a las obtenidas en el ajuste de la solución orbital. Combinando también de manera aleatoria esos valores, se generaron 1000 vectores de la forma

$$\mathbf{d}_n = (M_1 \text{ sen}^3 i_n, e_n, q_n, a_1 \text{ sen } i_n, a_2 \text{ sen } i_n, v_1 \text{ sen } i_n, v_2 \text{ sen } i_n)$$

con $1 \leq n \leq 1000$. Luego, se eligió un valor de M_1 y una edad t para el sistema que estuvieran dentro de los rangos considerados más probables para el mismo. Concretamente, en este caso se tomó $20 \leq M_1 \leq 25 M_\odot$ y $1 \leq t \leq 2 \text{ Ma}$ (recuérdese que para determinar las masas de este sistema se supuso que la edad fuera 1.5 Ma, valor que llamaremos aquí t_0).

Después, se obtuvieron de la grilla de modelos teóricos calculados con masa inicial M_1 y con edades ligeramente menores o mayores que t , los valores de la constante de estructura interna $k_{2,1}$, la luminosidad total L y la temperatura efectiva T_{eff} para cada modelo. Luego se interpoló linealmente entre dichos modelos para obtener los valores de estas variables para la edad t . Debe notarse que el código de evolución estelar calcula internamente $k_{2,1}$, L y T_{eff} para cada modelo. Las interpolaciones que mencionamos fueron necesarias simplemente porque no siempre había modelos que tuvieran exactamente la edad t . La diferencia de edades entre modelos consecutivos en este rango de edades era del orden de 0.03 Ma.

Usando los valores de L y T_{eff} hallados para t , el radio R_1 se calculó simplemente a partir de la expresión

$$L = 4\pi R_1^2 \sigma T_{eff}^4$$

A continuación se siguió un procedimiento análogo para la masa $M_2 = qM_1$, del cual se obtuvo $k_{2,2}$ y R_2 para la edad t .

Luego, con esos datos de entrada se realizaron, para cada uno de los vectores \mathbf{d}_n , las siguientes operaciones:

1. usando $M_1 \text{ sen}^3 i_n$ y q_n se calculó la función de masa f_n ;
2. sumando $a_1 \text{ sen } i_n$ y $a_2 \text{ sen } i_n$ se calculó $a \text{ sen } i_n$;

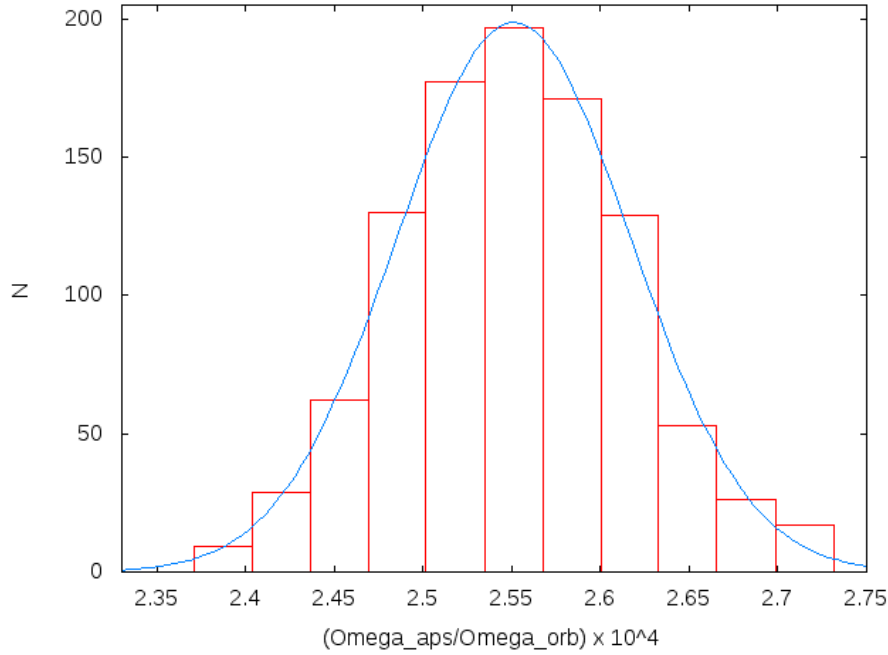


Figura B.1: Histograma de los valores teóricos de la velocidad del mov. apsidal en HD 165052 para $M_1 = 21.5 M_\odot$ y una edad de 1.5 Ma. Línea de trazos azules: gaussiana ajustada con valor medio 2.551×10^{-4} y desviación estándar 0.066×10^{-4} .

3. con f_n , la masa M_1 escogida, a en i_n y e_n se calculó el segundo término (término relativista) en la suma del lado derecho de la ec. (1.13);
4. se evaluaron las funciones $f_2(e_n)$ y $g_2(e_n)$ de la ec. (1.6);
5. utilizando los valores de $k_{2,1}$, $k_{2,2}$, R_1 y R_2 determinados en los párrafos anteriores se evaluó el tercer término (de marea) de la ec. (1.13);
6. con las velocidades de rotación proyectadas $v_{1,2}$ en i_n y los radios $R_{1,2}$ se estimó la razón de las velocidades angulares de rotación de las estrellas: $(\Omega_2/\Omega_1)_n \approx (v_2 \sin i_n / v_1 \sin i_n)(R_1/R_2)$;
7. se calculó el cuarto término (rotacional) de la ec. (1.13);
8. sumando los términos relativista, de marea y rotacional de la ec. (1.13) se obtuvo el valor teórico de la velocidad el movimiento apsidal, relativa a la velocidad angular orbital, o sea $(\frac{\dot{\omega}}{\Omega})_n$ para \mathbf{d}_n .

A modo de ejemplo, los resultados de este cálculo se representan en la Fig. B.1 para el caso $M_1 = 21.5 M_\odot$, $t = t_0 = 1.5$ Ma. Allí se grafican, en forma de un histograma, los $(\frac{\dot{\omega}}{\Omega})_n$ obtenidos. Como cabía esperarse, se observa una distribución que es bien representada por una gaussiana, para la cual se calculó una desviación estándar $\sigma_t = 0.066 \times 10^{-4}$. Consideramos que esta dispersión es una estimación razonable de la incerteza en el cálculo teórico de la velocidad del mov. apsidal.

Todo el cálculo anterior se repitió para $M_1 = 20, 21.5, 22.5, 23.5$ y $25 M_\odot$, y para $t = 1, 1.5$ y 2 Ma, obteniéndose desviaciones comprendidas en el rango $0.045 \leq \sigma_t \leq 0.082 \times 10^{-4}$, con una mediana de valor $\sigma_t = 0.069 \times 10^{-4}$.

Nótese que en el ajuste reportado en la Tabla 3.1, la incerteza en la determinación observacional de $\dot{\omega}$ fue $0.0009^\circ \text{ d}^{-1}$, de donde se desprende que la incerteza observacional en $(\frac{\dot{\omega}}{\dot{\Omega}})$ fue $\sigma_o = 0.074 \times 10^{-4}$. Es decir que ambas incertezas, la teórica y la observacional, son muy probablemente similares.

Veremos ahora cuánto afecta al cálculo de la masa del sistema esta incerteza en los cálculos teóricos de la velocidad del mov. apsidal. Una estimación de ello puede realizarse asumiendo que la densidad de probabilidad del valor teórico de $(\frac{\dot{\omega}}{\dot{\Omega}})$, que denotaremos como $y \equiv (\frac{\dot{\omega}}{\dot{\Omega}})$, para un determinado valor de M_1 , siga una distribución normal y por tanto sea de la forma

$$z(y, M_1) = \frac{1}{\sigma_y \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(y - \bar{y})^2}{2\sigma_y^2} \right], \quad (\text{B.1})$$

donde \bar{y} y σ_y son respectivamente el valor medio y la desviación estándar de y .

Notemos ahora en la Fig. 3.5 que las isocronas trazadas, que señalan la dependencia de \bar{y} con respecto a M_1 para un t fijo, son prácticamente lineales si las variaciones de masa corresponden a incrementos en \bar{y} del orden de algunos σ_y . Esto nos permite asumir que en la ec. (B.1) podemos poner \bar{y} en función de M_1 usando una relación del tipo

$$\bar{y} = aM_1 + b \quad (\text{B.2})$$

donde, para un t fijo, a y b serán constantes en un entorno pequeño de M_1 . De este modo, la ec. (B.1) se convierte en

$$z(y, M_1) = \frac{1}{\sigma_y \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(y - aM_1 - b)^2}{2\sigma_y^2} \right]$$

Para encontrar ahora la distribución de densidad como función de M_1 , en una primera aproximación, fijamos y en el valor observado de $(\frac{\dot{\omega}}{\dot{\Omega}})$ que aquí llamaremos y_o . Realizando luego algunas operaciones algebraicas sencillas, la exponencial de la última ecuación se transforma en

$$\exp \left[-\frac{[M_1 - \frac{(y_o - b)}{a}]^2}{2 \left(\frac{\sigma_y}{a}\right)^2} \right]$$

Recordemos ahora que en nuestro análisis de este sistema determinamos la masa de la componente primaria, que aquí denotaremos M_{1o} , a partir de la intersección de la curva isocrona para $t = t_0$ con la recta horizontal $y = y_o$ de la Fig. 3.5. Esto implica que en dicha figura, el punto (M_{1o}, y_o) debe pertenecer a la recta (B.2), y por lo tanto debe cumplirse $\frac{(y_o - b)}{a} = M_{1o}$.

Por otra parte, si además llamamos σ_{M_1} al cociente $\frac{\sigma_y}{a}$, resulta que la última exponencial puede escribirse como

$$\exp \left[-\frac{[M_1 - M_{1o}]^2}{2\sigma_{M_1}^2} \right]$$

Lo cual muestra que corresponde a una gaussiana con valor medio M_{1o} y desviación estándar

$$\sigma_{M_1} = \frac{\sigma_y}{a}. \quad (\text{B.3})$$

Consideraremos a σ_{M_1} como una estimación adecuada de la incerteza introducida en el valor de M_1 obtenido por el método del mov. apsidal, debida a la incerteza en el valor teórico de $(\frac{\dot{\omega}}{\Omega})$ calculado para esa M_1 .

Para estimar σ_{M_1} tomamos la isocrona teórica de $(\frac{\dot{\omega}}{\Omega})$ para $t = t_0 = 1.5$ Ma, seleccionamos los puntos de la misma pertenecientes al intervalo $21.5 \leq M_1 \leq 23.5 M_\odot$, les ajustamos una recta, y obtuvimos $a = 0.183 \times 10^{-4}$. Por otra parte, asumimos $\sigma_y = 0.069 \times 10^{-4} \approx \sigma_t$, reemplazamos estos valores en la ec. (B.3) y encontramos

$$\sigma_{M_1} = 0.4 M_\odot.$$

Considerando todos los valores hallados para σ_t , se encuentra que $0.25 \leq \sigma_{M_1} \leq 0.45 M_\odot$.

Cuando se determinó la masa de este sistema (ver pág. 43) se estimó un error en la masa de $\pm 1 M_\odot$ debido a la incerteza en la edad del sistema. Aquí hemos visto que dicho error es probablemente alrededor del doble del error introducido por los cálculos teóricos de la velocidad del mov. apsidal.

B.1.2. Errores en otros sistemas

Los cálculos detallados aquí para HD 165052 fueron repetidos para otros cuatro sistemas cuyas masas determinamos por el método del mov. apsidal (HD 93205, HD 152218, HD 152219 y HD 152248), observándose que los errores debidos a la incerteza en el cálculo teórico son aproximadamente del mismo orden (usualmente iguales o menores) que los introducidos por la incertidumbre estimada en la edad de los sistemas. Solamente en un caso, para HD 152248, el error introducido por el cálculo teórico ($\approx 3.5 M_\odot$), resultó mayor que el que estimamos debido a la edad ($2.4 M_\odot$).

Esto muestra que, en general, los errores indicados en los capítulos anteriores para las masas determinadas por el método del mov. apsidal son correctos, pero en algún caso pueden estar ligeramente subestimados. Es posible también que nuestra estimación de los errores en las edades (≤ 1 Ma) sea demasiado optimista.

B.2. Errores en los parámetros orbitales

Los errores en los parámetros orbitales tabulados para cada sistema, obtenidos a partir de los ajustes realizados con FOTEL, fueron en calculados casi todos por dicho código y corresponden a lo que usualmente se denomina *error interno* del ajuste². Los únicos parámetros cuyos errores FOTEL no calcula son: la función de masa $f_1(m)$, los semiejes proyectados $a_{1,2}$ sen i y las masas

²Hadrava (2004) explica en detalle cómo calcula FOTEL esos errores.

mínimas $M_{1,2} \text{sen}^3 i$. Los errores en esos parámetros se estimaron siguiendo el procedimiento habitual de propagación de errores a partir de los demás parámetros, usando las fórmulas que se detallan a continuación.

La función de masa está dada por:

$$f_1(m) = \frac{M_1 q^3 \text{sen}^3 i}{(1+q)^2} = \frac{(a_1 \text{sen} i)^3}{P^2} \quad (\text{B.4})$$

Y por tanto el error relativo en la función de masa se calculó como:

$$\frac{\Delta f_1(m)}{f_1(m)} = \left\{ 9 \left[\frac{\Delta(a_1 \text{sen} i)}{a_1 \text{sen} i} \right]^2 + 4 \left[\frac{\Delta P}{P} \right]^2 \right\}^{1/2} \quad (\text{B.5})$$

Los semiejes proyectados para la órbita de la primaria y la secundaria, están dados por

$$a_{1,2} \text{sen} i = \frac{K_{1,2} P \sqrt{1-e^2}}{2\pi} \quad (\text{B.6})$$

Por lo tanto el error en los semiejes proyectados se calculó como:

$$\frac{\Delta(a_{1,2} \text{sen} i)}{a_{1,2} \text{sen} i} = \left\{ \left[\frac{\Delta K_{1,2}}{K_{1,2}} \right]^2 + \left[\frac{\Delta P}{P} \right]^2 + \left[\frac{e \Delta e}{(1-e^2)} \right]^2 \right\}^{1/2} \quad (\text{B.7})$$

La masa mínima de la primaria está dada por la expresión

$$M_1 \text{sen}^3 i = \frac{(a \text{sen} i)^3}{P^2 \left(1 + \frac{a_1 \text{sen} i}{a_2 \text{sen} i} \right)} = \frac{(a_1 \text{sen} i + a_2 \text{sen} i)^3}{P^2 (1+q)} \quad (\text{B.8})$$

De donde su error resulta ser

$$\frac{\Delta(M_1 \text{sen}^3 i)}{M_1 \text{sen}^3 i} = \left\{ \left[\frac{3\Delta(a_1 \text{sen} i)}{a_1 \text{sen} i + a_2 \text{sen} i} \right]^2 + \left[\frac{3\Delta(a_2 \text{sen} i)}{a_1 \text{sen} i + a_2 \text{sen} i} \right]^2 + \left[\frac{2\Delta P}{P} \right]^2 + \left[\frac{\Delta q}{(1+q)} \right]^2 \right\}^{1/2} \quad (\text{B.9})$$

Y como FOTEL calcula la masa mínima de la secundaria a partir de la de la primaria usando q , o sea que

$$M_2 \text{sen}^3 i = q M_1 \text{sen}^3 i \quad (\text{B.10})$$

Para calcular el error en la masa mínima de la secundaria se utilizó:

$$\frac{\Delta(M_2 \text{sen}^3 i)}{M_2 \text{sen}^3 i} = \left[\left(\frac{\Delta q}{q} \right)^2 + \left(\frac{\Delta(M_1 \text{sen}^3 i)}{M_1 \text{sen}^3 i} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{B.11})$$

Apéndice C

Longitudes de onda de las líneas espectrales

Se detallan a continuación las líneas espectrales mencionadas en el texto y las longitudes de onda utilizadas para cada una.

Tabla C.1: Longitudes de onda de las líneas espectrales

Ion	Nombre	Serie	λ (Å)	Notas	Ref.
He I			3819.61		NIST
H I	H9	Balmer	3835.386		C77
He II			3923.48		C77
Ca II			3933.66	interestelar	NIST
He II		4-n	3968.43		C77
Ca II			3968.468	interestelar	C77
H I	H ϵ	Balmer	3970.074		C77
He I			4009.256		NIST
He II		4-n	4025.60		C77
He I			4026.1912		C77
C III			4068.91		NIST
Si IV			4088.85		NIST
Si IV			4116.10		NIST
Si II			4130.89		NIST
He I			4143.761		NIST
He II		4-n	4199.87		C77
C II			4267.003		C77
H I	H γ	Balmer	4340.471		NIST
N III			4379.11		NIST

Continúa en la pág. siguiente

Ion	Nombre	Serie	λ (Å)	Notas	Ref.
He I			4387.93		NIST
He I			4471.479		NIST
Mg II			4481.130		NIST
N III			4514.890		C77
He II		4-n	4541.590		C77
Si III			4552.62		NIST
Si III			4567.82		NIST
N III			4634.14		NIST
N III			4640.640		NIST
N III			4641.85		NIST
C III			4647.42		C77
C III			4650.250		C77
C III			4651.470		C77
He II			4685.682		C77
He I			4713.146		NIST
H I	H β	Balmer	4861.332		C77
He I			4921.931		NIST
[O III]			5006.86	nebular	C77
He I			5015.68		NIST
He I			5047.738		NIST
He II		4-n	5411.524		C77
O III			5592.252		NIST
C III			5695.92		C77
C IV			5801.33		NIST
C IV			5811.98		NIST
He I			5875.62		NIST
Na I			5889.950	interestelar	NIST
Na I			5895.924	interestelar	C77
H I	H α	Balmer	6562.819		NIST

Ref. NIST: NIST-ASD-Team (2015); C77: Conti et al. (1977).

Apéndice D

Masas de sistemas binarios masivos

Se tabulan a continuación las masas de sistemas binarios tipo O+OB recopiladas de la literatura y utilizadas para realizar los gráficos 4.1 y 4.2. Esta tabla fue compilada a partir de la que presentara en su tesis doctoral el Dr. E. Fernández-Lajús (Fernández Lajús, 2006, Tabla 6.1, p. 103), la cual fue completada con información recopilada por miembros del proyecto *OWN Survey* y con una búsqueda bibliográfica realizada por el autor de esta tesis.

Se incluyeron en la tabla solamente aquellas estrellas binarias eclipsantes de componentes separadas, cuyas masas fueron determinadas utilizando conjuntamente mediciones de velocidad radial y curvas de luz fotométricas con eclipses y tránsitos. Se excluyeron los sistemas cuyas curvas de velocidad radial cubrían solamente los valores extremos de VR. La tabla está ordenada por tipo espectral y por eso cada binaria aparece dos veces.

Tabla D.1: Masas de binarias eclipsantes O+OB utilizadas en las Figs. 4.1 y 4.2

Nombre 1	Nombre 2	Tipo espectral	Masa (M_{\odot})	error	Ref.
FO15		O5.5V	31.1	0.1	Fernández Lajús (2006)
HD 175514	V1182 Aql	O5.5V	31.0	0.6	Mayer et al. (2005)
HD 228854		O6V	26.0	0.7	Harries et al. (1997)
LS1135		O6.5V	30	1	Fernández Lajús & Niemela (2006)
V3903 Sgr		O7V	27.30	0.55	Vaz et al. (1997)
CPD-59 2603	Tr16 104	O7V	23.5	0.1	Fernández Lajús (2006)
HD 228854		O7V	19.3	0.4	Harries et al. (1997)
TU Mus		O7V	16.7	0.4	Penny et al. (2008)
EM Car		O8V	22.90	0.33	Andersen & Clausen (1989)
EM Car		O8V	21.40	0.32	Andersen & Clausen (1989)
V731 Car	Tr16 34	O8V	20.8	4.0	Fernández Lajús (2006)
HD 106871		O8V	19.75	1.04	Lorenz et al. (1994)
HH Car		O8V	17	2	Mandrini et al. (1985)
TU Mus		O8V	10.4	0.4	Penny et al. (2008)

Continúa en la pág. siguiente

Nombre 1	Nombre 2	Tipo espectral	Masa (M_{\odot})	error	Ref.
LZ Cep	14 Cep	O8.5V	15.1	0.4	Harries et al. (1998)
HD 152218		O9V	19.6	1.1	Mayer et al. (2008)
V3903 Sgr		O9V	19.00	0.44	Vaz et al. (1997)
CPD-41 7742		O9V	17.21	0.50	Bouzid et al. (2005)
SZ Cam		O9IV	15.26	0.53	Lorenz et al. (1998)
V448 Cyg		O9.5V	24.7	0.7	Djurasevic et al. (2009)*
HD 152219		O9.5IV	22.1	1.2	Mayer et al. (2008)
HD 198846	Y Cyg	O9.5V	17.73	0.30	Harmanec et al. (2014)
HD 198846	Y Cyg	O9.5V	17.72	0.35	Harmanec et al. (2014)
HD 175514	V1182 Aql	O9.5V	16.6	0.4	Mayer et al. (2005)
V478 Cyg		O9.5V	16.6	0.9	Popper & Hill (1991)
V478 Cyg		O9.5V	16.3	0.9	Popper & Hill (1991)
FO15		O9.5V	16.2	0.1	Fernández Lajús (2006)
XZ Cep		O9.5V	15.8	0.4	Harries et al. (1997)
V731 Car	Tr16 34	O9.5V	15.7	4.0	Fernández Lajús (2006)
CPD-59 2603	Tr16 104	O9.5V	15.7	0.1	Fernández Lajús (2006)
CPD-59 2628	Tr16 1	O9.5V	14.0	0.2	Freyhammer et al. (2001)
V961 Cen		O9.5V	11.6	1.0	Penny et al. (2002)
LZ Cep	14 Cep	O9.5V	6.3	0.2	Harries et al. (1998)
HD 152218		O9.7V	14.1	0.5	Mayer et al. (2008)
V578 Mon		B0V	14.54	0.08	García et al. (2014)
CPD-59 2628	Tr16 1	B0.3V	11.70	0.18	Freyhammer et al. (2001)
SZ Cam		B0.5V	10.75	0.44	Lorenz et al. (1998)
CC Cas		B0.5V	7.60	0.38	Hill et al. (1994)
HD 106871		B0.5V	6.95	0.65	Lorenz et al. (1994)
V578 Mon		B1V	10.29	0.06	García et al. (2014)
LS1135		B1V	9	1	Fernández Lajús & Niemela (2006)
CPD-41 7742		B1.5V	9.59	0.27	Bouzid et al. (2005)
HD 152219		B2V	8.5	0.5	Mayer et al. (2008)
HD 152248	V1007 Sco	O7.5III	30.1	0.4	Mayer et al. (2008)
HD 152248	V1007 Sco	O7.5III	29.5	0.4	Mayer et al. (2008)
CC Cas		O8.5III	18.30	0.45	Hill et al. (1994)
HH Car		B0III	14	2	Mandrini et al. (1985)
V961 Cen		B0.2III	6.7	0.7	Penny et al. (2002)
V448 Cyg		B1.1I-II	13.7	0.7	Djurasevic et al. (2009)*
XZ Cep		B1.1III	6.4	0.3	Harries et al. (1997)

*: clasificación espectral de Petrie (1956).

Índice de Tablas

2.1. Sist. binarios seleccionados para esta tesis.	25
2.2. Turnos asignados para esta tesis en CASLEO.	26
2.3. Características técnicas de los espectrógrafos utilizados.	27
2.4. Parámetros de la tarea <code>apa11</code>	30
3.1. Soluciones orbitales para HD 165052.	44
3.2. Soluciones orbitales para HD 153919	50
3.3. Soluciones orbitales para HD 152248.	59
3.4. Soluciones orbitales para HD 152218.	67
3.5. Soluciones orbitales para HD 152219.	71
3.6. Soluciones orbitales para HD 93205.	78
3.7. Soluciones orbitales para δ Cir.	84
3.8. Solución orbital de Mayer et al. (2014) para δ Cir.	84
3.9. Soluciones orbitales para ι Ori A.	91
3.10. Soluciones orbitales para θ_1 Ori A.	97
3.11. Soluciones orbitales para HD 93403	103
3.12. Soluciones orbitales para HD 75759	110
3.13. Soluciones orbitales para HD 101131	114
3.14. Soluciones orbitales para HD 152590.	122
3.15. Soluciones orbitales para HD 152233.	128
3.16. Soluciones orbitales para CPD-41 7733.	132
3.17. Soluciones orbitales para CPD-41 7742.	136
3.18. Soluciones orbitales para HD 167263.	142
4.1. Velocidades del mov. apsidal obtenidas en este trabajo.	149
A.1. HD 165052	152
A.2. HD 153919	153
A.3. HD 152248	154
A.4. HD 152218	155
A.5. HD 152219	156
A.6. HD 93205	157

A.7. δ Cir	158
A.8. ι Ori A	159
A.9. θ_1 Ori A	160
A.10.HD 93403	161
A.11.HD 75759	162
A.12.HD 101131	163
A.13.HD 152590	164
A.14.HD 152233	165
A.15.CPD-41 7733	165
A.16.CPD-41 7742	166
A.17.HD 167263	167
C.1. Longitudes de onda de las líneas espectrales	175
D.1. Masas de binarias eclipsantes O+OB utilizadas en las Figs. 4.1 y 4.2	177

Índice de figuras

1.1. Ubicación espacial de la órbita relativa de una binaria.	3
1.2. Esquema del movimiento apsidal en el sistema binario HD 93205.	4
1.3. Residuos de los tiempos de mínimo de los eclipses de Y Cygni.	5
1.4. Geometría de una órbita elíptica.	7
1.5. Variación de ω en Y Cyg.	8
1.6. Evolución de la curva de velocidad radial de HD 93205.	9
1.7. Sist. O+OB con mov. apsidal catalogados previamente.	17
1.8. \mathcal{F}_2 en función de M_1 para V478 Cyg.	20
2.1. Patrón de brillo en CCD REOSC.	28
2.2. Ajuste para resta de fondo.	29
2.3. Paso de iteración en la técnica de <i>disentangling</i>	32
2.4. Espectro de HD 165052 A comparado con el de τ Sco con rotación.	34
2.5. Crecimiento del ancho de la línea He I $\lambda 5015$ por rotación.	35
3.1. HD 165052 y el cúmulo NGC 6530 en la Nebulosa de la Laguna	40
3.2. Espectro de HD 165052	41
3.3. Curva de VR de HD 165052.	43
3.4. Variación de ω en HD 165052.	44
3.5. Velocidad del mov. apsidal en HD 165052	45
3.6. Ubicación de HD 153919	46
3.7. Espectro de HD 153919	48
3.8. Curva de velocidad radial de HD 153919.	51
3.9. Variación temporal de ω en HD 153919.	52
3.10. Velocidad del mov. apsidal en HD 153919	54
3.11. Cúmulo abierto NGC 6231	55
3.12. Espectro de HD 152248	56
3.13. Curva de velocidad radial de HD 152248.	58
3.14. Variación temporal de ω en HD 152248.	60
3.15. Velocidad del mov. apsidal en HD 152248	62
3.16. Espectro de HD 152218	64

3.17. Curva de velocidad radial de HD 152218.	65
3.18. Variación temporal de ω en HD 152218.	66
3.19. Masa de HD 152218	68
3.20. Espectro de HD 152218	70
3.21. Curva de velocidad radial de HD 152219.	72
3.22. Variación temporal de ω en HD 152219.	73
3.23. Masa de HD 152219	74
3.24. HD 93205 y HD 93403 en la Nebulosa de Carina	75
3.25. Espectro de HD 93205	76
3.26. Curva de velocidad radial de HD 93205.	79
3.27. Variación temporal de ω en HD 93205.	80
3.28. Masa de HD 93205	81
3.29. δ Cir. Imagen del mosaico 2MASS de Aladin.	82
3.30. Espectro de δ Cir	85
3.31. Curva de velocidad radial de δ Cir.	86
3.32. Variación temporal de ω en δ Cir.	87
3.33. ι Ori A y su vecina ι Ori B.	89
3.34. Espectro de ι Ori A	90
3.35. Curva de velocidad radial de ι Ori A.	93
3.36. Variación temporal de ω en ι Ori A.	94
3.37. θ_1 Ori A en el Trapecio, dentro de la Nebulosa de Orión.	95
3.38. Espectro de θ_1 Ori A	96
3.39. Curva de VR de θ_1 OriA.	98
3.40. Eclipse de θ_1 Ori A en datos AAVSO	99
3.41. Curva de luz ASAS de θ_1 Ori A	100
3.42. Variación de ω en función del tiempo en θ_1 Ori A	101
3.43. Espectro de HD 93403	102
3.44. Curva de velocidad radial de HD 93403.	104
3.45. Variación temporal de ω en HD 93403.	105
3.46. Velocidad del mov. apsidal en HD 93403	106
3.47. Velocidad sistémica de HD 93403.	107
3.48. HD 75759 en la región H II Gum 17	108
3.49. Espectro de HD 75759	109
3.50. Curvas de velocidad radial de HD 75759.	111
3.51. HD 101131 en Cr 249 y complejo de regiones H II IC 2944/2948	112
3.52. Espectro de HD 101131	113
3.53. Curva de velocidad radial de HD 101131.	115
3.54. Sol. orbital para HD 101131, Gies et al. (2002).	116
3.55. Variación temporal de ω en HD 101131.	117
3.56. Velocidad sistémica de HD 101131.	118

3.57. Velocidad del mov. apsidal en HD 101131	119
3.58. Ubicación de HD 152590 con respecto a los cúmulos abiertos NGC 6231 y Tr 24 .	120
3.59. Espectro de HD 152590	121
3.60. Curva de velocidad radial de HD 152590.	123
3.61. Variación temporal de ω en HD 152590.	124
3.62. Curva de luz de HD 152590.	125
3.63. Velocidad del mov. apsidal en HD 152590	126
3.64. Análisis de periodicidad de HD 152233	127
3.65. Curva de velocidad radial de HD 152233.	129
3.66. Espectro de CPD-41 7733	131
3.67. Curva de velocidad radial de CPD-41 7733.	133
3.68. Curva de velocidad radial de CPD-41 7742.	135
3.69. HD 167263 en la asociación Sgr OB7. Imagen del mosaico DSS de Aladin.	138
3.70. Líneas de He I $\lambda\lambda$ 4921 y 5015 en el espectro de HD 167263A	139
3.71. Espectro de HD 167263Aa	140
3.72. Período orbital de HD 167263A	141
3.73. Curva de velocidad radial de HD 167263.	143
4.1. Masas de estrellas masivas, clases V.	146
4.2. Masas de estrellas masivas, clases I, II y III.	147
4.3. Velocidad del mov. apsidal en binarias O+OB.	148
B.1. Frecuencia de valores teóricos de mov. apsidal en HD 165052.	171

Bibliografía

Abt H. A., 1973, *ApJS*, 26, 365

Abt H. A., 1983, *ARA&A*, 21, 343

Abt H. A., Wang R., Cardona O., 1991, *ApJ*, 367, 155

Andersen J., Clausen J. V., 1989, *Astronomy & Astrophysics*, 213, 183

Antokhina E. A., Moffat A. F. J., Antokhin I. I., Bertrand J.-F., Lamontagne R., 2000, *ApJ*, 529, 463

Arentoft T., Sterken C., Knudsen M. R., Freyhammer L. M., Duerbeck H. W., Pompei E., Delahodde C. E., Clasen J. W., 2001, *Astronomy & Astrophysics*, 380, 599

Arias J. I., Morrell N. I., Barbá R. H., Bosch G. L., Grosso M., Corcoran M., 2002, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 333, 202

Bagnuolo Jr. W. G., Riddle R. L., Gies D. R., Barry D. J., 2001, *ApJ*, 554, 362

Barbá R., Gamen R., Arias J. I., Morrell N., Walborn N. R., Maiz Apellaniz J., Sota A., Alfaro E., 2014, in *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series Vol. 44 of Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, OWN Survey: results after seven years of high-resolution spectroscopic monitoring of Southern O and WN stars. pp 148–148

Barbá R. H., Gamen R., Arias J. I., Morrell N., Maiz Apellaniz J., Alfaro E., Walborn N., Sota A., 2010, in *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series Vol. 38 of Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, vol. 27, Spectroscopic survey of galactic O and WN stars. OWN Survey: new binaries and trapezium-like systems. pp 30–32

Baume G., Rodriguez M. J., Corti M. A., Carraro G., Panei J. A., 2014, *MNRAS*, 443, 411

Benvenuto O. G., De Vito M. A., 2003, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 342, 50

Benvenuto O. G., Serenelli A. M., Althaus L. G., Barbá R. H., Morrell N. I., 2002, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 330, 435

Bertiau F. C., Grobben J., 1969, *Ricerche Astronomiche*, 8, 1

- Boehm-Vitense E., Hodge P., Boggs D., 1984, *The Astrophysical Journal*, 287, 825
- Bossi M., Gaspani A., Scardia M., Tadini M., 1989, *Astronomy & Astrophysics*, 222, 117
- Bouzig M. Y., Sterken C., Pribulla T., 2005, *Astronomy & Astrophysics*, 437, 769
- Brownlee R. R., Cox A. N., 1953, *ApJ*, 118, 165
- Bulut I., Demircan O., 2007, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 378, 179
- Carraro G., Romaniello M., Ventura P., Patat F., 2004, *Astronomy & Astrophysics*, 418, 525
- Claret A., 1999, *Astronomy and Astrophysics*, 350, 56
- Clark J. S., Goodwin S. P., Crowther P. A., Kaper L., Fairbairn M., Langer N., Brocksopp C., 2002, *Astronomy & Astrophysics*, 392, 909
- Close L. M., Wildi F., Lloyd-Hart M., Brusa G., Fisher D., Miller D., Riccardi A., Salinari P., McCarthy D. W., Angel R., Allen R., Martin H. M., Sosa R. G., Montoya M., Rademacher M., Rascon M., Curley D., Siegler N., Duschl W. J., 2003, *ApJ*, 599, 537
- Collins II G. W., 1974, *Astrophysical Journal*, 191, 157
- Company R., Portilla M., Gimenez A., 1988, *ApJ*, 335, 962
- Conti P. S., Ebbets D., 1977, *The Astrophysical Journal*, 213, 438
- Conti P. S., Leep E. M., Lorre J. J., 1977, *The Astrophysical Journal*, 214, 759
- Conti P. S., Walborn N. R., 1976, *ApJ*, 207, 502
- Cowling T. G., 1938, *MNRAS*, 98, 734
- Cox A. N., 2000, *Allen's astrophysical quantities*
- Damiani F., Flaccomio E., Micela G., Sciortino S., Harnden Jr. F. R., Murray S. S., 2004, *The Astrophysical Journal*, 608, 781
- de Jager C., Nieuwenhuijzen H., van der Hucht K. A., 1988, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 72, 259
- de Sitter W., 1916, *MNRAS*, 77, 155
- DeGioia-Eastwood K., Throop H., Walker G., Cudworth K. M., 2001, *ApJ*, 549, 578
- Demarque P., Woo J.-H., Kim Y.-C., Yi S. K., 2004, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 155, 667
- Dimitrijevic M. S., Sahal-Brechot S., 1990, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 82, 519

- Djurasevic G., Vince I., Khruzina T. S., Rovithis-Livaniou E., 2009, MNRAS, 396, 1553
- Dugan R. S., Waterfield W. F. H., 1928, Harvard College Observatory Bulletin, 856, 18
- Eggen O. J., 1980, ApJ, 238, 627
- Eggen O. J., 1982, ApJS, 50, 199
- Eggleton P. P., 1983, ApJ, 268, 368
- Ekstrom S., Georgy C., Eggenberger P., Meynet G., Mowlavi N., Wyttenbach A., Granada A., Decressin T., Hirschi R., Frischknecht U., Charbonnel C., Maeder A., 2012, Astronomy & Astrophysics, 537, A146
- ESA ed. 1997, The HIPPARCOS and TYCHO catalogues. Astrometric and photometric star catalogues derived from the ESA HIPPARCOS Space Astrometry Mission Vol. 1200 of ESA Special Publication
- Feast M. W., Thackeray A. D., Wesselink A. J., 1955, MmRAS, 67, 51
- Feast M. W., Thackeray A. D., Wesselink A. J., 1957, MmRAS, 68, 1
- Feinstein A., Ferrer O. E., 1968, PASP, 80, 410
- Fernández Lajús E., 2006, PhD thesis, Universidad Nacional de La Plata, Argentina
- Fernández Lajús E., Niemela V. S., 2006, MNRAS, 367, 1709
- Ferrero G., Gamen R., Benvenuto O., Fernández-Lajús E., 2013, MNRAS, 433, 1300
- Ford E. B., Kozinsky B., Rasio F. A., 2000, ApJ, 535, 385
- Freyhammer L. M., Clausen J. V., Arentoft T., Sterken C., 2001, Astronomy & Astrophysics, 369, 561
- Fullerton A. W., 1991, in Baade D., ed., European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings Vol. 36 of European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings, Absorption Line Profile Variations among the O Stars. p. 3
- Gamen R., 2012, in Ahumada J. A., Parisi M. C., Pintado O. I., eds, Second Conference on Stellar Astrophysics Massive stars: some observational aspects. (*Spanish Title: Estrellas masivas: algunos aspectos observacionales*). pp 13–22
- García B., Mermilliod J. C., 2001, Astronomy & Astrophysics, 368, 122
- García B. E., Levato H., 1984, RMxAA, 9, 9
- García E. V., Stassun K. G., Pavlovski K., Hensberge H., Gomez Maqueo Chew Y., Claret A., 2014, AJ, 148, 39

- Garmany C. D., Conti P. S., Massey P., 1980, *ApJ*, 242, 1063
- Garrison R. F., Schild R. E., 1979, *AJ*, 84, 1020
- Giacconi R., Murray S., Gursky H., Kellogg E., Schreier E., Tananbaum H., 1972, *ApJ*, 178, 281
- Gies D. R., Penny L. R., Mayer P., Drechsel H., Lorenz R., 2002, *ApJ*, 574, 957
- Giesecking F., 1982, *A&AS*, 49, 673
- González J. F., Levato H., 2006, *Astronomy and Astrophysics*, 448, 283
- Gualandris A., Portegies Zwart S., Eggleton P. P., 2004, *MNRAS*, 350, 615
- Hadrava P., 2004, *Publications of the Astronomical Institute of the Czechoslovak Academy of Sciences*, 92, 1
- Hamers A. S., Pols O. R., Claeys J. S. W., Nelemans G., 2013, *MNRAS*, 430, 2262
- Hammerschlag-Hensberge G., 1978, *Astronomy & Astrophysics*, 64, 399
- Hammerschlag-Hensberge G., van den Heuvel E. P. J., De Loore C., 1978, *A&AS*, 32, 375
- Hammerschlag-Hensberge G., van Kerkwijk M. H., Kaper L., 2003, *Astronomy & Astrophysics*, 407, 685
- Harmanec P., Holmgren D. E., Wolf M., Bozic H., Guinan E. F., Kang Y. W., Mayer P., McCook G. P., Nemravova J., Yang S., Slechta M., Ruzdjak D., Sudar D., Svoboda P., 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 563, A120
- Harries T. J., Hilditch R. W., Hill G., 1997, *MNRAS*, 285, 277
- Harries T. J., Hilditch R. W., Hill G., 1998, *MNRAS*, 295, 386
- Hartkopf W. I., Mason B. D., 2004, in Allen C., Scarfe C., eds, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series Vol. 21 of Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, vol. 27, Addressing confusion in double star nomenclature: The Washington Multiplicity Catalog, pp 83–90
- Henden A. A., , 2013, *Observations from the AAVSO International Database*
- Heske A., Wendker H. J., 1984, *A&AS*, 57, 205
- Hilditch R. W., 2001, *An Introduction to Close Binary Stars*
- Hilditch R. W., Reynolds A. P., Bell S. A., Pollacco D. L., Edwin R. P., 1991, *The Observatory*, 111, 14
- Hill G., Crawford D. L., Barnes J. V., 1974, *AJ*, 79, 1271

- Hill G., Hilditch R. W., Aikman G. C. L., Khalessah B., 1994, *Astronomy & Astrophysics*, 282, 455
- Hoogerwerf R., de Bruijne J. H. J., de Zeeuw P. T., 2001, *Astronomy & Astrophysics*, 365, 49
- Howarth I. D., Siebert K. W., Hussain G. A. J., Prinja R. K., 1997, *MNRAS*, 284, 265
- Hubrig S., Scholler M., Ilyin I., Kharchenko N. V., Oskinova L. M., Langer N., González J. F., Kholtygin A. F., Briquet M., Magori Collaboration 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 551, A33
- Hur H., Sung H., Bessell M. S., 2012, *AJ*, 143, 41
- Innanen K. A., Zheng J. Q., Mikkola S., Valtonen M. J., 1997, *AJ*, 113, 1915
- Ismailov N. Z., 1988, *Soviet Astronomy Letters*, 14, 138
- Jeffery C. S., 1984, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 207, 323
- Jones A., 1991, *Isis. Journal of the History of Science Society*, 82, 441
- Jones C., Forman W., Tananbaum H., Schreier E., Gursky H., Kellogg E., Giacconi R., 1973, *ApJ*, 181, L43
- Khaliullin K. F., Khodykin S. A., Zakharov A. I., 1991, *ApJ*, 375, 314
- Khodykin S. A., Vedeneyev V. G., 1997, *ApJ*, 475, 798
- Kopal Z., 1938, *MNRAS*, 98, 448
- Kozai Y., 1962, *AJ*, 67, 591
- Lacy C. H. S., 1992, *AJ*, 104, 2213
- Lagrange J. L., 1809, *Sur la Theorie Generale de la Variation des Constants Arbitraries dans tous les Problemes de la Mechanique*
- Langer N., 2012, *ARA&A*, 50, 107
- Lehmann-Filhes R., 1894, *Astronomische Nachrichten*, 136, 17
- Levato H., 1975, *A&AS*, 19, 91
- Levato H., Malaroda S., Morrell N., García B., Hernandez C., 1991, *ApJS*, 75, 869
- Levato H., Morrell N., 1983, *Astrophysical Letters*, 23, 183
- Levi-Civita T., 1937a, *American Journal of Mathematics*, 59, 225
- Levi-Civita T., 1937b, *American Journal of Mathematics*, 59, 9

- Linder N., Rauw G., Sana H., De Becker M., Gosset E., 2007, *Astronomy and Astrophysics*, 474, 193
- Lindroos K. P., 1985, *A&AS*, 60, 183
- Lohsen E., 1976, *Information Bulletin on Variable Stars*, 1211, 1
- Lorenz R., Mayer P., Drechsel H., 1994, *Astronomy & Astrophysics*, 291
- Lorenz R., Mayer P., Drechsel H., 1998, *Astronomy & Astrophysics*, 332, 909
- Lucy L. B., Sweeney M. A., 1971, *AJ*, 76, 544
- Maiz Apellaniz J., Sota A., Morrell N. I., Barbá R. H., Walborn N. R., Alfaro E. J., Gamén R. C., Arias J. I., Gallego Calvente A. T., 2013, in *Massive Stars: From alpha to Omega First whole-sky results from the Galactic O-Star Spectroscopic Survey*. p. 198
- Makarov V. V., Eggleton P. P., 2009, *ApJ*, 703, 1760
- Mandrini C. H., Mendez R. H., Ferrer O. E., Niemela V. S., 1985, *RMxAA*, 11, 99
- Marchenko S. V., Rauw G., Antokhina E. A., Antokhin I. I., Ballereau D., Chauville J., Corcoran M. F., Costero R., Echevarria J., Eversberg T., Gayley K. G., Koenigsberger G., Miroshnichenko A. S., Moffat A. F. J., Morrell N. I., et al. 2000, *MNRAS*, 317, 333
- Marraco H. G., Muzzio J. C., 1980, *PASP*, 92, 700
- Martins F., Palacios A., 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 560, A16
- Martins F., Schaerer D., Hillier D. J., 2005, *Astronomy and Astrophysics*, 436, 1049
- Mason B. D., Gies D. R., Hartkopf W. I., Bagnuolo Jr. W. G., ten Brummelaar T., McAlister H. A., 1998, *AJ*, 115, 821
- Mason B. D., Hartkopf W. I., Gies D. R., Henry T. J., Hesel J. W., 2009, *AJ*, 137, 3358
- Massey P., 2003, *ARA&A*, 41, 15
- Massey P., Morrell N. I., Neugent K. F., Penny L. R., DeGioia-Eastwood K., Gies D. R., 2012, *The Astrophysical Journal*, 748, 96
- Mayer P., Drechsel H., Lorenz R., 2005, *ApJS*, 161, 171
- Mayer P., Harmanec P., Lorenz R., Drechsel H., Eenens P., Corral L. J., Morrell N., 2001, in Vanbeveren D., ed., *The Influence of Binaries on Stellar Population Studies Vol. 264 of Astrophysics and Space Science Library, Improved Basic Physical Properties of the Oe-Star Binary V1007 Sco*. p. 567

- Mayer P., Harmanec P., Nesslinger S., Lorenz R., Drechsel H., Morrell N., Wolf M., 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 481, 183
- Mayer P., Harmanec P., Sana H., Le Bouquin J.-B., 2014, *AJ*, 148, 114
- Mayer P., Lorenz R., Drechsel H., 1992, *Information Bulletin on Variable Stars*, 3765, 1
- Mayne N. J., Naylor T., 2008, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 386, 261
- Miczaika G. R., 1951, *Zeitschrift für Astrophysik*, 29, 305
- Monet D. G., 1980, *ApJ*, 237, 513
- Morrell N., Levato H., 1991, *ApJS*, 75, 965
- Morrell N. I., Barbá R. H., Niemela V. S., Corti M. A., Albacete Colombo J. F., Rauw G., Corcoran M., Morel T., Bertrand J.-F., Moffat A. F. J., St-Louis N., 2001, *MNRAS*, 326, 85
- Morrison N. D., Conti P. S., 1978, *The Astrophysical Journal*, 224, 558
- NIST-ASD-Team, 2015, NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.3), [Online]. Available: <http://physics.nist.gov/asd> [2016, January 11]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.
- Otero S. A., 2003, *Information Bulletin on Variable Stars*, 5480, 1
- Otero S. A., Claus F., 2004, *Information Bulletin on Variable Stars*, 5495, 1
- Otero S. A., Wils P., 2005a, *Information Bulletin on Variable Stars*, 5630, 1
- Otero S. A., Wils P., 2005b, *Information Bulletin on Variable Stars*, 5644, 1
- Otero S. A., Wils P., 2006, *Information Bulletin on Variable Stars*, 5680, 1
- Pavlovski K., Southworth J., Kolbas V., 2011, *ApJ*, 734, L29
- Pearce J. A., 1953, *AJ*, 58, 223
- Penny A. J., Olowin R. P., Penfold J. E., Warren P. R., 1973, *MNRAS*, 163, 7P
- Penny L. R., 1996, *ApJ*, 463, 737
- Penny L. R., Bagnuolo W. G., Gies D. R., 1993, *Space Sci.Rev.*, 66, 323
- Penny L. R., Gies D. R., Bagnuolo Jr. W. G., 1996, in Vreux J. M., Detal A., Fraipont-Caro D., Gosset E., Rauw G., eds, *Liege International Astrophysical Colloquia Vol. 33 of Liege International Astrophysical Colloquia, Tomographic separation of UV spectra in O-type binary systems*. p. 289
- Penny L. R., Gies D. R., Bagnuolo Jr. W. G., 1999, *ApJ*, 518, 450

- Penny L. R., Gies D. R., Wise J. H., Stickland D. J., Lloyd C., 2002, *ApJ*, 575, 1050
- Penny L. R., Ouzts C., Gies D. R., 2008, *ApJ*, 681, 554
- Penny L. R., Seyle D., Gies D. R., Harvin J. A., Bagnuolo Jr. W. G., Thaller M. L., Fullerton A. W., Kaper L., 2001, *ApJ*, 548, 889
- Perry C. L., Hill G., Christodoulou D. M., 1991, *A&AS*, 90, 195
- Perry C. L., Hill G., Younger P. F., Barnes J. V., 1990, *A&AS*, 86, 415
- Petrie R. M., 1956, *Vistas in Astronomy*, 2, 1346
- Petrova A. V., Orlov V. V., 1999, *The Astronomical Journal*, 117, 587
- Plaskett J., 1924, *Publications of the Dominion Astrophysical Observatory Victoria*, 2, 286
- Plaskett J. S., Harper W. E., 1909, *The Astrophysical Journal*, 30, 373
- Poelarends A. J. T., Herwig F., Langer N., Heger A., 2008, *ApJ*, 675, 614
- Pojmanski G., 1997, *Acta Astronomica*, 47, 467
- Popper D. M., Hill G., 1991, *AJ*, 101, 600
- Pourbaix D., Tokovinin A. A., Batten A. H., Fekel F. C., Hartkopf W. I., Levato H., Morrell N. I., Torres G., Udry S., 2004, *Astronomy & Astrophysics*, 424, 727
- Quataert E. J., Kumar P., Ao C. O., 1996, *ApJ*, 463, 284
- Rauw G., Sana H., Gosset E., Vreux J.-M., Jehin E., Parmentier G., 2000, *Astronomy & Astrophysics*, 360, 1003
- Redman R. O., 1930, *MNRAS*, 90, 754
- Repolust T., Puls J., Herrero A., 2004, *Astronomy & Astrophysics*, 415, 349
- Roy A. E., 1978, *Orbital motion*
- Rubin B. C., Finger M. H., Harmon B. A., Paciesas W. S., Fishman G. J., Wilson R. B., Wilson C. A., Brock M. N., Briggs M. S., Pendleton G. N., Cominsky L. R., Roberts M. S., 1996, *ApJ*, 459, 259
- Russell H. N., 1928, *MNRAS*, 88, 641
- Sana H., Antokhina E., Royer P., Manfroid J., Gosset E., Rauw G., Vreux J.-M., 2005, *Astronomy & Astrophysics*, 441, 213
- 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., Schneider F. R. N., 2012, *Science*, 337, 444

- Sana H., Evans C. J., 2011, in Neiner C., Wade G., Meynet G., Peters G., eds, IAU Symposium Vol. 272 of IAU Symposium, The multiplicity of massive stars. pp 474–485
- Sana H., Gosset E., Rauw G., 2006, *MNRAS*, 371, 67
- Sana H., Hensberge H., Rauw G., Gosset E., 2003, *Astronomy & Astrophysics*, 405, 1063
- Sana H., Naze Y., O'Donnell B., Rauw G., Gosset E., 2008, *New Astronomy*, 13, 202
- Sana H., Rauw G., Gosset E., 2001, *Astronomy & Astrophysics*, 370, 121
- Sana H., Rauw G., Gosset E., 2007, *ApJ*, 659, 1582
- Sazonov S. Y., Lapshov I. Y., Syunyaev R. A., Brandt S., Lund N., Castro-Tirado A., 1993, *Astronomy Letters*, 19, 272
- Schilbach E., Roser S., 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 489, 105
- Simon-Diaz S., Herrero A., 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 562, A135
- Slettebak A., Collins II G. W., Parkinson T. D., Boyce P. B., White N. M., 1975, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 29, 137
- Smart W. M., 1953, *Celestial mechanics*.
- Sota A., Maiz Apellaniz J., Morrell N. I., Barbá R. H., Walborn N. R., Gamen R. C., Arias J. I., Alfaro E. J., 2014, *ApJS*, 211, 10
- Sota A., Maiz Apellaniz J., Walborn N. R., Alfaro E. J., Barbá R. H., Morrell N. I., Gamen R. C., Arias J. I., 2011, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 193, 24
- Sota A., Maiz Apellaniz J., Walborn N. R., Shida R. Y., 2008, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series Vol. 33 of Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, vol. 27, The Galactic O Star Catalog v.2.0. pp 56–56
- Sterken C., Bouzid M. Y., 2004, in *Tovmassian G., Sion E., eds, Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series Vol. 20 of Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, Photometric Monitoring of Binaries in Open Clusters and Associations: NGC 6231. pp 79–80
- Sterne T. E., 1939, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 99, 451
- Stickland D. J., 1987, *The Observatory*, 107, 5
- Stickland D. J., Koch R. H., Pachoulakis I., Pfeiffer R. J., 1993, *The Observatory*, 113, 139
- Stickland D. J., Lloyd C., 1993, *The Observatory*, 113, 256
- Stickland D. J., Lloyd C., 2000, *The Observatory*, 120, 141

- Stickland D. J., Lloyd C., 2001, *The Observatory*, 121, 1
- Stickland D. J., Lloyd C., Koch R. H., 1997, *The Observatory*, 117, 295
- Stickland D. J., Lloyd C., Penny L. R., 1997, *The Observatory*, 117, 213
- Stickland D. J., Lloyd C., Penny L. R., Gies D. R., Bagnuolo Jr. W. G., 1996, *The Observatory*, 116, 226
- Stickland D. J., Pike C. D., Lloyd C., Howarth I. D., 1987, *Astronomy & Astrophysics*, 184, 185
- Struve O., 1944, *ApJ*, 100, 189
- Struve O., Titus J., 1944, *ApJ*, 99, 84
- Sung H., Chun M.-Y., Bessell M. S., 2000, *The Astrophysical Journal*, 120, 333
- Sung H., Sana H., Bessell M. S., 2013, *AJ*, 145, 37
- Tapia M., Roth M., Vazquez R. A., Feinstein A., 2003, in Reyes-Ruiz M., Vazquez-Semadeni E., eds, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series Vol. 18 of Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series, Open Clusters and Star Formation in the Northern Carina Nebula*. p. 148
- Thackeray A. D., 1966, *MNRAS*, 134, 97
- Thackeray A. D., Emerson B., 1969, *MNRAS*, 142, 429
- Thackeray A. D., Walker E. N., 1973, *IAU Circ.* 2493
- Tody D., 1986, in Crawford D. L., ed., *Instrumentation in astronomy VI Vol. 627 of Proceedings of the Meeting, Tucson, Mar. 1986, of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, The IRAF Data Reduction and Analysis System*. p. 733
- Toomer G. J., 1969, *Centaurus*, 14, 306
- Turner N. H., ten Brummelaar T. A., Roberts L. C., Mason B. D., Hartkopf W. I., Gies D. R., 2008, *AJ*, 136, 554
- van Genderen A. M., 2003, *Astronomy & Astrophysics*, 397, 921
- van Paradijs J. A., Hammerschlag-Hensberge G., Zuiderwijk E. J., 1978, *A&AS*, 31, 189
- Vaz L. P. R., Cunha N. C. S., Vieira E. F., Myrrha M. L. M., 1997, *Astronomy and Astrophysics*, 327, 1094
- Vitrichenko E. A., Klochkova V. G., Plachinda S. I., 1998, *Astronomy Letters*, 24, 296

- Walborn N. R., 1995, in Niemela V., Morrell N., Feinstein A., eds, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series Vol. 2 of Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series, The Stellar Content of the Carina Nebula (Invited Paper)*. p. 51
- Walborn N. R., Fitzpatrick E. L., 1990, *PASP*, 102, 379
- Walter K., Przybyllok E., 1936, *Veroeffentlichungen der Universitaets-Sternwarte Koenigsberg Pr.*, 3, 28
- Wenger M., Ochsenbein F., Egret D., Dubois P., Bonnarel F., Borde S., Genova F., Jasniewicz G., Laloe S., Lesteven S., Monier R., 2000, *A&AS*, 143, 9
- Wilson R. E., 1953, *Carnegie Institute Washington D.C. Publication*
- Zasche P., Wolf M., 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 558, A51
- Zinnecker H., Yorke H. W., 2007, *Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics*, 45, 481