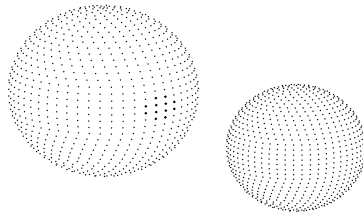


TESIS PARA OPTAR POR EL GRADO DE  
DOCTOR EN ASTRONOMÍA

“Estudio de binarias eclipsantes  
de gran masa”



Eduardo E. Fernández Lajús

Director: Dra. Virpi S. Niemela

Co-Director: Dr. Rodolfo H. Barbá

FACULTAD DE CIENCIAS ASTRONÓMICAS Y GEOFÍSICAS  
UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA

LA PLATA

ARGENTINA

Abril 2006

*Dedicada a mis chicas:  
Romina, Mercedes y Magdalena*

# Resumen

Las estrellas más masivas y luminosas, de tipo espectral O, son objetos poco frecuentes tanto en nuestra y otras galaxias. Dada su gran luminosidad, son objetos detectables en galaxias cercanas y por lo tanto es posible encarar su estudio en forma individual. Para poder abordar los problemas astrofísicos vinculados a las estrellas de gran masa en otras galaxias (y por ende en regiones con diferentes abundancias químicas), es muy importante, como primer paso, determinar las propiedades fundamentales de estos objetos en la Vía Láctea. La masa es una de esas propiedades fundamentales, y es la que determina la evolución de una estrella. Para confrontar modelos de evolución estelar con datos observacionales, se necesitan valores empíricos confiables, en especial de masas y radios estelares. Este tipo de datos todavía es muy escaso para las estrellas más masivas, y para estimarlos, hacen falta estudios de sistemas binarios espectroscópicos eclipsantes. Pero en nuestra galaxia sólo se conocen menos de una decena de estas binarias, cuyas componentes no hayan evolucionado más allá de la secuencia principal.

Por ello, esta tesis consiste en un estudio de cuatro binarias eclipsantes de gran masa con componentes de tipo O en la secuencia principal: LS1135, FO15, CPD -59 2603 y CPD -59 2635. Presentamos nuevas curvas de luz y, junto con los datos de velocidades radiales obtenidos de la literatura, generamos modelos numéricos con el código de Wilson-Devinney, para determinar sus parámetros fundamentales como masa, radio, luminosidad, distancia, etc.

La determinación de los parámetros fundamentales de estas cuatro binarias eclipsantes de tipo O, aumenta significativamente el número de estos sistemas con parámetros físicos empíricamente determinados. Reafirmamos que tres de estas binarias (FO15, CPD -59 2603, CPD -59 2635) se encuentran en el joven cúmulo abierto Trumpler 16, en la Gran Nebulosa de Carina, que constituye uno de los más destacados complejos de formación estelar activa de nuestra galaxia, y que en estos tres sistemas, los radios estelares, y por lo tanto también las luminosidades, son más pequeños que los de las estrellas “normales” tipo O, pero similares a las estrellas tipo O de la ZAMS. Esto también estaría de acuerdo con la pertenencia de estos objetos a la Gran Nebulosa de Carina, y sería la primer evidencia de que las estrellas jóvenes de la ZAMS, son más pequeñas y menos luminosas.

# Índice

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Las estrellas binarias . . . . .	5
1.1.1. Binarias visuales . . . . .	7
1.1.2. Binarias astrométricas . . . . .	8
1.1.3. Binarias espectroscópicas . . . . .	9
1.1.4. Binarias eclipsantes . . . . .	11
1.1.5. El modelo de Roche para estrellas binarias . . . . .	16
1.1.6. La clasificación de Kopal . . . . .	20
1.1.7. Modelos de curvas de luz de binarias . . . . .	22
1.2. La Gran Nebulosa de Carina . . . . .	24
1.2.1. Una activa región de formación estelar . . . . .	28
<b>2. La binaria eclipsante tipo O LS 1135</b>	<b>30</b>
2.1. Introducción . . . . .	30
2.2. Observaciones . . . . .	31
2.2.1. La curva de luz de ASAS-3 de LS1135 . . . . .	31
2.2.2. Espectroscopía . . . . .	32
2.3. La órbita de velocidad radial . . . . .	33

2.4. Modelo de W–D de binaria eclipsante para las curvas de luz y de velocidad radial de LS 1135 . . . . .	35
2.4.1. Efemérides . . . . .	38
2.5. Distancia . . . . .	38
2.6. Conclusiones . . . . .	39
<b>3. FO 15: una nueva eclipsante tipo O en Carina</b>	<b>41</b>
3.1. Introducción . . . . .	41
3.2. Observaciones . . . . .	42
3.2.1. Imágenes CCD directas obtenidas en LCO . . . . .	44
3.2.2. Imágenes CCD directas obtenidas en CASLEO . . . . .	44
3.2.3. Procesamiento y medición de imágenes . . . . .	46
3.2.4. La fotometría de ASAS–3 de FO 15 . . . . .	47
3.2.5. Espectroscopía óptica . . . . .	47
3.3. La curva de luz de FO 15 . . . . .	50
3.4. La órbita de velocidad radial . . . . .	53
3.5. Análisis de la curva de luz de FO 15 . . . . .	54
3.5.1. Modelo preliminar de W–D . . . . .	54
3.5.2. Modelo detallado . . . . .	56
3.5.3. Efemérides . . . . .	59
3.6. La distancia a FO 15 . . . . .	61
3.7. Sumario de los resultados . . . . .	62
<b>4. La binaria eclipsante Trumpler 16 104</b>	<b>64</b>
4.1. Introducción . . . . .	64
4.2. Observaciones . . . . .	66

4.2.1.	Adquisición de imágenes . . . . .	66
4.2.2.	Medición y procesamiento de datos . . . . .	67
4.2.3.	La fotometría de ASAS-3 de Tr16-104 . . . . .	70
4.2.4.	Espectros y velocidades radiales . . . . .	70
4.3.	La curva de luz de Tr16-104 . . . . .	72
4.4.	Análisis con W-D . . . . .	73
4.4.1.	Efemérides . . . . .	77
4.5.	La distancia a Tr16-104 . . . . .	78
4.6.	Sumario de los resultados . . . . .	80
<b>5.</b>	<b>La binaria eclipsante Trumpler 16 34</b>	<b>81</b>
5.1.	Introducción . . . . .	81
5.2.	Observaciones, medición y procesamiento de datos . . . . .	82
5.2.1.	La fotometría de ASAS-3 de Tr16-34 . . . . .	82
5.3.	La curva de luz de Tr16-34 . . . . .	83
5.4.	Análisis con W-D . . . . .	84
5.4.1.	Efemérides . . . . .	84
5.4.2.	Parámetros físicos . . . . .	88
5.5.	La distancia a Tr16-34 . . . . .	92
5.6.	Sumario de los resultados . . . . .	96
<b>6.</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>98</b>
6.1.	Las binarias separadas de tipo O de nuestra galaxia . . . . .	101
6.2.	Sobre la distancia a los sistemas en Carina . . . . .	107
<b>A.</b>	<b>Instrumentación</b>	<b>119</b>

A.1. El observatorio “Las Campanas” . . . . .	119
A.1.1. The All Sky Automated Survey (ASAS) . . . . .	120
A.1.2. El telescopio “Henrietta Swope” . . . . .	125
A.2. Complejo Astronómico El Leoncito . . . . .	126
A.2.1. El telescopio “Jorge Sahade” . . . . .	126
A.2.2. El telescopio “Helen Sawyer Hogg” . . . . .	127

# 1

## Introducción

Las estrellas más masivas y luminosas, a las que les corresponde un tipo espectral O, son objetos poco frecuentes tanto en la nuestra como en otras galaxias. Dada su gran luminosidad, son objetos detectables en galaxias cercanas y por lo tanto es posible encarar su estudio en forma individual.

Para poder abordar los problemas astrofísicos vinculados a las estrellas de gran masa en otras galaxias (y por ende en regiones con diferentes abundancias químicas), es muy importante, como primer paso, determinar las propiedades fundamentales de estos objetos en nuestra galaxia.

La masa es una de esas propiedades fundamentales, y es la que determina la evolución de una estrella. Para confrontar modelos de evolución estelar con datos observacionales, se necesitan valores empíricos confiables, en especial de masas y radios estelares. Este tipo de datos todavía es muy escaso para las estrellas más masivas.

Hay dos técnicas directas para determinar las masas estelares. Una está basada en la observación de la órbita aparente en el cielo de binarias visuales, que en general ostentan periodos de varios años y hasta el momento estaba restringida a la capacidad de resolución angular de los telescopios instalados en la superficie de la Tierra. Los nuevos interferómetros y misiones espaciales como Gaia, permitirán resolver las componentes de nuevas binarias y aumentar significativamente el número de estrellas estudiadas con este método.



La otra técnica, que es la que utilizaremos en este trabajo, está basada en las curvas de velocidad radial de binarias en las que son observables las líneas espectrales de ambas componentes. Los elementos orbitales de estas binarias espectroscópicas de doble línea dan el valor de  $M \sin^3 i$  para cada estrella, pero se necesita determinar la inclinación orbital  $i$  para poder estimar la masa  $M$ . Para los casos en que la dirección de la visual está próxima al plano orbital y las estrellas presentan eclipses, entonces se puede determinar la inclinación y los radios de las componentes, a partir de las variaciones de luz que presenta el sistema, por medio de ajustes de curvas de luz sintéticas, obtenidas de modelos teóricos a las curvas de luz observadas. Las binarias cuyas separaciones son pequeñas comparadas con sus radios estarán deformadas por efectos de marea, y producirán variaciones de luz de tipo “elipsoidal”, las cuales también pueden usarse para encontrar la inclinación orbital (aunque con menor precisión que en el caso de las eclipsantes).

Los análisis de datos espectroscópicos y fotométricos combinados, están restringidos, generalmente, a binarias de corto periodo dado que la probabilidad de eclipses disminuye con el aumento de la separación. Sin embargo, las masas de las binarias próximas pueden ser alteradas por transferencia de masa entre sus componentes, o por pérdida de masa de la binaria. Por eso hemos restringido la selección de los sistemas estudiados a binarias no evolucionadas, que permitan comparar los parámetros observados con los predichos por los modelos de estrellas individuales.

Para estimar los valores de masa y radios hacen falta entonces estudios de sistemas espectroscópicos de doble línea, que a la vez sean sistemas eclipsantes. Hasta el momento se conocen en nuestra galaxia muy pocos (menos de una decena) de estos sistemas binarios con componentes del tipo O en la secuencia principal y que sean de tipo separadas (ver por ej.: Gies, 2003), para garantizar que no presenten un importante grado evolutivo.

En nuestra galaxia vecina más próxima, la Nube Mayor de Magallanes, Massey et al. 2002, han determinado recientemente las órbitas de cuatro binarias, tres de ellas eclipsantes, del tipo O temprano en el cúmulo central de la región supergigante de gas ionizado conocido como 30 Doradus. Hilditch et al. (2003, 2005), en un trabajo conjunto con el proyecto OGLE II (ver A.1.1), presentan los parámetros físicos de 50 binarias eclipsantes

en la Nube Menor de Magallanes, todas ellas de tipo espectral O y B. Recientemente, Ribas et al. (2005), han realizado la primer determinación de las propiedades fundamentales de una binaria eclipsante en la galaxia de Andrómeda (M31). Esta binaria tiene justamente componentes de tipo O y B. Este estudio ha permitido además, determinar con gran precisión la distancia a M31.

Existe una discrepancia entre las masas predichas por modelos numéricos de estrellas de gran masa y los valores empíricos de las pocas con masas conocidas. Los modelos numéricos (e.g. Schaller et al. 1992) predicen masas de hasta 120 masas solares para las estrellas O más tempranas aunque, hasta el momento, las mayores masas empíricas que han sido determinadas corresponden al sistema eclipsante WR20a, cuyas componentes poseen 83 y 82 masas solares cada una (Bonanos et al. 2004).

Las estrellas de gran masa también son los objetos más luminosos, y las que tienen la mayor tasa de pérdida de masa por vientos estelares. Por lo tanto podría ser que las masas hasta hoy determinadas de las estrellas O tempranas hayan sido afectadas por pérdida de masa. Por ello es importante encontrar estrellas O tempranas muy jóvenes, para poder estimar masas iniciales de las estrellas. También es importante tener una muestra de masas empíricas y estadísticamente más significativa de las estrellas del tipo O a fin de llegar a conclusiones bien fundadas en la comparación entre observaciones y modelos.

Con esta finalidad, en esta tesis estudiamos sistemas binarios eclipsantes con componentes del tipo O en la secuencia principal, determinamos sus parámetros fundamentales y los comparamos con modelos numéricos.

Los sistemas elegidos para la determinación de parámetros fundamentales son cuatro binarias eclipsantes:

- LS1135 (O6.5V+B1V) es una binaria eclipsante espectroscópica. Los primeros valores de los parámetros físicos de sus componentes, que hemos determinado están de acuerdo con tabulaciones recientes de parámetros de estrellas O galácticas basados en modelos de atmósferas estelares.
- FO15 es un sistema binario (O5.5 V + O9.5 V) de doble espectro, localizado en la

región de la Gran Nebulosa de Carina, con un corto periodo orbital de 1,4 días. Encontramos que la componente primaria de esta binaria, FO15, tiene un tipo espectral aproximado O5.5 Vz, es decir, una estrella de la ZAMS.

- CPD -59 2603 = Trumpler 16-104 es un sistema múltiple, que contiene un sistema binario eclipsante de tipo O7 Vz + O9.5 V con un período de 2,15 días.
- CPD -59 2635 = Trumpler 16-34 es un sistema binario de doble espectro, de tipo O8 Vz + O9.5 V con un periodo orbital de 2,3 días. La fotometría realizada en esta tesis revela que es un sistema binario eclipsante de tipo separado con órbitas circulares.

Las tres últimas están localizadas en el cúmulo abierto joven Trumpler 16, en la Gran Nebulosa de Carina, que constituye uno de los más destacados complejos de formación estelar de nuestra galaxia la Vía Láctea y está ubicada sobre uno de sus brazos espirales, denominado brazo de “Carina-Sagitario”.

Para esta tesis, se han obtenido nuevas curvas de luz y se ha realizado un análisis mediante el código de Wilson-Devinney (W-D) (Wilson & Devinney 1971, Wilson 1990, Wilson & Van Hamme 2004) que, conjuntamente con los datos de las velocidades radiales espectroscópicas, obtenidas de la literatura, permiten determinar los parámetros físicos de estos sistemas.

En las secciones siguientes de este capítulo, continuamos con una introducción a las estrellas binarias y las diferentes clasificaciones y métodos de estudio, con principal hincapié en los sistemas espectroscópicos eclipsantes. Luego damos una descripción del entorno en la galaxia de los objetos estudiados. Los capítulos 2 al 5 abordan el análisis detallado de cada uno de estos objetos y en el capítulo 6 se presentan las conclusiones generales. En el Apéndice A resumimos las características técnicas de los telescopios, detectores y demás dispositivos utilizados para la adquisición de los datos utilizados en esta tesis.

## 1.1. Las estrellas binarias

Los puntos de luz en el cielo que denominamos estrellas pueden dividirse en dos categorías. Existen estrellas simples como el Sol, tal vez con planetas alrededor, y existen también pares de estrellas cuyas componentes se mueven en órbitas ligadas alrededor de su centro de masa llamadas *estrellas binarias*. Los programas de observación (Abt 1983) han demostrado que las estrellas simples son al menos tan comunes como las binarias, es decir que más del 50 % de las estrellas pertenecen a sistemas que contienen dos o más miembros. En general, los sistemas múltiples tienen una estructura jerárquica: en sistemas triples, una estrella y una binaria orbitando una alrededor de la otra, en sistemas cuádruples dos binarias orbitando una alrededor de la otra. Por tanto, la mayoría de los sistemas múltiples pueden describirse como binarios en distintos niveles.

A menudo, dos estrellas pueden parecer estar cerca en el cielo, aunque en realidad están a distancias muy diferentes. Tales estrellas dobles se llaman *pares ópticos*. Sin embargo, muchos pares de estrellas cercanos están realmente a la misma distancia y forman un sistema físico.

Las binarias se pueden clasificar según el método de descubrimiento. Las *binarias visuales* son las que pueden observarse como dos estrellas separadas en el cielo, es decir que la separación entre las estrellas es mayor que  $\sim 0,1''$ . Puede observarse que la posición relativa de las componentes cambia con el tiempo a medida que una se mueve alrededor de la otra. En las *estrellas binarias astrométricas* se ve solo una componente, pero su movimiento propio variable muestra que debe estar presente una segunda componente invisible. Las *estrellas binarias espectroscópicas* se descubren sobre la base de su espectro. Se observa, ya sea dos conjuntos de líneas espectrales, o que el corrimiento Doppler de las líneas observadas varía periódicamente, indicando una compañera invisible. La cuarta clase de binarias son las llamadas *estrellas binarias fotométricas* entre las que se encuentran las *binarias eclipsantes*. En estos sistemas, las componentes del par pasan regularmente una frente a la otra, causando un cambio en la magnitud total aparente.

Los sistemas binarios pueden también clasificarse según su separación mutua. En bi-

narias *distantes*, la separación entre las componentes es de decenas o cientos de UA y sus periodos orbitales van desde decenas a miles de años. En las binarias *cercanas*, la separación va desde alrededor de una UA hasta un radio estelar. Los periodos orbitales van desde pocas horas hasta algunos años.

Las estrellas en un sistema binario se mueven en órbitas elípticas alrededor de su centro de masa. Se puede demostrar que la órbita relativa es también una elipse y por lo tanto las observaciones se describen a menudo como si una de las componentes permaneciera en reposo y la otra orbitara a su alrededor.

Las estrellas binarias son la principal fuente de datos fundamentales de masas y radios estelares, los cuales se determinan con gran precisión a partir del análisis de sus curvas de luz y de velocidad radial. La masa y la composición química iniciales de una estrella determinan, en principio, todas sus propiedades en función de la edad, siendo las variaciones en radio y luminosidad las consecuencias más visibles de su evolución. Además, el conocimiento de estos parámetros, para estrellas aisladas, sirve de base para el cálculo de las propiedades globales y evolutivas de los cúmulos estelares. Por tanto, los radios y masas estelares son datos astrofísicamente fundamentales, siendo el Sol la única estrella para la que el conjunto de los cinco parámetros, radio y masa además de la luminosidad, composición química y edad, pueden medirse directamente.

Aunque existen técnicas para determinaciones directas de radios y luminosidades de algunas estrellas cercanas, la masa de una estrella distinta del Sol sólo puede ser determinada en forma directa si la estrella está localizada en un sistema binario donde las dos componentes sean observables. Si este no es el caso, la masa debe deducirse a partir de parámetros observables (fotométricos o espectroscópicos) calibrados por medio de estrellas binarias que hayan sido bien observadas. Tales calibraciones implican el uso de cálculos de estructuras estelares, lo cual ayuda a emplazar la estrella dentro del entramado general de la evolución estelar. Por otro lado, es necesario la comprobación de los modelos evolutivos con estrellas reales para poder conseguir modelos cada vez más realistas ya que en la práctica, la física básica de los modelos está sujeta a un gran número de limitaciones, que actualmente están siendo resueltas con gran celeridad y satisfacción.

Por una parte, los datos atómicos básicos (tasas de generación de energía por reacciones nucleares, opacidades, abundancias detalladas) se conocen cada vez con más exactitud.

### 1.1.1. Binarias visuales

Las binarias visuales, son aquellas en las que pueden resolverse ambas componentes del sistema por observación directa con telescopios o por métodos interferométricos. En general, en este tipo de binarias ambas componentes son visibles en la imagen. Estas binarias suelen estar no muy lejos de nosotros y bastante alejadas entre sí. A pesar de su fácil observación, no suelen ser tan fáciles de detectar ya que sus periodos orbitales suelen ser del orden de cientos de años. Para poder apreciar el movimiento mutuo de las binarias visuales hay que comparar las imágenes del cielo en años distintos. A veces su movimiento es tan imperceptible que se requieren placas fotográficas o imágenes con décadas de diferencia. Este elevado tiempo de análisis hace que, aún hoy, este tipo de binarias sea el más complicado de detectar. Las binarias visuales proveyeron las primeras determinaciones reales de las masas de las estrellas (sin considerar al Sol).

Midiendo la separación relativa  $\rho$  ["] y el ángulo de posición  $\theta$  ["] en el cielo de las componentes, a lo largo del tiempo, podemos obtener la órbita aparente del sistema y calcular el valor del semieje aparente  $a$  ["] y el periodo orbital  $P$ . Si además conocemos la distancia a la que se encuentra la binaria, entonces podemos reducir las dimensiones angulares de la órbita a dimensiones lineales. Luego, se puede deducir la masa total  $m = m_1 + m_2$  del sistema a partir de la tercera ley de Kepler,

$$\frac{P^2}{a^3} = \frac{4\pi^2}{G(m_1 + m_2)} \quad (1.1)$$

donde  $m_1$  y  $m_2$  son las masas de las componentes. Si expresamos el periodo  $P$  en años, el semieje  $a$  en unidades astronómicas (UA) y las masas en masas solares ( $M_\odot$ ) la tercera ley de Kepler se reduce a:

$$a^3 = (m_1 + m_2)P^2 \quad (1.2)$$

Las masas de las componentes individuales se pueden determinar observando los

movimientos de ambas componentes relativos al centro de masas. Si el semieje mayor de la órbita de la primaria es  $a_1$  y el semieje mayor de la órbita de la secundaria es  $a_2$ , entonces, de la ecuación del centro de masas resulta:

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{m_2}{m_1}, \quad (1.3)$$

El semieje mayor de la órbita relativa es:

$$a = a_1 + a_2, \quad (1.4)$$

Dado que las masas individuales de las binarias visuales no pueden ser determinadas de la órbita relativa, se requieren de mediciones astrométricas más complejas para obtener el movimiento de cada componente proyectado en el plano del cielo.

Al resolver ambas estrellas individualmente, podemos obtener sus espectros separados deduciendo las características de los astros individuales: tipo espectral, clase de luminosidad, radio, temperatura etc. Combinando los datos espectrales con los orbitales, este tipo de estrellas binarias pueden ser útiles para calibrar mejor nuestros sistemas de clasificación estelar.

### 1.1.2. Binarias astrométricas

En este tipo de binarias sólo se puede observar la órbita de la componente más brillante alrededor del centro de masa del sistema. Si se estima la masa de la componente visible, por ejemplo de su luminosidad, entonces puede calcularse también la masa de la componente invisible. Son un grupo reducido de estrellas en las cuales se observa una anomalía o balanceo en el movimiento propio de la componente primaria. Este movimiento está generado por el efecto que realiza sobre la estrella principal la secundaria.

La primer binaria astrométrica observada fue Sirio en 1830, a la cual se le observó un movimiento propio ondulante. Se concluyó que tenía una compañera pequeña, que fue descubierta unas décadas más tarde. La compañera Sirio B, fue un tipo de estrella completamente nueva, una enana blanca.

Al igual que las binarias visuales, las binarias astrométricas requieren prolongados

periodos de observación.

### 1.1.3. Binarias espectroscópicas

Las binarias espectroscópicas se observan como estrellas simples, pero sus espectros muestran una variación regular. La primer binaria espectroscópica fue detectada en 1880 cuando se encontró que las líneas espectrales de la estrella Mizar ( $\zeta$  UMa) se dividían en dos, a intervalos regulares.

El corrimiento Doppler de las líneas espectrales es directamente proporcional a la velocidad radial relativa al observador. Así, la separación de las líneas espectrales es mayor cuando una componente se está acercando y la otra alejando del observador. El periodo de la variación es el periodo orbital de las estrellas. Desafortunadamente no hay una manera general de determinar la posición de la órbita en el espacio. La velocidad  $v$  está relacionada con la velocidad verdadera  $v_0$  según:

$$v = v_0 \text{sen}(i), \quad (1.5)$$

donde la inclinación  $i$  es el ángulo entre la línea de la visual y la normal al plano orbital.

Consideremos una binaria donde las componentes se mueven en órbitas circulares alrededor de su centro de masas. Sean los radios de las órbitas  $a_1$  y  $a_2$ . De la definición de centro de masas  $m_1 a_1 = m_2 a_2$  y escribiendo  $a = a_1 + a_2$ , se obtiene:

$$a_1 = \frac{a m_2}{m_1 + m_2}, \quad (1.6)$$

La velocidad orbital verdadera es:

$$v_{0,1} = \frac{2\pi a_1}{P}, \quad (1.7)$$

donde  $P$  es el periodo orbital. De acuerdo con la ec.(1.5), la velocidad orbital observada es:

$$v_1 = \frac{2\pi a_1 \text{sen } i}{P}. \quad (1.8)$$



Sustituyendo la ec.(1.6), se obtiene

$$v_1 = \frac{2\pi a}{P} \frac{m_2 \sin i}{m_1 + m_2}. \quad (1.9)$$

Despejando para  $a$  y sustituyendo en la tercera ley de Kepler, se obtiene la llamada ecuación de la “función de masa”:

$$f(m) = \frac{m_2^3 \sin^3 i}{(m_1 + m_2)^2} = \frac{v_1^3 P}{2\pi G}. \quad (1.10)$$

Si una de las componentes en un sistema espectroscópico es tan débil que sus líneas espectrales no se pueden observar, sólo se determinan  $P$  y  $v_1$ . Este tipo de binarias se las suele designar en la literatura como “SB1”, por sus siglas del inglés. La ecuación (1.10) da entonces el valor de la función de masa, y no se pueden determinar ni las masas de las componentes ni la masa total.

Si se observan las líneas espectrales de ambas componentes de la binaria, llamaremos al sistema como binaria espectroscópica de doble línea o “SB2”. Entonces se conoce también  $v_2$  y la ec. (1.8) da:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{a_1}{a_2} \quad (1.11)$$

y además la definición del centro de masas da:

$$m_1 = \frac{m_2 v_2}{v_1}. \quad (1.12)$$

Cuando se sustituye esto en la ec. (1.10), se pueden determinar  $m_2 \sin^3 i$  y  $m_1 \sin^3 i$ . Sin embargo, las masas reales no se pueden obtener sin saber la inclinación.

El tamaño de la órbita de la binaria (semieje mayor  $a$ ) se obtiene de la ec. (1.8) aparte del factor  $\sin i$ . En general las órbitas de las estrella binarias no son circulares y no pueden aplicarse las expresiones anteriores. Para una órbita excéntrica, la forma de la variación de la velocidad se aparta cada vez más de una curva senusoidal a medida que la excentricidad crece. De la forma de la variación de la velocidad, pueden determinarse la excentricidad  $e$  y la longitud del periastro  $\omega$ . De las ecuaciones generales del movimiento elíptico, puede

obtenerse la expresión general para la velocidad radial:

$$v_1 = K[\cos(\theta + \omega) + e \cos(\omega)] + V_\gamma \quad (1.13)$$

donde

$$K = \frac{2\pi a \sin i}{P(1 - e^2)^{1/2}} \quad (1.14)$$

$\theta$  es la anomalía excéntrica y  $V_\gamma$  es la “velocidad sistémica”, o velocidad radial del centro de masas del sistema binario. Cuando  $(\theta + \omega) = 0$  o  $\pi$ , es decir cuando la estrella está en el nodo ascendente o descendente respectivamente, entonces, la velocidad radial de la componente corresponderá a un máximo  $v_{m\acute{a}x} = K + Ke \cos(\omega) + V_\gamma$  o a un mínimo  $v_{m\acute{i}n} = -K + Ke \cos(\omega) + V_\gamma$ . Por tanto  $K = (v_{m\acute{a}x} - v_{m\acute{i}n})/2$  es llamada la “semiamplitud” de la curva de velocidad radial. Las regiones de velocidades radiales máximas y mínimas en las curvas se denominan “cuadraturas”, ya que las estrellas están cerca de los puntos nodales y el radio vector de cada estrella respecto del baricentro, es perpendicular a la visual del observador. Luego, de las semiamplitudes podemos derivar los semiejes mayores proyectados

$$a_{1,2} \sin i = \frac{P(1 - e^2)^{1/2}}{2\pi} K_{1,2} \quad (1.15)$$

y las “masas mínimas” individuales

$$m_{1,2} \sin^3 i = \frac{P(1 - e^2)^{3/2}}{2\pi G} (K_1 + K_2)^2 K_{2,1} \quad (1.16)$$

Estas masas mínimas corresponden directamente al valor de las masas si la inclinación orbital de la binaria es de  $90^\circ$ , pero es sólo una cota inferior para inclinaciones menores.

#### 1.1.4. Binarias eclipsantes

Los sistemas binarios que presentan una variación periódica de su brillo total por el movimiento orbital de sus componentes se denominan binarias “fotométricas”, debido a que el estudio de las variaciones de la luz se realiza, hoy en día, con dispositivos fotométricos. En general, las binarias fotométricas presentan variaciones de brillo cuando una de las

componentes del sistema oculta, total o parcialmente, a la otra componente durante su movimiento orbital, causando una atenuación del brillo o “eclipse” en forma periódica. Estas binarias se denominan “eclipsantes”. En las binarias eclipsantes, la inclinación de la órbita debe ser cercana a  $90^\circ$ .

Existe otra clase de binarias fotométricas, en las cuales no hay eclipses reales. En ellas, al menos una de las componentes ha sido deformada por los efectos de marea producidos por la otra, y presenta una simetría elipsoidal. En diferentes fases de la órbita, el área de la superficie proyectada de la componente distorsionada varía, y además la temperatura superficial es menor en las zonas de los abultamientos de marea. Esto causa variaciones de brillo de baja amplitud, del orden de décimas de magnitud, que dificultan su detección y análisis. Estas binarias se denominan variables “elipsoidales” (ELL).

Ya que en general las binarias fotométricas no son binarias visuales, la luz que vemos o medimos con aparatos fotométricos, es la suma de los brillos individuales. A esta suma le llamaremos luz integrada. La variación de la magnitud de las variables eclipsantes como función del tiempo es llamada “curva de luz”. Las curvas de luz, pueden representarse también utilizando como variable temporal la fase orbital  $\phi$ , que se obtiene mediante la expresión:

$$\phi = \frac{(t_{obs} - T_0)}{P} - \left[ \frac{(t_{obs} - T_0)}{P} \right] \quad (1.17)$$

donde  $P$  es el periodo expresado en días,  $t_{obs}$  es el instante de cada observación expresado en días julianos (DJ) y  $T_0$  es una época de referencia. Para el caso de las binarias eclipsantes, se define a  $T_0$  como el instante en que ocurre el mínimo del eclipse primario o mínimo principal. La fase  $\phi$  está definida con valores entre 0 y 1.

En general, las curvas de luz de las binarias eclipsantes presentan dos mínimos diferentes, uno de los cuales, el mínimo primario, es usualmente mucho más profundo que el otro. Esto se debe a la diferencia de brillo intrínseco de sus componentes. Cuando la estrella más caliente eclipsa a su compañera, hay un mínimo menos profundo en la curva de luz. Fuera de los eclipses, si las componentes están lo suficientemente separadas, la magnitud total permanece constante.

La forma de los mínimos depende de si el eclipse es parcial o total. Cuando la inclinación es  $\sim 90^\circ$ , y las órbitas son circulares, los eclipses serán de tipo total y anular alternadamente. En un eclipse total, la componente más pequeña es completamente ocultada. El brillo total es entonces constante y la curva de luz tiene un mínimo chato. Luego, el tránsito de la componente pequeña por el disco de la más grande producirá un eclipse anular. Cuando las inclinaciones son menores, los eclipses se vuelven parciales, y se sucederán tránsitos y ocultaciones parciales. En un eclipse parcial la curva de luz se suaviza, ya que el brillo cambia gradualmente a lo largo del eclipse. Si consideramos estrellas esféricas de radios  $R_1$  y  $R_2$ , la condición para que se produzca un eclipse, para una dada inclinación orbital, es:

$$\text{sen}(90^\circ - i) \leq \frac{(R_1 + R_2)}{a} \quad (1.18)$$

La duración del mínimo depende del cociente entre el radio estelar y el tamaño de la órbita. Si además la estrella es una binaria espectroscópica se pueden obtener las dimensiones verdaderas de la órbita sin necesidad de conocer la distancia al sistema. Como la inclinación es conocida, se pueden determinar unívocamente las masas mediante las expresiones 1.16, y demás parámetros fundamentales como radios, temperaturas efectivas, etc.

Para sacar el máximo partido de esta clase de observación, es necesario elegir bien las líneas espectrales (no sujetas a solapamientos o “blending”) y detectar los espectros de las dos estrellas. Dependiendo de la relación de luminosidades, es posible registrar los dos espectros pero en algunos casos solamente se puede estudiar uno de ellos.

Las dos componentes de un sistema eclipsante suelen estar mucho más próximas entre sí que en el caso de las binarias visuales. La presencia de una compañera próxima modifica el campo gravitatorio de ambas, pudiendo alterar su forma (efecto de marea). Esta alteración es responsable naturalmente de la pérdida de la simetría esférica del sistema y depende de la estructura interna de las componentes. Las dos estrellas se pueden distorsionar también por efecto de la rotación que tiende a achatarlas en el polo. Desde el punto de vista teórico es posible en principio describir tales distorsiones en función de la estructura interna de

las estrellas. La órbita de este par de estrellas no será kepleriana puesto que los elementos orbitales serán función del tiempo.

Otros fenómenos pueden ser estudiados con algún detalle solamente en los sistemas binarios eclipsantes. Este es el caso del oscurecimiento del limbo que se observa bastante bien en el Sol. Esta variable del problema actúa de manera que los cambios de luminosidad observados en la curva de luz son más lentos y además suavizan los mínimos. Utilizando modelos de atmósferas estelares es posible obtener los valores teóricos de los coeficientes de oscurecimiento del limbo y consecuentemente, compararlos con las observaciones. Otro de los efectos que pueden aparecer debido a la proximidad de las componentes es el efecto de reflexión o de irradiación mutua, en el cual las caras enfrentadas de las estrellas se calientan mutuamente, haciendo que estas regiones se encuentren más brillantes. En los sistemas con transferencia de masa, el material que cae sobre una de las componentes también cambiará la temperatura de la superficie, produciendo regiones más brillantes, modificando la curva de luz.

En los sistemas con órbitas excéntricas, suele ocurrir un desplazamiento de la línea de las ápsides, provocando variaciones en las separaciones relativas entre los eclipses. Hay tres fenómenos físicos que pueden dar lugar a que la línea de las ápsides no sea constante en el tiempo: la existencia de un tercer cuerpo, la pérdida de la simetría esférica por deformaciones y un efecto relativista cuyo ejemplo más conocido es el avance del perihelio del planeta Mercurio.

Las binarias eclipsantes se clasifican en tres tipos diferentes, de acuerdo a la variabilidad de sus curvas de luz: *Algol (EA)*,  *$\beta$  Lyræ (EB)* y *W Ursæ Majoris (EW)*. Esta designación es la adoptada por el “General Catalog of Variable Stars” (GCVS), e.g. Kholopov et al. (1990).

### **Eclipsantes tipo Algol (EA)**

Deben su nombre a la estrella Algol ( $\beta$  Persei), considerada como prototipo de estas variables. Sus componentes son esféricas o levemente elipsoidales. Es posible determinar, de sus curvas de luz, el momento en que comienzan o finalizan los eclipses. Entre los

eclipses, la luz permanece casi constante o varía de manera insignificante debido a efectos de reflexión, a componentes levemente elipsoidales, o a variaciones físicas. Los eclipses pueden ser de igual profundidad y bien diferentes, incluso el mínimo secundario puede estar ausente. Se observa un rango extremadamente amplio de periodos, desde 0,2 días hasta más de 10000 días. Las amplitudes de las curvas de luz son también bastante diferentes, desde centésimas de magnitud hasta varias magnitudes.

Entre las EA se pueden encontrar binarias de estados evolutivos muy diferentes, por ejemplo:

- binarias que contienen dos estrellas de secuencia principal de cualquier tipo espectral de O a M,
- binarias en las cuales una o ambas componentes han evolucionado pero no han sobrepasado sus lóbulos de Roche,
- binarias con una estrella no evolucionada y la otra sobrepasando su lóbulo de Roche y transfiriendo masa; ej.: Algol. Por ello este tipo de binarias, aunque no sean eclipsantes, se denominan “binarias tipo Algol”,
- binarias con una estrella altamente evolucionada (una subenana caliente o una enana blanca) y la otra menos evolucionada,
- binarias aún no evolucionadas.

### **Eclipsantes tipo $\beta$ Lyræ(EB)**

Deben su nombre a su estrella prototipo  $\beta$  Lyræ. En este tipo de binarias la magnitud total observada varía continuamente y en sus curvas de luz es imposible indicar el instante exacto de comienzo y fin de los eclipses, debido a los continuos cambios del brillo aparente combinado del sistema, aún fuera de los eclipses. El mínimo secundario se observa en todos los casos y su profundidad es habitualmente bastante menor que el mínimo primario. Los periodos son generalmente mayores que un día y las amplitudes de las curvas de luz son usualmente menores que 2 *mag* en *V*. En la mayoría de los casos, las componentes pertenecen a tipos espectrales tempranos (B-A).

Las estrellas están tan juntas que una de ellas, o ambas, han sido deformadas por efectos de marea y han adoptado formas elipsoidales. Por ello, las variables  $\beta$  Lyræ pueden describirse como variables elipsoidales eclipsantes. Entre las EB pueden encontrarse sistemas con distintos estadios evolutivos, desde sistemas no evolucionados de secuencia principal, pero con periodos muy cortos, hasta binarias con estrellas altamente evolucionadas. En la binaria  $\beta$  Lyræ, una de las estrellas ha llenado su lóbulo de Roche y está permanentemente transfiriendo masa hacia su compañera. Esta transferencia de masa causa características adicionales en la curva de luz. Curiosamente,  $\beta$  Lyræ, prototipo de las eclipsantes que llevan su nombre, es entonces una binaria tipo Algol. Esto constituye un claro ejemplo que esta clasificación, basada sólo en la forma de luz, no constituye una clasificación unívoca respecto a las características físicas de los sistemas.

### **Eclipsantes tipo W Ursæ Majoris (EW)**

Éstas son eclipsantes con periodos más cortos que un día, y consisten de componentes elipsoidales casi en contacto. En sus curvas de luz es imposible especificar el instante exacto de comienzo o finalización de los eclipses, los cuales son muy redondeados y anchos. Las profundidades de los mínimos primario y secundario son casi iguales o difieren de forma insignificante. Las amplitudes de luz son generalmente menores que 0,8 *mag* en *V*. Las componentes generalmente pertenecen a los tipos espectrales F-G y más tardíos. Las binarias de tipo W UMa son en su mayoría, sistemas binarios cercanos en los que ambas componentes han llenado su lóbulo de Roche, formando lo que se llama un sistema binario de contacto.

#### **1.1.5. El modelo de Roche para estrellas binarias**

Las estrellas cambian, en general, sus características con el tiempo, con sus radios que crecen substancialmente en diferentes etapas de su evolución. Consecuentemente, un sistema binario próximo podrá finalmente evolucionar en uno con las estrellas con distorsiones de marea extremas, con formas casi elipsoidales, al menos en algunas etapas de su evolución. Por tanto es necesario introducir una formulación alternativa para las

formas de las estrellas, que de una descripción cuantitativa de esferas así como también de elipsoides distorsionados por marea. Esta formulación es el *modelo de Roche*, que se basa en consideraciones sobre el potencial gravitatorio total en un sistema de dos masas puntuales que se mueven en órbitas circulares en torno al baricentro. Es decir que las fuerzas de marea habrán actuado de manera que el sistema llegará a estar en rotación sincrónica en órbitas circulares.

El modelo de Roche para estrellas binarias fue nombrado en honor al matemático francés del siglo XIX Edouard Roche, que estaba investigando la matemática del problema restringido de los tres cuerpos. No se encontró una solución analítica para el movimiento de tres masas moviéndose en su campo gravitatorio mutuo. Sin embargo, se encontraron soluciones al problema restringido, en el cual dos masas principales se mueven en órbitas circulares en torno a su centro de masa común y una tercera partícula de masa despreciable se mueve en el campo de las otras dos masas. En este problema es posible obtener una integral de movimiento relacionada con el potencial gravitatorio del sistema y la velocidad de la tercer masa, la cual da lugar a *superficies de velocidad cero* que no son más que superficies de potencial gravitatorio  $\Phi$  constante en un sistema de dos cuerpos. Estas superficies se representan en un sistema que está rotando uniformemente con las masas principales. Para un rango de valores de  $\Phi$ , la forma de estas *superficies de velocidad cero* van desde superficies que encierran a cada masa principal hasta superficies que encierran ambas masas. Las superficies de las estrellas son equipotenciales, por lo tanto, la descripción de las superficies de velocidad cero tienen la intención de cuantificar las formas de las superficies estelares en un sistema binario.

Vamos a calcular la posición de las superficies equipotenciales que rodean a dos masas puntuales que orbitan en torno a su centro de masas en órbitas circulares. Se elige un sistema de referencia centrado en el centro de masas de la estrella más masiva  $m_1$ , que rota con la velocidad angular  $w$  (constante) del sistema binario. La estrella menos masiva,  $m_2$ , está a una distancia  $a = 1$  del origen (es decir que la unidad de distancia del sistema es la distancia entre las masas principales) sobre el eje  $x$  del sistema. En este sistema rotante las dos estrellas están fijas.



El potencial gravitatorio en un punto P(x,y,z) estará dado por:

$$\Phi = -\frac{Gm_1}{r_1} - \frac{Gm_2}{r_2} - \frac{w^2}{2} \left[ \left( x - \frac{m_2}{(m_1 + m_2)} \right)^2 + y^2 \right] \quad (1.19)$$

donde  $r_1$  y  $r_2$  son las distancias de las masas al punto P.

Con  $a = 1$  y rotación sincrónica en órbita circular, tenemos:

$$w^2 = \left( \frac{2\pi}{P} \right)^2 = \frac{G(m_1 + m_2)}{a^3} = G(m_1 + m_2) \quad (1.20)$$

Si definimos la cantidad  $\Phi_n = -2\Phi/G(m_1 + m_2)$  y el cociente de masas  $q = m_2/m_1$ , ( $0 < q \leq 1$ ), entonces

$$\Phi_n = \frac{2}{(1+q)r_1} + \frac{2q}{(1+q)r_2} + \left( x - \frac{q}{(1+q)} \right)^2 + y^2 \quad (1.21)$$

La cantidad  $\Phi_n$  es un potencial normalizado y puede calcularse para cualquier posición (x,y,z) alrededor de los dos puntos masa. A partir de esta expresión se pueden calcular las superficies equipotenciales en el sistema rotante en términos de  $a$  y del cociente de masas  $q$ . Si se proyectan las superficies en los diferentes planos se obtienen curvas equipotenciales (o curvas de velocidad cero). Para valores decrecientes de  $\Phi_n$  las superficies equipotenciales van desde formas aproximadamente esféricas alrededor de cada masa hasta formas más complicadas. Eventualmente las dos superficies que rodean las masas se tocan en un punto localizado entre ambas masas (particularmente, más cercano a la de menor masa), llamado *punto de Lagrange interno*,  $L_1$ . Las dos superficies que se tocan en  $L_1$  determinan los *límites de Roche* de las componentes del sistema binario y definen dos volúmenes tridimensionales llamados *lóbulos de Roche*. El hecho de que estos volúmenes constituyan un límite, se debe a que definen el máximo volumen que cada estrella del sistema binario puede ocupar y tener sus elementos que las constituyen bajo su control gravitatorio. El tamaño real de estos lóbulos depende de  $a$  y de  $q$ . Cuando  $q = 1$ , los lóbulos de Roche son iguales, a medida que  $q$  decrece, el lóbulo de la estrella más masiva crece mientras que el correspondiente a la menos masiva decrece. Más allá de la superficie que define a  $L_1$ , existe una segunda superficie equipotencial que rodea a toda la binaria y se intersecta

a si misma en el *punto externo de Lagrange*  $L_2$ . A través de él la materia puede escapar del campo gravitatorio del sistema binario. Para un valor menor de  $\Phi_n$  existe otro punto de intersección de las superficies equipotenciales, llamado *punto*  $L_3$ , a través del cual la materia también puede escapar del sistema. Finalmente, a distancias mayores de ambas masas, se tiene el valor mínimo de  $\Phi_n$  (o máximo del potencial), que define los *puntos de Lagrange*  $L_4$  y  $L_5$ , que se encuentran formando un triángulo equilátero con las masas principales.

A medida que una estrella llena su volumen habitable, la superficie estelar alcanza su lóbulo de Roche y la materia puede desbordarse a través de  $L_1$  hacia la otra estrella.  $L_1$  actúa como un cuello a través del cual la materia puede pasar de una componente a otra del sistema binario. Es decir que la forma de una estrella en un sistema binario, estará definida por la superficie equipotencial apropiada para esa estrella. Para sistemas bien separados, donde  $R/a$  es aproximadamente 0,1 o menos, las estrellas son esféricas ya que las superficies equipotenciales cercanas a cada punto masa son de esa forma. Para sistemas binarios en los cuales las estrellas están relativamente cerca,  $R/a \sim 0,2 - 0,3$ , las estrellas no son esféricas y pueden llenar sus respectivos lóbulos de Roche.

Una cantidad importante es el volumen del lóbulo de Roche, para una estrella y también su *radio efectivo*  $r_L$ . El radio efectivo del lóbulo de Roche es el radio correspondiente a la esfera de igual volumen que el lóbulo de Roche. Eggleton (1983) da una expresión para  $r_L$  con una precisión de  $\pm 1\%$  para todos los valores de  $q$  de cero a infinito:

$$r_L = \frac{0,49 q^{2/3}}{0,69 q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})} \quad (1.22)$$

Para evaluar el radio efectivo de la estrella menos masiva, se usa  $q = m_2/m_1$ , de manera que  $q \leq 1$ . Para la más masiva, se usa  $q = m_1/m_2$ , tal que  $q \geq 1$ . Dadas las unidades utilizadas, el radio efectivo real del lóbulo de Roche es:  $R_L = r_L a$ .

Hasta ahora, vimos el caso de estrellas moviéndose en órbitas circulares alrededor de su centro de masas, y en rotación sincrónica. El tema de las órbitas excéntricas es bastante complicado. Las superficies de las estrellas del sistema son como dijimos, superficies equipotenciales, en tanto que se puedan despreciar la excentricidad y la fuerza de Corio-

lis debido al asincronismo. La formulación del potencial, se reduce al modelo de Roche cuando  $e = 0$  y  $F = 1$ , siendo  $F$  el cociente entre la velocidad de rotación angular y la velocidad de rotación sincrónica. La solución al problema del asincronismo fue dada independientemente por Plavec (1958) y Limber (1963). Esta solución da cuenta del asincronismo introduciendo un factor  $F^2$  en el término centrífugo del potencial de Roche de la binaria. Avni (1976) dio la generalización del potencial de la binaria en sistemas excéntricos. Estrictamente hablando, tal potencial no existe, ya que el campo de fuerzas es dependiente del tiempo y por tanto no conservativo. Sin embargo, si una componente del sistema binario puede reajustarse al equilibrio en una escala de tiempo que es corta comparada con la escala en que las fuerzas varían, se puede definir un potencial efectivo localmente en cada punto de la órbita, sin inconsistencias significativas. La escala de tiempo de mayor interés aquí es la correspondiente a oscilaciones no radiales, que será normalmente mucho menor que un periodo orbital. El potencial generalizado de un sistema binario que da cuenta de la rotación asincrónica y órbitas no circulares, está dado por Wilson (1979):

$$\Omega_1 = r^{-1} + q[(D^2 + r^2 - 2r\lambda D)^{-1/2} - r\lambda/D^2] + \frac{1}{2}F^2(1+q)r^2(1-\nu^2) \quad (1.23)$$

donde  $q$  es como antes el cociente de masas,  $D$  es la separación instantánea de los centros, y  $\lambda, \nu$  son cosenos directores. Las coordenadas son  $r, \theta, \phi$ , y la unidad de longitud es el semieje mayor de la órbita relativa. El origen de coordenadas está en el centro de la estrella 1, y el valor  $F$  es el correspondiente a la estrella 1. Cuando se trata a la segunda componente, el origen de coordenadas debe trasladarse a su centro y se debe usar un potencial interno,  $\Omega_2$  que está relacionado con  $\Omega_1$  por:

$$\Omega_2 = \frac{\Omega}{q} + \frac{(q-1)}{2q} \quad (1.24)$$

### 1.1.6. La clasificación de Kopal

La clasificación introducida por Kopal hacia 1955, se basó en el análisis de las curvas de luz fotométricas de sistemas eclipsantes, sumado a resultados de observaciones espectroscópicas para determinar masas, cocientes de masas, separaciones y temperaturas.

La clasificación de Kopal a su vez se apoya en el modelo de Roche de las superficies equipotenciales presentes alrededor de dos masas puntuales que describen órbitas circulares en torno a su centro de masas común, previamente explicado.

El modelo de Roche permite establecer dos volúmenes o lóbulos, centrados en el centro de masas de cada estrella del sistema binario, que definen el máximo volumen que cada estrella puede ocupar. Si una estrella a lo largo de su vida se expande más allá de este volumen, la parte de materia fuera del lóbulo ya no estará ligada gravitatoriamente a ella, y podría ser transferida hacia la estrella compañera, o bien quedar ligada gravitatoriamente a ambas estrellas, o incluso escapar del sistema binario.

Caben pues tres clases de binarias que responden a los casos en que ninguna, sólo una o las dos estrellas llenan completamente sus respectivos lóbulos de Roche. Se trata respectivamente de *binarias separadas (detached o ED)*, *semiseparadas (semi-detached o ESD)* y *de contacto (contact o EC)*. En estas últimas ambas estrellas desbordan su masa más allá de sus lóbulos de Roche formando una envoltura común.

Las llamadas variables cataclísmicas (CV) y las binarias de rayos X son sistemas semi-separados, con una estrella que llena su lóbulo de Roche y una compañera (enana blanca en el caso de una CV, y estrella de neutrones o agujero negro en el caso de una binaria de rayos X) rodeada de un disco de acreción formado por la masa que escapa de la primera y que con el tiempo acaba cayendo en la compañera.

Es importante mencionar que de la apreciación de las curvas de luz individuales de distintas binarias eclipsantes, se puede notar cierta confusión introducida por la clasificación ampliamente usada de las curvas de luz: EA, EB, EW. Contacto o casi contacto no tienen necesariamente mínimos de la misma profundidad; hay frecuentes sistemas semi-separados con mínimos iguales; las binarias separadas no necesariamente tienen máximos chatos. Así, aunque a menudo se usan en tal contexto, las clases EW, EB y EA no corresponden totalmente a la diferenciación contacto/separada, pero podríamos correlacionar estas clasificaciones de la siguiente manera:

	EA	EB	EW
ED	ESD	EC	

### 1.1.7. Modelos de curvas de luz de binarias

El modelo de Roche dio la base para la clasificación de Kopal y permitió construir las teorías de transferencia de masa en un sistema binario, y de evolución estelar. Sin embargo, no fue hasta 1968 que Lucy (1968 a,b) usó el modelo de Roche para calcular una curva de luz teórica de una estrella binaria. El modelo de Lucy fue desarrollado para explicar las curvas de luz de binarias de contacto como las EW introduciendo el concepto de una envoltura convectiva común rodeando ambos núcleos estelares. Así, mientras que las dos estrellas tenían diferentes masas, la binaria observada mostraba un cambio muy pequeño en la temperatura superficial a medida que revolucionaba en su órbita. La forma de la envoltura convectiva común fue descrita por una superficie equipotencial algo por fuera de los lóbulos de Roche individuales de las dos estrellas.

El término *síntesis de curva de luz* se usa para describir el proceso por el que se calcula una curva de luz para un sistema binario a través de un modelo teórico, con varios parámetros de la binaria, especificados como valores de entrada del modelo. El modelo teórico puede incluir todos los procesos físicos conocidos que definen las temperaturas en todos los elementos de superficie sobre cada estrella, así como también efectos geométricos de la orientación de la línea de la visual del observador, el ángulo de fase orbital, y la visibilidad de cada elemento de superficie en cada ángulo de fase.

El trabajo de Lucy fue seguido por varios otros modelos de síntesis de curvas de luz, como los trabajos de Hill & Hutchings (1970), Hutchings & Hill (1971a,b), Wilson & Devinney (1971), Wilson (1990) y Wilson & Van Hamme (2004). Estos trabajos presentan códigos numéricos para síntesis de curvas de luz de binarias eclipsantes de todos los tipos, basados en la geometría de Roche y dando cuenta completa del oscurecimiento gravitatorio, evaluación de efectos de reflexión con precisión mayor que  $\pm 5\%$ , y las opciones de usar flujos emergentes, intensidades específicas, y oscurecimiento al limbo calculado a partir de las funciones de Planck con atmósferas grises o con grillas de modelos de

atmósferas.

En esta tesis se emplea el código de W-D para el análisis de las binarias que se pretende estudiar. Es necesario introducir más de 35 parámetros para este código que definen la curva de luz. Por ejemplo algunos de ellos son: los potenciales  $\Omega_1$  y  $\Omega_2$ , la inclinación orbital  $i$ , el semieje de la órbita relativa, el periodo orbital, el cociente de masas  $q$ , las temperaturas medias superficiales  $T_{1,2}$ , los albedos  $Alb_{1,2}$ , los exponentes de oscurecimiento gravitatorio  $g_{1,2} = 4\beta_{1,2}$ , la ley y coeficientes de oscurecimiento al limbo monocromáticos y bolométricos y los parámetros de rotación  $F_{1,2}$ , y términos extras para órbitas excéntricas ( $e$ ,  $\omega$ , etc). Los parámetros dominantes o que controlan la forma de la curva de luz son aquellos que definen el tamaño y la forma de las estrellas, la inclinación orbital y el cociente de los brillos superficiales que está relacionado con las dos temperaturas. Los otros parámetros introducen efectos de segundo orden.

Las curvas de luz observadas se definen por un conjunto de  $n$  observaciones de  $(\phi, f)$  donde  $\phi$  es la fase orbital dada por la ecuación (1.17), y  $f$  es el flujo relativo entre la binaria y la estrella de comparación. Se adopta un valor de referencia para  $f = f_{ref}$ , usualmente en una de las fases de cuadratura  $\phi = 0,25$  o  $0,75$ . Así se puede obtener  $\Delta f = f - f_{ref}$ , y hacer una comparación directa entre la curva de luz observada y la calculada. Si se eligen los parámetros de entrada apropiadamente, las diferencias (O-C) entre las dos curvas será pequeña y se puede obtener una solución de la curva de luz observada por medio del procedimiento de *correcciones diferenciales*. Entonces se puede calcular numéricamente la variación de  $\Delta f$  respecto de la variación de los parámetros de entrada  $p_i$  con  $i = 1, \dots, m$ , por medio de la ecuación:

$$\frac{\partial \Delta f}{\partial p_i} = \frac{\Delta f(p_i + \frac{1}{2}\delta p_i) - \Delta f(p_i - \frac{1}{2}\delta p_i)}{\delta p_i} \quad (1.25)$$

Para calcular los términos diferenciales es necesario calcular un conjunto de curvas de luz con cada parámetro  $p_i$  incrementado en una cantidad  $\pm \frac{1}{2}\delta p_i$ . Estas diferenciales son lineales y pueden representar sólo una región local pequeña del espacio  $m$  dimensional de parámetros alrededor de la solución inicial. Por ello es necesario hacer una buena estimación de los parámetros iniciales usando todas las evidencias observacionales posibles.

## 1.2. La Gran Nebulosa de Carina

Como ya hemos mencionado, tres de las binarias eclipsantes estudiadas están inmersas en la Gran Nebulosa de Carina. La Gran Nebulosa de Carina constituye uno de los más destacados complejos de formación estelar de nuestra galaxia la Vía Láctea. Se encuentra ubicada sobre uno de sus brazos espirales, denominado brazo de “Carina-Sagitario”, en la parte sur de la Vía Láctea y a una distancia aproximada de 8000 años luz (o 2,5 *kpc*) de nuestro Sistema Solar. Está conformada por una gran concentración de estrellas jóvenes, azules y muy calientes, principalmente de tipo espectral O, B y Wolf-Rayet (W-R), las que ionizan al gas de sus alrededores formando una gigantesca nebulosa de emisión (NGC 3372) llamada “Gran Nebulosa de Carina” o simplemente Nebulosa de Carina. Visible a simple vista, su ubicación es privilegiada para los observadores del cielo austral. Esta región se extiende en el espacio con un diámetro de más de 200 años luz, abarcando más de 2 grados en el cielo. La Nebulosa de Carina es mucho mayor aún que la Nebulosa de Orión, cuyo diámetro es de sólo 30 años luz. En estas nebulosas, el gas interestelar, principalmente hidrógeno (H), se encuentra ionizado debido a la intensa radiación ultravioleta (UV) emitida por las estrellas más calientes, que hace a los átomos del gas perder un electrón. Estas regiones de gas ionizado, también denominadas regiones HII, se ven como nebulosas brillantes o “de emisión” que emiten luz a medida que los átomos se recombinan con sus electrones y se desexcitan, produciendo un efecto de fluorescencia. Los espectros de estas nebulosas están dominados entonces por las líneas de emisión del H. La más intensa en el rango visible es  $H\alpha$  (6563 Å) dando a la nebulosa su coloración rojiza. La presencia de diversas nubes oscuras de moléculas y polvo, mezcladas con el gas ionizado, contribuyen a dar forma al maravilloso paisaje observado en las imágenes de la Gran Nebulosa de Carina.

Superpuesta con el fondo brillante de la Gran Nebulosa, se encuentra una nebulosa de reflexión más pequeña llamada “Keyhole Nebula” o Nebulosa del “agujero de la cerradura”.

<sup>1</sup> La forma que se aprecia actualmente en las imágenes de la Keyhole Nebula, difiere

---

<sup>1</sup>Su nombre se debe a Sir John Herschel, quien alrededor de 1835, realizó los primeros dibujos de la región, basados en sus observaciones hechas desde el Cabo de Buena Esperanza (Sud África). En sus dibujos, la singular apariencia de algunas regiones más oscuras de esta nebulosa fue el motivo por el que

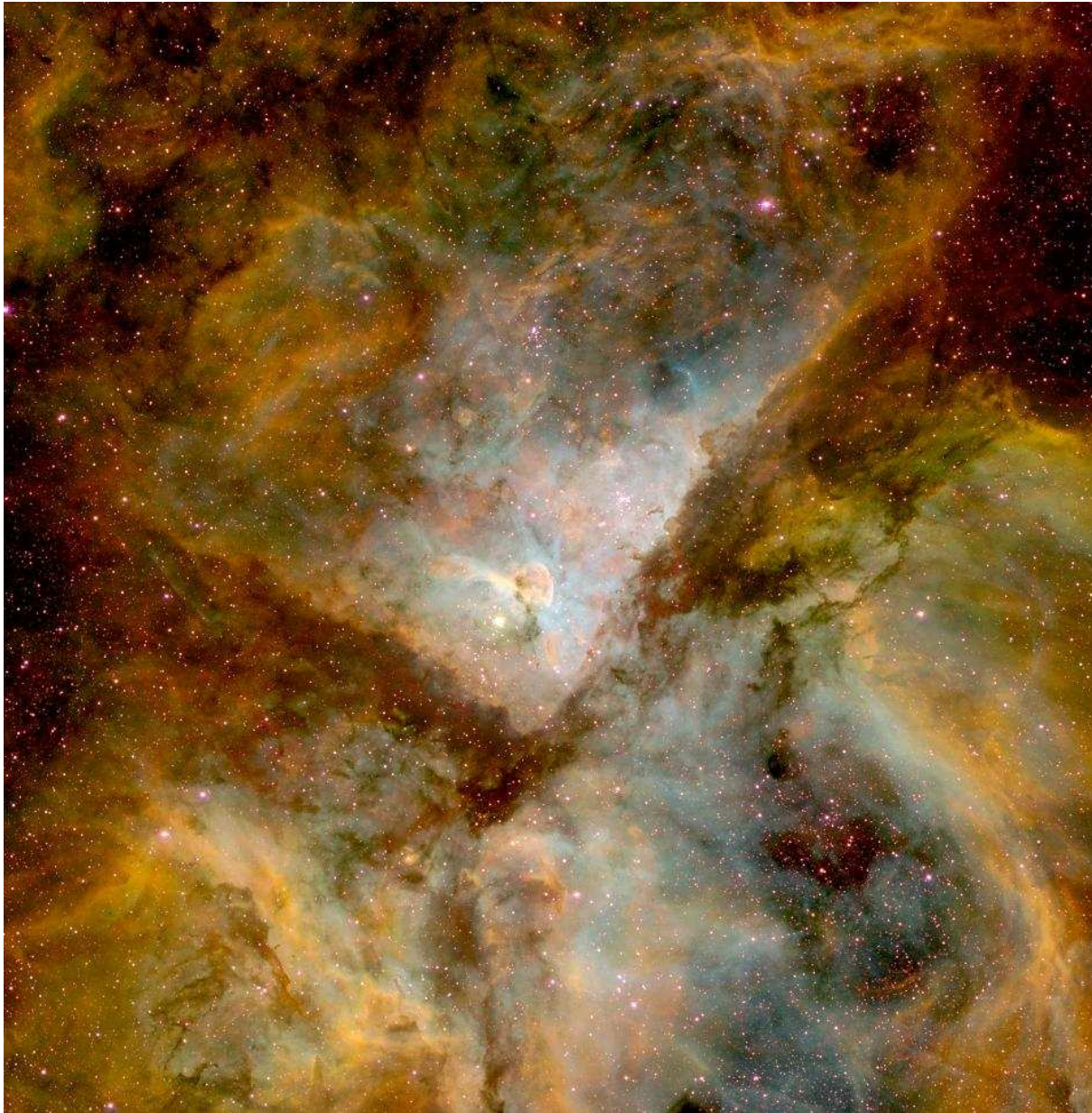


Figura 1.1: Imagen óptica de la Gran Nebulosa de Carina. Allí, las estrellas de gran masa ionizan e iluminan gigantescas nubes de gas y polvo. En el centro se puede apreciar a la “Keyhole Nebula”, y muy cerca de ella, hacia abajo y a la izquierda, a la estrella  $\eta$  Carinae. Esta imagen color fue tomada con la cámara Curtis-Schmidt del Observatorio Inter-Americano de Cerro Tololo (Chile). Composición de tres colores, [OIII] (azul),  $H\alpha$  (verde), y [S II] (rojo), realizada por Guillermo Hägele, Rodolfo Barbá, Nidia Morrell, Gastón Folatelli y Eduardo Fernández Lajús. El Norte está arriba y el Este a la izquierda.



significativamente de los dibujos de Herschel. Puede haber ocurrido que el aspecto de esta nebulosa de reflexión haya cambiado desde entonces ya que éstos fueron realizados en la época en que la estrella  $\eta$  Carinæ a pocos años luz de la nebulosa, se encontraba varias magnitudes más brillante que la actual (Walborn & Liller, 1977). La Keyhole Nebula se caracteriza además por contener una llamativa estructura circular cuya forma es todavía un misterio, ya que no se aprecian en su interior estrellas brillantes que la iluminen, y las observaciones indican que tampoco se trata de un remanente de supernova (Smith 2002).

Las imágenes del Telescopio Espacial Hubble muestran en el seno de la Nebulosa de Carina numerosos glóbulos oscuros, relativamente pequeños comparados con la nebulosa en su conjunto. Estos glóbulos pueden encontrarse en pleno colapso gravitatorio, proceso necesario para dar lugar a la formación de una nueva generación de estrellas. De esta forma, toda la región de la Gran Nebulosa de Carina constituye un gigantesco nido de nacimiento estelar. Algunas de las estrellas que la conforman están entre las más calientes y masivas que se conocen: son las estrellas de tipo espectral O3, algunos objetos de tipo WN (estrellas con fuertes líneas de emisión de nitrógeno) y la propia  $\eta$  Carinæ que es la variable luminosa azul más brillante de nuestra Galaxia. Muchas de ellas se encuentran formando parte de cúmulos abiertos muy jóvenes como Trumpler 14, Trumpler 15, Trumpler 16, Collinder 228 y Collinder 232. Algunos astrónomos han propuesto que algunos de estos cúmulos podrían en realidad ser parte de un único agrupamiento mayor, el cual se observaría fragmentado por la presencia de material nebuloso que se antepone en nuestra visual. Incluso otros debaten si Collinder 232 es realmente un cúmulo abierto, una mera concentración aparente de estrellas o simplemente la parte más externa de Trumpler 14.

El cúmulo Trumpler 16 comprende a la renombrada estrella  $\eta$  Carinæ. Esta estrella es una de las más masivas conocidas, y cuya luminosidad es 6 millones de veces superior a la luminosidad del Sol. A partir del valor de esta luminosidad se estima que la masa de este objeto podría rondar entre 100 y 200 masas solares.

---

Herschel la bautizó con ese nombre.

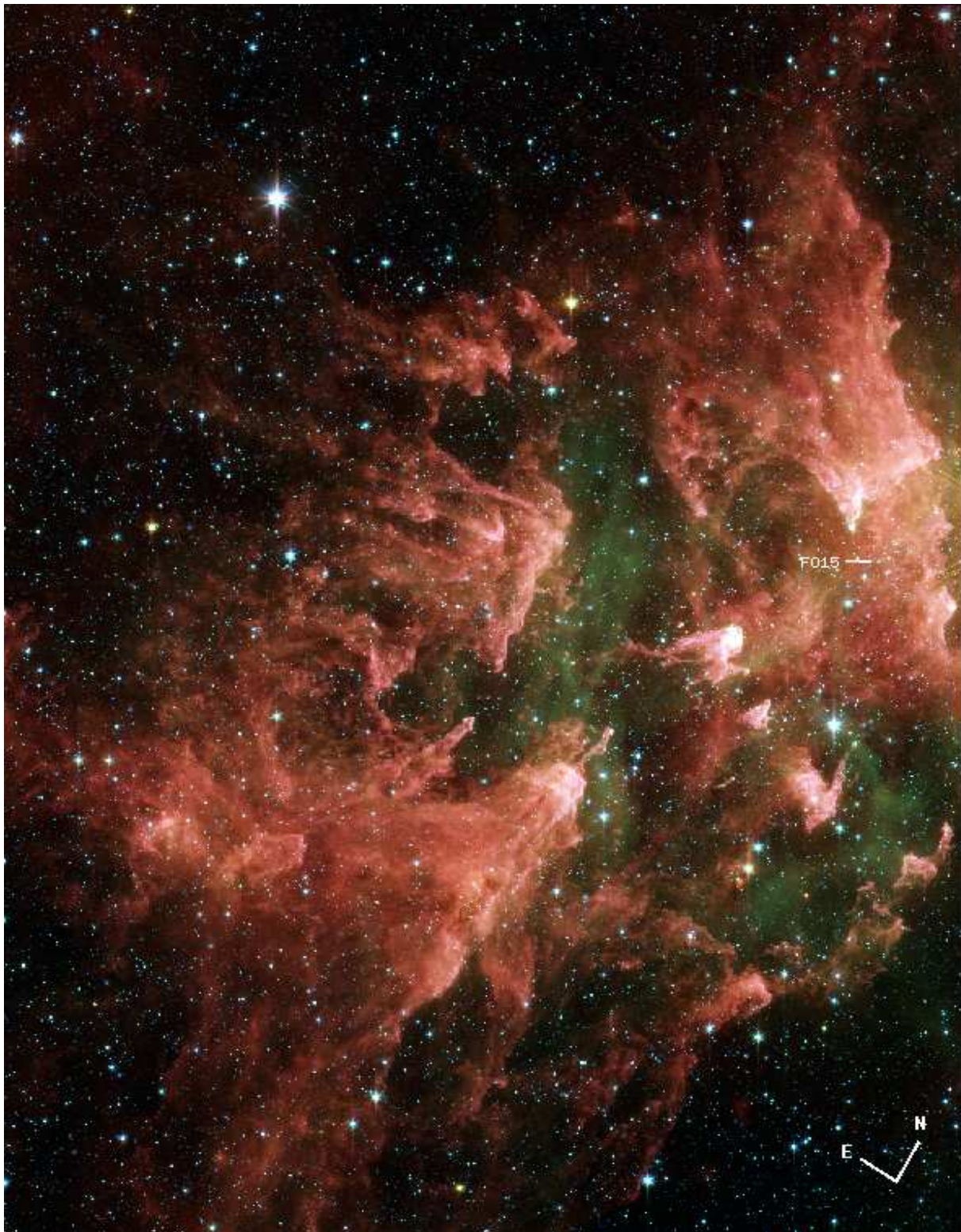


Figura 1.2: Imagen infrarroja de la región de los 'Pilares del Sur' de la Gran Nebulosa de Carina. Fue tomada el 22 de enero de 2005 por el Telescopio Espacial Spitzer/IRAC.  $\eta$  Carinæ se encuentra fuera de la imagen, en la dirección en la parecen apuntar los pilares. Se indica la ubicación del sistema binario FO 15, que está inmerso o detrás del material interestelar. Campo de la imagen:  $66' \times 52'$ . Composición color:  $3,6 \mu\text{m}$  (azul),  $4,5 \mu\text{m}$  (verde),  $5,8 \mu\text{m}$  (naranja) y  $8,0 \mu\text{m}$  (rojo). Crédito: NASA/JPL-Caltech/N. Smith (University of Arizona)

### 1.2.1. Una activa región de formación estelar

Una nueva imagen infrarroja (Fig. 1.2) adquirida en enero de 2005 con el Telescopio Espacial Spitzer<sup>2</sup> y su Cámara Infrarroja Avanzada (IRAC) revela que la formación de estrellas en la denominada Gran Nebulosa de Carina es notablemente activa y que conviven dentro de ella diversas generaciones estelares (Smith et al. 2000). Esto puede apreciarse gracias a que la radiación infrarroja que detecta el Spitzer, nos permite ver de cerca regiones que están ocultas para los telescopios ópticos. Principalmente las regiones de formación estelar, están conformadas por grandes y densas nubes de gas y polvo que bloquean nuestra visión en el rango óptico, pero sí pueden ser atravesadas por la luz infrarroja.

En la imagen se observan innumerables embriones estelares envueltos en sus densos mantos de gas y polvo. Estos mantos a su vez, son barridos por la radiación ultravioleta y los fuertes vientos de las estrellas más calientes de la región, formando así los denominados pilares o columnas que ya han podido observarse en otras regiones de formación estelar. La nebulosa del Águila (M16), la nebulosa de la Laguna (M8) y en la región de NGC 6357 son algunos ejemplos. Filamentos brillantes de gas, excitado por las estrellas más calientes, también son comunes en estas regiones.

La Gran Nebulosa de Carina no es la excepción. Allí,  $\eta$  Carinæ no se queda atrás en este desenfreno por resoplar el material interestelar que envuelve a las estrellas más jóvenes. En esta ocasión, la imagen del Spitzer señala directamente a  $\eta$  Carinæ como una de las responsables de la formación de estos pilares, ya que muchos de ellos se encuentran apuntando exactamente hacia ella. Los colores ficticios que se muestran en esta imagen infrarroja, representan diversas características de la zona: las grandes columnas de polvo, el gas caliente, los embriones estelares y las demás estrellas del campo. La propia  $\eta$  Carinæ

---

<sup>2</sup>Spitzer es un telescopio orbital de 85 cm de diámetro, que fue lanzado al espacio en agosto de 2003. Cuenta con 3 instrumentos para detección y análisis y tendrá una vida útil de dos años y medio, durante los cuales obtendrá imágenes y espectros de la radiación infrarroja, con longitudes de onda comprendidas entre 3 y 180  $\mu m$ , de los astros. Esta radiación es altamente bloqueada por la atmósfera terrestre, y por tanto, para observarla, es necesario ubicar al telescopio en órbita alrededor de la Tierra. Además, tanto el telescopio como sus instrumentos deben ser enfriados a temperaturas cercanas al cero absoluto, como para que el calor propio emitido por éstos, no altere las observaciones. Cuenta con un escudo solar, y su órbita es muy particular, como para que el calor del Sol y de la propia Tierra tampoco afecten sus observaciones.

está ubicada hacia arriba y a la izquierda del campo pero fuera de la imagen debido a su alto brillo en el infrarrojo (recordemos que es la fuente infrarroja más brillante del cielo, luego de los objetos de nuestro Sistema Solar).

El proceso por el cual se generan los pilares de polvo está estrechamente vinculado con los procesos de formación estelar. La intensa radiación ultravioleta de las estrellas más calientes disocia los granos de polvo, transformándolos nuevamente en gas o moléculas más simples. Los fuertes vientos de estas estrellas comprimen significativamente el gas y el polvo formando regiones de material denso. Estas regiones actúan como escudo para proteger de la radiación ultravioleta al material que se encuentra por detrás, delineando así la figura de los pilares. El aumento en las densidades debido a esta compresión, produce aumentos en la gravedad local dando lugar al colapso y condensación de la nube en uno o varios embriones que darán origen a una, dos o a todo un cúmulo completo de estrellas.

Así,  $\eta$  Carinæ no sólo es protagonista por su particular naturaleza o por los caprichosos comportamientos que ha tenido a lo largo de su historia, sino que también está involucrada en la vida de las estrellas vecinas. El estudio de la Nebulosa de Carina permite a los astrónomos realizar un análisis de las diferentes generaciones de estrellas que se formaron dentro de ella, como  $\eta$  Carinæ y sus “hermanas”, las estrellas formadas en una generación previa, y las nuevas estrellas aún en formación, o recién salidas del cascarón.

# Capítulo 2

## La binaria eclipsante tipo O LS 1135

### 2.1. Introducción

La estrella LS1135 ( $\alpha_{2000,0} = 08^h43^m50^s$ ,  $\delta_{2000,0} = -46^\circ 07' 09''$ ) es un miembro de la asociación OB Bochum 7 (Vela OB 3). Fue descubierta por Corti, Niemela & Morrell (2003, en adelante CNM) como un sistema binario de espectro simple (SB1) con un periodo orbital de 2,7532 días. El espectro fue clasificado como O6.5V ((f)), aunque no pudieron detectar en el espectro líneas de la componente secundaria. Esto, junto con la gran amplitud de las variaciones de velocidad radial llevaron a CNM a sugerir que la secundaria podría ser una estrella de tipo espectral B temprano.

Las magnitudes y los colores de la fotometría fotoeléctrica de LS 1135 han sido publicados por Moffat & Vogt (1975):  $V = 10,88$ ,  $B - V = 0,4$ ,  $U - B = -0,68$ , y por Drilling (1991):  $V = 10,88$ ,  $B - V = 0,38$ ,  $U - B = -0,66$ .

Pojmański (2003) encontró, a partir de los datos de ASAS-3 (ver Apéndice A), que LS 1135 es una estrella fotométricamente variable. Fue catalogada como un sistema eclipsante, y de la fotometría se determinó independientemente un periodo de 2,7532 días, en perfecto acuerdo con el valor obtenido de las velocidades radiales por CNM. El hecho que LS 1135 sea una binaria eclipsante, nos condujo a buscar alguna evidencia de la componente secundaria, reinspeccionando los espectros usados por CNM. Aquí reportamos el descubrimiento de las líneas espectrales de He I de la secundaria, mostrando que LS 1135 es un sistema tipo SB2, y calculamos por primera vez una órbita de velocidad radial a

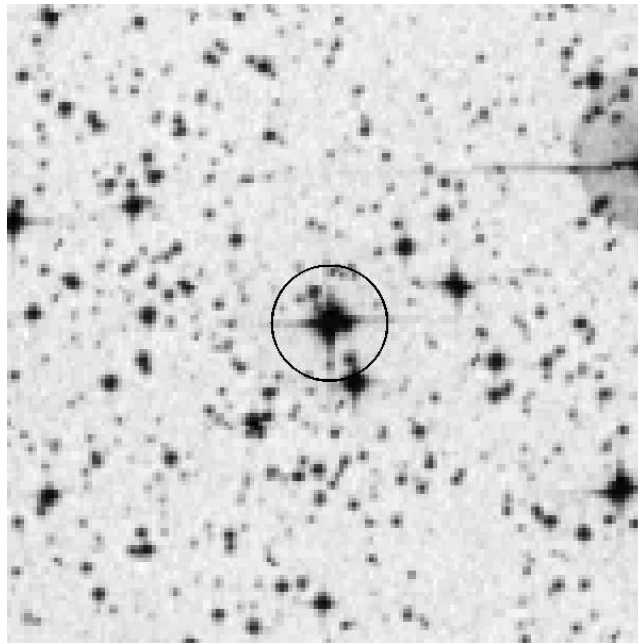


Figura 2.1: Imagen de  $4' \times 4'$  minutos de campo del “Digitized Sky Survey”, centrada en LS 1135. El círculo representa la apertura fotométrica de  $3 - pix$  ( $= 45''$ ) utilizada por ASAS-3. (El Norte está hacia arriba y el Este hacia la izquierda).

partir de las líneas dobles y un conjunto de valores de los parámetros físicos de las componentes de LS 1135. Éstos últimos están basados en un análisis simultáneo de la curva de luz fotométrica y de las variaciones de velocidad radial de ambas componentes por medio del código de Wilson-Devinney (W-D) (Wilson & Devinney 1971, Wilson 1990, Wilson & Van Hamme 2004).

## 2.2. Observaciones

### 2.2.1. La curva de luz de ASAS-3 de LS 1135

La Figura 2.1 muestra una región del cielo de  $4' \times 4'$  alrededor de LS 1135.

LS 1135 fue catalogada como ASAS 084350-4607.2 y fue clasificada como una binaria eclipsante de tipo semiseparada (ESD), con indicación de incerteza, por Pojmański (2003), y en el catálogo de estrellas variables de ASAS-3, se la clasifica como separada/semi-separada (ESD/ED). Nosotros hemos recopilado los datos fotométricos  $V$  de LS 1135 de la base de datos de ASAS-3, observados entre el 20 de noviembre de 2000 y 12 de julio

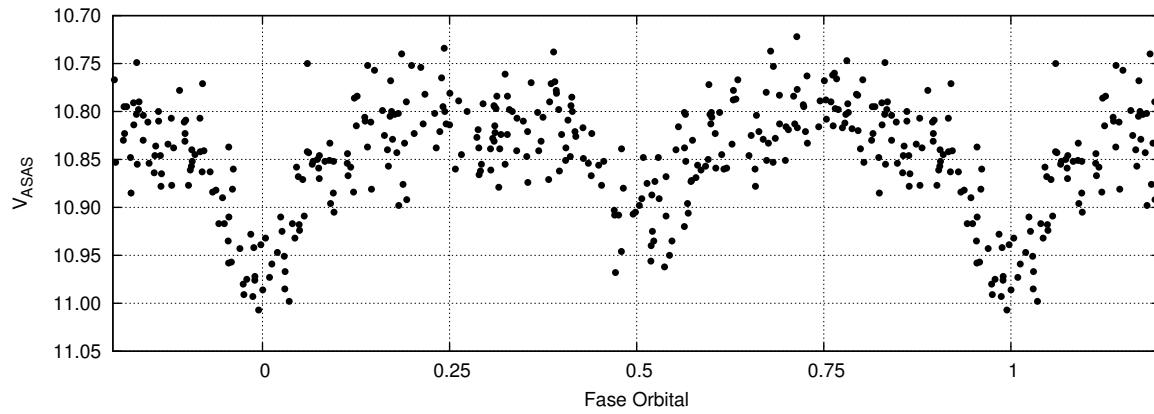


Figura 2.2: Curva de luz V de ASAS-3 de LS 1135. Las magnitudes fueron medidas con una apertura de  $45''$  de diámetro. Los datos corresponden a observaciones realizadas entre noviembre de 2000 y julio de 2005.

de 2005. La curva de luz resultante se muestra en la Figura 2.2. Los datos representados en ella corresponden a los magnitudes  $V$  medidas con la apertura de  $3 - pix (= 45'')$  de diámetro. Seleccionamos 313 valores correspondientes a esta apertura debido a que la curva de luz presenta menor dispersión de puntos, y evita la inclusión de una tercera luz debida a la estrella vecina ubicada a  $27''$  hacia Sud-Oeste de LS 1135 (ver Fig. 2.1).

De todas formas estas curvas de luz presentan una dispersión considerable, que alcanza  $\sim 0,1 mag$  en diferentes fases.

Notamos que hay varias estrellas más débiles incluidas en la apertura fotométrica. Teniendo en cuenta que según el “Catálogo Tycho-2 de las 2,5 Millones de Estrellas Más Brillantes” (Høg et al. 2000), la diferencia de magnitudes entre LS 1135 y la vecina ubicada a  $27''$  al S-O es  $\sim 2,3 mag$ , las otras estrellas incluidas en la apertura parecen ser más de  $5 mag$  más débiles que LS 1135. Así, la contribución de éstas a la luz total sería menor al 1%, y por tanto han sido ignoradas en el análisis.

### 2.2.2. Espectroscopía

Los espectros fotográficos y digitales en la región espectral azul, descritos en CNM, fueron usados en nuestro estudio de LS 1135. En este trabajo hemos realizado un examen más meticuloso de los espectros observados cerca de las cuadraturas del movimiento or-

Tabla 2.1: Velocidades radiales heliocéntricas observadas de las líneas espectrales de He I de la componente secundaria de LS 1135. CI se refiere a la configuración instrumental dada en CNM.

HJD 2 400 000 -	VR ( $km\ s^{-1}$ )	CI
45508,463	-360	I
45511,453	-302	I
50508,549	-276	II
50538,586	-277	II
50541,567	-289	II
50845,620	440	II
50848,609	350	II
50859,600	406	III
50860,652	-287	III
50965,447	-307	III

bital, y pudimos revelar que algunas de las líneas de absorción de He I aparecían dobles cerca de la máxima separación de velocidad radial de las componentes. Pudimos medir las velocidades radiales de estas líneas debidas a la componente secundaria en diez espectros. Los valores de estas velocidades radiales fueron obtenidos ajustando gaussianas a las líneas espectrales con la rutina SPLIT dentro de IRAF<sup>1</sup> y están tabulados en la Tabla 2.1, en función de la fecha juliana heliocéntrica (HJD de las observaciones. La configuración instrumental se da en la columna 3, siguiendo la notación de la Tabla 1 en CNM. Los errores típicos en la determinación de las velocidades radiales de las líneas débiles de la componente secundaria son bastante grandes,  $\sim 40\ km\ s^{-1}$ .

### 2.3. La órbita de velocidad radial

Como primer paso para estimar valores de los parámetros físicos de las componentes del sistema binario LS 1135, determinamos una órbita de velocidad radial de líneas dobles para la binaria. Para esto, ajustamos órbitas circulares al conjunto completo de velocidades

<sup>1</sup>IRAF es distribuido por National Optical Astronomy Observatories (NOAO), operado por la Association of Universities for Research in Astronomy (AURA), Inc, bajo convenio cooperativo con la National Science Foundation (NSF), USA.



Tabla 2.2: Elementos de la órbita circular espectroscópica para ambas componentes de LS 1135

Elemento	Primaria	Secundaria
$a \sin i [R_{\odot}]$	$6,15 \pm 0,13$	$19,98 \pm 0,13$
$K [km s^{-1}]$	$114 \pm 3$	$370 \pm 13$
$M \sin^3 i [M_{\odot}]$	$24,6 \pm 3,3$	$7,6 \pm 1,2$
$M_2/M_1$	$0,31 \pm 0,02$	
$T_{VR_{Max}} [HJD]$	$2445508,5 \pm 0,1$	
Periodo [días]	$2,753205 \pm 10^{-5}$	
$V_{\gamma} [km s^{-1}]$	$65 \pm 2$	

radiales, es decir, las publicadas por CNM para la primaria, y los valores listados en la Tabla 2.1 para la secundaria. Dado que las velocidades radiales de la componente secundaria tienen errores considerablemente grandes, se les asignaron pesos pequeños. Para la determinación de los elementos orbitales utilizamos una versión mejorada del código originalmente publicado por Bertiau & Grobber (1969). La excentricidad fue fijada en 0.0 ya que ambos mínimos en la curva de luz aparecen simétricamente separados. También calculamos una solución orbital dejando la excentricidad como parámetro libre. Esta solución dió un valor muy pequeño de excentricidad, comparable con el error de la órbita circular. Por lo tanto, adoptamos  $e = 0$  para el análisis posterior en este trabajo.

El valor inicial del periodo fue puesto en 2,7532 días, según el valor publicado previamente de la órbita de velocidad radial de espectro simple. El valor obtenido para la órbita de velocidad radial de doble espectro, resultó ser prácticamente el mismo valor,  $2,753205 \pm 10^{-5}$  días. Los valores de los parámetros orbitales se presentan en la Tabla 2.2. Estos valores deben ser considerados como estimaciones preliminares, hasta que se obtengan velocidades radiales más precisas para la componente secundaria a partir de espectros de alta resolución con relación señal-ruido más alta.

## 2.4. Modelo de W–D de binaria eclipsante para las curvas de luz y de velocidad radial de LS 1135

Con el fin de obtener los valores absolutos de los parámetros físicos de las componentes de la binaria, necesitamos determinar la inclinación orbital  $i$  del sistema. Para ello, ajustamos un modelo numérico de binaria eclipsante a las observaciones, usando el código de W–D. El paquete de herramientas PHOEBE (Prša & Zwitter, 2005) fue usado como interface tanto para correr el programa LC como el DC del código de W–D. PHOEBE incorpora innovaciones numéricas, aspectos técnicos y mayor facilidad para el usuario en la utilización de W–D. Los datos fotométricos de ASAS–3 y las velocidades radiales de ambas componentes del sistema binario fueron usados para ajustar el modelo.

El código fue puesto en Modo 2 correspondiente a binarias separadas, sin ligaduras en los potenciales (excepto para la luminosidad de la componente secundaria). Se aplicaron las consideraciones más simples para los parámetros de emisión: estrellas como cuerpos negros, modelo simple de reflexión (MREF=1) y no se incluyó tercera luz ni manchas. Los exponentes de oscurecimiento gravitatorio  $g_1 = g_2 = 1$  y albedos bolométricos  $Alb_1 = Alb_2 = 1$  fueron elegidos para envolturas radiativas. Usamos la ley de la raíz cuadrada como ley de oscurecimiento al limbo. Los coeficientes de oscurecimiento al limbo para longitudes de la banda  $V$  se tomaron de Van Hamme (1993). Adoptamos un periodo inicial de 2,7532 días y el cociente de masas  $q = M_2/M_1 = 0,31$  según la solución orbital espectroscópica.

La temperatura efectiva para la estrella primaria fue extraída de las tablas de calibración Tipo Espectral- $T_{ef}$  publicadas por MSH05, considerando el tipo espectral O6.5 V.  $T_1$  fue fijada en este valor y  $T_2$  fue ajustada con el modelo. Debido a la separación simétrica entre los mínimos de luz de los eclipses, consideramos en este modelo que el sistema tiene una órbita circular ( $e = 0$ ) y que ambas componentes rotan sincrónicamente ( $F_1 = F_2 = 1$ ). La velocidad radial del centro de masas de la binaria fue fijada de acuerdo al valor obtenido de la órbita de velocidad radial.

Los datos fotométricos fueron pesados a partir de los errores en las magnitudes provis-

Tabla 2.3: Parámetros físicos preliminares de las componentes de la binaria LS1135, obtenidos del mejor ajuste de modelo de W-D.  $R_L$  representa el radio efectivo del lóbulo de Roche (cf. Eggleton 1983).

Parámetro	Primaria	Secundaria
Periodo [días]		$2,753205 \pm 2 \times 10^{-5}$
$T_0$ [HJD]		$2451871,91 \pm 1 \times 10^{-2}$
$V\gamma$ [kms $^{-1}$ ]		65*
$M_2/M_1$		0,31*
$i$ [°]		$68,5 \pm 1$
$a$ [ $R_\odot$ ]		$28,1 \pm 0,2$
$M$ [ $M_\odot$ ]	$30 \pm 1$	$9 \pm 1$
$\Omega$	$2,75 \pm 0,01$	$3,00 \pm 0,01$
$R_{medio}$ [ $R_\odot$ ]	$12 \pm 1$	$5 \pm 1$
$T_{ef}$ [°K]	37870 <sup>a</sup>	$25500 \pm 500$
Mbol	$-8,8 \pm 0,1$	$-5,3 \pm 0,1$
$L_2/L_1$		$0,11 \pm 0,05$
Log g [cgs]	$3,76 \pm 0,05$	$3,96 \pm 0,05$
$R_L$ [ $R_\odot$ ]	$13,6 \pm 0,1$	$7,95 \pm 0,1$

\*: Fijados de la solución de la órbita espectroscópica (Tabla 2.2).

<sup>a</sup>: Fijados según el tipo espectral (cf. MSH05).

tos por ASAS-3 de la forma  $w \propto 1/m_{err}^2$ , de tal manera que las medidas con menor error tuviesen peso  $w = 1$ . Con estas consideraciones generamos las curvas de luz y de velocidad radial sintéticas por medio del programa *LC* del código de W-D, y las ajustamos a las observaciones. Con la finalidad de lograr una curva de luz mejor delineada, se obtuvieron los puntos normales de los datos fotométricos de ASAS-3, tomando rangos de 0,02 de ancho en fase con un periodo de 2,7532 días. Un promedio pesado de las magnitudes se calculó usando los errores individuales provistos por ASAS-3. En cada punto medio de la apertura considerada en este trabajo está presente una dispersión cuadrática media típica  $rms \sim 0,024 mag$ .

Los resultados del mejor modelo ajustado, junto con los puntos normales de la curva de luz de ASAS-3 de LS1135, se muestran en las Figs. 2.3 y 2.4. Los parámetros físicos que surgen del modelo y que caracterizan al sistema se presentan en la Tabla 2.3.

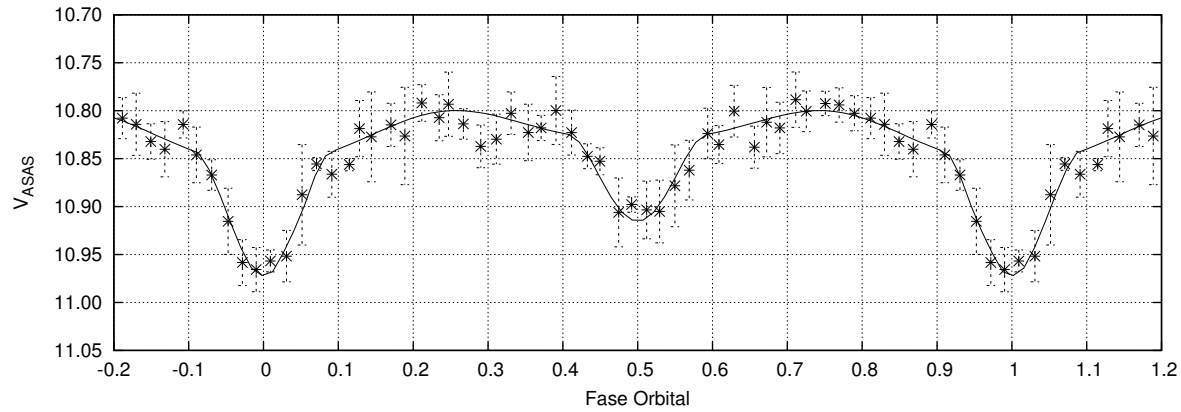


Figura 2.3: Puntos normales de la curva de luz  $V$  de ASAS-3 de LS 1135. Las fases han sido calculadas utilizando el periodo binario de 2,7532 días. La línea continua representa el mejor ajuste obtenido del modelo de W-D.

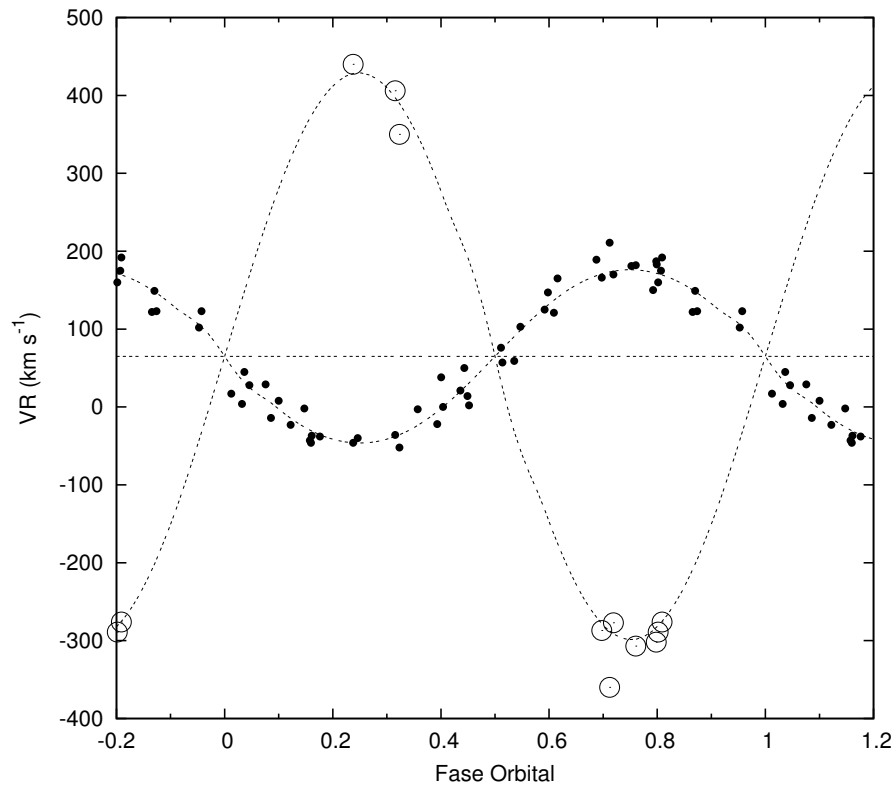


Figura 2.4: Velocidades radiales observadas de ambas componentes de LS 1135. Las fases han sido calculadas con el periodo de 2,7532 días. Las líneas continuas representan las curvas de velocidad radial obtenidas del ajuste del modelo de W-D.

### 2.4.1. Efemérides

El catálogo de estrellas variables de ASAS-3 provee para los datos  $V$  de LS 1135 una época  $T_0 = HJD\ 2451872,870$  junto con el periodo que es usado para construir la curva de luz en función de la fase orbital. Esta época no corresponde a un tiempo de mínimo de luz. Obtuvimos el instante correspondiente al eclipse principal con el modelo de W-D, utilizando el programa  $DC$  de dicho código. De esta forma, tanto los datos fotométricos como los de velocidad radial contribuyen al resultado. La época fue seleccionada para que sea aproximada a la época provista por ASAS-3. La efemérides para el mínimo principal del sistema binario LS 1135 resulta entonces:

$$Min\ I = HJD\ 2451871,911(10) + 2,^d7352044(20) \cdot E \quad (2.1)$$

## 2.5. Distancia

Hemos estimado la distancia a LS 1135 teniendo en cuenta que a partir del modelo de W-D obtuvimos los valores para las magnitudes bolométricas de cada componente del sistema. Usando una corrección bolométrica para la estrella O6.5 V  $BC = -3,55$  (MSH05), y para la estrella B1 V  $BC = -2,7$  (Schmidt-Kaler, 1982, en adelante SK82), las magnitudes absolutas para las componentes de la binaria resultan  $M_{v_1} = -5,21$  y  $M_{v_2} = -2,59$  respectivamente. La magnitud absoluta del sistema resulta entonces  $M_v = -5,30$ . Para estimar el exceso de color se adoptó el valor  $(B - V) = 0,4$  dado por Moffat & Vogt (1975) y el color intrínseco  $(B - V)_0 = -0,33$  tabulado por SK82 para el tipo espectral O6.5V, obteniendo  $E(B - V) = 0,73$ . Suponiendo una ley de extinción normal,  $R = 3,1$ , la absorción visual es  $A_v = 2,263$  y la magnitud intrínseca  $V_0 = V - A_v = 8,617$ . El módulo de distancia resulta  $V_0 - M_v = 13,92$ , lo que implica que LS 1135 está localizada a una distancia  $d = 6,07\ kpc$  del Sol.

Este resultado está en perfecto acuerdo con el obtenido por CNM,  $V_0 - M_v = 13,95$  del cual puede calcularse  $d = 6,21\ kpc$ . La pequeña diferencia surge dado que el valor considerado para la magnitud absoluta del sistema por CNM ( $M_v = -5,35$ ), inferida del tipo espectral de la estrella primaria, de acuerdo a la calibración de SK82 es distinto del

valor obtenido en este trabajo.

Moffat & Vogt (1975) adoptaron un valor bastante diferente para la magnitud absoluta,  $M_v = -5,9$ , es decir  $0,6 mag$  mayor que nuestro resultado. Seguramente depende del tipo espectral y de las tablas de calibración consideradas por estos autores. Ellos han obtenido un módulo de distancia  $V_0 - M_v = 14,50$ , equivalente a una distancia de  $7,9 kpc$ .

Dado que LS 1135 es una estrella variable, debemos considerar la posibilidad, y situación extrema, en que las magnitudes aparentes hubiesen sido obtenidas durante un mínimo de luz. Pocas observaciones (sólo dos) conforman las mediciones de Moffat & Vogt (1975) y la misma pequeña cantidad son las de Drilling (1991), de modo que no existiría una compensación estadística si este fuera el caso. De la curva de luz, puede verse que el eclipse primario tiene casi  $0,15 mag$  de profundidad. Si se traslada este valor directamente a la magnitud  $V$ , tendríamos  $V = 10,73$ , resultando  $V_0 - M_v = 13,77$  y  $d = 5,7 kpc$ .

Estos resultados concuerdan muy bien con la distancia calculada por varios autores al grupo estelar Bo7, la cual es alrededor de  $5,0 kpc$ , por ejemplo:  $5,0 kpc$  (CNM),  $5,8 kpc$  (Moffat & Vogt, 1975) y  $4,8 kpc$  (adoptando  $R = 3,3$ ) (Sung et al. 1999).

## 2.6. Conclusiones

En este trabajo hemos obtenido una primera aproximación de los parámetros físicos del sistema binario tipo O LS 1135. A partir de un análisis simultáneo de velocidades radiales y de la curva de luz, hecho con el código de W-D, encontramos lo siguiente:

- Fijando la  $T_{ef}$  de la componente primaria al valor correspondiente a su tipo espectral, O6.5V, del mejor ajuste del modelo de W-D encontramos  $T_{ef} = 25500 K$  para la componente secundaria. Este valor corresponde aproximadamente al tipo espectral B1V, de acuerdo a las escalas de diferentes autores (Böhm-Vitense, 1981; SK82; Crowther, 1997).
- La inclinación del plano orbital del sistema relativo al plano del cielo resulta ser  $68,5 \pm 0,5^\circ$ , de acuerdo al mejor ajuste del modelo de W-D. Con este valor de

*i*, obtuvimos valores para las masas individuales de las componentes primaria y secundaria  $M_1 = 30 \pm 1 M_\odot$  y  $M_2 = 9 \pm 1 M_\odot$  y para los radios medios  $R_1 = 12 \pm 1 R_\odot$  y  $R_2 = 5 \pm 1 R_\odot$ .

Ambas componentes parecen estar bien contenidas dentro de sus respectivos lóbulos de Roche, y por lo tanto, LS 1135 es una binaria separada aún en la secuencia principal. Las binarias eclipsantes separadas con elementos precisos en la región de altas masas de la secuencia principal son sumamente escasas en número, y son muy necesitadas como el referente comparativo de los modelos estelares teóricos. Así, LS 1135 parece un excelente candidato para la determinación precisa de parámetros físicos en sistemas binarios de alta masa. Dentro de las incertezas, los primeros valores de los parámetros físicos de las componentes de la binaria LS 1135, que se han determinado están en buen acuerdo con tabulaciones recientes de parámetros de estrellas O galácticas basados en modelos de atmósferas estelares (cf. MSH05). Por supuesto, para valores más precisos se necesita una curva de luz mejor definida, al igual que se necesitan espectros con mayor relación señal-ruido para una determinación más precisa de las velocidades radiales de la componente secundaria.

- También es interesante mencionar que el cociente de masas obtenido de las velocidades radiales  $q = M_2/M_1 \sim 0,31$ , si se confirma, estaría entre los valores más bajos registrados para estrellas binarias de tipo O de secuencia principal.

# Capítulo 3

## FO 15: una nueva binaria eclipsante tipo O en la Nebulosa de Carina

### 3.1. Introducción

En su relevamiento de estrellas OB en el campo de la Nebulosa de Carina, Forte & Orsatti (1981) descubrieron una estrella de tipo temprana en la región más oscura de la nebulosa. A esta estrella ( $\alpha_{2000} = 10^{\text{h}} 45^{\text{m}} 36^{\text{s}}$ ;  $\delta_{2000} = -59^{\circ} 48' 22''$ ;  $V = 12,05$ ), número 15 en su lista de estrellas OB nuevas, le fue asignada la clasificación espectral O4V a partir de espectrogramas de tubo de imagen. La estrella ha sido llamada posteriormente en la literatura FO 15.

En un estudio infrarrojo de la población estelar en la dirección de la Nebulosa de Carina, Smith (1987) identifica a FO 15 como un miembro del grupo de estrellas OB fuertemente enrojecidas en el borde sudeste del cúmulo abierto Trumpler 16, considerando que estas estrellas muy probablemente son también miembros de este cúmulo. Smith (1987) obtuvo una ley de enrojecimiento anómalo caracterizada por el valor del coeficiente de extinción selectiva  $R = 4,8$ .

FO 15 está localizada en la Nebulosa de Carina, dentro de la línea de polvo en forma de “V”, que divide la parte más brillante de la nebulosa, entre los cúmulos Trumpler 16 y Collinder 228 (ver Fig. 3.1).

Niemela et al. (2006) presentan un estudio espectroscópico detallado de FO 15, en el



cual se analizan 30 espectros ópticos de alta y baja resolución. Del análisis de estos espectros, Niemela et al. (2006) descubren que FO 15 es una binaria espectroscópica de doble línea (SB2) con un corto periodo orbital. De una clasificación espectral de las componentes obtienen que la componente primaria es una estrella de tipo espectral O5.5 V y la secundaria una estrella de tipo O9.5 V. Además, extraen de sus espectros las velocidades radiales de ambas componentes de FO 15. Estas velocidades radiales serán utilizadas para nuestro análisis del sistema binario FO 15.

Por otra parte, FO 15 resultó ser una binaria eclipsante según los datos fotométricos de ASAS-3 (Pojmański, 2003), pero la baja resolución de la curva de luz obtenida, sólo permite hacer un análisis preliminar de las características físicas del sistema FO 15. Por ello, realizamos simultáneamente nuevas observaciones fotométricas de esta estrella desde LCO y CASLEO, para reconstruir una curva de luz más confiable y, junto con las velocidades espectroscópicas dadas Niemela et al. (2006), hacer un análisis más preciso y determinar los parámetros físicos absolutos de este sistema binario.

En este capítulo, se presentan las nuevas observaciones fotométricas de FO 15, la curva de luz resultante, y los parámetros físicos absolutos que surgen del análisis hecho con cada conjunto de datos disponible y el código de W-D. A partir de estos últimos se hace una estimación de su distancia y de su posible ubicación dentro de la Nebulosa de Carina.

## 3.2. Observaciones

Con la finalidad de confeccionar la curva de luz de FO 15 se han obtenido datos fotométricos utilizando distintos recursos. Entre julio de 2003 y abril de 2005, se han adquirido imágenes digitales CCD utilizando el telescopio Swope de 1-m instalado en LCO y el telescopio Jorge Sahade (JS) de 2,15-m del CASLEO. En el transcurso de la obtención de las imágenes CCD, se decidió emplear los datos fotométricos ya disponibles de ASAS-3 de FO 15, con la finalidad de hacer un análisis preliminar de este sistema eclipsante. En el Apéndice A se presenta un sumario con los detalles y características técnicas del instrumental empleado.



Figura 3.1: Una vista del campo de FO 15, ubicada exactamente en el centro de la imagen. Esta imagen es una composición de tres integraciones tomadas con distintos filtros:  $B$ ,  $V$  y  $R$  con el telescopio JS de Casleo. Muestra una pequeña región de la Nebulosa de Carina en los alrededores de FO 15, donde se aprecia parte de la banda oscura de polvo que la atraviesa. Observadores: Eduardo Fernández Lajús y Roberto Gamen. Composición color: Roberto Gamen.  $\eta$  Carinæ es el objeto brillante ubicado fuera del campo, arriba a la derecha. El Norte está arriba y el Este a la izquierda.

Además, se emplearon los datos de velocidades radiales ya presentados por Niemela et al. (2006), a fin de complementar el estudio y la determinación de los parámetros físicos de FO 15.

### 3.2.1. Imágenes CCD directas obtenidas en LCO

Las observaciones con el telescopio Swope de LCO <sup>1</sup> fueron realizadas utilizando la cámara CCD SITE#3, que posee un detector de  $2048 \times 3150$  *pixeles* cuadrados de  $15 \mu\text{m}$  de lado. El campo obtenido con esta configuración instrumental resulta de  $14',8 \times 22',8$  y la escala de  $0,435''/\text{pixel}$ . Se tomaron 172 imágenes utilizando el área completa del detector, entre el 8 de mayo y el 27 de junio de 2004. Entre el 17 de julio de 2003 y el 7 de enero de 2004 se adquirieron 104 imágenes empleando sólo una región rectangular más reducida del CCD de  $(1233 \times 3001 \text{ pixeles})$ , la cual se muestra en la imagen de la Fig. 3.2, abarcando un campo de aproximadamente  $9' \times 22'$ . De todas estas imágenes, 152 fueron adquiridas con el filtro *V* y las restantes con filtros *U, B, R, I* y *T2* de Washington. El tiempo de exposición medio resultó de 20 segundos. Finalmente, un último grupo de 130 imágenes *V* se tomó entre el 16 de enero y el 24 de abril de 2005, utilizando una sección de  $1200 \times 1200$  *pixeles* del CCD, cubriendo un campo de aproximadamente  $9' \times 9'$  (ver Fig. 3.2). En este caso, todas las imágenes fueron adquiridas con un tiempo de exposición de 10 segundos. El *fwhm* típico registrado en las imágenes estelares fue de 3 *pixeles* ( $1'',3$ ). Durante todas las noches fueron adquiridas las correspondientes imágenes de calibración de campo plano, tanto de cielo, cómo de lámpara y bias, para el posterior procesamiento de los datos de ciencia.

### 3.2.2. Imágenes CCD directas obtenidas en CASLEO

Las imágenes de CASLEO fueron obtenidas durante un turno de observación comprendido entre el 20 y el 26 de enero de 2005. Fueron adquiridas un total de 1591 imágenes, todas con filtro *V*, con la intención de completar la curva de luz durante todo el periodo

---

<sup>1</sup>FO 15 fue observada durante la campaña de “Carnegie Supernova Project” (CSP), (<http://csp1.lco.cl/~cspuser1/>), con la anuencia de los responsables del proyecto. Las imágenes fueron adquiridas por Nidia Morrell, Wojtek Krzeminski y Sergio Gonzalez.

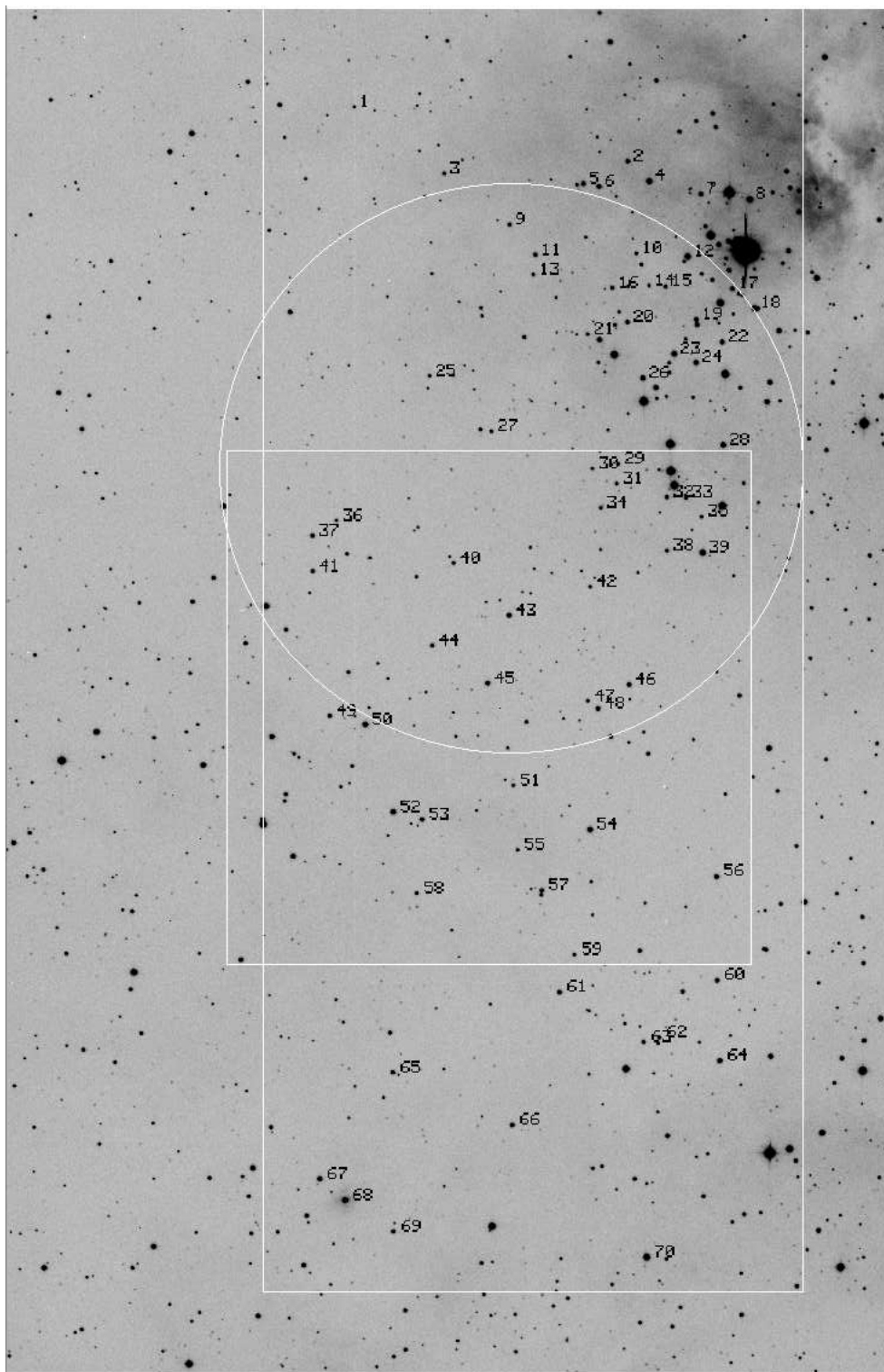


Figura 3.2: Una de las imágenes  $V$  del campo de FO 15, tomadas con el telescopio Swope del LCO, entre mayo y junio de 2004. Fue tomada el 2 de febrero de 2004. El campo total es de  $15' \times 22',8$ .  $\eta$  Carinae es el objeto brillante ubicado arriba a la derecha. La numeración es la adoptada para medir las estrellas del campo. La región rectangular en blanco corresponde a un subconjunto de imágenes tomadas entre julio de 2003 y enero de 2004. El cuadrado corresponde al conjunto de imágenes adquiridas con el Swope entre enero y abril 2005. La circunferencia representa el contorno del campo de las imágenes adquiridas en Casleo (Fig. 3.3). Se identifica a 70 de las estrellas medidas. FO 15 es la número 45. El Norte está arriba y el Este a la izquierda.

orbital en esa banda. Se utilizó un reductor focal a fin de obtener un mayor campo, una cámara ROPER 1300B con un detector EEV CCD36-40 de  $1340 \times 1300$  pixeles cuadrados de  $20 \mu\text{m}$  de lado, y un filtro  $V$  del sistema de Johnson-Cousins, según las recomendaciones de Bessell (1990). La configuración instrumental produce un campo de  $9'$  de diámetro y una escala en el detector de  $0,678''/\text{pixel}$ . En la mayoría de los casos, el  $fwhm$  típico registrado en las imágenes estelares fue de  $3,5 \text{ pixeles}$  ( $2'',4$ ). Los tiempos de exposición fueron seleccionados para lograr la mejor señal posible de FO 15, resultando un tiempo de exposición medio de 33 seg. Al comienzo y final de cada noche se tomaron imágenes de calibración de campo plano de lámpara y bias, para el posterior procesamiento de las imágenes de FO 15.

### 3.2.3. Procesamiento y medición de imágenes

Todas las imágenes CCD, tanto las de LCO como las de CASLEO, fueron corregidas por bias y por las imágenes de campo plano (flat-fields) obtenidas con luz de lámpara. Una vez procesadas, se obtuvieron las magnitudes instrumentales mediante fotometría de apertura, haciendo uso de scripts en IRAF escritos para este propósito por el autor de esta tesis.

Los radios de apertura utilizados para todas las estrellas medidas fueron de  $\sim 7''$ . El valor del cielo fue determinado en un anillo de  $\sim 7''$  de radio interno y  $\sim 2'',2$  de ancho alrededor del centroide de cada estrella medida. Ninguna estrella cercana a FO 15 quedó incluida dentro del diafragma seleccionado, lo que evita el inconveniente de contaminar la fotometría con una tercera luz.

Un total de 70 estrellas fueron medidas en la subregión rectangular de las imágenes de LCO y también en las de campo completo. Estas estrellas están indicadas en la Fig. 3.2. La numeración sigue un ordenamiento por declinación, de norte a sur. FO 15 es la estrella número 45. La diferencia entre las estrellas medidas más brillantes y más débiles es de  $3,5 \text{ mag}$ .

La fotometría diferencial de FO 15 fue determinada usando 3 estrellas de referencia. Estas estrellas cumplen con la condición de estar próximas a FO 15, para minimizar los

efectos de una posible mala corrección por campos planos, y además de estar presentes en los campos de todas las imágenes adquiridas tanto del LCO como del CASLEO. Se buscó además que la diferencia de brillo respecto de FO 15 no fuera mayor que 1 *mag*. Para la selección de las estrellas más apropiadas para la comparación se graficó la diferencia entre la magnitud de cada estrella y la magnitud promedio de todas las demás estrellas para una dada imagen. De esta forma se eliminaron todas aquellas que presentaban algún indicio de variabilidad, ya sea intrínseca o por defectos observacionales, recalculando nuevamente el promedio sólo con las estrellas restantes. Finalmente se seleccionaron las 3 estrellas identificadas con los números 38, 44 y 48 de las cartas de las Figs. 3.2 y 3.3. La magnitud diferencial de FO 15 quedó determinada por la diferencia entre su magnitud instrumental y el promedio de las magnitudes instrumentales de las estrellas de referencia. Una vez construida la curva de luz se eliminaron algunos puntos espurios que claramente no representaban variaciones reales del brillo de la estrella. Un total de 1843 puntos constituyen entonces nuestra curva de luz de FO 15. El error medio de las magnitudes diferenciales de FO 15 resultó 0,007 *mag* para los datos de LCO y 0,003 *mag* para los datos de CASLEO.

#### 3.2.4. La fotometría de ASAS-3 de FO 15

Los datos fotométricos *V* de FO 15 obtenidos por ASAS fueron reportados por Pojmański (2003). Para este estudio hemos recopilado los datos fotométricos *V* de FO 15 de la base de datos de ASAS-3, observados entre el 21 de noviembre de 2000 y el 2 de mayo de 2005. Debido a la magnitud de la estrella, hemos seleccionado las magnitudes determinadas con la menor de las aperturas que utiliza ASAS, de 2 *pix* (= 30") de diámetro. Además, esta apertura, es la única que no contiene a ninguna otra fuente cercana del campo de FO 15. De esta forma, hemos obtenido 387 valores, que conforman la curva de luz que analizaremos posteriormente.

#### 3.2.5. Espectroscopía óptica

Niemela et al. (2006) presentan un minucioso estudio espectroscópico de FO 15, en el cual se analizan 30 espectros ópticos adquiridos con distintos telescopios e instrumentos,

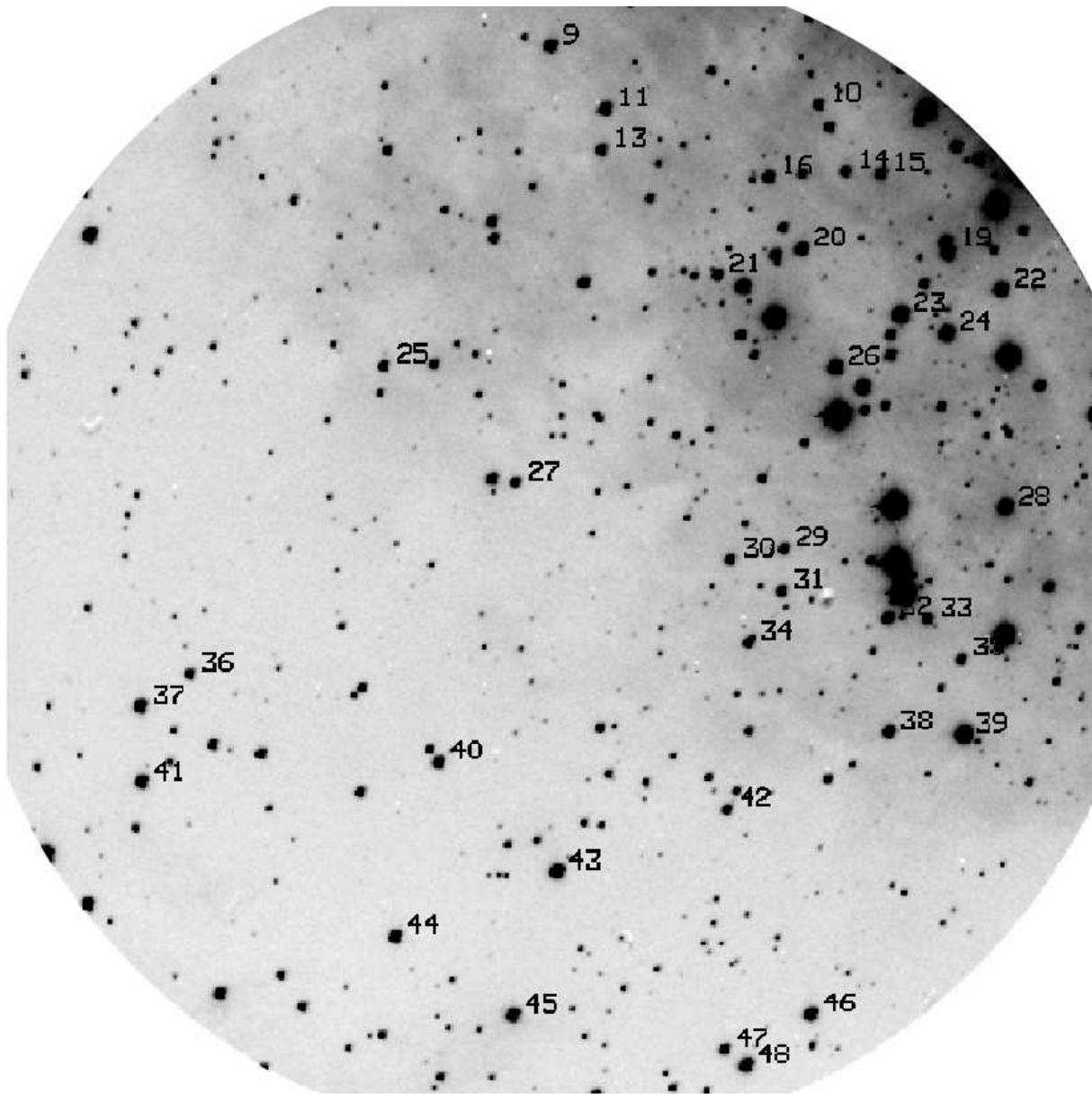


Figura 3.3: Una de las imágenes *V* tomadas con el telescopio JS, Casleo, conteniendo a FO 15 (nro. 45). La numeración de los estrellas medidas coincide con las de la Fig. 3.2. El borde circular del campo de 9' de diámetro se debe al límite impuesto por el reductor focal. El Norte está hacia arriba y el Este a la izquierda.

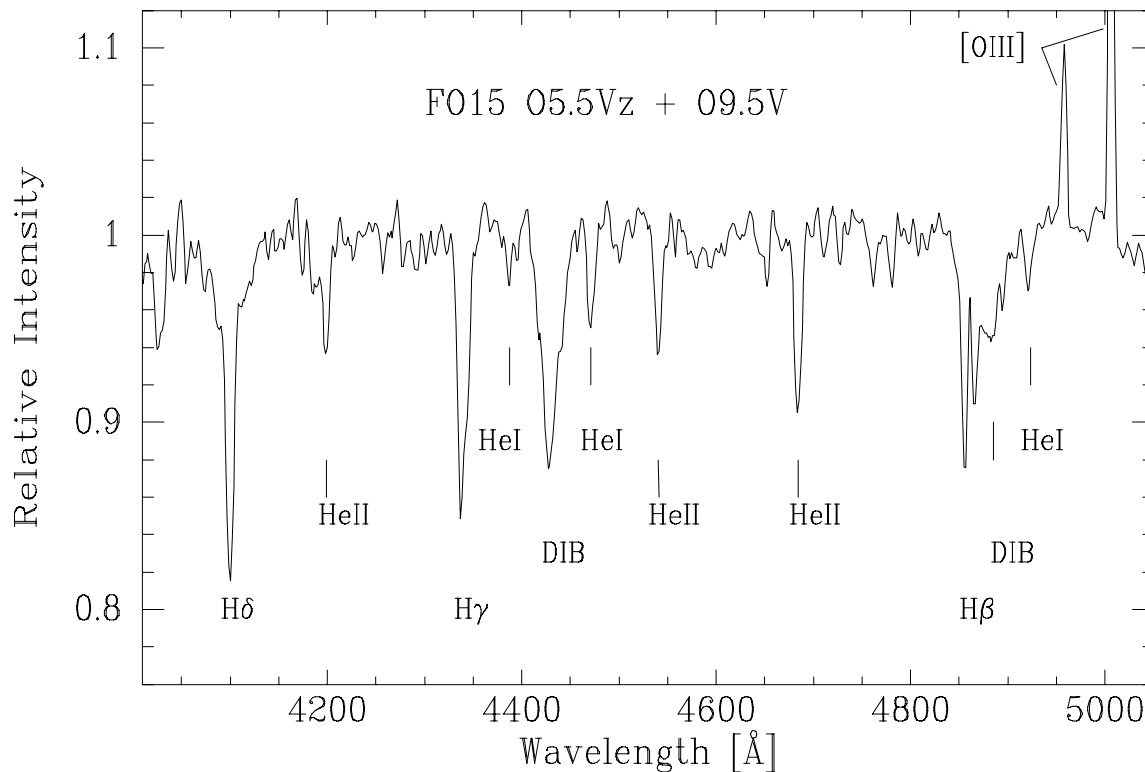


Figura 3.4: Espectro con el continuo rectificado de FO 15 obtenido en CASLEO en febrero de 2001, Niemela et al. (2006). El espectro corresponde a la fase binaria 0.43, con la componente primaria en el frente del sistema. Las características espectrales identificadas son la absorción estelar de hidrógeno  $H\delta$ ,  $H\gamma$ ,  $H\beta$ ; de HeI  $\lambda 4387$ ,  $4471$ ,  $4921$ ; y de HeII  $\lambda 4200$ ,  $4541$ ,  $4686$ . Muchas absorciones interestelares y nebulares también se observan en este espectro.

25 de ellos son de baja dispersión y 5 son espectros echelle de alta dispersión (ver Niemela et al 2006 para más detalles). Uno de estos espectros de FO 15 se muestra en la Fig. 3.4. Las características espectrales identificadas son la absorción estelar de hidrógeno  $H\delta$ ,  $H\gamma$ ,  $H\beta$ ; de HeI  $\lambda 4387$ ,  $4471$ ,  $4921$ ; y de HeII  $\lambda 4200$ ,  $4541$ ,  $4686$ . También se observan en este espectro muchas absorciones interestelares y nebulares.

A partir de los anchos equivalentes de las líneas de HeI y HeII medidos en los espectros de más alta resolución durante las cuadraturas, y siguiendo el criterio de clasificación cuantitativo para estrellas tipo O (Conti & Alschuler, 1971), Niemela et al. (2006) clasifican a la componente primaria de FO 15 como de tipo espectral O5.5 V y a la componente



secundaria como O9.5 V, o levemente más tardía.

Además del análisis de clasificación espectral, Niemela et al. (2006) extraen de sus espectros las velocidades radiales de las componentes primaria y secundaria de FO 15, que la definen como un sistema binario espectroscópico de doble línea (SB2). Transcribimos en la Tabla 3.1 las velocidades radiales obtenidas por estos autores, que serán utilizadas para el análisis del sistema binario FO 15.

### 3.3. La curva de luz de FO 15

La naturaleza eclipsante de FO 15 ha sido reportada por Pojmański (2003), a partir de los datos de ASAS-3. Esta estrella está catalogada con el número 104536-5948.4 del Catálogo de Estrellas Variables de ASAS-3. Pojmański (2003) la clasifica como una binaria eclipsante de tipo ESD (semi-separada), con un periodo de 1,4136 días, pero en la base de datos de ASAS-3 actualizada, disponible en Internet, está clasificada como eclipsante de tipo ESD/ED. El brillo y la amplitud de su variación calculados por ASAS son  $V = 12,04$  y  $\Delta V = 0,87$ . La curva de luz  $V$  que se obtiene de esos datos, se muestra en la Fig. 3.5. La fase ha sido calculada a partir de la efemérides orbital dada en la Ec. 3.2. De la inspección visual de esta curva se aprecian las variaciones periódicas de luz, con una dispersión de datos considerable, con un valor *rms* medio igual a 0,08 *mag*. Los eclipses primario y secundario presentan distintas profundidades, separados aproximadamente por 0,3 de fase uno de otro. Visualmente resulta dificultoso discernir en esta curva si se trata de un sistema tipo ED o ESD.

A partir de la curva de luz obtenida con los datos de LCO y CASLEO, que se muestra en la Fig. 3.6 puede hacerse un análisis morfológico más detallado. La variación de luz prácticamente continua en el tiempo, la asemejan a una curva de luz de tipo EB, con máximos no aplanados (seguramente por efectos de reflexión y/o por pequeñas deformaciones de las componentes de la binaria). Sin embargo, los instantes de comienzo y finalización de ambos eclipses pueden definirse sin duda, lo que nos llevaría a clasificarla como EA. Su forma es similar a la del sistema eclipsante MR Cyg (Hall & Hardie, 1969). Las profundidades de los eclipses primario y secundario son claramente desiguales:  $\Delta V_1 = 0,48$  *mag* y

Tabla 3.1: Velocidades radiales heliocéntricas observadas de las componentes primaria y secundaria de FO 15 (Niemela et al. (2006)). Las velocidades radiales y valores (O-C) están en  $km s^{-1}$ . Las fases fueron calculadas con la efemérides 3.3

HJD 2 400 000+	Fase $\phi$	Primaria		Secundaria	
		VR	O-C	VR	O-C
50125,751(a)	0,59	102	-7		
50127,747(a)	1,00	-4	14		
50128,758(a)	0,71	222	10	-423	25
50129,694(a)	0,38	-165	9		
50471,804(a)	0,40	-180	-28		
50472,773(a)	0,08	-148	-15		
50473,778(a)	0,79	204	-3	-431	8
50477,807(a)	0,64	167	-1		
50478,774(a)	0,33	-233	-15		
50854,825(a)	0,36	-211	-18		
50858,785(a)	0,16	-218	-6	367	6
50860,749(a)	0,55	15	-45		
50861,739(a)	0,25	-247	-1	426	-1
51355,466(a)	0,53	18	-11		
51653,594(a)	0,43	-93	13		
51654,551(a)	0,11	-173	-7		
51718,487(a)	0,34	-206	2	361	8
51959,799(a)	0,05	-109	-15		
51960,842(a)	0,79	199	-9	-452	-11
51961,765(a)	0,44	-76	16		
51962,776(a)	0,16	-219	-8	369	9
52251,847(b)	0,66	179	-1	-382	5
52298,849(a)	0,91	106	-3		
52302,856(a)	0,74	202	-14	-439	18
52329,604(a)	0,66	196	10	-386	12
52332,820(a)	0,94	80	12		
52628,844(c)	0,36	-192	2	345	18
52690,606(a)	0,05	-113	-24		
52766,626(c)	0,83	200	12	-399	2
52836,495(d)	0,25	-225	25	420	-6

Notas: Origen de los datos: (a) JS-CASLEO, (b) VLT-ESO, (c) LCO-Magallanes, (d) du Pont-LCO  
Las fases han sido calculadas de acuerdo a la efemérides 3.2

$\Delta V_2 = 0,33 \text{ mag}$ , debido a la diferencia de brillo superficial entre las componentes, pero los máximos alcanzan igual intensidad. Los eclipses son de tipo parcial, angostos, simétricos y de igual duración (0,2 de fase). Esto último es un indicador de que ambas estrellas tienen radios relativamente pequeños. Por lo tanto podemos adelantar que se trata de un sistema de tipo separado ED. La separación entre los mínimos de los eclipses es simétrica, y los máximos tienen una duración de 0,3 de fase, denotando que la órbita del sistema es circular o con una excentricidad casi despreciable. Esto resulta razonable por tratarse FO 15 de una binaria con un periodo muy corto.

Se aprecian también ciertos razgos de variabilidad de menor escala en la salida de los eclipses, lo cual podría deberse a la presencia de material circunstelar, tal vez en forma de disco.

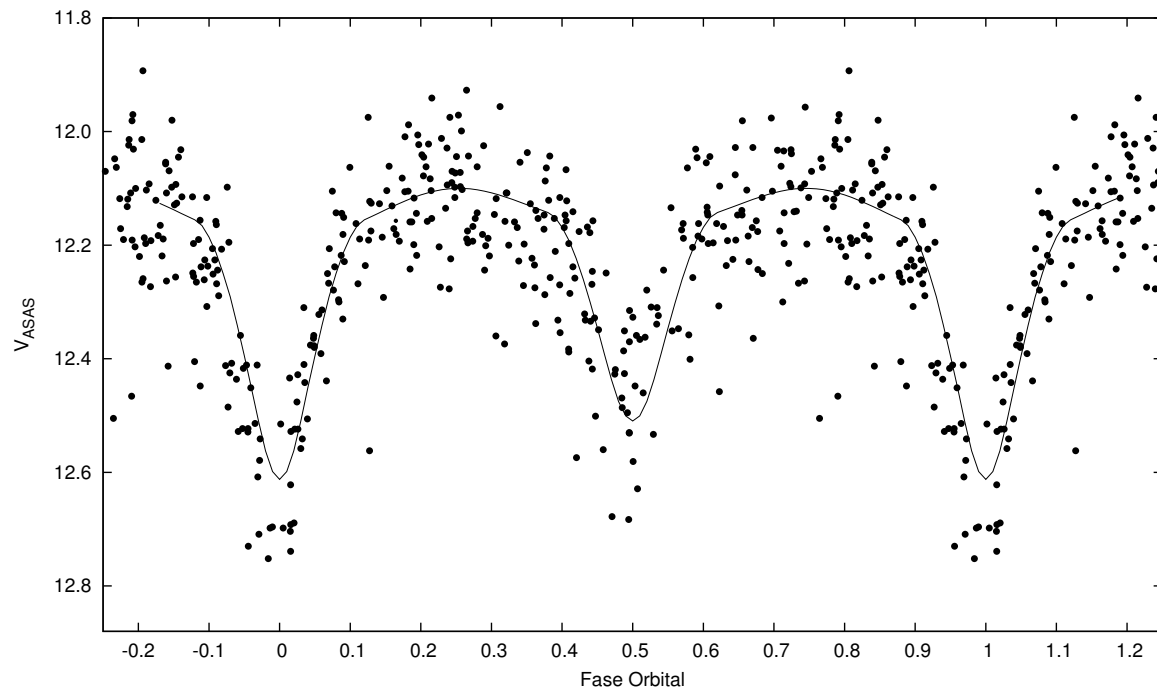


Figura 3.5: Curva de luz  $V$  de ASAS-3 de FO 15. La línea continua representa el mejor ajuste obtenido del modelo de W-D.

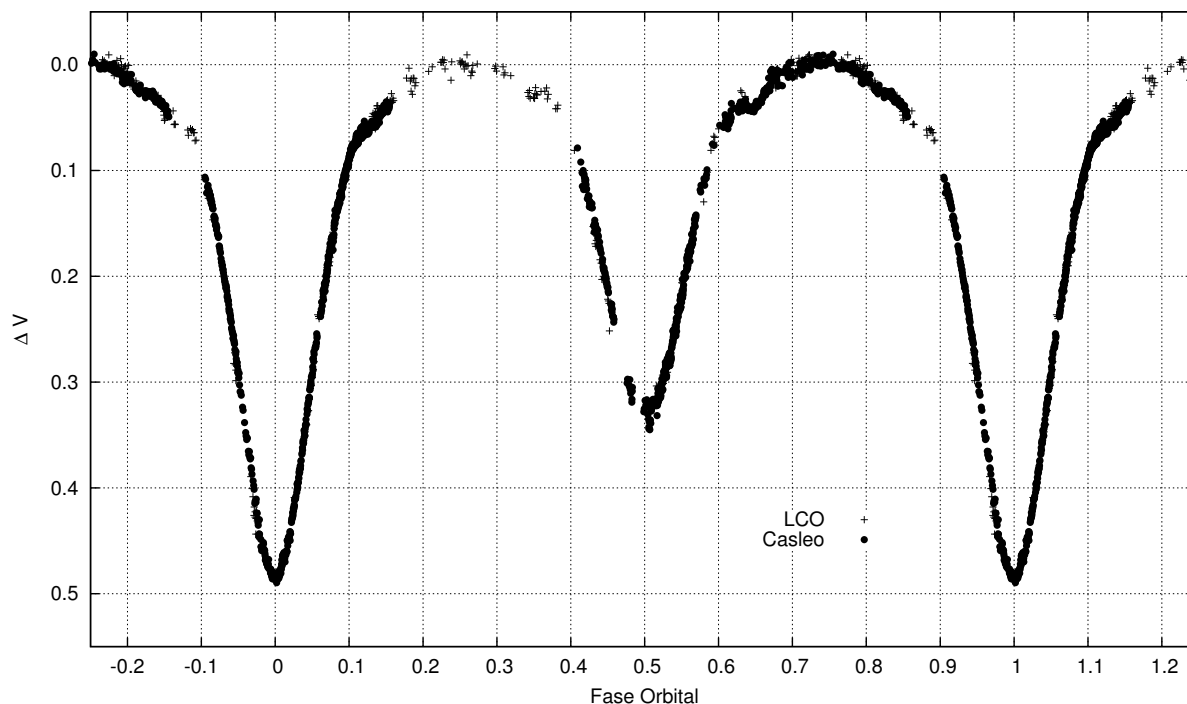


Figura 3.6: Curva de luz  $V$  de FO 15 construida a partir de datos obtenidos con el telescopio de Swope del LCO y el telescopio de JS de Casleo.

### 3.4. La órbita de velocidad radial

Para determinar la órbita de velocidad radial de la binaria, se utilizaron las velocidades radiales de las líneas de He en los espectros de FO 15 obtenidas por Niemela et al. (2006). Los resultados se listan en la Tabla 3.1 Las velocidades radiales de la componente primaria están mayormente basadas en las absorciones de HeII, y las velocidades de la secundaria en las de HeI. Para calcular los parámetros orbitales, usamos una versión modificada del programa escrito por Bertiau & Grobber (1969), introduciendo el periodo determinado por la fotometría de ASAS, 1,4136 días, como un valor inicial. A las observaciones de más alta resolución y a aquellas obtenidas cerca de las cuadraturas se les asignó el peso más alto.

Los parámetros orbitales se listan en la Tabla 3.2, junto con sus errores formales standard, calculados por el programa mencionado.

Las velocidades radiales definen una órbita circular dentro de los errores, siendo la

Tabla 3.2: Parámetros de la órbita de velocidad radial circular de FO 15

	Primaria	Secundaria
R [días]	1,41356 ± 0,000003	
$V_\gamma$ [ $km s^{-1}$ ]	-15 ± 2	
a sen $i$ [ $R_\odot$ ]	6,42 ± 0,05	12 ± 0,05
K [ $km s^{-1}$ ]	231 ± 2	442 ± 3
$M_2/M_1$	0,52	
M sen <sup>3</sup> $i$ [ $M_\odot$ ]	29 ± 1	15 ± 1
$T_{VR_{m\acute{a}x}}$ [HJD]	2453159,5 ± 0,2	2453150,7 ± 0,2

excentricidad orbital calculada  $e = 0,05 \pm 0,06$ . Esto es de esperar para un sistema binario masivo con tan corto periodo orbital, como es el caso de FO 15.

## 3.5. Análisis de la curva de luz de FO 15

### 3.5.1. Modelo preliminar de W–D

Con la finalidad de obtener una primera estimación de los parámetros físicos y de la inclinación orbital  $i$  del sistema binario FO 15, intentamos ajustar un modelo numérico de binaria eclipsante a las observaciones de ASAS–3, usando el código de W–D. Los datos fotométricos de ASAS–3 y las velocidades radiales fueron usados para compararlos con los resultados del modelo ajustado.

El código de W–D fue puesto en MODO 2, correspondiente a binarias separadas, sin ligaduras en los potenciales (excepto para la luminosidad de la componente secundaria). Se aplicaron las consideraciones más simples para los parámetros de emisión: estrellas como cuerpos negros, modelo simple de reflexión, que considera la ley de la inversa del cuadrado, con correcciones por efectos penumbrales y elipsoidales (Wilson, 2004), y no se incluyó tercera luz ni manchas. Los exponentes de oscurecimiento gravitatorio  $g_1 = g_2 = 1$  y albedos bolométricos  $Alb_1 = Alb_2 = 1$  elegidos son los que corresponden a envolturas radiativas (Wilson & Van Hamme 2004) características de las estrellas de tipo temprano.

Usamos la ley de la raíz cuadrada como modelo de oscurecimiento al limbo:

$$I(\cos\gamma) = I(1)[1 - x(1 - \cos\gamma) - y(1 - \sqrt{\cos\gamma})], \quad (3.1)$$

donde  $\gamma$  es el ángulo entre la línea de la visual y la normal a la superficie,  $I(1)$  es la intensidad para  $\gamma = 0$  y  $x$  e  $y$  son los coeficientes de oscurecimiento al limbo (Díaz-Cordovés, Claret & Giménez 1995; Díaz-Cordovés & Giménez 1992; Van Hamme 1993). Como se muestra en van Hamme (1993), esta es la ley de oscurecimiento al limbo más apropiada para  $T \geq 10000 K$ . Los coeficientes de oscurecimiento al limbo para las longitudes de onda de la banda  $V$  se tomaron de Van Hamme (1993). Adoptamos un periodo inicial de 1,41356 días y el cociente de masas  $q = M_2/M_1 = 0,52$  según la solución orbital espectroscópica (ver Tabla 3.2).

La temperatura efectiva de ambas componentes de la binaria fueron extraídas de las tablas de calibración Tipo Espectral- $T_{ef}$  publicadas por MSH05, considerando los tipos espectrales O5.5 V y O9.5 V respectivamente. Así, las temperaturas de las componentes primaria y secundaria fueron fijadas en  $T_{ef1} \sim 40000K$  y  $T_{ef2} \sim 32000K$ .

Debido a la separación aparentemente simétrica entre los mínimos de la curva de luz de ASAS-3, y de la excentricidad obtenida en la solución de la órbita de velocidad radial, consideramos en este modelo que el sistema tiene una órbita circular ( $e = 0$ ) y que ambas componentes rotan sincrónicamente ( $F_1 = F_2 = 1$ ), según sería de esperar para una binaria masiva de corto periodo como es el caso de FO 15. La velocidad radial del centro de masas  $V_\gamma$  de la binaria fue fijada de acuerdo al valor obtenido de la órbita de velocidad radial.

Los datos fotométricos fueron pesados a partir de los errores en las magnitudes provistos por ASAS-3 de la forma  $w \propto 1/m_{err}^2$ , de tal manera que las medidas con menor error tuviesen peso  $w = 1$ .

Con estas consideraciones generamos las curvas de luz y de velocidad radial sintéticas de acuerdo a las observaciones, utilizando el paquete de herramientas PHOEBE como interface para ejecutar los programas LC y DC de W-D.

Los resultados del mejor modelo ajustado, junto con la curva de luz de ASAS-3 de

Tabla 3.3: Datos astrofísicos para las componentes de la binaria FO 15 derivados del modelo mejor ajustado de W–D a los datos de ASAS–3.

Parámetro	Componente	
	Primaria	Secundaria
P [días]	$1,41356 \pm 10^{-5}$	
i [°]	$80 \pm 2$	
a [ $R_{\odot}$ ]	$19 \pm 0,3$	
M [ $M_{\odot}$ ]	$30,4 \pm 1$	$15,8 \pm 1$
M <sub>2</sub> /M <sub>1</sub>	0,52*	
R <sub>medio</sub> [ $R_{\odot}$ ]	$7,5 \pm 0,5$	$5,3 \pm 0,5$
R <sub>L</sub> [ $R_{\odot}$ ]*	8,3	6,15
T <sub>ef</sub> [K]*	40000	32000
M <sub>bol</sub>	$-7,98 \pm 0,02$	$-6,27 \pm 0,02$
(L <sub>2</sub> /L <sub>1</sub> ) <sub>V</sub>	$0,35 \pm 0,01$	
Log g [cgs]	$4,17 \pm 0,01$	$4,19 \pm 0,05$

\*: R<sub>L</sub> ≡ radio efectivo del lóbulo de Roche.

\*: Fijo

FO 15, se muestran en las Figs. 3.5 y 2.4 y sus parámetros se listan en la Tabla 3.3. Estos revelan que se trata de una binaria con una inclinación orbital, respecto de la dirección de la visual de  $\sim 80^\circ$  y masas estelares del orden de los valores correspondientes para sus tipos espectrales. Los radios, sin embargo, son bastante más pequeños que los valores tabulados por MSH05 para estrellas O5.5 V y O9.5 V, lo cual define al sistema como de tipo *separado*. El modelo logrado permite una buena aproximación a la naturaleza del sistema, pero la calidad de la curva de luz impone limitaciones para un análisis más detallado, razón por la cual hemos realizado observaciones de mejor calidad fotométrica para elaborar una curva de luz más confiable.

### 3.5.2. Modelo detallado

A partir de la curva de luz generada con las observaciones de LCO y CASLEO, cuya calidad es mucho mayor comparada con la de ASAS–3, hemos podido elaborar un modelo de W–D de FO 15 con parámetros mejor determinados.

Utilizando una vez más el código de W–D a través de PHOEBE, ajustamos un modelo

de binaria a los nuevos datos fotométricos, incluyendo también las velocidades radiales de la Tabla 3.1. Los errores calculados de las magnitudes diferenciales  $m_{err}$  fueron utilizados para calcular los pesos que cada medida tendría para el ajuste del modelo. Estos pesos son de la forma  $w \propto 1/m_{err}^2$ , con la condición de que las medidas con menor error tienen peso  $w = 1$ .

En primer lugar consideramos a FO 15 como una binaria separada, tal cual se desprendió del análisis anterior y fijamos la opción del código para ello. En una ocasión posterior, se intentó ajustar a la curva de luz de FO 15 un modelo de binaria semi-separada, con la estrella primaria llenando su lóbulo de Roche (MODO 4 del código de W-D), pero no se logró alcanzar ningún ajuste de modelo consistente con las observaciones, quedando descartada esa posibilidad.

Las consideraciones radiativas del modelo fueron inicialmente las mismas que las del análisis de ASAS-3, excepto que en este caso se utilizaron los modelos de atmósfera de Kurucz (1993) en lugar de considerar a las estrellas como cuerpos negros. Varios parámetros como  $i$ ,  $a$ ,  $q$ ,  $T_2$ ,  $V_0$ ,  $\Omega_{1,2}$  del análisis anterior, fueron utilizados como valores iniciales para el nuevo modelo. La excentricidad  $e$ , fue fijada nuevamente en 0 por las consideraciones ya mencionadas. La temperatura de la primaria  $T_1$  fue fijada nuevamente en 40000K de acuerdo a la escala de MSH05 para una estrella tipo O5.5V, pero esta vez la temperatura de la secundaria  $T_2$  fue dejada como parámetro libre y ajustada con el modelo.

En primer lugar se realizó un ajuste fino del valor del periodo y del instante del mínimo principal de referencia ( $T_0$ ) por medio de las correcciones diferenciales que calcula el programa DC y utilizando solamente los datos de la curva de luz completa, sin incluir las velocidades radiales. Con los nuevos valores de P y  $T_0$ , dados en la ecuación 3.3, ya fijados se procedió a estimar los demás parámetros del sistema que son exclusiva o mayormente dependientes de la curva de luz. Así se determinaron los valores de  $i$ ,  $T_2$  y los potenciales superficiales  $\Omega_1$  y  $\Omega_2$ . Luego incorporamos los datos de las velocidades radiales y procedimos a ajustar en forma más precisa los valores de  $a$ ,  $q$  y  $V_\gamma$ , hasta lograr el modelo con los menores residuos.

Los parámetros físicos así obtenidos se presentan en la Tabla 3.4. La curva de luz



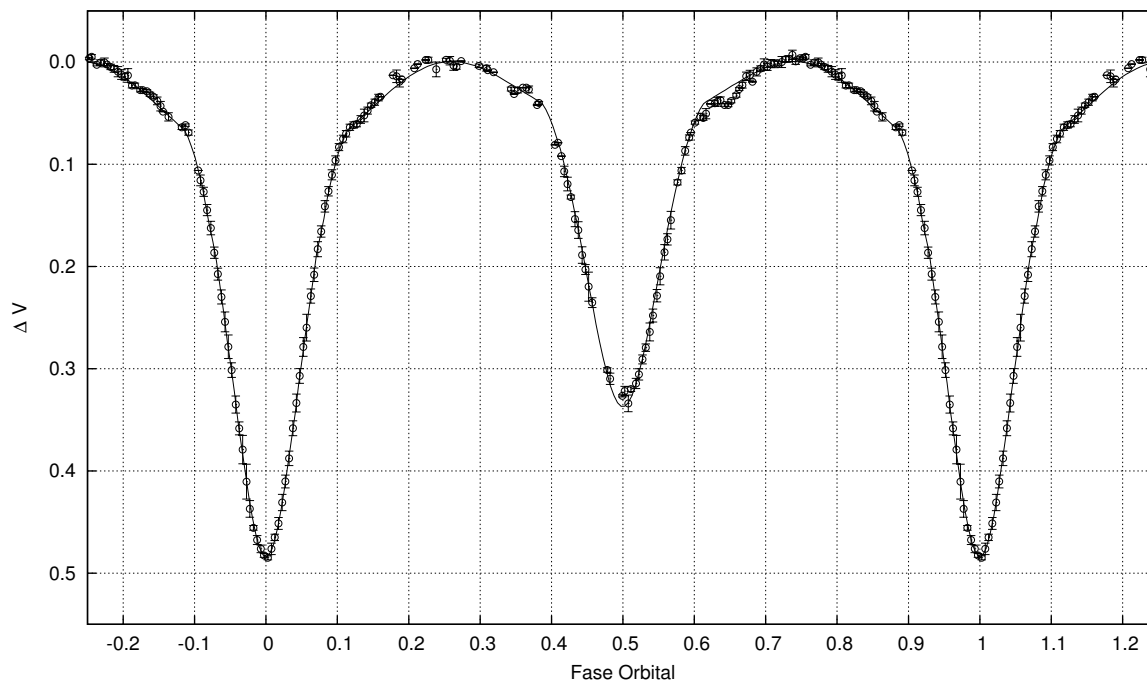


Figura 3.7: Modelo de W-D (curva continua) ajustado a la nueva curva de luz de FO 15 representada por los puntos normales.

La curva de velocidades radiales que surge de W-D se representa en la Fig. 3.8.

La temperatura  $T_2$  resulta ser de  $31000 K$ , unos  $900 K$  por debajo del valor tabulado por MSH05 para una estrella tipo O9.5 V, pero por encima de los  $30000 K$  tabulados por SK82 para una estrella de tipo B0 V

Con la inclinación del plano orbital que resulta ser  $i = 78,52 \pm 0,1^\circ$ , los valores de las masas estelares para las componentes de FO 15  $M_1 = 31,1 \pm 0,1 M_\odot$  y  $M_2 = 16,2 \pm 0,1 M_\odot$ , están en buen acuerdo con lo tabulado por MSH05 basado en modelos de atmósferas estelares si consideramos un tipo espectral O6 V para la primaria y O9 V para la secundaria.

Sin embargo, los radios estelares medios que hemos obtenido,  $R_1 = 7,7 R_\odot$  y  $R_2 = 5,2 R_\odot$  para las componentes primaria y secundaria respectivamente, son alrededor de un 30% menores que los valores tabulados por MSH05:  $10,6 R_\odot$  y  $7,2 R_\odot$  para los tipos espectrales O5.5 V y O9.5 V. Por lo tanto, las luminosidades bolométricas que surgen de

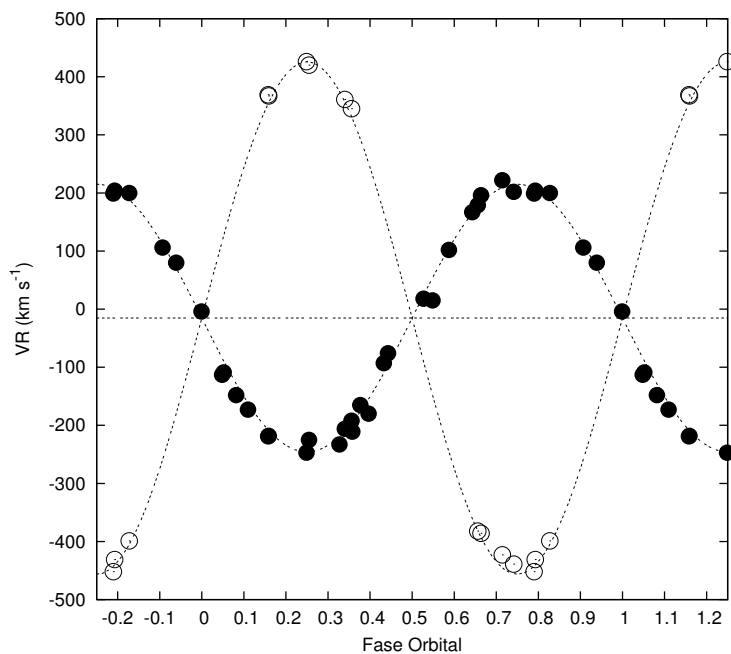


Figura 3.8: Velocidades radiales observadas de las componentes primaria (círculos llenos) y secundaria (círculos abiertos) de FO 15 en función de la fase orbital. Las líneas representan la órbita de velocidad radial obtenidas del ajuste del modelo de W-D.

nuestra solución para la curva de luz son también menores ( $\sim 0,8$  mag).

Lo mencionado en el último párrafo es similar a lo que se ha observado en otros sistemas binarios de tipo O en la Nebulosa de Carina, como Tr16-104 por Rauw et al. (2001), quien interpretó las observaciones como debidas a magnitudes absolutas más débiles para estrellas que están recién entrando en la secuencia principal, es decir estrellas de clase de luminosidad Vz. De hecho, el espectro de Tr16-104 también exhibe la característica espectral de las estrellas tipo O de la ZAMS, es decir que la línea de absorción HeII $\lambda$ 4686 es más intensa que otras líneas de HeII, como se ilustra en la Fig. 4.2.

### 3.5.3. Efemérides

El catálogo de estrellas variables de ASAS-3 provee para los datos  $V$  de FO 15 una época  $T_0 = HJD$  2451870,22 junto con el periodo que es usado para construir la curva de luz en función de la fase orbital. Hemos verificado que esta época no coincide con un instante de mínimo de luz, y surge posiblemente por error del algoritmo automático

Tabla 3.4: Nuevos parámetros astrofísicos para las componentes de la binaria FO15 derivados del modelo de binaria separada mejor ajustado de W–D a la curva de luz de LCO+CASLEO.

Parámetro	Componente	
	Primaria	Secundaria
P [días]	$1,413563 \pm 10^{-7}$	
i [°]	$78,52 \pm 0,1$	
a [ $R_{\odot}$ ]	$19,15 \pm 0,1$	
e*	0,0	
M [ $M_{\odot}$ ]	$31,1 \pm 0,1$	$16,2 \pm 0,1$
M <sub>2</sub> /M <sub>1</sub>	$0,522 \pm 0,005$	
R <sub>medio</sub> [ $R_{\odot}$ ]	$7,66 \pm 0,05$	$5,21 \pm 0,05$
x <sub>V</sub>	-0,1486	-0,136552
y <sub>V</sub>	0,52736	0,609192
T <sub>ef</sub> [K]	40000*	$31000 \pm 200$
M <sub>bol</sub>	$-8,04 \pm 0,02$	$-6,09 \pm 0,02$
(L <sub>2</sub> /L <sub>1</sub> ) <sub>V</sub>	$0,30 \pm 0,01$	
Log g [cgs]	$4,16 \pm 0,01$	$4,22 \pm 0,02$
Ω <sub>1,2</sub>	3,11368	3,20308
r <sub>polar</sub> [a]	0,381	0,262
r <sub>punto</sub> [a]	0,443	0,294
r <sub>lateral</sub> [a]	0,399	0,269
r <sub>trasero</sub> [a]	0,418	0,284
r <sub>L</sub> [a]	0,436	0,324

★:  $r_L \equiv$  radio efectivo del lóbulo de Roche.

\*: Fijo

que lo determina. Para corroborar esto, obtuvimos el instante correspondiente al eclipse principal de los datos de ASAS–3, a partir del modelo de W–D, utilizando el programa *DC* de dicho código. De esta forma, tanto los datos fotométricos como los de velocidad radial contribuyen al resultado. La efemérides para el mínimo principal del sistema binario FO 15 de los datos de ASAS–3 resulta ser:

$$Min I = \text{HJD } 2452837,565(1) + 1,^d41356(1) \cdot E \quad (3.2)$$

Sin embargo, considerando la nueva curva de luz de FO 15, hemos podido lograr una efemérides más certera para el mínimo principal, a través del modelo de W–D. El T<sub>0</sub> fue escogido coincidiendo con el instante de mínimo observado en CASLEO la noche del 20

al 21 de enero de 2005. De la curva de luz se extrajo un valor  $T_0$  inicial DJ 2453391,66 y se lo ajustó, junto con el periodo, utilizando el programa de correcciones diferenciales de W-D. La efemérides resultante se resume en la ecuación 3.3.

$$\text{Min } I = \text{HJD } 2453391,665(1) + 1,^d413563(1) \cdot E \quad (3.3)$$

Con estas efemérides, las velocidades radiales no presentan ningún corrimiento en fase significativo, por lo que el sistema no parece experimentar grandes variaciones de periodo.

### 3.6. La distancia a FO 15

Basado en su proximidad en el cielo, Forte & Orsatti (1981) asumieron que FO 15 pertenece al cúmulo abierto Trumpler 16, del cual  $\eta$  Carinae es el miembro más brillante. Sin embargo, la línea de la visual en esta dirección de la Galaxia, es casi paralela al brazo espiral de Carina-Sagittarius, el cual es rico en población estelar joven. Una estrella tipo O5V con los colores y magnitudes aparentes como los observados de FO 15 tendrían una distancia espectroscópica de  $\sim 5 \text{ kpc}$ , si se supone una extinción interestelar normal. Esto ubicaría a FO 15 bien detrás de la Nebulosa de Carina y de los cúmulos inmersos dentro de ella.

Por otro lado, es bien conocido que el cociente de extinción selectiva  $R = A_V/E(B-V)$  en la dirección de la Nebulosa de Carina es anómalo (por ejemplo Smith 1987, Tapia et al. 1988). Por lo tanto, decidimos determinar el valor de  $R$  para FO 15 usando la fotometría publicada UBV de Forte & Orsatti (1981) ( $V = 12,05$ ,  $B - V = 0,86$ ,  $U - B = -0,2$ ) y las magnitudes infrarrojas obtenidas del “2MASS All-Sky Catalog of Point Sources ” (Cutri et al. 2003).

Niemela et al. (2006) utilizan el código CHORIZOS (Maíz-Apellániz, 2004) para derivar el valor de  $R$  para FO 15. Adoptando una temperatura efectiva de  $T_{\text{ef}} = 40000 \text{ K}$  y gravedad  $\log g = 4,0$  para restringir los modelos y usando fotometría de seis colores ( $UBVIJK$ ), derivaron el exceso de color  $E(4405 - 5495) = 1,21 \pm 0,02$  y el cociente de extinción selectiva  $R_{5495} = 4,15 \pm 0,09$ , que son los equivalentes monocromáticos de

los usuales  $E(B - V)$  y  $R_V$ , respectivamente. La fuente principal de error proviene de los valores adoptados de las magnitudes, que fueron obtenidas en diferentes épocas, y por tanto, podrían corresponder a diferentes fases orbitales y estar afectadas por las variaciones fotométricas de los eclipses del sistema binario.

Con las magnitudes bolométricas derivadas de nuestro análisis de la curva de luz y suponiendo que las correcciones bolométricas correspondientes a los tipos espectrales listadas por MSH05 son válidas para las componentes binarias de FO 15, obtuvimos las magnitudes absolutas de  $-4,34$  y  $-3,05$  para la primaria y secundaria respectivamente. Estos valores son casi 1 magnitud más débiles que los tabulados por MSH05 para estrellas de tipo espectral O5.5 V and O9.5 V, pero están en buen acuerdo con las magnitudes absolutas para estrellas tipo O de la ZAMS, tabuladas por Hanson et al. (1997). Los valores de las magnitudes absolutas de las componentes de la binaria que hemos obtenido, junto con el cociente de extinción selectiva  $R = 4,15$ , dan una absorción  $A_v = 5,02$  y módulos de distancia  $V_0 - M_v = 11,65$  ( $d = 2,14 \text{ kpc}$ ) y  $V_0 - M_v = 11,67$  ( $d = 2,15 \text{ kpc}$ ) para las componentes primaria y secundaria respectivamente. De esta forma, FO 15, estaría ubicada a una distancia de  $2,15 \pm 0,01 \text{ kpc}$ .

FO 15 está ubicada en la región de la Nebulosa de Carina, llamada los ‘Pilares del Sur’ por Smith et al. (2000) (ver Fig. 1.2), recientemente observada en imágenes por el Telescopio Espacial Spitzer. Las estrellas recién nacidas en los pilares de polvo apuntando a  $\eta$  Carinae son observados en esa imagen infrarroja de Spitzer. Si FO 15 está a la misma distancia, puede ser considerada como una estrella de la ZAMS inmersa en una activa región de formación estelar.

### 3.7. Sumario de los resultados

- Hemos descubierto que la estrella tipo O FO 15 inmersa en la región de formación estelar activa llamada ‘los pilares del sur’ dentro de la Nebulosa de Carina, es una binaria eclipsante de corto periodo.
- Clasificamos al espectro de la primaria como O5.5 Vz, es decir como una estrella de

tipo temprana en la Secuencia Principal de Edad Cero. La secundaria parece ser de tipo espectral O9.5V.

- El análisis de una nueva curva de luz de FO 15, ajustando un modelo de binaria por el método de Wilson-Devinney, indica una inclinación orbital de  $\sim 78^\circ$ .
- Las masas estelares de las componentes son  $\sim 31$  y  $16 M_\odot$ .
- El análisis simultáneo de la curva de luz y de las velocidades radiales muestra que las componentes tienen radios menores y magnitudes absolutas más débiles comparadas con las estrellas normales de tipo O de la Galaxia. Estos valores están de acuerdo con estrellas de tipo O de la ZAMS recién nacidas.
- Adoptando un cociente de extinción selectiva  $R = 4,15$  para FO 15, y los valores de las magnitudes absolutas determinadas de la curva de luz, ubicamos a FO 15 a una distancia de  $2,15 \text{ kpc}$ , muy similar a la de  $\eta$  Carinæ.

# Capítulo 4

## La binaria eclipsante tipo O CPD -59 2603 = Trumpler 16 104

### 4.1. Introducción

CPD -59 2603 (= V572 Car;  $\alpha_{2000,0} = 10^h 44^m 47^s$ ,  $\delta_{2000,0} = -59^\circ 43' 54''$ ,  $V = 8,8$ ), es un sistema múltiple perteneciente al joven cúmulo abierto Trumpler 16 según el trabajo publicado por Feinstein, Marraco & Muzzio, 1973 (en adelante FMM73) y en cuya lista se la identifica con el número 104. Adoptaremos esta designación llamando al sistema Tr16-104.

Massey & Johnson (1993, en adelante MJ93) realizan una fotometría CCD del sistema  $UBV$  de la región alrededor de  $\eta$  Carinae y determinan para Tr16-104:  $V = 8,82$ ,  $B - V = 0,14$  y  $U - B = -0,79$ . Estas medidas sólo difieren de las de FMM73 en el valor de  $V$ , quienes obtienen  $V = 8,79$ . Esta diferencia puede deberse justamente a la variabilidad intrínseca de la estrella.

Tr16-104 fue clasificada por Walborn (1973) como de tipo espectral O7V((f)). En su relevamiento de clasificación espectral del cúmulo Trumpler 16, Levato & Malaroda (1982) la clasifican como O7:V: y deducen la existencia de una compañera más débil, debido a la presencia de líneas asimétricas en el espectro de la estrella. Levato et al. (1991) confeccionan la primer órbita espectroscópica de línea simple, confirmando la naturaleza binaria (SB1) de Tr16-104.

Antokhin y Cherepashchuk (1993, en adelante ACh93), presentan observaciones fotométricas de Tr16-104 y reportan por primera vez la variabilidad de la luz de Tr16-104 con una amplitud de 0,3 *mag*. Si bien sugieren la posibilidad de que se trate de un sistema eclipsante, no pueden resolver la naturaleza de su variabilidad.

En 1999, Solivella & Niemela encuentran que Tr16-104 contiene una binaria espectroscópica de tipo SB2, y obtienen los elementos circulares preliminares a partir de las órbitas de las componentes.

Rauw et al. (2001, en adelante R01) realizaron un estudio más detallado de este sistema en el marco de la campaña *X-Mega* (Corcoran et al. 1999). A partir de sus nuevos datos espectroscópicos y de los datos fotométricos publicados por ACh93, concluyen que se trataría de un sistema triple compuesto por un sistema binario eclipsante de tipo O (O7V+O9.5V) con un período de 2,15287 días, en torno al cual orbita una estrella B0.2 IV. Sin embargo, los datos fotométricos disponibles eran insuficientes para completar la curva de luz en todas las fases del periodo orbital, quedando notablemente indefinidos el mínimo primario y las alas del mínimo secundario (ver Fig. 4.3). Por esta razón resulta difícil hacer una estimación precisa del valor de la inclinación y de la excentricidad de la órbita del sistema.

Para esta tesis, decidimos abordar nuevamente el estudio de Tr16-104 y aportar nuevos datos que permitan definir en forma precisa los parámetros físicos absolutos del sistema binario que lo conforma. Con la finalidad de confeccionar una curva de luz completa a lo largo de todo el periodo orbital, se adquirieron nuevas imágenes CCD con filtro *V* de Tr16-104, utilizando el telescopio HSH recientemente instalado en CASLEO. En este capítulo se presenta la curva de luz *V* obtenida de Tr16-104 a partir de la cual realizamos un análisis del sistema juntamente con los datos espectroscópicos publicados por R01, empleando el código de W-D.



Tabla 4.1: Detalles de los turnos de observación en el HSH.

Fecha	Imágenes	$t_{exp}$ [seg]	“binning”	Observador
2 al 8 de marzo, 2004	228	200 – 700	1x1	E. Fernández Lajús
27 al 30 de junio, 2004	262	100	2x2	P. Warhurst
10 al 19 de enero, 2005	1558	15 – 120	2x2	E. Fernández Lajús
5 al 15 de abril, 2005	2862	15 – 120	2x2	E. Fernández Lajús

## 4.2. Observaciones

### 4.2.1. Adquisición de imágenes

Las observaciones fueron realizadas utilizando el telescopio Helen Sawyer Hogg (HSH) de 0.60 m (f/15 Cassegrain) instalado en el CASLEO. Un total de 4910 imágenes CCD fueron adquiridas en el transcurso de 4 turnos de observación entre marzo de 2004 y abril de 2005, detallados en la Tabla 4.1. En todos los casos se utilizaron los filtros  $V$  del sistema de Johnson-Cousins. En este telescopio se empleó, en modo directo, una cámara Photometrics CH250 con un detector PM512 de  $516 \times 516$  *pixeles* ( $20 \times 20 \mu\text{m}/\text{pixel}$ ). La resolución espacial en este telescopio es de  $0,452''/\text{pix}$  y el campo total de  $3' 53'' \times 3' 53''$ .

Excepto en los turnos de marzo de 2004, las imágenes fueron adquiridas con un factor de agrupamiento de *pixeles* o “binning” de 2x2, resultando así imágenes de  $258 \times 258$  *superpixeles* y una resolución de  $0,9''/\text{pix}$ . Esto ha permitido reducir considerablemente los tiempos de exposición de las imágenes, la extensión de los archivos digitales que las conforman y el ruido de lectura del CCD. Como consecuencia de la reducción de los tiempos de exposición, se ven atenuados los defectos de seguimiento del telescopio y se puede mejorar la calidad y cantidad de campos planos para la calibración. Durante el procesamiento, las imágenes de marzo de 2004, fueron digitalmente modificadas a un factor de agrupamiento de 2x2, a fin de poder medir a todas las imágenes en conjunto. Hemos verificado que este reagrupamiento digital, no representa ninguna modificación en los resultados.

Los tiempos de exposición variaron entre 200 y 700 segundos para las imágenes tomadas

con factor de “binning” 1x1, y entre 15 y 120 segundos para aquellas adquiridas con factor de “binning” 2x2. La gran amplitud del rango de tiempos de exposición se debe principalmente a las condiciones de “seeing” y a las variaciones de la transparencia atmosférica, tanto por masa de aire (1,1-2,2), como por el grado de nubosidad.

Las imágenes de calibración fueron adquiridas de la manera usual. Las imágenes de campo plano (“flat-fields”) fueron obtenidas con la iluminación del cielo (“sky-flat”) del crepúsculo, al no disponer del dispositivo para la adquisición de “flats” de cúpula o pantalla. Los “flats” de cielo se adquirieron, en la medida de lo posible, tanto al atardecer como al amanecer, procurando obtener un juego completo de ellos cada vez. Conjuntamente se adquirieron imágenes “bias” para el procesamiento e imágenes “dark” para control.

Las características instrumentales y los parámetros relacionados con las observaciones se resumen en la Tabla A.3 del Apéndice A.

#### 4.2.2. Medición y procesamiento de datos

Las imágenes adquiridas con el HSH fueron corregidas de manera standard por bias y por las imágenes de campo plano (flat-fields) que fueron obtenidas con luz de cielo. Tanto la calibración de las imágenes como las mediciones fotométricas fueron realizadas por medio del IRAF.

Mediante fotometría de apertura, se determinaron las magnitudes instrumentales de todas las estrellas numeradas en la Imagen 4.1, utilizando un radio de apertura de  $4 \text{ pix} = 1''$ ,8. A partir de la fotometría de los objetos medidos en cada imagen, se obtuvo un valor promedio de las magnitudes de todas ellas y luego se calculó la magnitud diferencial entre cada una de esas estrellas y el promedio. Aquellas que presentaron variabilidad manifiesta, así como aquellas que presentaban alta dispersión respecto de su valor medio fueron eliminadas y se recalculó un nuevo valor promedio con las estrellas restantes. Además de Tr16-104 y Tr16-34, que eran nuestros objetos de estudio, cinco de los objetos medidos resultaron ser variables, todos ellos de corto periodo. En la Tabla 4.2 están indicadas, junto con una posible clasificación morfológica de la curva de luz, según la nomenclatura del General Catalog of Variable Stars (GCVS) (e.g. Kholopov et al. 1990).

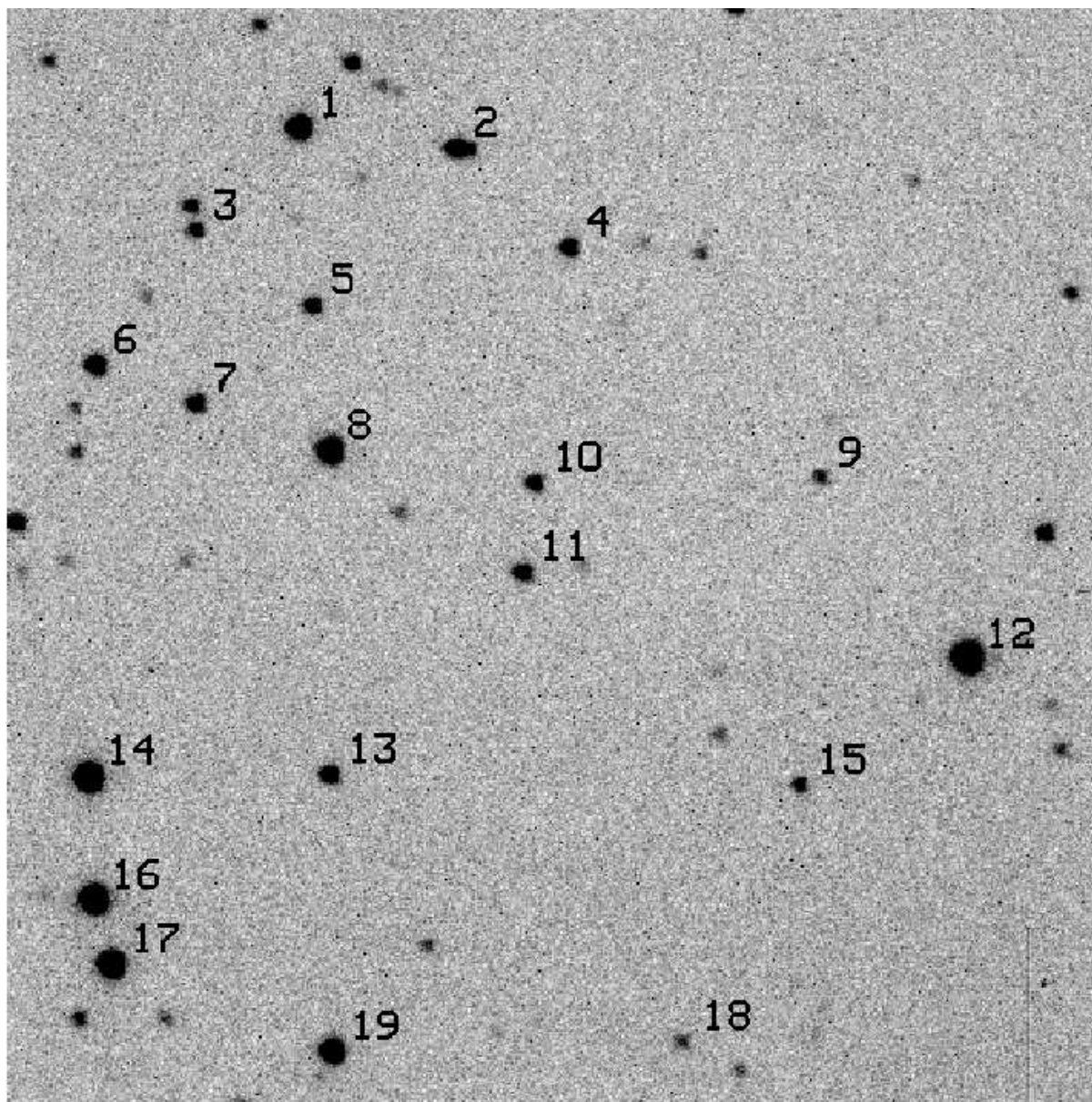


Figura 4.1: Una de las imágenes adquiridas con el telescopio HSH, que cubre un campo de  $3' 53'' \times 3' 53''$ . La identificación de cada una de estas estrellas se presenta en la Tabla 4.2. Tr16-104 es la estrella indentificada con el número 12 y Tr16-34 es la número 16. Las estrellas indentificadas con los números 1, 8 y 19 fueron utilizadas como objetos de comparación. (El Norte está hacia arriba y el Este a la izquierda)

Para el promedio tampoco fueron consideradas las estrellas 2 *mag* más débiles que Tr16-104, para no aumentar la dispersión de las curvas de luz. Este valor medio final obtenido para cada imagen, fue utilizado como valor de comparación para la fotometría diferencial de Tr16-104. El promedio por imagen fue entonces calculado con las magnitudes instru-

Tabla 4.2: Identificación de las estrellas de la imagen 4.1.

Id	Trumpler 16		CPD/HD	$V^\dagger$	Tipo Espectral	Notas
	FMM73	MJ93				
1	3	488	-59 2627	10.16	O8.5V <sup>a</sup>	Comparación
2	4	466	-59 2619	10.96	B1V <sup>a</sup>	
3		500/ 502		11.60/ 11.59		
4	46	457		11.68		Var. Posible $\beta$ Cephei
5	73	485		11.90		
6	76	513		11.14	B2:V <sup>a</sup>	
7	74	501		11.69	B1V <sup>a</sup>	
8	9	481	-59 2624	9.77	O9.5V <sup>a</sup>	Comparación
9	47	418		12.87		
10	26		-59 2618	11.85 <sup>‡</sup>	B1.5V <sup>a</sup>	Var. EA
11	25		-59 2616	11.69 <sup>‡</sup>	B2V <sup>a</sup>	
12	104	408	-59 2603	8.82	O7V+O9.5V+B0.2IV <sup>b</sup>	Var. EA
13	24	483	-59 2625	11.50	B2V <sup>a</sup>	Var. Posible EA
14	110	517	-59 2636	9.31	O7V+O8V+O9V <sup>c</sup>	Var. Posible EA
15		421		12.67		
16	34	516	-59 2635	9.27	O8V+O9.5V <sup>d</sup>	Var. EA
17		512	-59 2633/ 93343	9.60	O7V(n) <sup>e</sup>	Var. Posible ELL
18		444		13.18		
19	23		-59 2626	10.00	O7V <sup>a</sup>	Comparación

Notas: (†) Magnitudes CCD de MJ93; (‡) Tapia et al. 2003; (a) MJ93; (b) R01; (c) Albacete Colombo et al. (2002); (d) Albacete Colombo et al. (2001); (e) Walborn, 1982. Las designaciones de variables corresponden a las adoptadas por el GCVS (e.g. Kholopov et al. 1990).

mentales de tres de las estrellas identificadas con los números 1 (Tr16-3), 8 (Tr16-9) y 19 (Tr16-23) en la Imagen 4.1 (ver también Tabla 4.2). Estas estrellas están registradas como constantes de velocidad radial en Levato et al. (1991). El error típico en las magnitudes diferenciales resulta 0,003 *mag*.

Una vez construida la curva de luz se eliminaron puntos espurios, surgidos como consecuencia de algunas noches con condiciones meteorológicas o de “seeing” no muy favorables, y de defectos en el mecanismo de seguimiento del telescopio que generaba imágenes estelares elongadas. En consecuencia un total de 4405 puntos constituyen la curva de luz de Tr16-104. La dispersión *rms* de los datos en curva de luz es de 0,008 *mag*

### 4.2.3. La fotometría de ASAS–3 de Tr16-104

Tr16-104 no ha sido reportada por Pojmański (2003) como binaria eclipsante, ni incluida en el Catálogo de estrellas variables de ASAS. Sin embargo, los datos  $V$  de Tr16-104 figuran en el Catálogo fotométrico de ASAS–3 con la designación 104447-5943.9. De la base de datos de Internet, hemos recopilado 373 valores fotométricos  $V$  de Tr16-104, observados entre el 21 de noviembre de 2000 y el 10 de marzo de 2006. Para fines comparativos, graficamos la curva de luz que se muestra en la Fig. 4.4, a partir de la efemérides de la ecuación 4.1. La apertura seleccionada para las magnitudes corresponde a 4  $pix$  ( $= 60''$ ) de diámetro, con la cual se logra una curva de luz mejor definida.

### 4.2.4. Espectros y velocidades radiales

Diversos conjuntos de medidas de velocidades radiales de las componentes de Tr16-104 han sido publicadas en la literatura por diferentes autores: Levato et al. (1991), Solivella & Niemela (1999), R01 y Luna et al. (2003).

La solución orbital espectroscópica SB1 calculada por Levato et al. (1991) da una amplitud  $K$  de  $160 \text{ km s}^{-1}$ , cuyo valor es considerablemente menor al de las amplitudes de  $K_1$  y  $K_2$  de las componentes de la binaria obtenidos por Solivella & Niemela (1999) ( $K_1 = 208$  y  $K_2 = 334 \text{ km s}^{-1}$ ) y por R01 ( $K_1 = 215$  y  $K_2 = 330 \text{ km s}^{-1}$ ). Una representación de las velocidades radiales de Levato et al. (1991) en función de la fase orbital calculada con la efemérides 4.1 muestra que éstas corresponden a la componente primaria de la binaria en Tr16-104. Sin embargo, la menor amplitud obtenida en su solución orbital (casi la mitad del valor de  $K$  para la primaria) es seguramente consecuencia de la determinación de las velocidades radiales a partir de sus espectros de baja resolución (espectrogramas de  $43 \text{ \AA/mm}$ ), en los cuales las líneas espectrales de las componentes estaban fusionadas, reduciendo el corrimiento en longitud de onda de la misma. Por esta razón no utilizaremos en nuestro análisis las velocidades radiales de Levato et al. (1991).

En sus espectros, Solivella & Niemela (1999) resuelven las líneas de HeII  $\lambda 4686$  en absorción de ambas componentes de la binaria y su solución orbital circular SB2 contempla

un periodo notablemente mejorado de 2,15291 días. Uno de sus espectros es publicado por Niemela et al. (2006) y se lo reproduce en la Fig. 4.2.

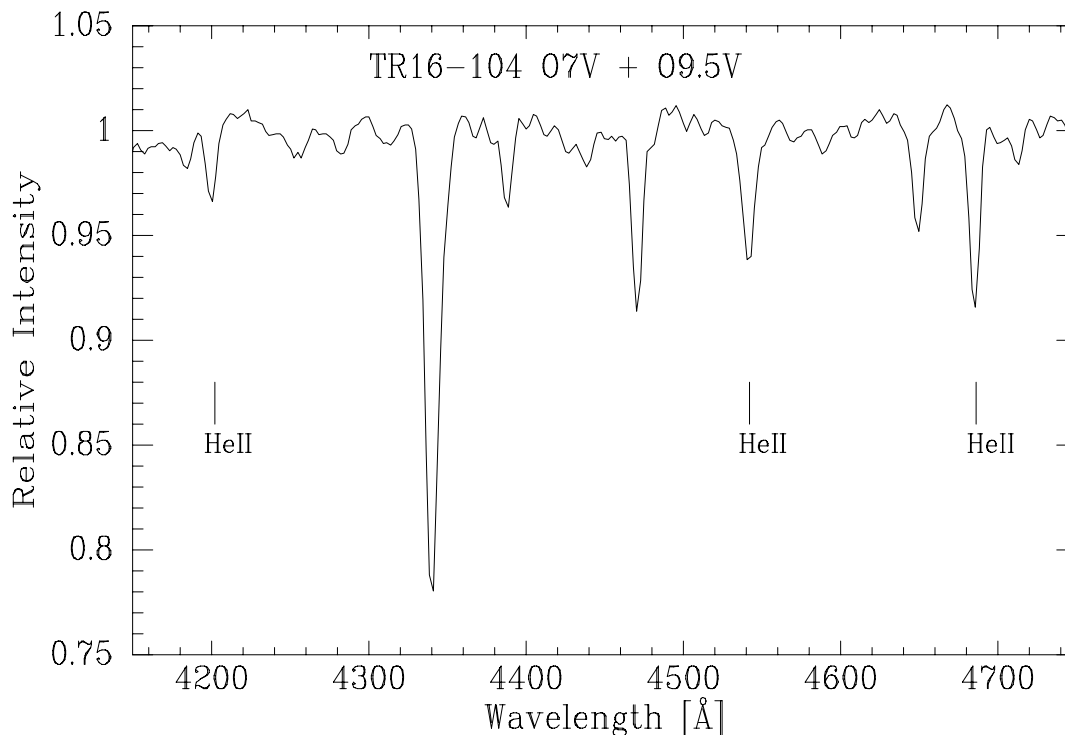


Figura 4.2: Espectro con el continuo normalizado de Tr16-104 obtenido en CASLEO en febrero de 1998 (Niemela et al., 2006), mostrando la marca característica de las estrellas tipo Vz. Se identifican las líneas de absorción de HeII  $\lambda$  4200, 4541 y 4686.

Las observaciones de R01, incluyen espectros de media y alta resolución, adquiridos entre 1995 y 2001 en diferentes observatorios. En ellos, los perfiles de las líneas de absorción de HeI revelan la existencia de al menos tres componentes en Tr16-104. Una cuarta componente de HeI  $\lambda$ 3889 en absorción podría deberse más posiblemente al gas interestelar que a una cuarta estrella. Por sus características en el espectro, R01 denominan componente ‘a’ a la estrella que muestra las líneas de absorción más anchas e intensas, en particular las de HeII. La componente ‘b’ presenta líneas angostas y prominentes de HeI en absorción, y la ‘c’ muestra líneas de absorción anchas. Las componentes ‘a’ y ‘c’ son las que presentan las variaciones más rápidas de las longitudes de onda de sus líneas, y la componente ‘b’ es la que evoluciona más lentamente. Así, el sistema binario en Tr16-104 quedaría conformado por las estrellas ‘a’ y ‘c’ mientras que la estrella ‘b’ orbita alrededor de la binaria. Dado que las designaciones de R01 se corresponden con las adoptadas por

Howarth et al. (1997) de sus espectros UV, utilizaremos en lo sucesivo la misma nomenclatura para las componentes, aunque no coincida con el orden jerárquico de masas ni de temperaturas o tipo espectral.

En una búsqueda de periodicidad en sus velocidades radiales, R01 obtienen como valores posibles 2,15294 y 2,15290 días, los cuales están bien de acuerdo con el periodo calculado por Solivella & Niemela (1999). Sin embargo, este valor no ajusta a la fotometría de ACh93, y finalmente adoptan un periodo de 2,15287 días para el sistema binario. Las velocidades radiales obtenidas por R01 y los datos fotométricos de ACh93, serán incluidos en el posterior análisis que realizaremos de Tr16-104.

En 2003, Luna et al. presentan 4 nuevos valores de velocidad radial, pero proveen nuevamente una solución orbital de tipo SB1 con una amplitud  $K$  de  $163 \text{ km s}^{-1}$  y un periodo de 1,82 días, razón por la cual, estas velocidades radiales no serán tomadas en cuenta para nuestro análisis.

### 4.3. La curva de luz de Tr16-104

A partir de las observaciones fotométricas realizadas de Tr16-104 hemos obtenido su curva de luz  $V$  la cual se muestra en la Fig. 4.3 y cubre las variaciones de brillo de la binaria en todas sus fases orbitales.

La fase  $\Phi$  fue calculada según la efemérides de la ecuación 4.1. La curva de luz de Tr16-104 (Fig. 4.3) corresponde claramente a una binaria eclipsante de tipo “Algol” (EA), muy similar, por su forma, a la de CPD -41 7742, una binaria de tipo O9 V + B1-1.5 V (Sana et al. 2005). El comienzo y fin de cada eclipse se encuentran muy bien definidos. Los máximos entre eclipses alcanzan el mismo brillo y son levemente aplanados ( $0,03 \text{ mag}$ ) indicando que las componentes estelares son bastante esféricas. Los mínimos primario y secundario presentan diferentes profundidades:  $\Delta V_1 = 0,42 \text{ mag}$  y  $\Delta V_2 = 0,31 \text{ mag}$  respectivamente, debido a que ambas componentes tienen distintas temperaturas efectivas. Los eclipses son de tipo parcial, simétricos, angostos y de igual duración ( $0,166$  de fase), evidencia de que ambas estrellas tienen radios relativamente pequeños. La separación entre los mínimos

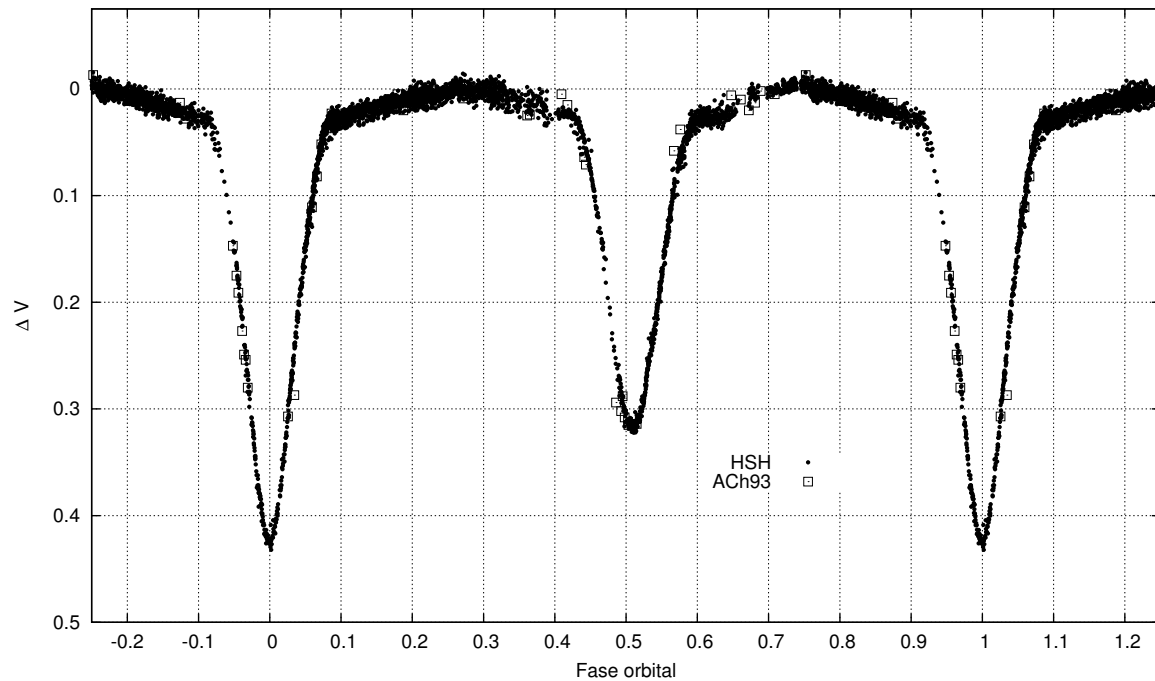


Figura 4.3: Curva de luz  $V$  de Tr16-104. Los círculos llenos representan los datos del HSH. Los cuadrados son las observaciones obtenidas en 1980 y 1991 de ACh93.

de los eclipses no es simétrica y su separación en fase (del primario al secundario) es de 0,51. De esto se desprende que la órbita binaria no es circular. Los máximos tienen una duración de 0,34 y 0,32 de fase.

Cualitativamente, podemos concluir que Tr16-104 contiene a un sistema binario de tipo *separado* (ED), revolucionando en torno al centro de masas en una órbita no circular.

#### 4.4. Análisis con W–D

Con la finalidad de hacer un análisis de Tr16-104 y determinar el semieje, la inclinación y la excentricidad orbitales, así como las masas, radios y temperaturas efectivas de cada componente de la binaria, hemos utilizado el código *LC* de W–D para elaborar un modelo preliminar que ajuste a nuestras observaciones fotométricas y a las curvas de velocidad radial, publicadas por R01.

En primer lugar establecimos los parámetros necesarios para nuestro modelo, teniendo en cuenta las consideraciones hechas sobre la curva de luz. Por ello fue empleado el



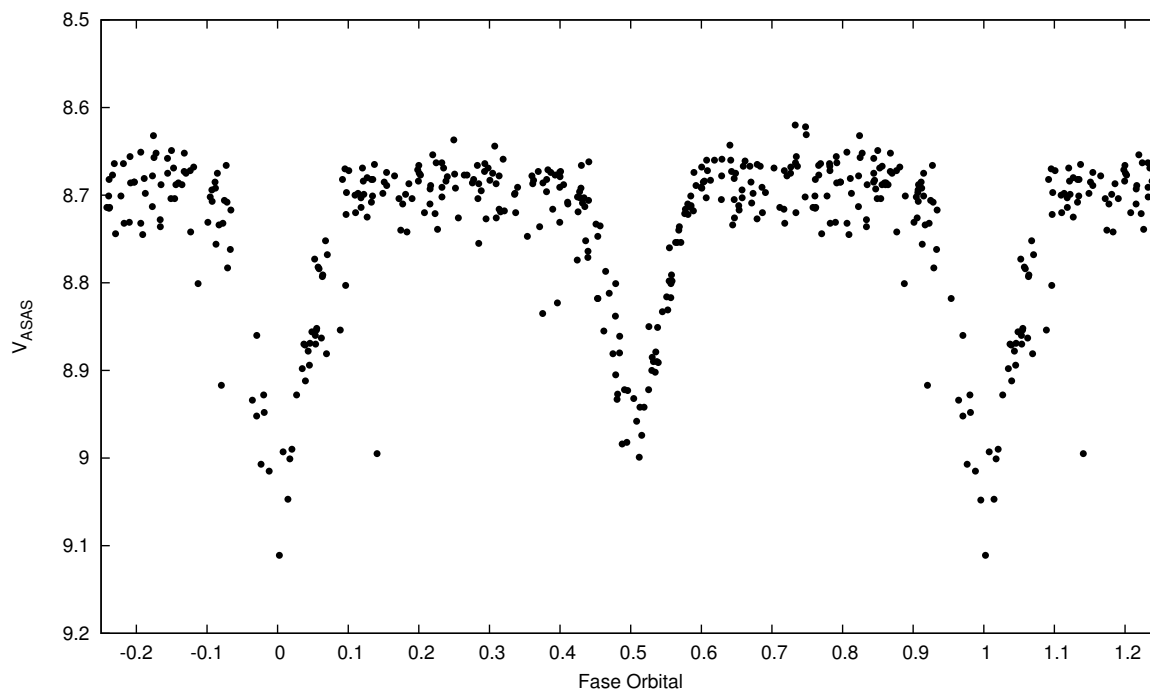


Figura 4.4: Curva de luz  $V$  de ASAS-3 de Tr16-104.

modo 2 de dicho código, que corresponde a binarias separadas en el cual la temperatura efectiva  $T_{ef}$  de la estrella secundaria es un parámetro libre. Para ambas componentes de la binaria fueron considerados los modelos de atmósfera de Kurucz (1993), con los valores de luminosidad acoplados a las temperaturas. Se utilizó el modelo de reflexión simple (modo 1 de W-D). Los exponentes de oscurecimiento gravitacional  $g_1 = g_2 = 1$  y albedos bolométricos  $Alb_1 = Alb_2 = 1$  considerados son los correspondientes a envolturas radiativas. Usamos la ley de la raíz cuadrada como modelo de oscurecimiento al limbo dada en la ecuación 3.1. Los coeficientes de oscurecimiento al limbo para las longitudes de onda de la banda  $V$  fueron interpolados automáticamente para cada ajuste realizado, a partir de las tablas de Van Hamme (1993). Los valores del modelo final se presentan en la Tabla 4.3.

Para ambas componentes se consideró rotación sincrónica ( $F_1 = F_2 = 1$ ). El cociente de masas  $q$  fue nuevamente ajustado a las velocidades radiales de R01, considerando solamente aquellas medidas que satisfacen que  $|VR| > 120 \text{ Km s}^{-1}$ . Estas velocidades radiales serán las que corresponden a las fases de la cuadratura del sistema, con mayor separación de las líneas espectrales, y por lo tanto con menor error. Como valor inicial

para el cociente de masas utilizamos el valor obtenido por R01,  $q = M_2/M_1 = 0,65$ .

Para estimar la  $T_{ef}$  de la estrella primaria, consideramos el tipo espectral O7V. De acuerdo a las escalas de  $T_{ef}$ -TE de MSH05, adoptamos para la estrella primaria una  $T_{ef1}$  de 36870 K. La temperatura de la componente secundaria fue dejada como parámetro libre y ajustada junto con el modelo a las observaciones fotométricas.

Una tercera luz fue incluida en la solución debido a la presencia del tercer cuerpo de Tr16-104. Como valor inicial se utilizó  $\ell_3 = 0,14$ , según lo deducido por R01 de las relaciones de luminosidad entre las componentes de Tr16-104 obtenidas a partir de los anchos equivalentes de sus espectros. Luego, este valor fue ajustado con el modelo.

De acuerdo a lo observado en la curva de luz, la órbita de la binaria es excéntrica, de modo que fue necesario ajustar la excentricidad  $e$ , así como el argumento del periastro  $\omega$ .

Los parámetros físicos y orbitales obtenidos se detallan en la Tabla 4.3. La curva de luz sintética surgida del modelo se representa en las Fig. 4.5 junto con 200 puntos normales, que corresponden al valor medio de la magnitud en cada rango de fase orbital y con sus correspondientes barras de dispersión *rms*. Las curvas de velocidad radial obtenidas con W-D y todas las observaciones de R01 se muestran en la Fig. 4.6.

La inclinación resulta de  $83,75 \pm 0,5$ . Los datos disponibles por R01 para su análisis de Tr16-104, resultaron insuficientes para determinar la inclinación orbital. Sin embargo, encuentran que los modelos que mejor ajustan son aquellos con  $i \geq 78^\circ$ , siendo  $i = 82,5$  el valor con mayor probabilidad estadística. R01 realizan otra estimación de la inclinación a partir de las velocidades rotacionales de las componentes de la binaria en Tr16-104, ( $VR_{rot}^a = 164 \text{ km s}^{-1}$ ,  $VR_{rot}^c = 111 \text{ km s}^{-1}$ ), derivadas por Howarth et al. (1997) y considerando estrellas esféricas y en rotación sincrónica (ver Hilditch, 2001, pág. 226), obtienen  $i = 83,8$ !!!. Con el valor de  $i$  que hemos derivado en forma directa de la curva de luz de Tr16-104, podemos decir, no sólo que las estimaciones de R01 son excelentes, sino que hay una buena consistencia con las velocidades rotacionales publicadas por Howarth et al. (1997).

El parámetro del programa *LC* para la tercera luz resultó  $\ell_3 = 0,0957$ . Para la fase

Tabla 4.3: Parámetros astrofísicos para las componentes de la binaria Trumpler 16 104 derivados del modelo de binaria separada mejor ajustado de W–D a la curva de luz.

Parámetro	Componente	
	Primaria	Secundaria
P [días]	$2,152868 \pm 2 \times 10^{-6}$	
i [°]	$83,75 \pm 0,5$	
a [ $R_{\odot}$ ]	$23,8 \pm 0,2$	
e	$0,018 \pm 0,001$	
$\omega$ [°]	$24 \pm 0,5$	
$V_{\gamma}$ [ $km s^{-1}$ ]	$2,5 \pm 2$	
M [ $M_{\odot}$ ]	$23,5 \pm 0,1$	$15,7 \pm 0,1$
$M_2/M_1$	$0,666 \pm 0,001$	
$R_{medio}$ [ $R_{\odot}$ ]	$7,22 \pm 0,01$	$4,73 \pm 0,01$
$x_V$	$-0,1528$	$-0,143410$
$y_V$	$0,55168$	$0,607540$
$T_{ef}$ [K]	$36870^*$	$31800 \pm 200$
$M_{bol}$	$-7,56 \pm 0,02$	$-5,99 \pm 0,02$
$(L_2/L_1)_V$	$0,328 \pm 0,002$	
$L_1/(L_1+L_2+L_3)$	$0,687 \pm 0,001$	
$L_2/(L_1+L_2+L_3)$	$0,225 \pm 0,001$	
$L_3/(L_1+L_2+L_3)$	$0,088 \pm 0,001$	
Log g [cgs]	$4,09 \pm 0,01$	$4,28 \pm 0,01$
$\Omega_{1,2}$	$4,03182$	$4,56624$
$r_{polar}$ [a]	$0,296$	$0,196$
$r_{punto}$ [a]	$0,316$	$0,203$
$r_{lateral}$ [a]	$0,302$	$0,198$
$r_{trasero}$ [a]	$0,310$	$0,201$
$r_L$ [a]*	$0,415$	$0,344$

\*:  $r_L \equiv$  radio efectivo del lóbulo de Roche.

\*: Fijo

de normalización  $\phi = 0,25$  (fuera de los eclipses) se obtiene la luminosidad  $V$  relativa del tercer cuerpo  $L_3/(L_1 + L_2 + L_3) = 0,088$ .

El modelo de W–D ajustado al sistema arroja una  $T_{ef}$  para la estrella secundaria de  $31800K$ . Esta temperatura corresponde a una estrella de tipo espectral entre O9-9.5 V según la escala de MSH05, coincidiendo totalmente con la clasificación espectral dada por R01 para esta componente.

Determinados  $i$  y el semieje  $a = 23,8 \pm 0,2 R_{\odot}$ , se obtienen, las masas para la estrella

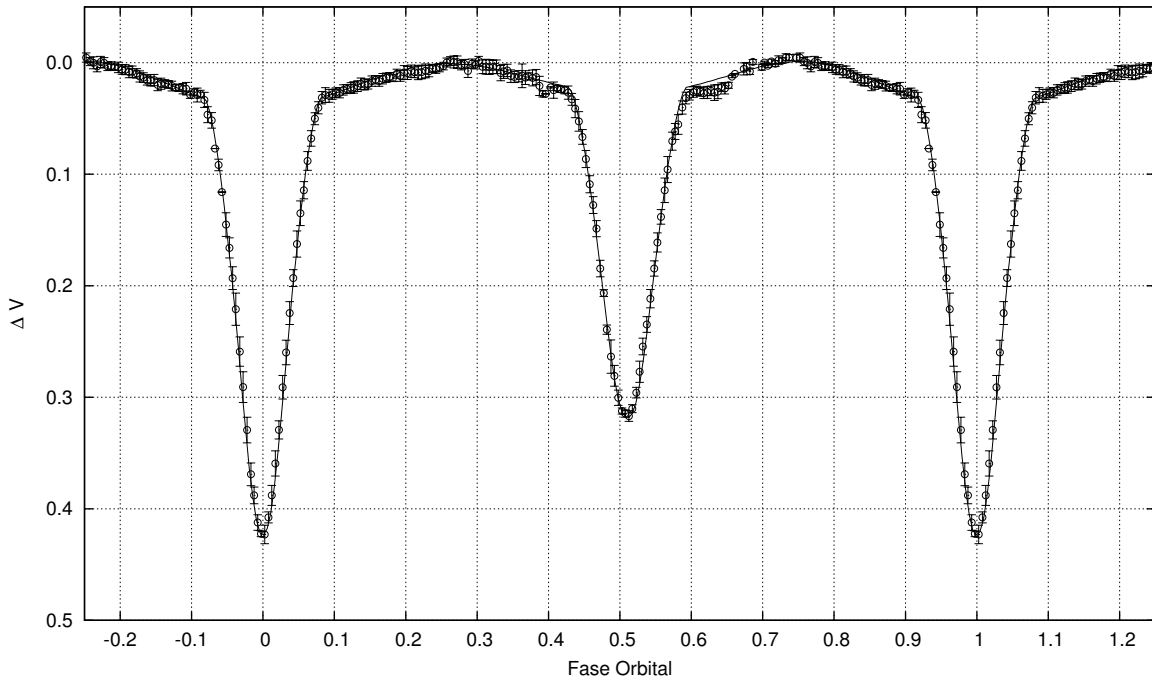


Figura 4.5: Modelo de W–D (curva continua) ajustado a la nueva curva de luz de Tr16-104 representada por 200 puntos normales con sus correspondientes barras de error.

primaria y secundaria:  $M_1 = 23,5 \pm 0,1$  y  $M_2 = 15,7 \pm 0,1 M_\odot$ . Ambos valores están de acuerdo con los tabulados por MSH05 para los respectivos tipos espectrales. Sin embargo, los radios estelares obtenidos  $R_1 = 7,22 \pm 0,01 R_\odot$  y  $R_2 = 4,73 \pm 0,01 R_\odot$  son 20 % y 35 % menores que los dados en las tablas de MSH05 de  $R_{O7V} = 9,15 R_\odot$  y  $R_{O9,5V} = 7,18 R_\odot$ .

Sobre los parámetros orbitales, surge del modelo un valor para la excentricidad de  $0,018 \pm 0,001$ , y el argumento del periastro obtenido resulta  $\omega = 24 \pm 0,5^\circ$ . Para el ajuste de la excentricidad fue necesario introducir un corrimiento en fase de 0,00523 tanto para la curva de luz como para las curvas de velocidad radial.

#### 4.4.1. Efemérides

Utilizando los datos de nuestra fotometría, así como los de ACh93 obtuvimos el instante correspondiente al eclipse principal de la curva de luz, por medio del modelo de W–D. La efemérides para el mínimo principal del sistema binario en Tr16-104 resulta ser:

$$Min I = \text{HJD } 2453475,580(1) + 2^d 152868(2) \cdot E \quad (4.1)$$

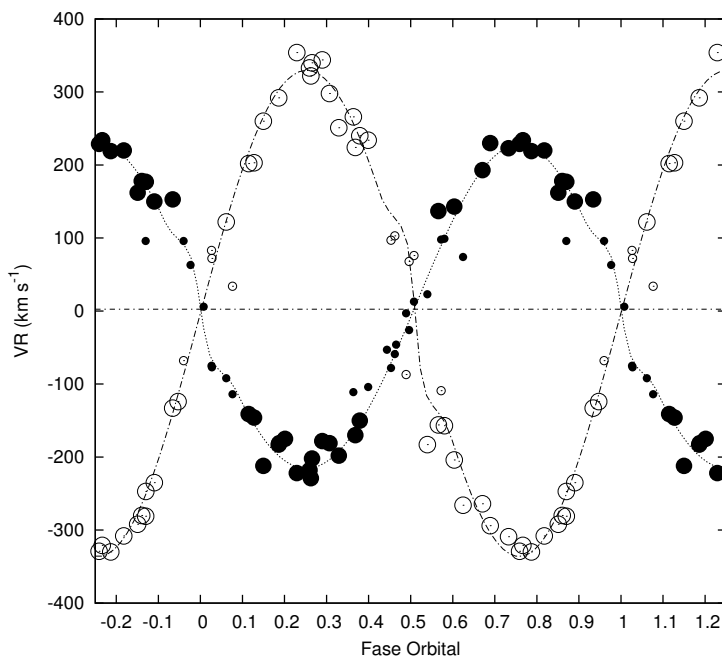


Figura 4.6: Velocidades radiales observadas por R01 de las componentes primaria (círculos llenos) y secundaria (círculos abiertos) de Tr16-104 en función de la fase orbital. Sólo los puntos de mayor tamaño, con  $|VR| > 120 \text{ km s}^{-1}$  fueron considerados para el ajuste. Las líneas representan la órbita de velocidad radial obtenidas del ajuste del modelo de W-D.

El  $T_0$  fue escogido coincidiendo con el instante de mínimo observado en CASLEO la noche del 14 al 15 de abril de 2005. De la curva de luz se extrajo un valor  $T_0$  inicial DJ 2453475,580 y se lo ajustó, junto con el periodo, utilizando el programa de correcciones diferenciales *DC* de W-D.

Con estas efemérides, las velocidades radiales no presentan ningún corrimiento en fase significativo, por lo que el sistema no parece experimentar grandes variaciones de periodo, aunque debería considerarse la posibilidad de que el sistema binario experimente un movimiento apsidal, dado el pequeño descentrado que se aprecia en el eclipse secundario (ver Fig. 4.3) entre nuestros datos y los de ACh93.

## 4.5. La distancia a Tr16-104

A partir de las luminosidades relativas de las estrellas obtenidas con el modelo, calculamos sus magnitudes aparentes asumiendo como magnitud total del sistema  $V = 8,82$ ,

según lo observado por MJ93. Así  $V^a = 9,23$ ,  $V^b = 11,46$  y  $V^c = 10,44$ . Estos valores no coinciden con los resultados de R01, quien, a partir de la relación entre los anchos equivalentes de las líneas espectrales correspondientes a cada estrella, deduce  $V^a = 9,39$ ,  $V^b = 10,95$  y  $V^c = 10,24$ . La diferencia se debe a las diferentes luminosidades del tercer cuerpo obtenidas, radios y temperaturas obtenidas en cada modelo.

Tomando el exceso de color de Tr16-104  $E(B - V) = 0,46$  medido por MJ93, y suponiendo una extinción interestelar normal, con un cociente de extinción total-selectiva  $R = 3,2$  (e.g. Tapia et al. 1988), obtenemos una absorción  $A_v = 1,472$ .

Con las magnitudes bolométricas del modelo y las correspondientes correcciones bolométricas extraídas de las tablas de calibración, podemos calcular las magnitudes absolutas de las componentes ‘a’ y ‘c’. Suponiendo que las correcciones bolométricas dadas por MSH05 son válidas, obtenemos las magnitudes absolutas  $M_v^a = -4,09$  y  $M_v^c = -2,95$ , que resultan  $\sim 0,6$  mag y  $\sim 1$  mag más débiles que lo esperado, según MSH05, para sus correspondientes tipos espectrales de las estrellas de la secuencia principal. Calculando el módulo de distancia para cada estrella obtenemos valores levemente diferentes entre sí:  $V_0 - M_v = 11,848$  ( $d = 2,34$  kpc) para ‘a’ y  $V_0 - M_v = 11,918$  ( $d = 2,42$  kpc) para ‘c’. Estos valores están dentro del error de la determinación de las correcciones bolométricas.

Sin embargo, tomando en cuenta las correcciones bolométricas tabuladas por Humphreys & McElroy (1984, en adelante HME84) se obtienen magnitudes absolutas  $M_v^a = -3,96$  y  $M_v^c = -2,74$ , de las cuales se desprenden módulos de distancia  $V_0 - M_v = 11,72$  y  $V_0 - M_v = 11,71$ , ambos consistentes con una distancia de  $2,20 \pm 0,005$  kpc. Mayores valores de  $R$ , por ej.  $R = 4$ , ubicaría a Tr16-104 a  $1,8$  kpc de distancia.

Para el módulo de distancia  $V_0 - M_v = 11,72$ , la tercer componente tendría una  $M_v^b = -2,24$  que corresponde aproximadamente a la magnitud absoluta visual (ver por ej. SK82) de una estrella de dos o tres subtipos más tardía que B3IV o B2V, según la clase de luminosidad que se adopte. Si en cambio asumimos que la tercer componente es una estrella de tipo B0.2-0.5IV-V, como fuera clasificada por R01, de Humphreys & McElroy (1984), obtenemos la magnitud absoluta que resulta  $M_v^b = -4,5$  para la clase de luminosidad IV y  $M_v^b = -3,8$  para la clase de luminosidad V. Con estos valores, la

distancia a la componente ‘b’ resulta mayor que 5,5 *kpc*.

Nuevamente, esto coincide con la distancia de 2,2 *kpc* derivada para  $\eta$  Carinæ por Davidson et al. (2001) basado en las velocidades Doppler espacialmente resueltas de la eyecta bipolar, así como con las distancias calculadas a otras binarias eclipsantes de la región como FO 15:  $d = 2,2 \text{ kpc}$  (ver capítulo 3), Tr16-1:  $d = 2,6 \text{ kpc}$  (Freyhammer et al. 2001) y diversas, aunque controvertidas, determinaciones fotométricas al cúmulo Trumpler 16 de diversos autores. Si Tr16-104 está a esta misma distancia, puede ser considerada también como una estrella de la ZAMS inmersa en una activa región de formación estelar.

## 4.6. Sumario de los resultados

- El análisis de una nueva curva de luz de Tr16-104, ajustando un modelo de binaria por el método de Wilson-Devinney, indica una inclinación orbital de  $\sim 84^\circ$ .
- Las masas estelares de las componentes del sistema binario en Tr16-104 son  $\sim 23.5$  y  $16 M_\odot$ .
- El análisis simultáneo de la curva de luz y de las velocidades radiales muestra que las componentes tienen radios menores y magnitudes absolutas más débiles comparadas con las estrellas normales de tipo O de la Galaxia. Estos valores están de acuerdo con estrellas de tipo O de la ZAMS recién nacidas.
- Adoptando un cociente de extinción total-selectiva  $R = 3,2$  para Tr16-104, y los valores de las magnitudes absolutas determinadas de la curva de luz, ubicamos a Tr16-104 a una distancia de 2,2 *kpc*, muy similar a la de  $\eta$  Carinæ.

# Capítulo 5

## Otra nueva eclipsante tipo O en Carina CPD -59 2635 = Trumpler 16 34

### 5.1. Introducción

CPD -59 2635 ( $\alpha_{2000,0} = 10^h 45^m 13^s$ ,  $\delta_{2000,0} = -59^\circ 44' 47''$ ,  $V = 9,3$ ), es un sistema binario espectroscópico de tipo O, ubicado en el cúmulo abierto Trumpler 16, en la Gran Nebulosa de Carina y en el trabajo publicado por FMM73 se lo identifica con el número 34. Tr16-34 es una binaria de corto periodo, 2,3 días, y en sus espectros han sido reconocidas las líneas de sus dos componentes. Albacete Colombo et al. (2001, en adelante AC01), han realizado un estudio espectroscópico de este sistema en el marco de la campaña *X-Mega* (Corcoran et al. 1999), y hallaron que se trata de una estrella de tipo O8 V y una O9.5 V, con posibles variaciones en sus tipos espectrales de hasta un subtipo, y presencia de efecto Struve-Sahade (Gies et al. 1997).

MJ93 realizan una fotometría CCD del sistema *UBV* de la región alrededor de  $\eta$  Carinae y determinan para Tr16-34:  $V = 9,27$ ,  $B - V = 0,23$  y  $U - B = -0,73$ . FMM73 obtienen valores ligeramente diferentes para  $V = 9,31$  y  $U - B = -0,77$ . Estas diferencias pueden deberse justamente a la variabilidad intrínseca de la estrella.

A partir de observaciones realizadas con el telescopio HSH de CASLEO, hemos descubierto que Tr16-34 es una binaria eclipsante de tipo “Algol”. Hasta el momento no había registros fotométricos de variabilidad publicados de Tr16-34, ni ha sido catalogada co-



mo una variable de ASAS, aunque las observaciones fotométricas de ASAS-3 han sido almacenados en su Catálogo fotométrico.

En este capítulo presentamos la curva de luz  $V$  obtenida y un análisis de los parámetros físicos y orbitales absolutos de esta binaria.

## 5.2. Observaciones, medición y procesamiento de datos

Las imágenes empleadas para el estudio de Tr16-34 son las mismas que utilizamos para Tr16-104. Estas observaciones fueron descritas en detalle en la sección 4.2.1, al igual que el procesamiento y medición de las imágenes. Las características instrumentales y los parámetros relacionados con las observaciones se resumen en la Tabla A.3 del Apéndice A.

La apertura de  $4 \text{ pix} = 1''{,}8$  de radio, considerada para extraer las magnitudes instrumentales, evita la contribución de flujo de las estrellas vecinas próximas a Tr16-34, principalmente HD 93343, ubicada a sólo  $14''$  de arco (ver Imagen 4.1). Las estrellas de comparación utilizadas para la fotometría diferencial son las mismas que se usaron para Tr16-104. El error típico en las magnitudes diferenciales resulta  $0,003 \text{ mag}$ .

Una vez construida la curva de luz se eliminaron puntos espurios, surgidos como consecuencia de algunas noches fotométricamente desfavorables, y de defectos en el mecanismo de seguimiento del telescopio. En consecuencia un total de 3922 puntos constituyen la curva de luz de Tr16-34 que se muestra en la Fig. 5.1. La dispersión  $rms$  de los datos en curva de luz es de  $0,009 \text{ mag}$ .

### 5.2.1. La fotometría de ASAS-3 de Tr16-34

Tr16-34 no ha sido reportada por Pojmański (2003) como binaria eclipsante, ni incluida en el Catálogo de estrellas variables de ASAS. Sin embargo, los datos  $V$  de Tr16-34 figuran en el Catálogo fotométrico de ASAS-3 con la designación 104513-5944.8. De la base de datos de Internet, hemos recopilado 612 valores fotométricos  $V$  de Tr16-34, observados entre el 20 de noviembre de 2000 (DJ 2451868,85) y el 10 de marzo de 2006 (DJ 2453804,73). La apertura más pequeña, de  $2 \text{ pix} (= 30'')$  de diámetro genera una curva

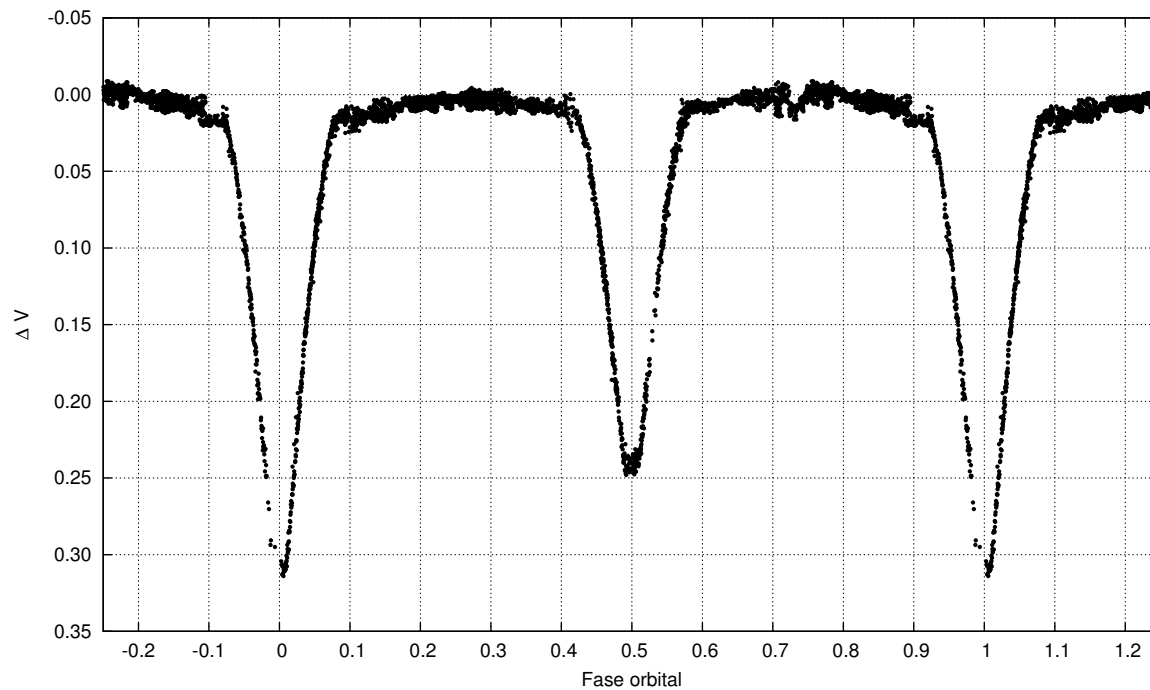


Figura 5.1: Curva de luz  $V$  de Tr16-34 construida a partir de los datos fotométricos obtenidos con el telescopio HSH. Las fases fueron calculadas utilizando la efemérides 5.1.

de luz muy dispersa, con una amplitud aproximada de  $0,3 \text{ mag}$ . A medida que se toman aperturas mayores, las curvas están mejor definidas, pero la contribución de las estrellas vecinas, en particular HD 93343 y Tr16-110 (ver Imagen 4.1), disminuyen el contraste y las amplitudes bajan hasta  $0,1 \text{ mag}$  para la apertura de  $6 \text{ pix}$  ( $= 90''$ ) (ver Fig. 5.3). Ésta última apertura, es la que ASAS adopta automáticamente para las estrellas de esta magnitud, y es la que utilizaremos para nuestro análisis de efemérides. La baja amplitud es la que posiblemente, impide que el algoritmo de detección la identifique como estrella variable.

### 5.3. La curva de luz de Tr16-34

A partir de las observaciones fotométricas realizadas de Tr16-34 hemos obtenido su curva de luz  $V$  la cual se muestra en la Fig. 5.1 y cubre las variaciones de brillo de la binaria en todas sus fases orbitales. La fase  $\Phi$  fue calculada según la efemérides de la ecuación 5.1.

La curva de luz de Tr16-34 (Fig. 5.1) corresponde claramente a una binaria eclipsante de tipo “Algol” (EA), muy similar, por su forma, a la de Tr16-104. El comienzo y final de cada eclipse se encuentran muy bien definidos. Los máximos entre eclipses son bastante aplanados (0,015 *mag*) indicando que las componentes estelares son prácticamente esféricas. Los mínimos primario y secundario presentan diferentes profundidades:  $\Delta V_1 = 0,31 \text{ mag}$  y  $\Delta V_2 = 0,24 \text{ mag}$  respectivamente, debido a que ambas componentes tienen distintas temperaturas efectivas. Los eclipses son de tipo parcial, simétricos, angostos y de igual duración (0,16 de fase), evidencia de que ambas estrellas tienen radios relativamente pequeños. La separación entre los mínimos de los eclipses es simétrica ( $\Delta\phi = 0,5$ ), de lo cual, se desprende que la órbita binaria es circular. Los máximos tienen una duración de 0,34 de fase.

Cualitativamente, podemos concluir que Tr16-34 es un sistema binario de tipo *separado* (ED), revolucionando en torno al centro de masas en una órbita circular.

## 5.4. Análisis con W–D

### 5.4.1. Efemérides

Utilizando los datos de nuestra fotometría obtuvimos en primer lugar el instante de mínimo correspondiente al eclipse principal  $T_0$ . De la curva de luz como función del DJ, hicimos una estimación del  $T_0$  del eclipse observado la noche del 16 al 17 de enero de 2005. Este valor de  $T_0$  (DJ 2453387,659) y el periodo de 2,3 días de los resultados de AC01, fueron ingresados como valores iniciales para realizar un ajuste de  $T_0$  y P, mediante el programa de correcciones diferenciales DC de W–D, utilizando exclusivamente nuestros datos fotométricos de la curva de luz. La efemérides para el mínimo principal del sistema binario en Tr16-34 resulta ser:

$$\text{Min } I = \text{HJD } 2453387,658(1) + 2,300058(2) \cdot E \quad (5.1)$$

Con esta efemérides, calculamos las fases para todas las velocidades radiales obtenidas por AC01. Encontramos que aquellas velocidades radiales obtenidas más recientemente

a partir de los espectros CCD, presentan un corrimiento significativo ( $\Delta\phi \sim 0,06$ ), y las velocidades radiales más antiguas, obtenidas de espectrogramas fotográficos aparecen considerablemente más desfasadas y dispersas.

Entonces, mediante correcciones diferenciales ajustamos el periodo utilizando solamente las velocidades radiales y una época de  $T_0$  próxima a las observaciones espectroscópicas. Obtuvimos así  $P = 2,299938 \pm 2 \times 10^{-5}$  días, coincidiendo con los resultados de AC01, y  $T_0 = 2450846,245 \pm 0,005$ . Además verificamos visualmente, que valores de  $P$  entre 2,9975 y 2,30010 días, también producen soluciones aceptables para las velocidades radiales, usando  $T_0 = 2450846,242$ .

Los dos valores del periodo obtenidos por minimización diferencial de los datos de la curva de luz y de velocidades radiales, son muy similares. Sin embargo, ambos grupos de datos no soportan conjuntamente un mismo valor de  $P$  y  $T_0$ . La Fig. 5.2 representa la curva de luz  $V$  de Tr16-34 construida considerando el instante  $T_0 = DJ2453387,658$ , y el periodo  $P = 2,299938$  días que surge de las velocidades radiales. Los datos fotométricos de los turnos del año 2004, que en este gráfico se representan como círculos abiertos, aparecen claramente corridos en fase una cantidad  $\Delta\phi \sim 0,01$  respecto de las observaciones 2005. Compárese con la curva de luz de la Fig. 5.1, realizada con  $P = 2,300058$ , donde todos los datos muestran una buena concordancia en fase.

Analizamos entonces la posibilidad de algún tipo de cambio en el valor del periodo orbital. En un intento de arrojar luz sobre el asunto, utilizamos las observaciones de ASAS. Los datos fotométricos de ASAS-3 fueron adquiridos entre las fechas de observación de las velocidades radiales de AC01 y los datos actuales de nuestra fotometría, y están expandidos a lo largo de 840 ciclos orbitales. Separamos entonces los datos de ASAS en tres grupos por rangos temporales, según sus fechas de observación:  $DJ < 2452500$ ,  $2452500 < DJ < 2453000$  y  $DJ > 2453000$ , y los representamos en la Fig. 5.3 en función de la fase, utilizando la efemérides 5.1. Las curvas de luz de cada grupo fueron desplazadas en  $0,2$  mag, una de otra, para facilitar su visualización. Dentro del ruido presente en las curvas de luz, los dos grupos de datos más recientes parecen estar en concordancia con la efemérides, pero los datos más antiguos parecen mostrar un desfasaje de  $\Delta\phi \sim 0,05$ .

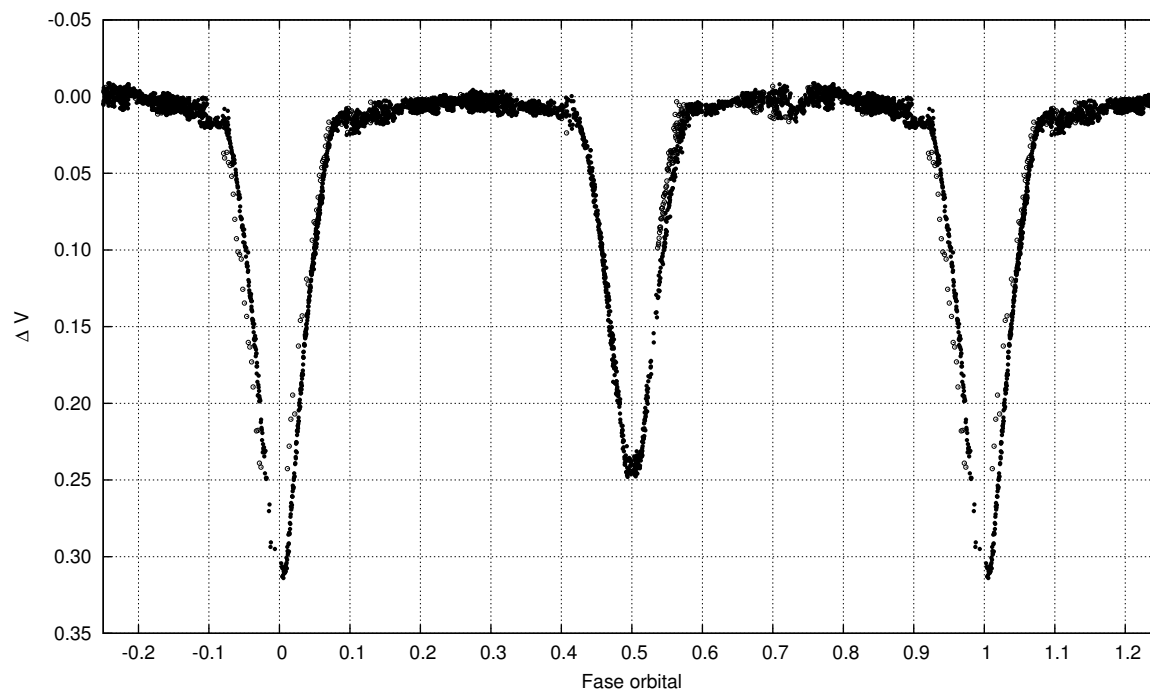


Figura 5.2: Curva de luz  $V$  de Tr16-34 construida considerando el instante  $T_0 = DJ2453387,658$ , y el periodo  $P = 2,299938$  días que surge de las velocidades radiales. Los datos fotométricos de los turnos del año 2004 (círculos abiertos), aparecen claramente desfasados respecto de las observaciones 2005 (círculos llenos). Compárese con la curva de luz de la Fig. 5.1, que fue realizada con periodo  $P = 2,300058$  días.

Por otro lado, ensayamos con los modelos de W-D, una solución con variación lineal de periodo que ajuste a todos los datos simultáneamente. Considerando que la precisión de los datos fotométricos es más alta que la de las velocidades radiales, utilizamos la efemérides 5.1 y por minimización diferencial encontramos  $dP/dt = 1,13 \times 10^{-7} = 4,13 \times 10^{-5}$  días/año. Esta solución ajusta bien a nuestros datos fotométricos, a los de ASAS y a las medidas CCD de las velocidades radiales, pero las velocidades radiales de los espectros fotográficos no ajustan debidamente, lo que estaría señalando que si hay una variación del periodo, ésta no es lineal. La tasa de aumento lineal de periodo, podría ser atribuible a una tasa de pérdida de masa del sistema. Utilizando una ecuación simple, derivada de la tercer ley de Kepler:

$$\frac{\dot{P}}{P} = \frac{-2\dot{M}_1}{M_1 + M_2} \quad (5.2)$$

podemos obtener una tasa de pérdida de masa por vientos de  $\sim 3 \times 10^{-4} M_\odot/\text{año}$ , que es

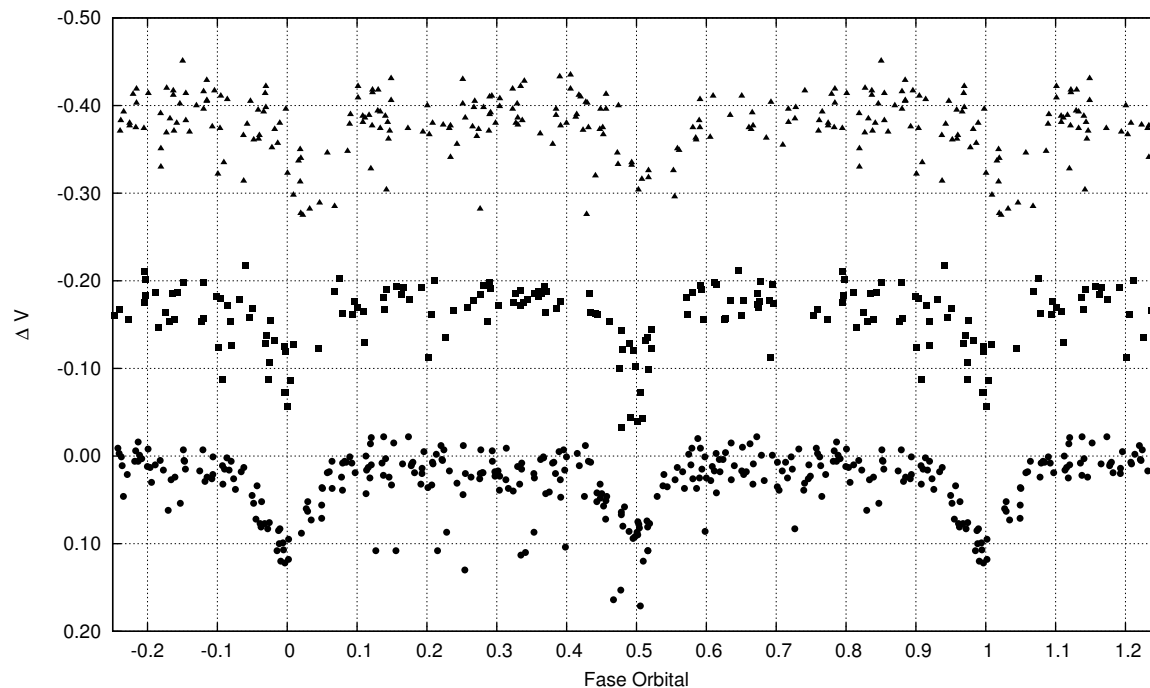


Figura 5.3: Curva de luz  $V$  de Tr16-34, construida a partir de los datos fotométricos de ASAS-3 (apertura utilizada:  $6 \text{ pix} = 90''$ ) y la efemérides 5.1. Los triángulos corresponden a las observaciones con  $\text{DJ} < 2452500$ , los cuadrados a aquellos con  $2452500 < \text{DJ} < 2453000$  y los círculos a datos con  $\text{DJ} > 2453000$ .

un valor considerablemente alto, aún para una estrella de tipo O.

Por lo expuesto, cabe la posibilidad de que el sistema haya experimentado algún tipo de variación en su periodo orbital. Nuestros datos fotométricos, provienen del mismo conjunto de datos con los cuales se han estudiado otras variables, como Tr16-104, donde no aparecen inconsistencias temporales respecto a sus respectivas determinaciones de velocidades radiales por otros autores. Las velocidades radiales de AC01 parecen ser bien consistentes entre sí, y seguramente muchos de los espectros han sido adquiridos en los mismos turnos en los que se observaron otros objetos X-Mega, por lo que podríamos descartar la posibilidad de errores en los registros temporales de los espectros. Quedaría pendiente verificar que no haya habido errores en el proceso de extracción de las propias velocidades radiales a partir estos espectros. Los datos de ASAS-3, por su alto ruido y baja amplitud por efectos de contribución de flujo de estrellas vecinas, no permiten determinar concluyentemente el comportamiento del periodo de Tr16-34.

Para continuar con el análisis de este sistema, decidimos adoptar el periodo y  $T_0$  obtenidos de nuestra fotometría, dados en la efemérides 5.1, dado que consideramos que son los datos más precisos.

### 5.4.2. Parámetros físicos

Con la finalidad de hacer un análisis de Tr16-34 y determinar el semieje y la inclinación de la órbita, así como las masas, radios y temperaturas efectivas de cada componente de la binaria, hemos utilizado el código de W-D para elaborar un modelo preliminar que ajuste a nuestras observaciones fotométricas y a las curvas de velocidad radial, publicadas por AC01. Los errores calculados de las magnitudes diferenciales  $m_{err}$  fueron utilizados para calcular los pesos que cada medida tendría para el ajuste del modelo. Estos pesos son de la forma  $w \propto 1/m_{err}^2$ , con la condición de que las medidas con menor error tienen peso  $w = 1$ . Los pesos asignados a las velocidades radiales son:  $w = 1$ , para las observaciones echelle de alta resolución, próximas a la fase de cuadratura, y  $w = 0$  para las demás, siguiendo los criterios adoptados por AC01. Las velocidades radiales obtenidas por AC01 a partir de espectros fotográficos no fueron utilizadas en nuestro análisis.

Fijamos el código en modo 2, para binarias separadas, teniendo en cuenta las consideraciones hechas sobre la curva de luz de Tr16-34. El análisis de las efemérides se detalla en la sección 5.4.1. Una vez determinados el periodo, y la época para el instante de mínimo, buscamos entonces una solución que ajustara a las observaciones, tomando como parámetros iniciales a algunos de los resultados obtenidos en su solución por AC01. Para ambas componentes de la binaria fueron considerados los modelos de atmósfera de Kurucz (1993), con los valores de luminosidad acoplados a las temperaturas, y el modelo de reflexión simple (modo 1 de W-D). Los exponentes de oscurecimiento gravitacional  $g_1 = g_2 = 1$  y los albedos bolométricos  $Alb_1 = Alb_2 = 1$  considerados, son los correspondientes a envolturas radiativas. Como modelo de oscurecimiento al limbo, usamos la ley de la raíz cuadrada dada en la ecuación 3.1. Los coeficientes de oscurecimiento al limbo  $(x_v, y_v)$  para las longitudes de onda de la banda  $V$  fueron interpolados automáticamente para cada ajuste realizado, a partir de las tablas de Van Hamme (1993). Para ambas

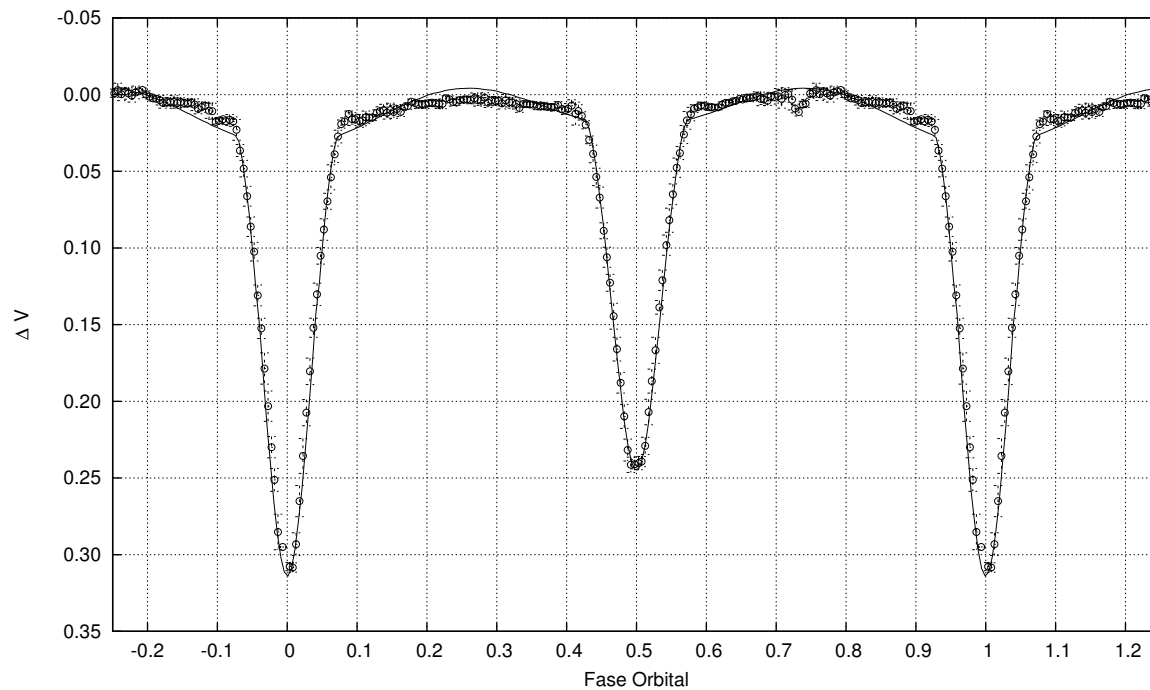


Figura 5.4: Modelo de W–D (curva continua) ajustado a la curva de luz de Tr16-34 representada por 200 puntos normales con sus correspondientes barras de error. Puede verse que el modelo no ajusta correctamente a los máximos.

componentes se consideró rotación sincrónica ( $F_1 = F_2 = 1$ ). Como se dijo anteriormente, la apertura considerada para la fotometría evita la inclusión de una tercera luz en la simulación. Para estimar la  $T_{ef}$  de la estrella primaria, consideramos el tipo espectral O8 V. De acuerdo a las escalas de  $T_{ef}$ -TE de MSH05, adoptamos para la estrella primaria una  $T_{ef1}$  de 35000 K. La temperatura de la componente secundaria fue dejada como parámetro libre y ajustada junto con el modelo a las observaciones fotométricas. De acuerdo a lo observado en la curva de luz, la órbita de la binaria es circular de modo que la excentricidad fue fijada en  $e = 0$ .

Los parámetros físicos y orbitales obtenidos se detallan en la Tabla 5.1. La curva de luz sintética surgida del modelo se representa en las Fig. 5.4 junto con 200 puntos normales, que corresponden al valor medio de la magnitud en cada rango de fase orbital. Las curvas de velocidad radial obtenidas con W–D y todas las observaciones CCD de AC01 se muestran en la Fig. 5.5.

El modelo de W–D ajustado al sistema arroja una  $T_{ef}$  para la estrella secundaria de



Tabla 5.1: Parámetros astrofísicos de las componentes de la binaria Trumpler 16 34 derivados del mejor ajuste de modelo de binaria separada a la curva de luz. En el modelo 1 se ajustó el semieje y demás parámetros derivados de las velocidades radiales. En el modelo 2, se adoptó un valor de semieje que ajusta a las masas esperadas para estrellas de igual tipo espectral.

Parámetro	Modelo 1		Modelo 2	
	Primaria	Secundaria	Primaria	Secundaria
P [días]	$2,300058 \pm 2 \times 10^{-6}$		$2,300058 \pm 2 \times 10^{-6}$	
i [°]	$77,45 \pm 0,1$		$77,45 \pm 0,1$	
a [ $R_{\odot}$ ]	$22,45 \pm 0,10$		$24,19^*$	
e *	0,0		0,0	
$V_{\gamma}$ [ $km s^{-1}$ ]	$0 \pm 1$		0*	
M [ $M_{\odot}$ ]	$16,33 \pm 0,1$	$12,41 \pm 0,1$	$20,46 \pm 0,1$	$15,56 \pm 0,1$
$M_2/M_1$	$0,76 \pm 0,001$		$0,76^*$	
$R_{medio}$ [ $R_{\odot}$ ]	$6,16 \pm 0,01$	$4,68 \pm 0,01$	$6,64 \pm 0,01$	$5,06 \pm 0,01$
$x_V$	-0,1840	-0,1305	-0,1840	-0,1305
$y_V$	0,6566	0,6040	0,6566	0,6040
$T_{ef}$ [K]	35000*	$30570 \pm 200$	35000*	$30570 \pm 200$
$M_{bol}$	$-6,98 \pm 0,02$	$-5,80 \pm 0,02$	$-7,15 \pm 0,02$	$-5,96 \pm 0,02$
$(L_2/L_1)_V$	$0,445 \pm 0,002$		$0,444 \pm 0,002$	
Log g [cgs]	$4,07 \pm 0,01$	$4,19 \pm 0,01$	$4,10 \pm 0,01$	$4,22 \pm 0,01$
$\Omega_{1,2}$	4,45068	4,79527	4,45068	4,79527
$r_{polar}$ [a]	0,269	0,206	0,269	0,206
$r_{punto}$ [a]	0,283	0,213	0,283	0,213
$r_{lateral}$ [a]	0,274	0,208	0,274	0,208
$r_{traseo}$ [a]	0,280	0,211	0,280	0,211
$r_L$ [a]*	0,403	0,355	0,403	0,355

\*:  $r_L \equiv$  radio efectivo del lóbulo de Roche.

\*: Fijo

30570K que corresponde a una estrella de tipo espectral B0 V según la escala de SK82.

La inclinación obtenida es de  $77,45 \pm 0,1$ .

El semieje que resulta de las velocidades radiales y la inclinación, es  $a = 22,44 \pm 0,2 R_{\odot}$ , que está de acuerdo con el valor de  $a \sin i$  de la solución de AC01. La velocidad sistémica  $V_{\gamma}$  y el cociente de masas ajustados, también son coincidentes con la solución de AC01. Sin embargo, debe notarse que las masas resultantes para las componentes primaria y secundaria son más de  $3 M_{\odot}$  inferiores a los valores esperados para los tipos espectrales O8 V y O9.5 V, según las tablas de MSH05. Estas masas, más bien corresponden a las de

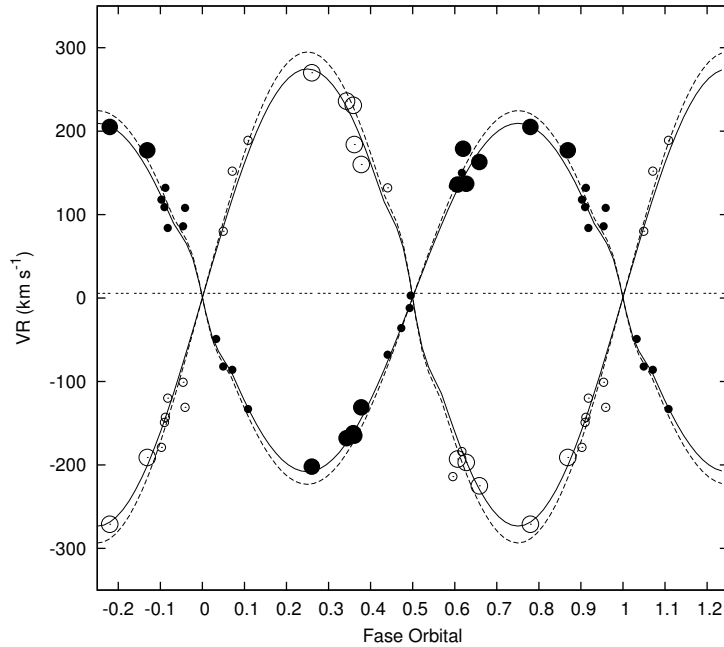


Figura 5.5: Velocidades radiales obtenidas por AC01 de sus espectros CCC de las componentes primaria (círculos llenos) y secundaria (círculos abiertos) de Tr16-34 en función de la fase orbital. Sólo los símbolos de mayor tamaño, que corresponden a los espectros de mayor resolución, fueron considerados para el ajuste. Las curvas continuas, representan las órbitas de velocidad radial del modelo 1 de la Tabla 5.1, y las curvas discontinuas corresponden al modelo 2.

estrellas de secuencia principal de tipo O9 y B temprana (ver MSH05, SK82).

Lo mismo ocurre con los radios obtenidos para cada componente, que son un 25-30 % más pequeños que los tabulados por MSH05, y se asemejan a los de estrellas de secuencia principal de tipo B temprano.

Esto nos motivó a pensar en posibles incertezas en las velocidades radiales medidas por AC01, teniendo en cuenta que las masas dependen del semieje, para una inclinación dada. Suponiendo que el valor obtenido de la inclinación es suficientemente confiable, sería de esperar un error en la determinación del semieje. Por ello, generamos un nuevo modelo, en el que adoptamos un valor para el semieje  $a = 24,2 R_{\odot}$ , y con el que se obtiene, para la estrella primaria y secundaria, masas de  $M_1 = 20,8 \pm 0,1 M_{\odot}$  y  $M_2 = 15,7 \pm 0,1 M_{\odot}$ , que son las que corresponden a los tipos espectrales O8 V y O9.5 V según MSH05.

Los radios estelares obtenidos en el modelo 2, siguen siendo más pequeños:  $R_1 =$

$6,64 \pm 0,01 R_{\odot}$  y  $R_2 = 5,06 \pm 0,01 R_{\odot}$ , que son 20% y 30% menores que los dados en las tablas de MSH05 para los respectivos tipos espectrales. Las proporciones en las que los radios son menores a los de sus pares de secuencia principal, coinciden con las obtenidas para Tr16-104. En ambos modelos, los radios estelares son considerablemente menores a los radios efectivos de los lóbulos de Roche, por lo que se deduce que el sistema es netamente separado.

Puede verse en la Fig. 5.4, que los modelos ajustados presentan ciertos apartamientos sistemáticos respecto a la curva de luz observada. Los máximos observados son considerablemente más planos que lo que arrojan los modelos, indicando que el sistema es un poco más complejo de lo que se ha supuesto. El cambio de la ley de oscurecimiento al limbo, el uso del modo de reflexiones detalladas o la inclusión de una tercera luz no ofrecen mejoramientos en el ajuste. Entonces se decidió ensayar soluciones que contengan “manchas”, que representen de alguna manera la presencia de posible material circumestelar en emisión. A modo de ejemplo, presentamos un modelo simple que contempla una pequeña región brillante en el ecuador de cada componente estelar, en las caras enfrentadas de las estrellas. Todos los parámetros del modelo se presentan en la Tabla 5.2, donde la latitud y longitud de las manchas se miden desde el polo “norte” y desde la dirección que une a los centros de las estrellas en sentido antihorario (vistos desde el polo “norte”), respectivamente. El radio angular es el ángulo subtendido por el radio de la mancha desde el centro de la estrella. El factor de temperatura es el cociente entre la temperatura de la mancha y la temperatura local que habría en la superficie de la estrella si no hubiese mancha ( $T_{mancha}/T_{superf}$ ). La curva de luz sintética se representa en la Fig. 5.6.

Puede apreciarse que la incorporación de estas manchas brillantes en ambas componentes mejoran sustancialmente el ajuste, en comparación con los modelos sin manchas 1 y 2.

## 5.5. La distancia a Tr16-34

A partir de las luminosidades relativas de las componentes estelares de Tr16-34, obtenidas con los modelos, calculamos sus magnitudes aparentes  $V_1$  y  $V_2$  adoptando como

Tabla 5.2: Parámetros astrofísicos para las componentes de la binaria Tr16-34 derivados con un modelo de W-D, incorporando regiones brillantes (manchas) en la superficie de las estrellas. Los modelos 3 y 4 utilizan los semiejes de los modelos 1 y 2 respectivamente.

Parámetro	Modelo 3		Modelo 4	
	Primaria	Secundaria	Primaria	Secundaria
P [días]	$2,300058 \pm 2 \times 10^{-6}$		$2,300058 \pm 2 \times 10^{-6}$	
i [°]	76,7 ± 0,2		76,7 ± 0,2	
a [ $R_{\odot}$ ]	22,45 ± 0,10		24,19*	
e *	0,0		0,0	
$V_{\gamma}$ [ $km s^{-1}$ ]	0 ± 1		0*	
M [ $M_{\odot}$ ]	16,33 ± 0,1	12,42 ± 0,1	20,46 ± 0,1	15,56 ± 0,1
M <sub>2</sub> /M <sub>1</sub>	0,76 ± 0,001		0,76*	
R <sub>medio</sub> [ $R_{\odot}$ ]	6,40 ± 0,01	4,71 ± 0,01	6,90 ± 0,01	5,08 ± 0,01
x <sub>V</sub>	-0,1867	-0,1298	-0,1867	-0,1298
y <sub>V</sub>	0,6627	0,6033	0,6627	0,6033
T <sub>ef</sub> [K]	35000*	30570 ± 200	35000*	30570 ± 200
Latitud mancha [°]	90	90	90	90
Longitud mancha [°]	6	355	6	355
Radio angular mancha [°]	11,46	14,32	11,46	14,32
T <sub>mancha</sub> /T <sub>superf</sub>	1,45	1,45	1,45	1,45
M <sub>bol</sub>	-7,07 ± 0,02	-5,81 ± 0,02	-7,23 ± 0,02	-5,98 ± 0,02
(L <sub>2</sub> /L <sub>1</sub> ) <sub>V</sub>	0,415 ± 0,002		0,416 ± 0,002	
Log g [cgs]	4,04 ± 0,01	4,19 ± 0,01	4,07 ± 0,01	4,22 ± 0,01
Ω <sub>1,2</sub>	4,45068	4,79527	4,45068	4,79527
r <sub>polar</sub> [a]	0,279	0,207	0,279	0,207
r <sub>punto</sub> [a]	0,296	0,214	0,296	0,214
r <sub>lateral</sub> [a]	0,285	0,209	0,285	0,209
r <sub>trasero</sub> [a]	0,292	0,213	0,292	0,213
r <sub>L</sub> [a]*	0,403	0,355	0,403	0,355

\*:  $r_L \equiv$  radio efectivo del lóbulo de Roche.

\*: Fijo

magnitud total del sistema  $V = 9,27$ , según lo publicado por MJ93.

Tomando el exceso de color de Tr16-34  $E(B - V) = 0,54$  medido por MJ93 (FMM73  $E(B - V) = 0,56$ ), y suponiendo una extinción interestelar normal, con un cociente de extinción total-seletiva  $R = 3,2$  (e.g. Tapia et al. 1988), obtenemos una absorción  $A_v = 1,728$ .

Las correcciones bolométricas (CB) fueron interpoladas a partir de las tablas de calibración T<sub>ef</sub>-CB de MSH05 para la temperaturas efectivas de las componentes. De igual

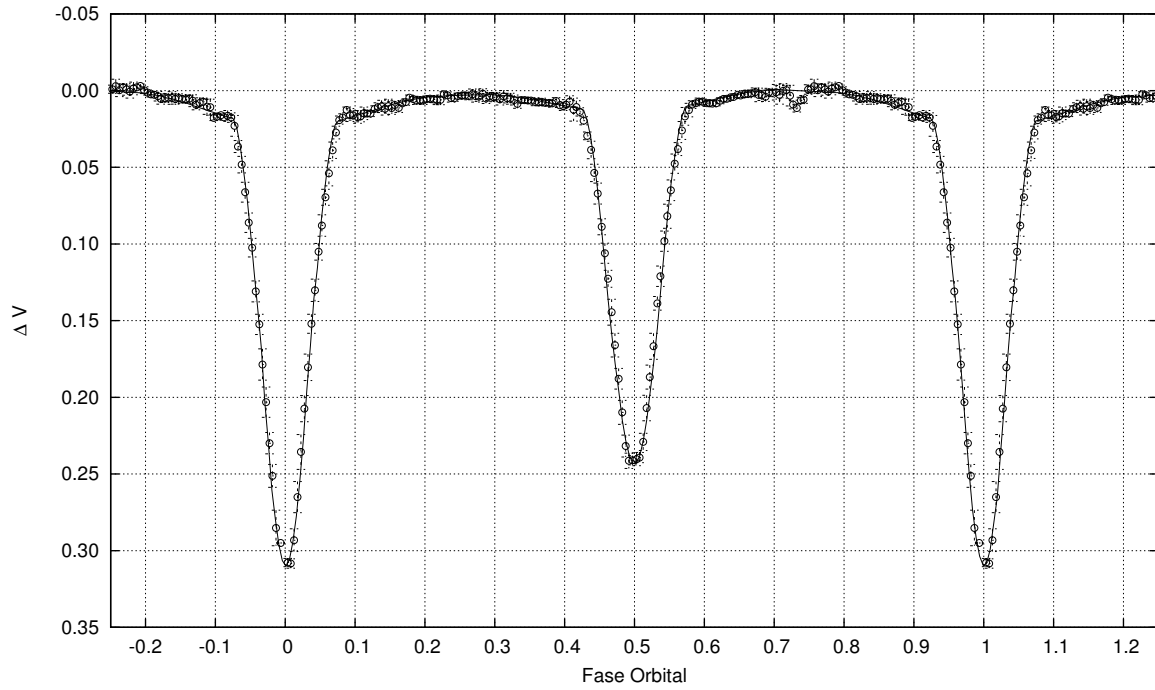


Figura 5.6: Modelo de W-D (curva continua) ajustado a la curva de luz de Tr16-34 incorporando una mancha brillante en la superficie de cada componente.

Tabla 5.3: Estimaciones de la distancia a Tr16-34 derivadas de las Mbol de los modelos de W-D. Los modelos 3 y 4 utilizan los semiejes de los modelos 1 y 2 respectivamente.

Comp.	V	CB		$M_v$	$V_0 - M_v$	d [kpc]	$M_v$	$V_0 - M_v$	d [kpc]
		Fuente	Valor						
P	9,67	MSH05	-3,31	-3,67	11,61	2,100	-3,84	11,78	2,271
S	10,55	MSH05	-3,00	-2,80	11,62	2,110	-2,96	11,78	2,272
P+S	9,27			-4,07	11,62	2,103	-4,24	11,78	2,271
P	9,67	HME84	-3,40	-3,58	11,52	2,015	-3,75	11,69	2,179
S	10,55	HME84	-3,08	-2,72	11,54	2,033	-2,88	11,70	2,190
P+S	9,27			-3,99	11,53	2,021	-4,15	11,70	2,182
						Modelo 3			Modelo 4
P	9,65	MSH05	-3,31	-3,76	11,68	2,167	-3,92	11,84	2,333
S	10,60	MSH05	-3,00	-2,81	11,68	2,171	-2,98	11,85	2,346
P+S	9,27			-4,14	11,68	2,168	-4,30	11,84	2,337
P	9,65	HME84	-3,40	-3,67	11,59	2,079	-3,83	11,75	2,239
S	10,60	HME84	-3,08	-2,73	11,60	2,093	-2,90	11,77	2,261
P+S	9,27			-4,05	11,59	2,083	-4,21	11,76	2,245

forma obtuvimos las CB de las tablas de HME84, que resultan ser levemente diferentes a las de MSH05. Luego, con las magnitudes bolométricas de cada modelo y las correspondientes CB calculamos las magnitudes absolutas de las componentes primaria y secundaria

$M_{v_1}$  y  $M_{v_2}$  y a partir de ellas, la magnitud absoluta total del sistema, usando la expresión:

$$M_{v_{tot}} = -2,5 \log[10^{-(M_{v_1}/2,5)} + 10^{-(M_{v_2}/2,5)}] \quad (5.3)$$

Los valores obtenidos para cada modelo y los distintos valores de las CB, se presentan en la Tabla 5.3. En general las magnitudes absolutas de las componentes, resultan entre  $\sim 0,5 \text{ mag}$  y  $\sim 1,2 \text{ mag}$  más débiles que lo esperado, según MSH05, para los correspondientes tipos espectrales de las estrellas de la secuencia principal.

A partir de todos estos parámetros, calculamos el módulo de distancia y la distancia para cada componente y para el sistema en conjunto, los valores obtenidos se presentan en la Tabla 5.3.

Dado que las CB extraídas de MSH05 son casi  $0,1 \text{ mag}$  mayores que las de HME84, se obtienen con ellas magnitudes absolutas más brillantes, que trasladadas al módulo de distancia, resultan en distancias  $\sim 100 \text{ pc}$  mayores para cada modelo.

Los modelos con manchas 3 y 4, resultan en magnitudes absolutas  $0,7 \text{ mag}$  más brillantes que sus correspondientes modelos sin manchas (1 y 2), dando, por tanto, distancias comparativamente algo mayores ( $\sim 60 - 70 \text{ pc}$ ).

Las mayores diferencias surgen si confrontamos los modelos sin manchas entre sí o los modelos con manchas. Los modelos con mayores semiejes 2 y 4, dan magnitudes absolutas  $0,17 \text{ mag}$  más brillantes que los modelos con el menor semieje 1 y 3 respectivamente y por tanto distancias  $\sim 170 \text{ pc}$  mayores.

En general, las distancias obtenidas varían entre  $2,0$  (modelo 1) y  $2,34 \text{ kpc}$  (modelo 4). Más allá de las pequeñas discrepancias en los valores de las distancias, no cabe duda de que el sistema se encuentra en una región alrededor de los  $2,2 \pm 0,2 \text{ kpc}$ , la cual coincide con la distancia a  $\eta$  Carinæ obtenida por Davidson et al. (2001), y con las distancias calculadas a otras binarias eclipsantes de la región como FO 15 (Capítulo 3), Tr16-104 (Capítulo 4), Tr16-1 (Freyhammer et al. 2001) y con diversas determinaciones fotométricas al cúmulo Trumpler 16 de distintos autores. Por ello, Tr16-34 podría ser considerada también como una estrella de la ZAMS inmersa en una activa región de formación estelar.

## 5.6. Sumario de los resultados

Del análisis de la curva de luz y de las velocidades radiales de Tr16-34 han surgido distintos modelos posibles por diferentes causas. En general podemos concluir que:

- Tr16-34 es claramente una binaria eclipsante de tipo separado.
- De los modelos de binaria ajustados con el código de W-D, surge una inclinación orbital de  $77^\circ \pm 0,5$ .
- Los modelos que mejor ajustan a las curvas de velocidad radial arrojan masas muy por debajo de los valores esperados para los tipos espectrales de cada componente.
- Las masas estelares de las componentes del sistema binario Tr16-34 obtenidas con los modelos en los cuales se ha ajustado el semieje orbital son  $\sim 16,3$  y  $12,4 M_\odot$ , muy por debajo de los valores esperables para estrellas de secuencia principal de igual tipo espectral:  $\sim 20,5$  y  $15,5 M_\odot$ .
- El periodo orbital de la binaria podría presentar algún tipo de variación.
- Los modelos presentados, contemplan la posibilidad de que el sistema contenga material circunestelar en emisión, alterando la curva de luz.
- Fijando la temperatura efectiva de la estrella primaria, a su correspondiente para el tipo espectral O8V, los modelos arrojan para la componente secundaria una temperatura efectiva de  $30570 K$ , que se aproxima a lo esperado para una estrella de tipo B0V.
- El análisis simultáneo de la curva de luz y de las velocidades radiales muestra que las componentes tienen radios entre un 20 y un 35 % menores y por tanto sus magnitudes absolutas son  $\sim 1 mag$  más débiles, comparadas con las estrellas normales de tipo O de la Galaxia. Estos valores están de acuerdo con estrellas de tipo O de la ZAMS.
- Adoptando un cociente de extinción total-selectiva  $R = 3,2$  para Tr16-34, y los valores de las magnitudes absolutas determinadas de la curva de luz, ubicamos a

Tr16-34 a una distancia de 2,2 *kpc*, muy similar a la de  $\eta$  Carinæ y otras binarias eclipsantes de la región.

De lo expuesto, se hace evidente la necesidad de hacer un nuevo estudio de este sistema que comprenda nueva espectroscopía y fotometría simultáneas, y que permitan hacer una nueva determinación del periodo y verificar sus posibles variaciones. Hacer una re-clasificación de los tipos espectrales de las componentes, que pueden estar alterados por calentamientos mutuos y otros efectos, y redeterminar la curva de velocidades radiales, para mejorar la estimación del semieje orbital, y de él, los valores de las masas de las componentes.



# Capítulo 6

## Conclusiones

En esta tesis hemos estudiado cuatro sistemas binarios espectroscópicos de doble línea de tipo O de corto periodo, que a la vez resultaron ser eclipsantes.

Hemos restringido la selección de los sistemas estudiados a binarias no evolucionadas, que permitan comparar los parámetros observados con los predichos por los modelos de estrellas individuales. Las binarias eclipsantes separadas con elementos precisos en la región de altas masas de la secuencia principal son sumamente escasas en número, y son muy necesitadas como el referente comparativo de los modelos estelares teóricos. Los sistemas elegidos son excelentes candidatos para la determinación precisa de parámetros físicos en sistemas binarios de alta masa.

A partir de nuestras propias observaciones, hemos confeccionado sus curvas de luz fotométricas y las hemos complementado con los datos fotométricos de ASAS-3. De la literatura hemos obtenido los datos de las velocidades radiales, con los cuales hemos podido elaborar las órbitas de ambas componentes de cada sistema.

Por medio de ajustes de curvas de luz sintéticas, obtenidas de modelos teóricos confeccionados con el código de W-D, a las curvas de luz observadas, hemos podido determinar por primera vez, para estos cuatro sistemas, la inclinación y los parámetros físicos fundamentales, masas, radios, temperaturas y luminosidades, que se resumen en la Tabla 6.1. Con estos parámetros hemos derivado también, otras dimensiones como su distancia a nosotros.

Al momento de realizar el ajuste de los modelos a las observaciones, en todos los casos, se ha fijado la temperatura efectiva de la componente primaria, acorde a las escalas recientes de parámetros de estrellas O galácticas, basados en modelos de atmósferas estelares (cf. MSH05), ya que en general, esta componente tiene una determinación más precisa de su tipo espectral. Luego se calculó con cada modelo la temperatura efectiva de la secundaria.

LS1135 ha sido estudiada exclusivamente a partir de los datos fotométricos de ASAS-3, y de los espectros de CNM. Una nueva inspección a estos espectros ha permitido determinar su naturaleza SB2. La calidad de la curva de luz sólo nos ha permitido realizar una primera aproximación de sus parámetros físicos. La  $T_{ef}$  de la componente secundaria resultó de 25500 K, que corresponde aproximadamente a la temperatura efectiva de una estrella de tipo espectral B1 V, según las escalas de diferentes autores (Böhm-Vitense, 1981; SK82; Crowther, 1997), y está en razonable acuerdo con las líneas espectrales observadas. Ambas componentes del sistema parecen estar bien contenidas dentro de sus respectivos lóbulos de Roche, y por lo tanto, LS1135 es una binaria separada aún en la secuencia principal. Dentro de las incertezas, los primeros valores de las masas, radios y luminosidades obtenidos de las componentes de LS 1135, están en buen acuerdo con tablas de calibración de MSH05. Por supuesto, para obtener valores más precisos se necesita una curva de luz mejor definida, al igual que se necesitan espectros con mayor relación señal-ruido para una mejor determinación de las velocidades radiales de la componente secundaria. El cociente de masas obtenido de las velocidades radiales  $q = M_2/M_1 \sim 0,31$ , si se confirma, estaría entre los valores más bajos registrados en forma directa de estrellas binarias de tipo O de secuencia principal. Por lo tanto, los parámetros físicos de la componente primaria, de tipo O6.5V, quedarían mejor definidos en este caso, ya que las perturbaciones introducidas por la componente secundaria sobre el comportamiento espectral de la primaria, serían menores comparado con un sistema binario con componentes similares. La distancia calculada a LS 1135 está de acuerdo con las estimaciones realizadas por otros autores al sistema y a la asociación OB Bochum 7, del cual es miembro.

Los otros tres sistemas estudiados FO 15, Tr16-104 y Tr16-34, son miembros del cúmulo Trumpler 16, en de la Gran Nebulosa de Carina.

FO 15 se encuentra inmersa en la región de formación estelar activa llamada ‘los pilares del sur’ dentro de la Nebulosa de Carina. El espectro de la primaria ha sido clasificado como O5.5 Vz, de modo que se trata de una estrella de tipo temprana en la ZAMS. La secundaria parece ser de tipo espectral O9.5V. El análisis simultáneo de la curva de luz y de las velocidades radiales muestra que las componentes tienen radios un 30 % menores y magnitudes absolutas más débiles comparadas con las estrellas normales de tipo O de la Galaxia. Las masas obtenidas son muy próximas a los valores esperados para los tipos espectrales de las componentes, dentro de las incertezas en la clasificación espectral. El valor de la masa de la estrella primaria, la posiciona como la más masiva dentro del conjunto de las binarias separadas de tipo O, con masas bien determinadas, seguida por V1182 Aql.

Tr16-104 es un sistema triple jerárquico, compuesto por una binaria tipo O y una tercer componente de tipo B temprano. Del análisis de una nueva curva de luz de Tr16-104, resultan para la binaria, masas estelares comparables a las esperadas para estrellas de secuencia principal de su mismo tipo espectral. Sin embargo, los radios obtenidos de las componentes primaria y secundaria, resultan un 20 % y 35 % menores respectivamente, si las comparamos con las estrellas normales de tipo O de la Galaxia. Por lo tanto, sus luminosidades también son menores. La curva de luz de nuestra fotometría, y nuestro análisis con W-D, indican que la órbita de la binaria es levemente excéntrica. Sería interesante continuar el monitoreo fotométrico del sistema y verificar si las perturbaciones de la tercer componente causan movimiento apsidal.

La curva de luz de Tr16-34 muestra claramente que es una binaria eclipsante de tipo ED. Los modelos ajustados a ella, arrojan una temperatura efectiva de 30570 K para la componente secundaria, que se aproxima a lo esperado para una estrella de tipo B0 V. El análisis simultáneo de la curva de luz y de las velocidades radiales arroja masas  $M_1 = 16,3 M_\odot$  y  $M_2 = 12,4 M_\odot$ , que son muy inferiores a los valores esperados para los tipos espectrales de cada componente. Suponiendo algún tipo de incerteza en la determinación de las velocidades radiales ajustamos adicionalmente nuevos modelos, fijando el valor del semieje, de modo de obtener las masas esperadas para sus tipos espectrales. Algunos de los modelos presentados, contemplan también la posibilidad de que el sistema

contenga material circunestelar en emisión, alterando la curva de luz, particularmente los máximos. Del análisis temporal de nuestros datos fotométricos y los de ASAS-3, y de las velocidades radiales, surge una inconsistencia en la determinación del periodo. En caso de descartarse la existencia de errores en los distintos conjuntos de datos, el periodo orbital de la binaria podría experimentar algún tipo de variación, que podría ser atribuible a un intercambio o pérdida de masa de la/s componente/s, lo cual estaría de acuerdo con la presencia de material circunestelar brillante. Otra posibilidad sería la existencia de una tercer componente en el sistema. Todos los modelos indican también que las componentes tienen radios entre un 20 y un 35% menores y por tanto sus magnitudes absolutas son casi 1 *mag* más débiles, comparadas con las estrellas normales de tipo O de la Galaxia. De lo expuesto, se hace evidente la necesidad de hacer un nuevo estudio de este sistema que comprenda nueva espectroscopía y fotometría simultáneas, y que permitan hacer una nueva determinación del periodo y verificar sus posibles variaciones. Hacer una reclasificación de los tipos espectrales de las componentes, que pueden estar alterados por calentamientos mutuos y otros efectos, y redeterminar la curva de velocidades radiales, para mejorar la estimación del semieje orbital, y de él, los valores de las masas de las componentes.

## 6.1. Las binarias separadas de tipo O de nuestra galaxia

Durante las últimas dos décadas, diversos autores han adquirido datos observacionales de binarias de tipo O separadas. La Tabla 6.1 muestra la lista y los parámetros físicos fundamentales de las once binarias eclipsantes espectroscópicas de doble línea de tipo O+O y O+B que se conocen de nuestra galaxia, incluyendo los cuatro nuevos sistemas estudiados en esta tesis. Todos ellos han sido analizados con técnicas similares de observación y ajustes de modelos de síntesis de curvas de luz y de velocidad radial. De esta forma, la muestra de sistemas con estas características, y cuyos parámetros físicos han sido empíricamente determinados, aumenta significativamente en número.

Se conocen algunos pocos sistemas binarios espectroscópicos de tipo O, que no son eclipsantes, sino que presentan variaciones elipsoidales, como DH Cephei (Hilditch et al. 1996; Penny et al. 1997; Burkholder et al. 1997), V1036 Sco (Pachoulakis 1996), HD93205

(Morrell et al. 2001, Antokhina et al. 2000), HD101131 (Gies et al. 2002, Otero 2003), cuyos parámetros presentan grandes incertezas debido a su dependencia con la inclinación, y por tanto decidimos no incluirlos en la tabla.

Todos los datos de la tabla, han sido extraídos de las publicaciones referenciadas en la última columna, excepto los parámetros derivados de la luminosidad. A fin de lograr una presentación homogénea, la  $M_{bol}$  fue recalculada con la expresión  $M_{bol} = M_{bol_{\odot}} - 2,5 \log(L/L_{\odot})$  utilizando los valores tabulados de la luminosidad de las componentes, y adoptando  $M_{bol_{\odot}} = 4,75$  (Allen, 1976). Esto resultó necesario, ya que diversos autores utilizan distintos valores para  $M_{bol_{\odot}}$ , introduciendo variaciones arbitrarias, que no siempre son compensados por el valor de las correcciones bolométricas adoptadas. Las correcciones bolométricas se calcularon mediante la expresión

$$CB = 27,57 - 6,80 \log(T_{ef}) \quad (6.1)$$

que resulta de un ajuste por mínimos cuadrados a las escalas observacionales  $T_{ef} - CB$  publicadas por MSH05. El ajuste de esta expresión presenta una desviación standard  $\sigma_{CB} = 0,05$ . Luego calculamos las magnitudes absolutas  $M_v = M_{bol} - CB$ . Los errores de las cantidades astrofísicas fueron tomados de las respectivas fuentes. En el caso de las temperaturas efectivas se adoptó un error medio de 2000 K para todas las estrellas. Las incertezas en  $\log(L/L_{\odot})$ ,  $M_{bol}$  y  $M_v$  fueron calculados mediante las expresiones

$$\sigma_{\log(L/L_{\odot})}^2 = \left( \frac{2 \log(e) \sigma_R}{R} \right)^2 + \left( \frac{4 \log(e) \sigma_{T_{ef}}}{T_{ef}} \right)^2 \quad (6.2)$$

$$\sigma_{M_{bol}}^2 = (2,5)^2 \sigma_{\log(L/L_{\odot})}^2 + \sigma_{M_{bol_{\odot}}}^2 \quad (6.3)$$

$$\sigma_{M_v}^2 = \sigma_{M_{bol}}^2 + \sigma_{CB}^2 \quad (6.4)$$

$\sigma_{M_{bol_{\odot}}} \sim 0,03$  considera los diferentes valores utilizados de  $M_{bol_{\odot}}$ .

Con esta colección de datos podemos hacer una comparación entre los modelos de evolución estelar para estrellas individuales de alta masa y los resultados observacionales. Schaller et al. (1992) presentan los modelos evolutivos para estrellas con masas entre 0.8 y 120  $M_{\odot}$  y metalicidades  $Z = 0,02$  y  $Z = 0,01$ . En las Figs 6.1 a 6.5 presentamos varios

Tabla 6.1: Parámetros astrofísicos de binarias eclipsantes espectroscópicas O+O y O+B de tipo separadas de nuestra galaxia. Las cantidades entre paréntesis corresponden al error en la última cifra señalada.

Sistema	C	Periodo [días]	$i$ [°]	$e$	T.E.	$q$ [ $M_2/M_1$ ]	M [ $M_\odot$ ]	$T_{ef}$ [kK]	R [ $R_\odot$ ]	$\log(\frac{L}{L_\odot})$	$M_{bol}$	CB	$M_v$	Var.	Ref.
FO 15	P S	1,413563(1)	78,5(1)	0	O5.5V O9.5V	0,52(10)	31,1(1) 16,2(1)	40,0(20) 31,0(20)	7,7(1) 5,2(1)	5,13(9) 4,35(11)	-8,08(22) -6,12(28)	-3,71 -2,96	-4,33(23) -3,13(29)	EA/EB	1
V1182 Aql	P S T	1,621861(1)	65,5(9)	0	O5.5V O9.5V O:V	0,51(14)	31,0(6) 16,6(4)	43,0(20) 30,5(20)	9,0(2) 4,9(2)	5,39(8) 4,26(12)	-8,73(21) -5,90(30)	-3,92 -2,91	-4,86(21) -3,02(30)	EB	2
LS 1135	P S	2,753205(2)	68,5(10)	0	O6.5V B1V	0,31(10)	30,0(10) 9,0(10)	37,9(20) 25,5(20)	12,0(10) 5,0(10)	5,42(12) 3,97(22)	-8,81(29) -5,19(55)	-3,55 -2,38	-5,25(30) -2,92(56)	EA	1
Tr16 104	P S T	2,152868(2)	83,75(2)	0,018(1)	O7V O9.5V B0.2IV	0,67(10)	23,5(1) 15,7(1)	36,9(20) 31,8(20)	7,2(1) 4,7(1)	4,93(10) 4,30(11)	-7,58(24) -6,01(28)	-3,47 -3,03	-4,09(24) -2,96(28)	EA	1
V3903 Sgr	P S	1,744204(6)	65,2(1)	0	O7V O9V	0,70(10)	27,3(6) 19,0(4)	38,0(20) 34,1(20)	8,1(1) 6,1(1)	5,09(9) 4,65(10)	-7,97(23) -6,88(26)	-3,56 -3,24	-4,47(24) -3,72(26)	EA	3
Tr16 34	P S	2,300058(2)	77,0(5)	0	O8V O9.5V	0,76(10)	20,5(40) 15,6(40)	35,0(20) 30,6(20)	6,6(5) 5,1(5)	4,77(12) 4,31(14)	-7,17(30) -6,02(36)	-3,31 -2,92	-3,84(30) -3,04(36)	EA	1
EM Car	P S	3,41505(9)	81,5(2)	0,012(1)	O8V O8V	0,93(10)	22,9(3) 21,4(3)	34,0(20) 34,0(20)	9,3(2) 8,3(2)	5,01(10) 4,91(10)	-7,78(26) -7,54(26)	-3,23 -3,23	-4,37(26) -4,67(27)	EA	4
Y Cyg	P S	2,9963328(10)	86,4(1)	0,176(30)	O9V O9.5V	0,97(12)	17,6(4) 17,0(3)	31,0(20) 31,6(20)	6,0(3) 5,7(3)	4,47(12) 4,46(12)	-6,43(30) -6,40(30)	-2,96 -3,01	-4,84(31) -4,49(30)	EA	5,6,7
CPD-41 7742	P S	2,4407(5)	77,35(1)	0,027(6)	O9V B1-1.5V	0,18(15)	18,0(4) 10,0(2)	34,0(20) 26,3(20)	7,5(4) 5,4(4)	4,83(11) 4,09(15)	-7,32(29) -5,48(37)	-3,23 -2,47	-4,10(29) -3,04(38)	EA	8
V478 Cyg	P S	2,8808994(10)	78,0(3)	0	O9.5V O9.5V	0,98(20)	16,6(9) 16,3(9)	30,5(20) 30,5(20)	7,4(1) 7,4(1)	4,63(11) 4,63(11)	-6,82(29) -6,82(29)	-2,91 -2,91	-3,95(29) -3,95(29)	EA	9
Tr16 1	P S	1,4693316(33)	80,6(5)	0	O9.5V B0.3V	0,83(80)	14,0(2) 11,7(2)	32,0(20) 30,0(20)	5,3(2) 4,4(2)	4,42(12) 4,15(13)	-6,30(29) -5,62(32)	-3,05 -2,86	-3,26(30) -2,76(32)	EA	10

Ref.: (1) Esta tesis; (2) Payer et al. (2005); (3) Vaz et al. (1997); (4) Andersen & Clausen (1989); (5) Burkholder et al. (1997); (6) Simon et al. (1994); (7) Hill & Homgren (1995); (8) Sana et al. (2005); (9) Popper & Hill (1991); (10) Freyhammer et al. (2001)

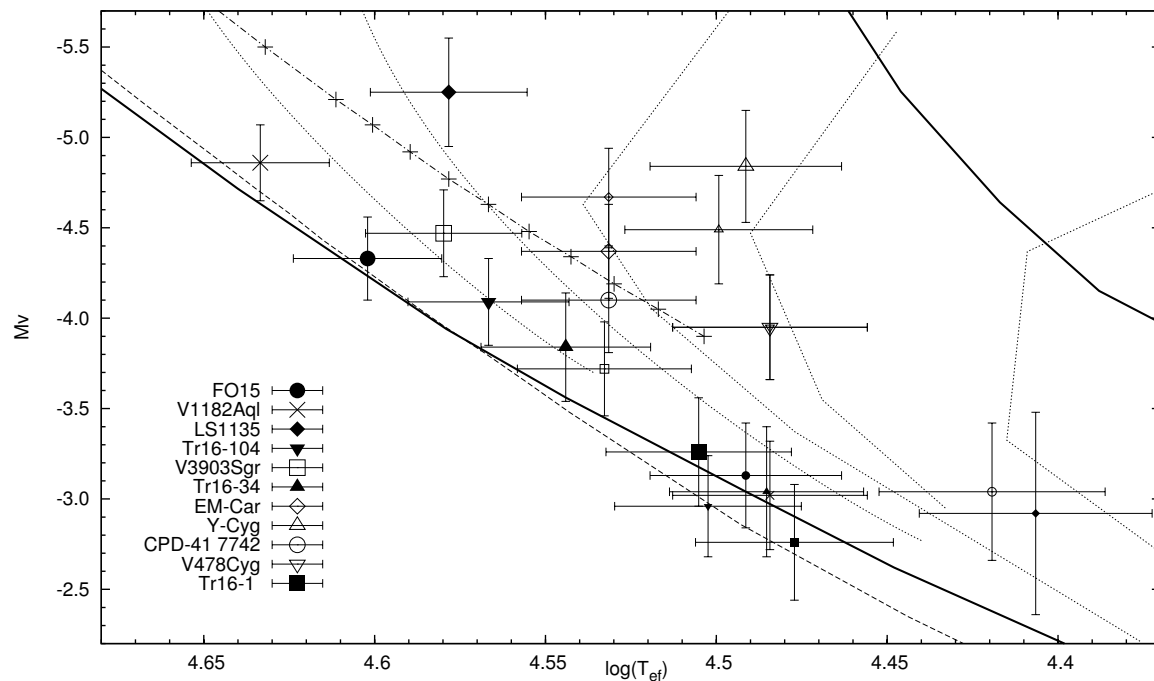


Figura 6.1: Diagrama  $T_{ef} - M_v$  de las binarias de la Tabla 6.1. Los símbolos grandes representan a las componentes primarias y los símbolos pequeños a sus respectivas componentes secundarias, todos con sus correspondientes barras de error. De los modelos de Schaller et al. (1992), extrajimos la posición de la ZAMS y la TAMS, representadas por las líneas continuas y las isocronas de 1, 2, 4, 6 y 10 millones de años, representados por las líneas punteadas, de izquierda a derecha respectivamente. Las cruces unidas por una línea de puntos y rayas corresponden a los valores de calibración de MSH05 para estrellas de tipo O de la secuencia principal. La curva a rayas une los puntos de la calibración de estrellas O-B de la ZAMS dada por Hanson et al. (1997).

gráficos comparativos entre los resultados observacionales, escalas empíricas y los modelos teóricos de evolución para  $Z = 0,02$ .

La Fig. 6.1 muestra la ubicación de las estrellas observadas en el plano  $\log(T_{ef}) - M_v$ . Se representan curvas isocronas correspondientes a 1, 2, 4, 6 y 10 millones de años extraídas de los modelos de Schaller et al. (1992). También se muestra la posición de la ZAMS y de la fase de finalización de quema de H en el núcleo, conocida como “Terminal Age Main Sequence” (TAMS). La línea a rayas que cruza a la ZAMS teórica representa la calibración de estrellas O de la ZAMS obtenida por Hanson et al. (1997) a partir de un estudio espectroscópico óptico-infrarrojo del cúmulo en M17. Las cruces muestran la escala observacional de calibración dada por MSH05 cada medio subtipo del tipo espectral O de

secuencia principal, desde O9.5 hasta O5.5 y O4. Del gráfico vemos que todos los objetos se encuentran dentro de los límites de la secuencia principal. La mayoría parecen ser de corta edad. En particular, algunos sistemas descansan prácticamente sobre la ZAMS, como ocurre con ambas componentes de los sistemas FO 15, V1182 Aql, Tr16-104, Tr16-34 y Tr16-1, los cuales tienen una edad de menos de 1 millón de años. Obviando los errores, la ZAMS determinada por Hanson (1997) parece contener mejor a estas estrellas. V3903, también parece ser un sistema muy joven, con menos de  $2 \times 10^6$  años. El resto de las estrellas parecen estar levemente más evolucionados dentro de la secuencia principal.

Vemos que la calibración  $M_v - \log(T_{ef})$  de MSH05, para una determinada temperatura efectiva sobreestima en más de media magnitud a los sistemas más jóvenes. Lamers et al. (1997) derivó las magnitudes absolutas de estrellas OB, a partir de las paralajes medidas por el satélite Hipparcos. Encuentra que las  $M_v$  difieren hasta 1,5 *mag* respecto de las calibraciones *Tipo Espectral* -  $M_v$ .

La Fig. 6.2 representa el diagrama  $\log T_{ef} - R$ , donde puede notarse que los radios de las estrellas más jóvenes yacen cerca de los valores correspondientes a la ZAMS, y son hasta un 30% inferiores a los valores de calibración de MSH05.

Así los radios, y por tanto, las luminosidades de algunas estrellas de tipo O son más pequeños que lo esperado para estrellas de secuencia principal según las escalas de calibración. Este hecho está presente en el estudio de FO 15, Tr16-104 y Tr16-34, todos objetos aparentemente ligados al cúmulo abierto joven Trumpler 16. El mismo fenómeno se manifiesta en la binaria Tr16-1, del mismo cúmulo, que fue estudiada por Freyhammer et al. (2001) y en V3903 Sgr (Vaz et al. 1997). Entonces las luminosidades de las estrellas O de secuencia principal en cúmulos muy jóvenes, como Trumpler 16, podrían ser sistemáticamente más pequeñas que lo que comúnmente se creía. Las demás estrellas más evolucionadas también presentan apartamientos en  $M_v$  considerables respecto de los valores de calibración. Estos resultados están de acuerdo con las conclusiones de Lamers et al. (1997) y dejan cierta duda sobre las determinaciones de distancia usando la calibración standard  $M_v - \textit{Tipo espectral}$ .

En este contexto, debemos señalar que Walborn & Blades (1997) reportaron la existen-



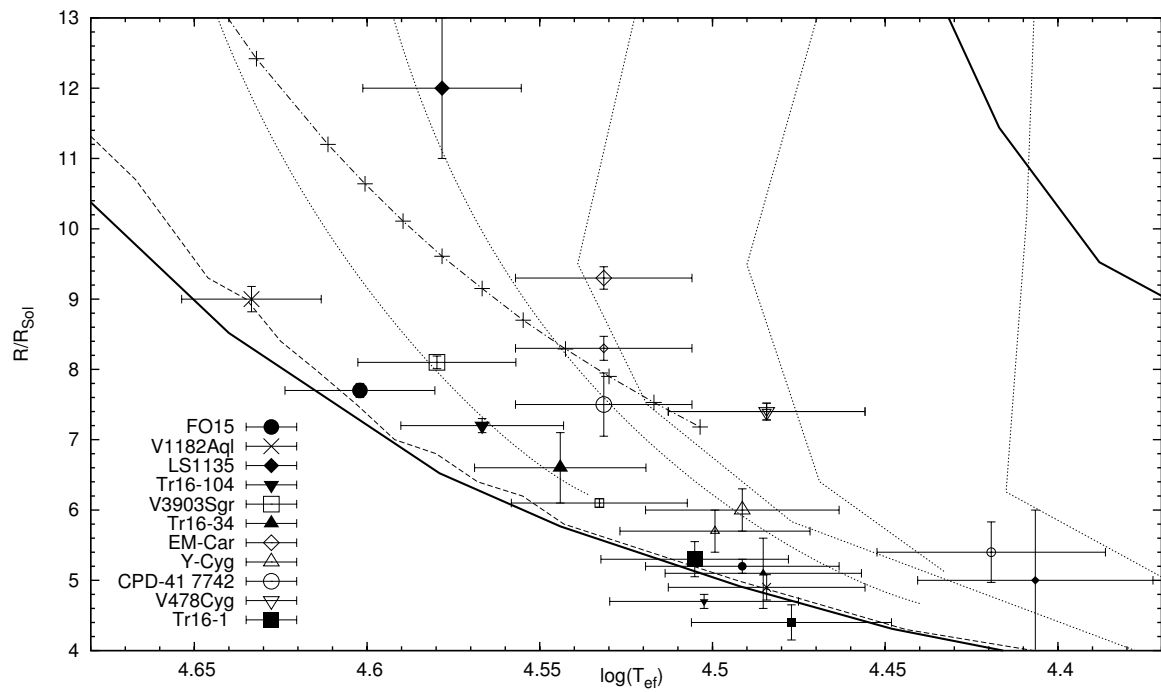


Figura 6.2: Diagrama  $\log(T_{\text{ef}}) - R$  de las binarias de la Tabla 6.1. Los símbolos se corresponden con los de la Fig. 6.1.

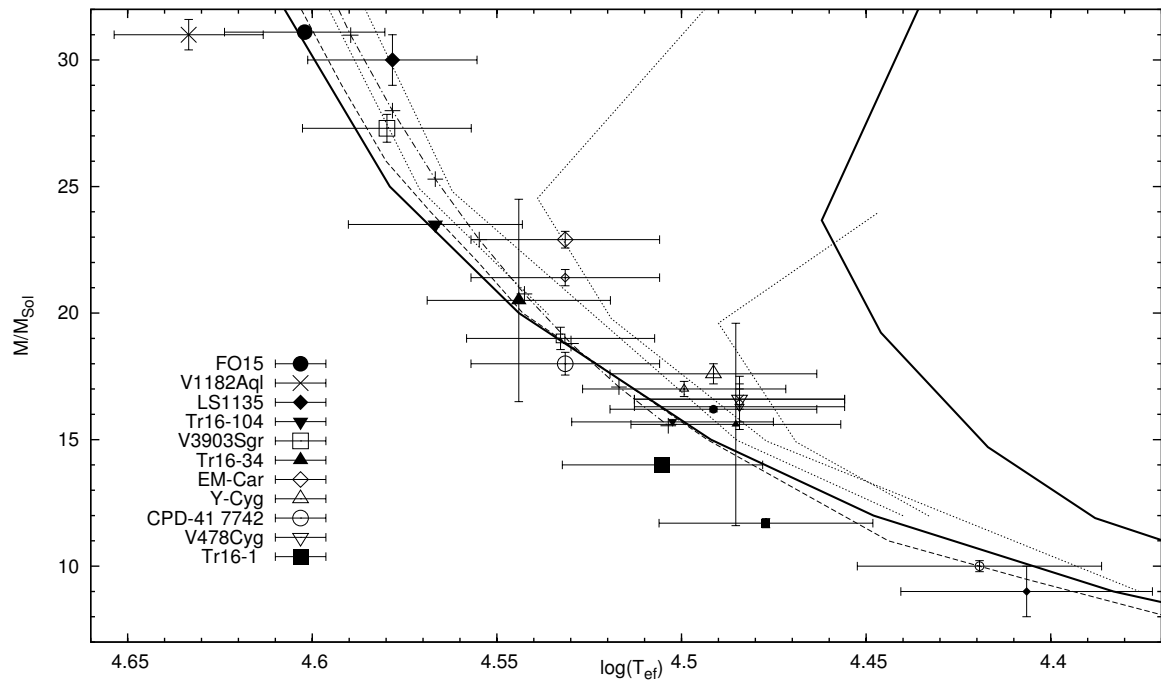


Figura 6.3: Diagrama  $\log(T_{\text{ef}}) - M$  de las binarias de la Tabla 6.1. Los símbolos se corresponden con los de la Fig. 6.1.

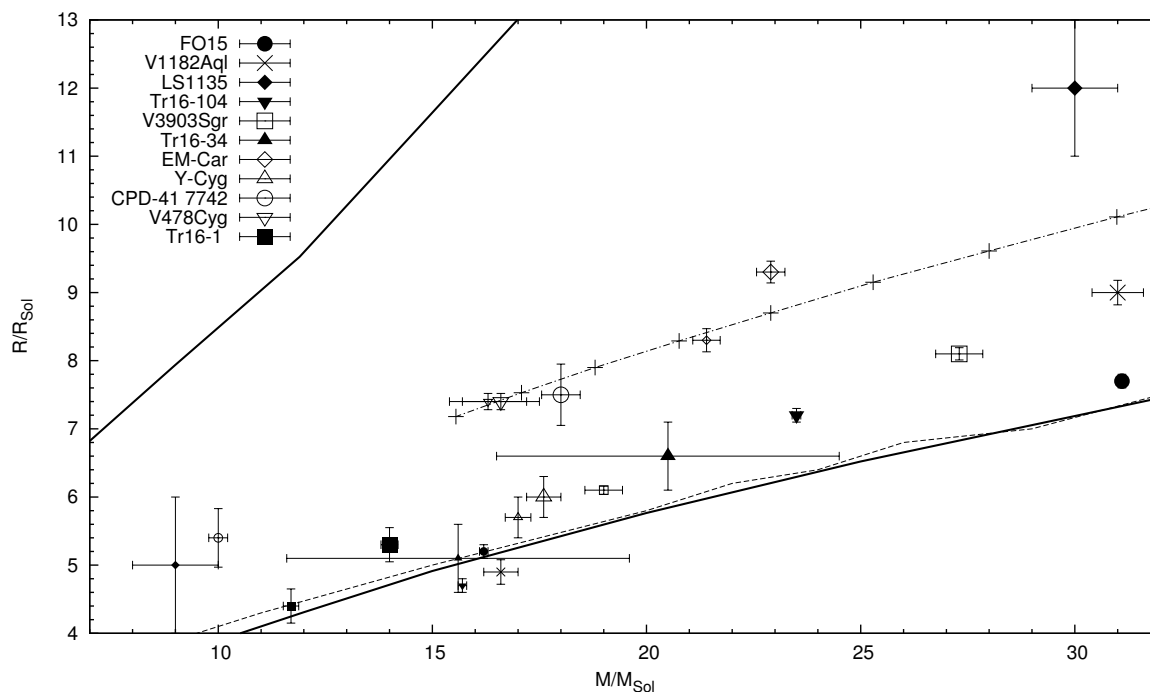


Figura 6.4: Diagrama  $M - R$  de las binarias de la Tabla 6.1. Los símbolos se corresponden con los de la Fig. 6.1.

cia de un número de estrellas sub-luminosas llamadas O Vz entre los objetos más jóvenes del complejo 30 Doradus. Las estrellas O Vz se destacan por sus muy intensas líneas de absorción de HeII  $\lambda 4686$  y Walborn & Blades (1997) sugirieron que ellas están más cerca de la ZAMS que las estrellas típicas O V. Esta característica espectral también está presente en FO 15, Tr16-104 y Tr16-34.

Como resultado más importante del análisis de estas binarias determinamos por primera vez, con valores empíricos, que los radios, y por tanto, las luminosidades de estrellas con espectros de tipo O de la ZAMS, son menores que los correspondientes a tipos espectrales de secuencia principal.

## 6.2. Sobre la distancia a los sistemas en Carina

Para la determinación de la distancia a la que se encuentran los tres sistemas estudiados en la Nebulosa de Carina, hemos tenido en cuenta que el cociente de extinción selectiva  $R$  es anómalo en esa dirección (por ejemplo Smith 1987, Tapia et al. 1988). Adoptando el

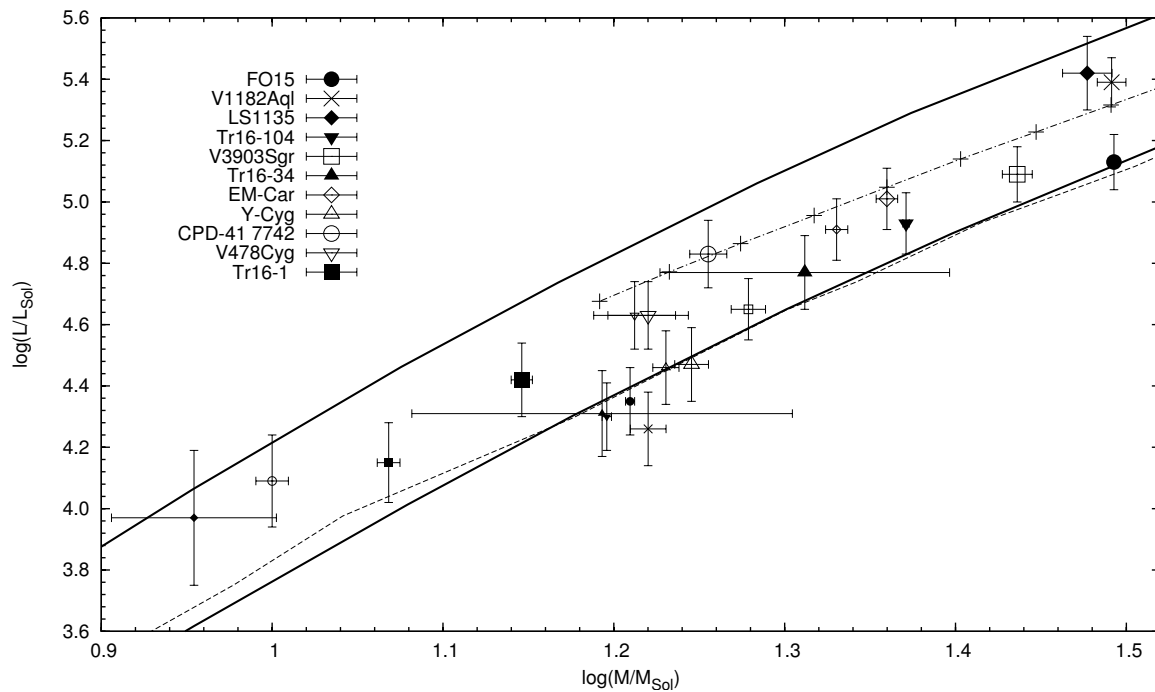


Figura 6.5: Diagrama Masa-Luminosidad de las binarias de la Tabla 6.1. Los símbolos se corresponden con los de la Fig. 6.1.

cociente de extinción selectiva  $R = 4,15$  para FO 15 (Niemela et al. 2006), y los valores de las magnitudes absolutas determinadas de la curva de luz, ubicamos a FO 15 a una distancia de  $2,15 \text{ kpc}$ . Para Tr16-104 y Tr16-34 adoptamos  $R = 3,2$  (e.g. Tapia et al. 1988) y los valores de las magnitudes absolutas determinadas de sus curvas de luz, ubicando a ambos sistemas a una distancia de  $2,2 \text{ kpc}$ . Ésta coincide con la distancia de  $2,2 \text{ kpc}$  derivada para  $\eta$  Carinæ por Davidson et al. (2001) basado en las velocidades Doppler espacialmente resueltas de la eyecta bipolar. La distancia a Tr16-1, otra binaria eclipsante similar de la región, ubicada a apenas  $35''$  de arco de  $\eta$  Carinæ, fue calculada por Freyhammer et al. (2001). Considerando una absorción  $A_v = 1,314$  (Kaltcheva & Georgiev, 1993), obtiene  $d = 2,6 \text{ kpc}$ . Sin embargo, para el exceso de color de Tr16-1  $E(B - V) = 0,54$  determinado por MJ93 y  $R = 3,2$  resulta una absorción  $A_v = 1,408$  de la cual podemos determinar una distancia de  $2,4 \text{ kpc}$  ( $V_0 - M_v \sim 11,93$ ). Más allá de las incertezas inevitables en las estimaciones de distancia, no hay duda de que estos objetos se encuentran ubicados a la misma distancia de nosotros, digamos  $\sim 2,2 \pm 0,5 \text{ kpc}$ , correspondiente a un módulo de distancia  $V_0 - M_v \sim 11,7$ , y están inmersos en una activa región de formación estelar.

Diversas determinaciones fotométricas del módulo de distancia al cúmulo Trumpler 16 han sido hechas por distintos autores, con valores que van desde 11,5 hasta 13,0. Humphreys (1978) adopta un módulo de distancia de 12,1 y MJ93 determinan un módulo de distancia para el cúmulo de  $12,49 \pm 0,09$  ( $d = 3,15 \text{ kpc}$ ) basados en la fotometría de 37 estrellas masivas en el cúmulo y un valor  $R = 3,2$ . Por lo tanto, la absorción calculada por MJ93 es la misma que utilizamos en nuestros cálculos. La diferencia entre el módulo de distancia derivado por MJ93 y el derivado por nosotros se debe a las escalas de calibración. Kaltcheva & Georgiev (1993) obtienen  $11,54 \pm 0,64$  a partir de fotometría  $uvby - \beta$  de 26 estrellas y un valor  $R = 5,2$ . Tapia et al. (2003) reportan un módulo de distancia  $12,02 \pm 0,57$  ( $d = 2,5 \text{ kpc}$ ) y Carraro et al. (2004) obtienen  $13,00 \pm 0,30$  a partir de un ajuste fotométrico de la ZAMS observada a los modelos de evolución teóricos, ubicando al cúmulo a  $4 \text{ kpc}$  de distancia.

Las discrepancias son grandes y podría discutirse si Trumpler 16 es realmente un cúmulo o una simple agrupación aparente debido a que las estrellas de esta región del brazo de Carina-Sagitario, están ubicadas a lo largo de la línea de la visual.

# Agradecimientos

Deseo agradecer formalmente a las autoridades de la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la Universidad Nacional de La Plata por facilitarme el lugar de trabajo y todos los recursos académicos, técnicos y humanos disponibles que han sido necesarios para desarrollar mi plan de doctorado. He sido beneficiario de becas otorgadas por la Universidad Nacional de La Plata y el CONICET, que me permitieron desarrollar íntegramente las actividades de postgrado. El trabajo de tesis, ha sido también parcialmente financiada por IALP, CONICET, Argentina. Diversos viajes de observación y de colaboración con investigadores en el extranjero, han sido parcial o totalmente financiados por IALP, CONICET y por CIC-BA. Debo mencionar también a los directores y al personal en general de CASLEO y LCO, por el uso de sus instalaciones y asistencia.

Para esta tesis se ha hecho uso de los siguientes recursos disponibles en Internet: la base de datos SIMBAD, operada en “Centre de Données astronomiques de Strasbourg” (CDS), Francia; el atlas interactivo del cielo ALADIN de CDS; la base de datos bibliográfica “Astrophysics Data System” (ADS) de NASA y la versión Web de la base de datos de estrellas en cúmulos abiertos galácticos “Base Données Amas” (WEBDA), operada por el “Institute for Astronomy of the University of Vienna, Austria”.

Agradezco al Dr. I. Antokhin, del Sternberg Astronomical Institute, Moscow University, Rusia, por facilitarme sus datos fotométricos de Tr16-104 y a Paul Warhurst, del Department of Physics, University of Auckland, Nueva Zelanda, por las imágenes de Trumpler 16 adquiridas durante algunas de sus noches de observación con el HSH.

Agradezco muy especialmente a la Dra. Nidia Morrell por obtener 5 de los espectros de LS 1135 y por la lectura de la versión preliminar del trabajo de LS 1135. Las observaciones de FO 15 realizadas con el telescopio Swope de 1-m del LCO, fueron hechas durante la campaña de Carnegie Supernova Project (CSP), (<http://csp1.lco.cl/cspuser1/>), con el acuerdo de todos los responsables del proyecto. Las imágenes fueron adquiridas por la Dra. Nidia Morrell, Wojtek Krzeminski y Sergio Gonzalez. A ellos mi agradecimiento por ceder valioso tiempo de su proyecto y por el esfuerzo. Sus datos han sido relevantes para

el estudio de FO 15.

Quiero agradecer a mi codirector Rodolfo Barbá, por el aliento y apoyo brindados durante estos años de becario.

Deseo agradecer especialmente a mi directora Virpi Niemela, por su invaluable guía y apoyo a lo largo de estos años, quien, a pesar de diversos contratiempos surgidos, logró conducirme a buen puerto.

Finalmente, no quiero dejar de agradecer a mi esposa Romina y a mis hijas Mercedes y Magdalena, que está punto de nacer, cuyo apoyo cotidiano, su comprensión y el afecto que me brindaron, me alentaron a seguir adelante y a crecer un poco más.

# Bibliografía

- [1] Abt H.A., 1983, *A&A*, **21**, 343
- [2] Albacete Colombo J.F., Morrell N.I., Niemela V.S., Corcoran M.F., 2001, *MNRAS*, **326**, 78.
- [3] Albacete Colombo J.F., Morrell N.I., Rauw G., Corcoran M.F., Niemela V.S., Sana H., 2002, *MNRAS*, **336**, 1099.
- [4] Allen C.W., 1976, *Astrophysical Quantities*, (London: Athlone).
- [5] Andersen J., Clausen J. V., 1989, *A&A*, **213**, 183.
- [6] Antokhin I.I., Cherepashchuk A.M., 1993, *Azh*, **70**, 292.
- [7] Antokhina E.A., Moffat A.F.J., Antokhin I.I., et al. 2000, *ApJ*, **529**, 463.
- [8] Avni Y., 1973, *ApJ*, **209**, 574.
- [9] Bertiau F.C. & Grobben J., 1969, *Ric. Astron. Spec. Vaticana*, **8**, 1.
- [10] Bessell M.S., 1990, *PASP*, **102**, 1181.
- [11] Böhm-Vitense, E., 1981, *ARA&A*, **19**, 295.
- [12] Bonanos A.Z. et al., 2004, *ApJ*, **611**, 33.
- [13] Burkholder V., Massey P. & Morrell N., 1997, **490**, 328.
- [14] Carraro G., Romaniello M., Ventura P., Patat F., 2004, *A&A*, **418**, 525.
- [15] Conti P.S., & Alschuler W.R., 1971, *ApJ*, **170**, 325.

- [16] Corcoran M.F., Pittard J.M., Marchenko S.V., 1999, The X-Mega Group, en van der Hucht K.A., Koenigsberger G., Eenens P.R.J., eds., Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies, Proc. IAU Symp. 193, ASP Conf. Series, 772.
- [17] Corti M., Niemela V., Morrell N., 2003, *A&A*, **405**, 571 (CNM).
- [18] Crowther P.A., 1997, in IAU Symp. 189, Fundamental Stellar Properties, The Interaction between Observation and Theory, ed. Bedding T.R., Booth A. J. and Davis J., Kluwer, Dordrecht, 137.
- [19] Cutri R. et al., 2003, *The 2MASS All-Sky Catalog of Point Sources*, (Pasadena, Univ. Mass. & IPAC).
- [20] Davidson K., Smith N., Gull T.R., Ishibashi K., & Hillier D.J., 2001, *AJ*, **121**, 1561.
- [21] Díaz-Cordovés J., Claret A. ,& Giménez A., 1995, *A&AS*, **110**, 329.
- [22] Díaz-Cordovés J., & Giménez A., 1992, *A&AS*, **259**, 227.
- [23] Drilling J.S., 1991, *ApJS*, **76**, 1033.
- [24] Eggleton P.P., 1983, *ApJ*, **268**, 368.
- [25] Feinstein A., Marraco H., & Muzzio J.C., 1973, *A&AS*, **12**, 331 (FMM73).
- [26] Forte J.C., & Orsatti A.M., 1981, *AJ*, **86**, 209.
- [27] Freyhammer L., Clausen J., Arentoft T., & Sterken C., 2001, *A&A*, **369**, 561.
- [28] Garmany C.D., Conti P.S., & Massey P, 1980, *ApJ*, **242**, 1063.
- [29] Gies D.R., Fullerton A.W., Bolton C.T., Bagnuolo W.G. Jr., Hahula M.E., Wiemker R., 1994, *ApJ*, **422**, 823.
- [30] Gies D.R., Bagnuolo W.G., Jr. Penny L.R., 1997, *ApJ*, **479**, 408.
- [31] Gies D.R., Penny L.R., Mayer P., Drechsel H., & Lorenz R., 2002, *ApJ*, **574**, 957.



- [32] Gies D.R., 2003, A Massive Star Odyssey: From Main Sequence to Supernova, Proceedings of IAU Symposium #212, 24-28 June 2001 in Lanzarote, Canary island, Spain. Edited by Karel van der Hucht, Artemio Herrero, and Esteban, César. San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2003., p.91.
- [33] Hall D.S., Hardie R.H., 1969, *PASP*, **81**, 754.
- [34] Hanson M.M., Howarth I.D., & Conti P.S., 1997, *ApJ*, **489**, 698.
- [35] Hilditch R.W., 2001, “An Introduction to Close Binary Stars”, Cambridge University Press, Cambridge, Inglaterra.
- [36] Harries T.J., Hilditch R.W., Howarth I.D., 2003, *MNRAS*, **339**, 157.
- [37] Hilditch R.W., Howarth I.D., Harries T.J., 2005, *MNRAS*, **357**, 304.
- [38] Hill G., Hutchings J.B., 1970 *ApJ*, **162**, 265.
- [39] Hill G. & Holmgren D.E., 1995, *A&A*, **297**, 127.
- [40] Høg E. et al., 2000, *A&A*, **355**, L27.
- [41] Howarth I.D., Siebert K.W., Hussain G.A.J., Prinja R.K., 1997, *MNRAS*, 284, 265.
- [46] Humphreys R.M., 1978, *ApJS*, **38**, 309.
- [43] Humphreys R.M., McElroy D.B., 1984, *ApJ*, **284**, 565 (HME84).
- [44] Hutchings J.B., Hill G., 1971a *ApJ*, **166**, 373.
- [45] Hutchings J.B., Hill G., 1971b *ApJ*, **167**, 137.
- [46] Hutchings J.B., 1978, *IAU Symp.*, **83**, 3.
- [47] Kaltcheva N.T., & Georgiev L.N., 1993, *MNRAS*, **261**, 847.
- [48] Kholopov P.N., Samus N.N., Durlevich O.V., Kazarovets E.V., Kireeva N.N., Tsvetkova T.M., 1990, General Catalogue of Variable Stars, 4rd ed., vol.IV, Nauka, Moscow.

- [49] Kurucz R.L., 1993, in *Light Curve Modeling of Eclipsing Binary Stars*, ed. Milone E.F., New York: Springer-Verlag, 93.
- [50] Lamers H.J.G.L.M., Harzevoort J.M.A.G., Schrijver H., Hoogerwerf R., Kudritzki R.P., 1997, *A&A*, **325**, L25.
- [51] Levato H., & Malaroda S., 1982, *PASP*, **94**, 807.
- [52] Levato H., Malaroda S., Morrell N., Garcia B., Hernandez C., 1991, *ApJS*, **75**, 869.
- [53] Limber D.N., 1963, *ApJ*, **138**, 1112.
- [54] Lucy L.B., 1968a, *ApJ*, **151**, 1123.
- [55] Lucy L.B., 1968b, *ApJ*, **153**, 877.
- [56] Luna G.J., Levato H., Malaroda S., Grosso M., 2003, *Inf. Bull. Var. Stars*, **5375**, 1.
- [57] Maíz Apellániz J., 2004, *PASP*, 116, 859.
- [58] Martins F., Schaerer D., & Hillier, D.J., 2005a, *A&A*, **436**, 1049 (MSH05).
- [59] Massey P., Johnson J., 1993, *AJ*, **105**, 980 (MJ93).
- [60] Massey P., Penny L.R., Vukovich J., 2002, *ApJ*, **565**, 982.
- [61] Mayer P., Drechsel H., Lorenz R., 2005, *ApJS*, **161**, 171.
- [62] Moffat A.F.J. & Vogt N., 1975, *A&AS*, **20**, 85.
- [63] Morrell et al., 2001, *MNRAS*, **326**, 85.
- [64] Niemela V.S., Morrell N.I., Fernández Lajús E., Barbá R., Albacete-Colombo J.F., Orellana M., 2006, *MNRAS*, **367**, 1450.
- [65] Otero S.A., 2003, *Inf. Bull. Var. Stars*, **5480**, 1.
- [66] Pachoulakis I., 1996, *MNRAS*, **280**, 153.

- [67] Paczyński B., 1997, “The Future of Massive Variability Searches”, in Proceedings of 12th IAP Colloquium, “Variable Stars and the Astrophysical Returns of Microlensing Searches”, eds. Ferlet R., Jean-Pierre Maillard y Brigitte Raban. Editions Frontieres, Cedex, France, p. 357.
- [68] Paczyński B., Szczygiel D., Pilecki B., Pojmański G., 2006, arXiv:astro-ph/0601026.
- [69] Perryman M.A.C. et al, 1997, *A&A*, **323**, L49.
- [70] Plavec, M.M., 1958, *Mém. Soc. Roy. Sci. Liege*, **20**, 411.
- [71] Pojmański G., 1997, *Acta Astron.*, **47**, 467.
- [72] Pojmański G., 1998, *Acta Astron.*, **48**, 35.
- [73] Pojmański G., 2000, *Acta Astron.*, **50**, 177.
- [74] Pojmański G., 2001, in IAU Colloquium 183, The All Sky Automated Survey (ASAS-3) System - Its Operation and Preliminary Data., Small Telescope Astronomy on Global Scales; eds. Bohdan Paczynski, Wen-Pin Chen, & Claudia Lemme; (San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, *ASP Conference Series*, Vol. **246**, 53.
- [75] Pojmański G., 2002, *Acta Astron.*, **52**, 397.
- [76] Pojmański G., 2003, *Acta Astron.*, **53**, 341.
- [77] Pojmański G., Maciejewski G., 2004, *Acta Astron.*, **54**, 153.
- [78] Popper D.M., Hill G., 1991, *AJ*, **101**, 600.
- [79] Prša A., & Zwitter T., 2005, *ApJ*, **628**, 426.
- [80] Rauw G., Sana H., Antokhin I.I., Morrell N.I., Niemela V.S., Albacete Colombo J.F., Gosset E., Vreux J.M., 2001, *MNRAS*, **326**, 1149.
- [81] Ribas, I., Jordi, C., Vilardell F., Fitzpatrick E. L., Hilditch R. W., Guinan, E. F., 2005, *ApJ*, **635**, L37.
- [82] Ruciński S., 1993, *PASP*, **105**, 1433.

- [83] Ruciński S., 1997, *AJ*, **113**, 1112.
- [84] Sahade J., 2005, *Revista Astronómica*, **266**, 31.
- [85] Sana H., Antokhina E., Royer P., Manfroid J., Gosset E., Rauw G., Vreux J.-M., 2005, *A&A*, **441**, 213.
- [86] Schaller G., Schaerer D., Meynet G., Maeder A., 1992, *A&AS*, **96**, 269.
- [87] Schwartzberg-Czerny A., 1996, *MNRAS*, **241**, 153.
- [88] Schmidt-Kaler Th., 1982, in Landolt-Börnstein, New Series Group, VI, Vol. 2b, eds. Schaifers K., & H.H.Voigt, Springer-Verlag, Berlin, p. 1.
- [89] Simon K.P., Sturm E. & Fiedler A., 1994, *A&A*, **292**, 507.
- [90] Smith R.G., 1987, *MNRAS*, **227**, 943.
- [91] Smith N., Egan M.P., Carey S., Price S.D., Morse J.A., & Price P.A., 2000, *ApJ*, **532**, L145.
- [92] Smith N., 2002, *MNRAS*, **331**, 7.
- [93] Solivella G.R., & Niemela V.S., 1999, *Rev. Mex. A. A. Serie de Conferencias*, **8**, 145.
- [94] Sung H., Bessell M.S., Park B.G. & Kang Y.H., 1999, *JKAS*, **32**, 109.
- [95] Tapia M., Roth M., Marraco H., & Ruiz, M.T., 1988, *MNRAS*, **232**, 661.
- [96] Tapia M., Roth M., Vazquez R.A., Feinstein A., 2003, *MNRAS*, **339**, 44.
- [97] Terrell D., 1991, *MNRAS*, **250**, 209.
- [98] Van Hamme W., 1993, *AJ*, **106**, 2096.
- [99] Vaz L.P.R., Cunha N.C.S., Vieira E.F., Myrrha M.L.M., 1997, *A&A*, **327**, 1094.
- [100] Walborn N.R., 1973, *ApJ*, **179**, 517.
- [101] Walborn N.R., 1982, *AJ*, **87**, 1300.

- [102] Walborn N.R., & Blades J.C., 1997, *ApJS*, **112**, 457.
- [103] Walborn & Liller, 1977, *ApJ*, **211**, 181.
- [104] Williams A.M. et al., 2001, *ApJ*, **548**, 425.
- [105] Wilson R.E., 1990, *ApJ*, **356**, 613.
- [106] Wilson R.E., & Devinney E.J., 1971, *ApJ*, **166**, 605.
- [107] Wilson R.E., 1979, *ApJ*, **234**, 1054.
- [108] Wilson R.E., Van Hamme W., 2004, Computing Binary Star Observables,  
disponible en <ftp://ftp.astro.ufl.edu/pub/wilson/lcdc2003/>

# Apéndice A

## Instrumentación

En este apéndice se presenta un resumen de las características técnicas de los telescopios, detectores y demás dispositivos utilizados para la adquisición de los datos utilizados en esta tesis. Estos instrumentos se encuentran instalados en dos observatorios del hemisferio sur:

- Observatorio “Las Campanas” (LCO)
- Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO).

### A.1. El observatorio “Las Campanas”

El observatorio “Las Campanas” (Latitud:  $-29^{\circ} 00' 12''$ , Longitud:  $4^h 42^m 46^s W$ , Altura:  $2280 m$  s.n.m.), perteneciente a la Carnegie Institution of Washington, está ubicado aproximadamente a  $100 km$  al norte de la ciudad de La Serena, Chile, cerca del límite sur del desierto de Atacama. Los principales telescopios de este Observatorio son: el Henrietta–Swope de  $1 m$  de diámetro, el Irenée du Pont de  $2,5 m$  y los telescopios gemelos “Magallanes” (Baade y Clay) de  $6,5 m$ . En el Observatorio Las Campanas, se encuentran también instalados otros instrumentos, como los de los proyectos OGLE y ASAS, operados por astrónomos de Polonia. Para esta tesis, se han utilizado imágenes y datos adquiridos con el telescopio Swope y con el sistema de ASAS.

### A.1.1. The All Sky Automated Survey (ASAS)

A partir de comienzos de la década de 1990, la disponibilidad de detectores CCD de gran tamaño, computadoras más rápidas y con mayor capacidad de almacenamiento de información “DIGITAL” y la gradual disminución de los costos de estos equipamientos, permitieron a los astrónomos comenzar la nueva era de los proyectos masivos de relevamiento del cielo. La mayoría de ellos fueron desarrollados para investigar alguna clase de objetos o eventos específicos, como por ejemplo:

- fenómenos de “microlensing”: The Optical Gravitational Lensing Experiment (OGLE), MASSive Compact Halo Objects (MACHO), Super MACHO, Expérience pour la Recherche d’Objets Sombres (EROS), etc.;

- contrapartes ópticas de GRB y SN: Berkley Automated Imaging Telescopes (BAIT), The Katzman Automatic Imaging Telescope (KAIT) (Lick Observatory);

- planetas extrasolares: Galactic Exoplanet Survey Telescope (GEST), Wise observatory Hungarian-made Automated Telescope (WHAT);

- NEOs, cometas y asteroides: Lincoln Near Earth Asteroid Research (LINEAR), Near Earth Asteroid Tracking (NEAT), The Lowell Observatory Near Earth Object Search (LONEOS), etc.;

- fuentes infrarrojas: The Two Micron All Sky Survey (2MASS), para la detección de objetos 100 millones de veces más débiles que los detectados por TMSS; etc.

En lo referente a la búsqueda y monitoreo de estrellas variables, se destaca el sistema automático de relevamiento de todo el cielo: “The All Sky Automated Survey” (ASAS). Su objetivo es el monitoreo fotométrico de aproximadamente  $10^7$  estrellas más brillantes que  $V = 14 \text{ mag}$  de todo el cielo visible por el instrumento. La idea inicial del proyecto, al igual que de otros de los proyectos mencionados, se debe a Bohdan Paczyński (Paczyński, 1997) de la Universidad de Princeton, New Jersey, USA.

ASAS fue instalado en LCO en abril de 1997 (Pojmański, 1997). Hasta junio de 2000 se implementaron dos etapas de operación, que fueron denominadas ASAS-1 y ASAS-2, con instrumentos prototipo de bajo costo. Los prototipos del instrumental y los procedimientos

de reducción de datos de ASAS fueron desarrollados por el Dr. Grzegorz Pojmański, de Warsaw University Astronomical Observatory, Polonia.

ASAS-2, realizó un monitoreo sistemático con fines de prueba, utilizando un filtro standard *I* (Schott RG-9, 3mm). Sólo unos 50 campos de  $2^\circ \times 3^\circ$  fueron seleccionados en el cielo austral, cubriendo  $\sim 300^\circ$  cuadrados (3% de todo el cielo), localizados en regiones particulares como: Polo Sur, Centaurus, Virgo (Pojmański, 1998). La magnitud límite de este relevamiento fue  $I \sim 13 \text{ mag}$ .

### ASAS-3

Los sistemas ASAS-1 y ASAS-2 fueron reemplazados por el sistema ASAS-3 descrito por Pojmański (2001), que comenzó a operar en agosto de 2000 y continúa haciéndolo hasta el momento. ASAS-3 cuenta con 4 instrumentos: un telescopio de campo angosto (750/3,3), dos instrumentos de campo amplio (200/2,8), y un visor de campo muy amplio (50/4). Todos ellos se encuentran instalados dentro de una casilla totalmente automatizada.

Los instrumentos de campo amplio son utilizados para el relevamiento de todo el cielo, uno a través de un filtro standard *I* y el otro con un filtro standard *V*. Sus objetivos son lentes tipo telefoto Minolta 200/2,8 ( $F = 200 \text{ mm}$ ,  $D = 71 \text{ mm}$ ,  $f/2,8$ ). Cada instrumento está equipado con una cámara CCD Apogee  $2048 \times 2048$  AP-10, con pixeles de  $14 \mu\text{m}$ , conversor A/D de 14 *bit* y refrigerado termoeléctricamente a  $T = -20 \text{ C}$ . Esta configuración produce un campo de  $8^\circ,8 \times 8^\circ,8$ , y una escala  $\sim 15 \text{ ''/pixel}$ . El *FWHM* de las imágenes estelares varía entre 1,4 y 1,6 pixeles, resultando sub-muestreadas.

Una PC/Linux opera a cada instrumento, permitiendo el manejo de telescopios y cámara y la adquisición y reducción de datos en tiempo real. Sólo el sistema *V* está completamente automatizado, es decir la adquisición, el procesamiento, el análisis y la disponibilidad de los datos en internet.



## Adquisición, procesamiento y medición de imágenes

A los fines del relevamiento, todo el cielo ha sido dividido en 709 campos de los cuales 513 tienen declinaciones observables desde LCO ( $\delta < +28^\circ$ ) (Pojmański, 2003). Los tiempos de exposición son de 2 minutos para el instrumento  $I$  y 3 minutos para el  $V$ . Este último adquiere entre 160 y 200 imágenes por noche, barriendo todo el cielo entre 1 y 2 días. Éste tiempo de exposición produce la saturación de estrellas más brillantes que  $V = 8,5$  y alcanza una magnitud límite  $V \sim 15$ .

Las imágenes son calibradas con imágenes de campo plano (flatfield) adquiridas con luz del cielo al atardecer. Debido al sub-muestreo de las imágenes estelares, las magnitudes se determinan a partir de fotometría de apertura. Se utilizan 5 diafragmas simultáneos, de 2, 3, 4, 5 y 6 pixeles de diámetro, equivalentes a  $30''$ ,  $45''$ ,  $60''$ ,  $75''$ ,  $90'$  respectivamente. Cada apertura se analiza luego por separado, tomando las menores para los objetos más débiles y las mayores para los más brillantes.

## Análisis de variabilidad

Una vez adquirida una cantidad considerable de datos fotométricos de todas las estrellas monitoreadas, se puede realizar en primer lugar la búsqueda de variabilidad. Los pasos a seguir están descritos en Pojmański, (2002, 2003), Pojmański y Maciejewski (2004). Resumimos a continuación aquellos procedimientos seguidos para la detección y clasificación de binarias eclipsantes:

- Para cada curva de luz se extrae la magnitud mediana y su dispersión (para  $c$ /apertura).
- Se seleccionan las de alta dispersión.
- Se aplica un análisis de periodo por el método “AoV” (Schwarzenberg-Czerny, 1989).
- Se dividen los objetos en estrictamente periódicos y en menos regulares.
- Las estrictamente periódicas (como es el caso de las eclipsantes, ver abajo) se analizan con un algoritmo automático de clasificación que usa periodo, amplitud y coeficientes de Fourier de la curva de luz.
- Los resultados son ordenados de acuerdo al tipo de variabilidad.
- Se verifican visualmente los resultados.

## Clasificación de binarias eclipsantes

En primer lugar, se ajustan a las curvas de luz series de Fourier de la forma:

$$\sum_{i=1}^4 [a_i \cdot \cos(2\pi \cdot i \cdot \phi) + b_i \cdot \sin(2\pi \cdot i \cdot \phi)] \quad (\text{A.1})$$

Una vez obtenidos los coeficientes de Fourier, se pueden clasificar, en la mayoría de los casos, a los distintos tipos de variables, según los valores de sólo algunos de estos coeficientes. Por ejemplo, para diferenciar entre variables pulsantes y eclipsantes, pueden utilizarse los planos  $b_2 - b_4$  o  $a_4 - b_4$  (ver Fig. 5, Pojmański 2002).

Las curvas de luz de las configuraciones de *contacto* de los sistemas eclipsantes W UMa pueden ser descritos usando sólo 2 coeficientes:  $a_2$  y  $a_4$  (Ruciński 1993, 1997). Pojmański (2002) extiende este comportamiento aproximado a las configuraciones *separadas* (detached) y *semi-separadas* (semi-detached) en el plano  $a_2 - a_4$ . Para ello, se calcularon varios miles de curvas de luz teóricas usando el código de W-D para un amplio rango de parámetros binarios: masas, temperaturas y radios, característicos de estrellas del TE O a M de secuencia principal, periodos e inclinaciones. También se variaron los valores de los radios entre la secuencia principal y los tamaños de los lóbulos de Roche. Las curvas de luz resultantes de las simulaciones con W-D, se representaron en el plano  $a_2 - a_4$ . Se encuentra que las configuraciones de *contacto*, los sistemas *separados* y los sistemas *semi-separados* están ubicados entre dos líneas límite bien definidas en ese plano (ver Fig. 4, Pojmański 2002). De esta forma las curvas de luz observadas por ASAS de sistemas eclipsantes, pueden clasificarse sin ambigüedad de acuerdo a su posición en el plano  $a_2 - a_4$ :

- ★ *EC*: de *contacto* a los que se ubican arriba del límite superior
- ★ *ED*: *separadas* (*detached*) a los ubicados debajo del límite inferior.
- ★ *ESD*: *semi-separadas* (*semi-detached*) a los ubicados entre ambos las límites.

## Catálogo fotométrico de ASAS

Los catálogos fotométricos contienen la fotometría realizada por los programas ASAS-2 y ASAS-3 de todas las estrellas observadas. A través del sitio en Internet de ASAS <sup>1</sup> se puede acceder libremente y de manera interactiva a los datos de cada catálogo:

★ Catálogo ASAS-2: contiene la fotometría en banda  $I$  de objetos de los campos seleccionados con más de 50 millones de medidas de más de 140.000 estrellas con  $7 < I < 13$ .

★ Catálogo ASAS-3: contiene la fotometría en banda  $V$  de los objetos con  $\delta < +28$ . Contiene  $\sim 17$  millones de estrellas con  $8 < V < 14$ .

Las magnitudes son transformadas al sistema standard usando como punto de cero la fotometría de Hipparcos (Perryman et al., 1997), ya que siempre hay estrellas de Hipparcos en los campos de ASAS. En muchos casos la fotometría es precisa hasta  $0,05 \text{ mag}$ , pero en muchos otros (por problemas con el flatfielding y la falta de información de color) los errores son de  $0,1 \text{ mag}$  o mayores.

## Catálogos de estrellas variables de ASAS

Al igual que los catálogos fotométricos, los catálogos de estrellas variables de ASAS son accesibles a través de su sitio en Internet <sup>1</sup>.

★ Catálogo de variables de ASAS-2: contiene unas 380 variables periódicas, entre binarias y pulsantes y 3380 Misceláneas (cuasi-periódicas, irregulares, multiperiódicas, etc.), detectadas en la banda  $I$ . Sólo el 15% eran variables previamente conocidas. Su contenido ha sido publicado por Pojmański (2000).

★ Catálogo de variables de ASAS-3: banda  $V$ , contiene 50122 variables, (39000 son variables nuevas), de las cuales, casi 8000 son pulsantes periódicas, 31000 son variables irregulares y unas 12000 son binarias eclipsantes (5384 EC, 2957 ESD y 2758 ED) (Paczyński et al. 2006). La muestra es casi completa para  $8 < V < 12$ , pero decae para  $12 < V < 14$  a medida que se aproxima el límite de detección y para  $V < 8$  es afectada por efectos de

---

<sup>1</sup><http://www.astrouw.edu.pl/gp/asas/asas.html>

saturación.

### A.1.2. El telescopio “Henrietta Swope”

En 1971, la Institución Carnegie puso en operación el primer telescopio del LCO. Este telescopio reflector de 1 *m* (40 *pulgadas*) de diámetro, fué llamado Henrietta Swope, en honor a quien fuera astrónoma de la Carnegie e hizo una importante donación que posibilitó la construcción del mismo. También se lo denomina sintéticamente como C40, abreviatura de Carnegie 40".

El telescopio Swope fue contruido por “Boller & Chivens”. Su diseño catadióptrico brinda un campo bien corregido de unos 2 grados de diámetro.

Las características principales del telescopio y su configuración con cámara directa utilizados para esta tesis, se muestran en la tabla A.1.

Tabla A.1: Especificaciones técnicas del telescopio Swope y su CCD directo

Abertura	1,016 <i>m</i>
Reductor Focal (RF)	No
Distancia focal	7,112 <i>m</i>
Razón focal	f/7
Diseño óptico	Ritchey-Chrétien
Cámara	SITe#3
Arreglo detector	2048x3150 <i>pixeles</i>
Tamaño del pixel	15 × 15 $\mu$ <i>m</i>
Convertidor A/D	15 – <i>bit</i>
Escala	0,435 " / <i>pix</i>
Campo total	14',8 × 22',8
Temperatura del CCD	–90 <i>C</i> (N2 líquido)
Ganancia	~ 2,5 $e^-$ / <i>ADU</i>
Ruido de lectura	6,6 $e^-$

## A.2. Complejo Astronómico El Leoncito

El Complejo Astronómico El Leoncito <sup>2</sup>, (Latitud:  $-31^{\circ} 47' 57''$ , Longitud:  $4^h 37^m 12^s O$ , Altura:  $2552 m$  s.n.m.), se encuentra emplazado en las estribaciones occidentales de la cadena del Tontal, en la precordillera sanjuanina,  $30 km$  al sur de la localidad de Barreal, en el Dto. Calingasta de la Provincia de San Juan, Argentina. Todo el complejo se halla dentro de una Reserva Astronómica de  $70000$  hectáreas, para garantizar la preservación de la calidad de su cielo.

Se encuentran operativos los siguientes telescopios ópticos:

\* Telescopio Jorge Sahade (JS) de  $2,15 m$

\* Telescopio Helen Sawyer Hogg (HSH) de  $0,6 m$

Ambos telescopios han sido utilizados para la obtención de imágenes y datos para esta tesis.

### A.2.1. El telescopio “Jorge Sahade”

El telescopio Jorge Sahade es el instrumento principal que conforma y dio origen al CASLEO. Fue aportado por la Universidad Nacional de La Plata y bautizado con el nombre de quien fuera precursor e impulsor, desde 1958, de la idea de su construcción “Jorge Sahade”. Luego de una larga historia (Sahade 2005), fue finalmente inaugurado el 12 de setiembre de 1986. Consiste en un telescopio reflector de  $2,15 m$  de diámetro, construido por “Boller & Chivens” y cuenta con diversos instrumentos para el estudio de los astros como espectrógrafos, polarímetros y cámara directa.

La tabla A.2 muestra las características principales del telescopio y de su configuración con cámara directa con reductor focal (reduce en un factor 3 la distancia focal del instrumento) utilizados para esta tesis.

---

<sup>2</sup>Operado bajo convenio entre CONICET-SeCyT y las Universidades Nacionales de La Plata, Córdoba y San Juan, Argentina

Tabla A.2: Especificaciones técnicas del telescopio JS y su CCD directo con RF

Abertura	2,153 <i>m</i>
Reductor Focal (RF)	Sí
Distancia focal	6,08 <i>m</i>
Razón focal	f/2,828
Foco	Cassegrain/Nasmyth
Cámara	Roper 1300B
Detector	EEV CCD36-40 (thinned)
Arreglo detector	1340 × 1300 <i>pixeles</i>
Tamaño del pixel	20 × 20 $\mu m$
Coating	Unichrome UV
Convertidor A/D	16 – <i>bit</i>
Escala	0,678 " / <i>pix</i>
Campo total	circular, diámetro = 9'
Temperatura del CCD	–120 <i>C</i> (N líquido)
Ganancia	~ 2,2 $e^- / ADU$
Ruido de lectura	7,5 $e^-$
Corriente de oscuridad	< 1 $e^- / hora / pixel$

### A.2.2. El telescopio “Helen Sawyer Hogg”

El telescopio Helen Sawyer Hogg (HSH) de 0,60 *m* de abertura fue operado por la Universidad de Toronto, Canadá entre 1971 y 1997, constituyendo el “University of Toronto Southern Observatory” (UTSO). El mismo estaba instalado en el LCO. El 30 de junio de 1997, el UTSO dejó de operar por falta de financiación. A raíz de ello, se realizó un acuerdo con el CASLEO, para trasladar el telescopio allí, operarlo, y mantenerlo, reservando el 25 % del tiempo para la Universidad de Toronto. En 1998, comenzaron los preparativos para su traslado a la Argentina. El lugar designado para su instalación es el Cerro Burek, a 2650 m s.n.m., (sitio originalmente destinado para la instalación del telescopio JS) dentro del CASLEO, donde actualmente se encuentra.

Todas las imágenes obtenidas en el HSH, fueron adquiridas a través del software de control de la cámara CCD, PMIS versión, 3.0.4 que funciona bajo plataforma Windows. Varias “macros” o rutinas, escritas por el autor de esta tesis, fueron utilizadas para la adquisición secuencial de imágenes de ciencia y de calibración, y para almacenar en sus

respectivos “headers”, toda la información relevante necesaria para el posterior procesamiento de las mismas y el análisis de los datos extraídos.

La tabla A.3 muestra las características principales del telescopio y de su configuración con cámara directa utilizados para esta tesis.

Tabla A.3: Especificaciones técnicas del telescopio HSH y su CCD directo

Abertura	0,60 <i>m</i>
Reductor Focal (RF)	No
Razón focal	f/15
Foco	Cassegrain
Cámara	Photometrics CH250
Detector	PM512
Arreglo detector	516 × 516 <i>pixeles</i>
Tamaño del pixel	20 × 20 $\mu m$
Coating	Metachrome II
Convertidor A/D	14 – <i>bit</i>
Escala	0,452 " / <i>pix</i>
Campo total	3' 53" × 3' 53"
Temperatura del CCD	–45 <i>C</i> (Peltier + Etilenglicol)
Ganancia	~ 15 $e^-/ADU$
Ruido de lectura	15 $e^-$