

Estudio de AR Pavonis y Otras Binarias
Simbióticas

Tesis presentada para el grado de DOCTOR EN
ASTRONOMÍA

Claudio Quiroga

Directora

Dra. Estela Brandi

Co-Director

Dr. Osvaldo Ferrer

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas
Universidad Nacional de La Plata

5 de abril de 2004

Resumen

Las estrellas simbióticas son sistemas binarios interactuantes de largo período compuestas por una estrella gigante fría que transfiere materia hacia una compañera caliente, y una nebulosa ionizada que rodea al sistema. AR Pavonis es un sistema binario simbiótico eclipsante con un período de 604.5 días. Esta tesis doctoral ha consistido en el análisis de espectros y datos polarimétricos de AR Pav obtenidos con el telescopio de 2.15 m del Complejo Astronómico El Leoncito, San Juan, Argentina.

Se han determinado las curvas de velocidad radial de la componente fría y, por primera vez, la de la componente caliente, a partir de las cuales se han derivado los parámetros orbitales y masas de $M_g \sin^3 i = 2.5 \pm 0.5 M_\odot$ y $M_{cal} \sin^3 i = 1.0 \pm 0.1 M_\odot$ para las componentes gigante y caliente del sistema, respectivamente. Además se ha determinado que el movimiento orbital de la componente caliente en esta clase de sistemas simbióticos puede ser trazado a partir de las velocidades radiales de las alas de las emisiones de H y/o He II $\lambda 4686$.

A partir del análisis de flujos de las líneas y del continuo, y de la dinámica del sistema se ha determinado que la componente fría es una gigante M6 III, con una temperatura de 3240 K, un radio de $130 R_\odot$ y una luminosidad de $4370 L_\odot$. En principio, la gigante no llenaría su lóbulo de Roche; sin embargo, este resultado no es definitivo debido a la incerteza en el conocimiento de la inclinación orbital. La componente caliente parece ser descrita como una enana blanca con una temperatura de 120000 K y una luminosidad de $2650 L_\odot$.

Las regiones de formación de las líneas de emisión permitidas están mayormente en las cercanías de la componente caliente, estando las líneas de más alta excitación más cercanas a dicha componente.

Las líneas de absorción del tipo cF son más profundas durante la fase activa del sistema y se formarían en una región donde la corriente gaseosa proveniente de la gigante se encuentra con el borde externo de un disco de acreción o de una envoltura extendida alrededor de la componente caliente.

El sistema está rodeado por una significativa cantidad de hidrógeno neutro sobre el plano orbital, la cual es la responsable de la profunda absorción central observada en los perfiles de hidrógeno de la serie de Balmer. Por otro lado, las emisiones prohibidas se formarían en una región muy extendida y de baja densidad, la cual probablemente tenga forma bipolar.

El sistema tiene polarización intrínseca, la cual está relacionada al movimiento orbital y reflejaría asimetrías en la distribución del gas en la nebulosa.

Además, se han hallado las curvas de velocidad de ambas componentes en los sistemas simbióticos AE Ara, FN Sgr, RS Oph y KX TrA. Para cada uno de estos sistemas se determinaron los parámetros orbitales y las masas de cada componente.

Índice General

1	Introducción	5
1.1	Las estrellas simbióticas	11
1.1.1	La componente fría	14
1.1.2	La nebulosa	15
1.1.3	La componente caliente	16
1.2	AR Pavonis	18
1.3	Objetivos	23
2	Observaciones y procesamiento de datos	25
2.1	Observaciones espectroscópicas	25
2.1.1	El instrumental	25
2.1.2	Reducción de datos	25
2.1.3	Algunos métodos de medición	28
2.2	Observaciones polarimétricas	31
2.2.1	El fotopolarímetro de Torino	31
2.2.2	Reducción de los datos polarimétricos	33
3	Análisis espectroscópico y polarimétrico de AR Pavonis	36
3.1	El espectro	36
3.2	Líneas de emisión	37
3.2.1	Emisiones de Balmer	37
3.2.2	Emisiones de Paschen	51
3.2.3	He I	53
3.2.4	He II	58
3.2.5	O I λ 8446	61
3.2.6	Fe II	62
3.2.7	[O III]	65
3.2.8	[O I]	68
3.2.9	[N II]	71
3.3	Líneas de absorción	72
3.3.1	El espectro cF	72
3.3.2	Na I	74
3.3.3	Otras absorciones	78

3.3.4	Bandas difusas interestelares . . .	80
3.4	Datos polarimétricos	81
4	Discusión	87
4.1	Las masas de las componentes	87
4.2	El enrojecimiento	97
4.3	La componente gigante	100
4.3.1	La distancia al sistema	108
4.4	La componente caliente	109
4.5	La geometría del sistema	115
5	Parámetros orbitales de otros sistemas simbióticos	135
5.1	AE Arae	140
5.2	RS Ophiuchi	146
5.3	FN Sagittarii	153
5.4	KX Triangulii Australis	157
6	Conclusiones	164
	Bibliografía	170

Capítulo 1

Introducción

Al menos la mitad de las estrellas que vemos en el cielo (algunos autores sugieren que todas) son en realidad sistemas binarios o múltiples, es decir, al menos dos estrellas que orbitan alrededor de un centro de masa común. El estudio de sistemas binarios ha sido particularmente útil en el conocimiento de las estrellas, ya que en muchos casos permite determinar las masas de las mismas en forma directa. Otros métodos para la determinación de masas estelares, tales como la relación masa-luminosidad, han sido calibrados a partir de las masas obtenidas en sistemas binarios.

Un real entendimiento de las características observadas en las estrellas, a partir de las cuales se puede determinar la evolución de las estrellas, requiere conocer tanto los cambios que se producen en una estrella aislada a lo largo del tiempo, así como la influencia que podría tener por perturbaciones externas (las provocadas por su compañera si se trata de un sistema binario). Respecto a lo primero, se cuenta con la ventaja de que la evolución de una estrella aislada está, en líneas generales, bien entendida. Un estudio detallado de la misma puede ser encontrado en el ya clásico libro de Kippenhahn [1990].

La evolución de las componentes de sistemas binarios es más complicada y depende de varios factores, principalmente de la separación entre las componentes. Si las estrellas están suficientemente separadas, la interacción entre ellas será despreciable y ambas estrellas evolucionarán como si fueran estrellas aisladas. En el caso contrario, si la separación es lo suficientemente pequeña, en alguna fase de la evolución de una de las estrellas puede haber transferencia de masa de una estrella a la otra y, por consiguiente, la evolución individual de cada componente ya no será necesariamente la misma que si la estrella estuviera aislada.

La transferencia de masa de una estrella a la otra puede ser aproximada por las trayectorias de partículas según el modelo de Roche, el cual describe las superficies equipotenciales producidas por la fuerza gravitatoria y la rotación del sistema. La **Figura 1.1** muestra las superficies equipotenciales en el plano orbital para un sistema binario cuyas componentes tienen distintas masas. En ella, L_1 es el punto punto interno de Lagrange, mientras que L_2 y L_3 son los puntos externos de Lagrange. La superficie equipotencial que pasa por el punto L_1 es llamada superficie

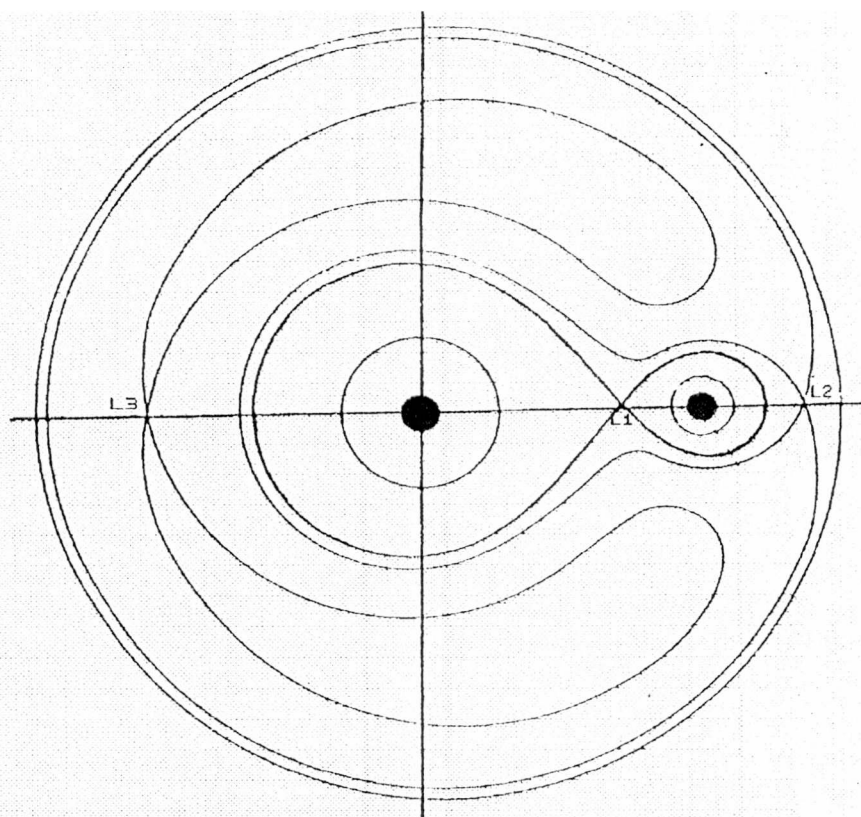


Figura 1.1: Superficies equipotenciales de Roche. L_1 es el punto interna de Lagrange. L_2 y L_3 son los puntos externos de Lagrange. La superficie equipotencial que pasa a por el punto L_1 es la superficie equipotencial crítica de Roche. Imagen tomada de Huang & Yu [1998]

equipotencial crítica de Roche e identifica dos volúmenes o lóbulos centrados en el centro de masa de cada estrella. Estos lóbulos definen el máximo volumen que puede ocupar cada estrella, siendo el más grande de ellos el que contiene la estrella más masiva. Si una partícula se encuentra dentro de uno de los lóbulos, ella pertenece gravitatoriamente sólo a dicho lóbulo, mientras que si una partícula está fuera de los lóbulos pertenece gravitatoriamente al sistema binario. El tamaño de cada lóbulo depende principalmente de la separación entre las estrellas (o del período orbital de acuerdo a la tercera ley de Kepler), y en segundo lugar, de la razón de masas de sus componentes. Con estas consideraciones, los sistemas binarios se pueden clasificar en tres tipos¹:

- *sistemas separados*: el tamaño de ambas estrellas es menor que sus correspon-

¹Es práctica habitual usar en esta clasificación los nombres en inglés. Ellos son: detached, semi-detached y contact systems para los sistemas separados, semi-separados y en contacto, respectivamente.

dientes lóbulos de Roche,

- *sistemas semi-separados*: una de las estrellas llena completamente su lóbulo, de modo que transfiera materia a su compañera a través del punto interno de Lagrange L_1 ,
- *sistemas en contacto*: ambas estrellas llenan, o incluso sobrellenan, sus respectivos lóbulos de Roche.

Debe tenerse en cuenta que una estrella cambia de tamaño a lo largo de su evolución, de modo que un sistema originalmente separado puede convertirse en un sistema con transferencia de masa. Kippenhahn & Weigert [1967] identifican tres momentos de expansión en los que una estrella puede alcanzar a llenar lóbulo de Roche. El primero de ellos ocurre en la etapa evolutiva conocida como secuencia principal, es decir cuando la estrella transforma el hidrógeno de su núcleo en helio. Durante esta etapa la estrella puede aumentar su tamaño por un factor dos en escalas de tiempo que son muy largas. Sistemas que permitan la transferencia de materia en este estado evolutivo, conocido como caso A de transferencia de masa, requieren por lo tanto períodos tan cortos como unos pocos días. Las binarias de contacto W Ursa Majoris pertenecen a esta categoría. Estas son binarias cuyas componentes son estrellas de secuencia principal que presentan períodos orbitales muy cortos al principio de su evolución.

La siguiente posibilidad para que una estrella alcance su lóbulo de Roche es durante la transición de estrella de secuencia principal a gigante roja (caso B). Durante esta etapa la estrella puede aumentar su tamaño en un factor 50 en escalas de tiempo muy cortas respecto del caso anterior. En este caso, las estrellas deben estar suficientemente separadas como para permitir la evolución hacia una estrella gigante y, por lo tanto, son necesarios períodos orbitales que van desde algunos días hasta cien días. Algunos sistemas Algol, los cuales ya han sufrido el episodio de inversión de la relación de masas del sistema (ver más abajo), tienen propiedades que pueden ser explicadas razonablemente por este caso de transferencia de masa.

La última posibilidad para que una de las estrellas llene su lóbulo de Roche es durante la transición a la rama asintótica de las gigantes o a la rama de las supergigantes, lo cual depende de la masa inicial de la estrella (Caso C). En este caso hay una expansión adicional de un factor 10 y los cambios ocurren en escalas de tiempo muy cortas. Por el mismo razonamiento del caso anterior, períodos que exceden los 100 días son necesarios para que se produzca transferencia de masa en este estado evolutivo. Pertenecen a esta categoría los sistemas ζ Aurigae compuestos por una estrella de secuencia principal temprana y una supergigante M.

Los eventos de transferencia de masa en un sistema binario no requieren necesariamente que una de las componentes llene su lóbulo de Roche, sino que la transferencia puede realizarse también vía el viento estelar de estrellas gigantes o supergigantes. En estos casos, además de producirse transferencia de masa hacia la

compañera, el sistema en su totalidad pierde masa. Además, en estos casos la acreción de materia es mucho menos eficiente en estos casos. Los sistemas binarios que sufren algún tipo de transferencia son agrupados bajo la denominación común de binarias interactuantes.

Más allá de las clasificaciones mencionadas, los estados observados en sistemas binarios pueden haber sido alcanzados a través de distintos caminos evolutivos, los cuales pueden haber involucrado más de un evento de transferencia de masa. En este sentido, binarias que hoy observamos como sistemas separados y cuyas componentes son objetos compactos (enana blanca y/o estrellas de neutrones), pueden haber sufrido en el pasado eventos de transferencia y/o pérdidas de masa.

La teoría de evolución estelar predice que la estrella más masiva del sistema agota primero el hidrógeno de su núcleo y empieza a separarse de la secuencia principal. Los eventos de transferencia de masa en sistemas binarios pueden cambiar radicalmente el camino evolutivo de cada una de las componentes. El caso más simple es el de los sistemas de tipo Algol, donde la estrella originalmente más masiva evoluciona más rápidamente, llena su lóbulo de Roche e inicia una fase de transferencia rápida de masa a su compañera, haciendo que la componente del sistema originalmente menos masiva se transforme ahora en la más masiva (es decir, se invierte la razón de masas del sistema). Durante la fase de transferencia rápida de masa se forma una envoltura gruesa. Observacionalmente, los sistemas de tipo Algol muestran la ahora componente menos masiva llenando aún su lóbulo de Roche y transfiriendo masa, aunque más lentamente, a una estrella de la secuencia principal. El hecho de que observacionalmente la estrella de menor masa fuera la más evolucionada (una subgigante), contrariando a la teoría de evolución estelar, fue conocido en su momento como la "Paradoja de Algol". La resolución de esta paradoja fue hecha por Morton [1960] a partir de la línea de investigación sugerida por Crawford [1955].

Naturalmente, un sistema binario interactuante puede evolucionar a casos más complejos que el descrito para los sistemas de tipo Algol. Por ejemplo, los sistemas binarios de alta masa que emiten rayos X (HMXB, high-mass x-ray binaries), contienen una estrella de neutrones y una supergigante O o B. Originalmente, la estrella compacta era la estrella más masiva, la cual al evolucionar hacia la rama de las gigantes o supergigantes llenó su lóbulo de Roche y comenzó a transferir suficiente cantidad de materia hacia su compañera (también de alta masa), invirtiendo la razón de masas del sistema. Debido a que las escalas de tiempo para la fusión de helio son mucho menores que el tiempo de vida de una estrella en la secuencia principal, la originalmente más masiva explota como supernova Tipo II antes de que su compañera agote el hidrógeno de su núcleo. El sistema puede sobrevivir la explosión de supernova debido a que ocurrió en la estrella ahora menos masiva, con lo cual queda un sistema binario compuesto de una estrella de neutrones y una estrella de secuencia principal. La posterior evolución de ésta última la llevará a la fase de supergigante y comenzará una nueva transferencia de materia, esta vez hacia la estrella compacta. La transferencia de masa puede ser vía lóbulo de Roche o a

través del viento estelar de la supergigante. Debido a la alta gravedad de la estrella de neutrones, la materia cae sobre ella a velocidades relativistas. Al impactar el gas es desacelerado y calentado a altas temperaturas ($\sim 10^8 K$) provocando la emisión de rayos X.

La generación de rayos X por la transferencia de masa en un sistema binario puede ocurrir aún cuando la compañera de la estrella de neutrones tiene baja masa (LMXB, low-mass x-ray binary). En este caso, la expansión de la actual estrella compacta dió lugar a la transferencia de materia vía lóbulo de Roche y a la formación de una envoltura común del sistema. Debido al movimiento de las estrellas dentro de la envoltura, se pierde momento angular, reduciendo la separación entre las componentes y, por ende, el período orbital. La envoltura puede ser posteriormente eyectada fuera del sistema. La posterior evolución de la estrella de baja masa hacia la fase de gigante produce una nueva transferencia de masa, la cual es favorecida por la reducción del lóbulo de Roche al disminuir la separación orbital. En consecuencia, se genera emisión de rayos X en forma similar a la narrada en el párrafo anterior. Debe mencionarse que un proceso similar al descrito en los dos últimos párrafos puede producir rayos X en enanas blancas magnéticas.

La transferencia de materia en un sistema binario puede dar lugar a la formación de otras componentes gaseosas entre las estrellas, tales como nebulosas, discos de acreción o jets. Los discos de acreción son formados en algunos sistemas binarios con una componente que llena su lóbulo de Roche. Ellos son debidos al momento angular del flujo de materia² que pasa a través del punto interno de Lagrange, de modo que la materia no fluye en línea recta hacia la compañera, sino que se moverá en una órbita circular alrededor de ella. El radio de esta órbita circular es usualmente más chico que el correspondiente a su lóbulo de Roche, pero más grande que el de la propia estrella, es decir, se forma un disco alrededor de ella. Debido a la viscosidad del disco, el gas, moviéndose en una órbita circular, convertirá la energía mecánica en térmica, produciendo que caiga lentamente en espiral hacia la estrella. La presencia de un disco de acreción es comunmente detectada en las líneas de emisión de H y He I, cuyos perfiles muestran alas extendidas y una estructura de doble pico. Las alas del perfil son debidas a la parte más interna del disco, la cual rota más rápidamente, mientras que el doble pico de la emisión es debido a las partes más externas del disco, una alejándose y otra acercándose al observador, como consecuencia de la rotación del mismo. Si este tipo de estructura es observada en una binaria eclipsante, una evidencia adicional de la presencia de un disco de acreción es que durante el ingreso y el egreso del eclipse de la componente que contiene al disco, distintas partes del último son ocultadas, de modo que en primer lugar desaparece el pico azul de la emisión, mientras que cuando el disco sale del eclipse el pico rojo aún permanece eclipsado.

La presencia de un disco de acreción parece ser condición necesaria, pero no suficiente, para la formación de un flujo bipolar de materia (jet). Uno de los mode-

²El momento angular del flujo de materia es consecuencia del movimiento orbital

los propuestos para la formación de estos jets requiere altas tasas de transferencia de masa, las cuales pueden originar una gran producción de rayos X. Este proceso podría generar la suficiente presión de radiación como para expulsar una porción de la materia que está impactando en el disco de acreción en la dirección de menor resistencia, es decir, perpendicularmente al plano orbital. Otras posibles formas de originar jets es partir de campos magnéticos o por contrastes de densidad (a lo largo de esta tesis se harán algunos comentarios respecto al último caso). Observacionalmente, la presencia de jets se pone en evidencia a través de tres comportamientos en las líneas de emisión: un grupo de líneas muy desplazado hacia el azul, el otro muy desplazado hacia el rojo y el último sin un significativo desplazamiento Doppler.

Finalmente, debe agregarse que la transferencia de masa es también la responsable de fenómenos eruptivos como las novae y supernovas tipo Ia. Las novae sufren un aumento repentino de brillo seguido de una gradual declinación que puede durar meses. Estas explosiones son consecuencia de una estrella transfiriendo materia a una enana blanca a través de su lóbulo de Roche. El material, rico en hidrógeno, se va acumulando en las capas más externas de la enana blanca. Cuando la densidad de hidrógeno alcanza un punto crítico, la temperatura en la región donde la materia impacta la superficie de la enana blanca, crece hasta alcanzar 10^8 K, iniciando una rápida fusión termonuclear de hidrógeno sobre la superficie de la enana blanca. Durante la fusión, la materia del núcleo es llevada a las capas superiores y expulsada al medio interestelar durante la explosión.

Las explosiones de supernova tipo Ia son mucho más espectaculares que las que muestran las novae y son producidas en binarias semiseparadas que contienen una enana blanca. Cuando la enana blanca ha acumulado la cantidad de materia necesaria para que su masa alcance la masa límite de Chandrasekhar, la presión en su núcleo es suficiente como para comenzar la fusión del carbono. El aumento de la temperatura no produce una expansión del núcleo degenerado, de modo que el intenso frente de la fusión se mueve hacia la superficie. Las características de la curva de luz son mejor representadas si el frente se mueve algo más lentamente que la velocidad local del sonido (es decir, ocurre una deflagración más que una detonación supersónica). Durante la explosión, aproximadamente la mitad de la masa de la enana blanca es “procesada” hasta producir hierro.

Por todo lo dicho, el estudio de binarias interactuantes representa un área de investigación importante de la astrofísica contemporánea. Naturalmente, los fenómenos astronómicos que involucran binarias interactuantes son mucho más numerosos que los hasta aquí presentados. En estas pocas páginas simplemente se ha pretendido dar un contexto al trabajo que se ha realizado. El lector interesado en estos temas puede encontrar una útil introducción a la evolución y transferencia de materia en binarias interactuantes en el libro de Huang & Yu [1998]. Una presentación mucho más detallada, principalmente dirigida a técnicas de observación y análisis de datos, puede ser encontrada en el libro de Hilditch [2001], donde una amplia bibliografía es también reseñada. La elección de estos libros es puramente

personal. El último de ellos en particular, se ha convertido en una referencia obligada para mí.

1.1 Las estrellas simbióticas

Las estrellas simbióticas son binarias interactuantes de largo período compuestas por una estrella gigante fría que transfiere materia hacia una compañera caliente, y una nebulosa ionizada que rodea el sistema. Sus espectros (**Figura 1.2**) muestran una combinación de características propias de los dos regímenes de temperatura distintos, es decir, están presentes características de absorción tales como bandas moleculares de TiO y metales neutros, con un continuo rojo típico de gigantes rojas, superpuestas a un continuo azul con el salto de Balmer de H I en emisión y líneas de emisión intensas que requieren condiciones de alta excitación, como ser He I, He II, [O III], etc., las cuales se asemejan a las observadas en nebulosas planetarias.

Las estrellas simbióticas son objetos que muestran una gran variabilidad. Algunos sistemas muestran variaciones relativamente regulares de luz, con períodos entre 600 y 900 días, atribuidos al movimiento orbital, ya sea porque el sistema es eclipsante o porque la componente caliente ilumina el hemisferio de la gigante que apunta hacia ella. Además de estas variaciones, el análisis fotométrico revela ocasionales erupciones tipo nova con amplitudes de 2-3 magnitudes. Estas erupciones están acompañadas por grandes cambios espectrales, principalmente se observa un intenso continuo en el azul -similar al que presentan las supegigantes A/F pero superpuesto a emisiones de H I, He I y metales una vez ionizados- que dominan el espectro, debilitando las absorciones de la gigante fría. La gigante también puede introducir variaciones en las curvas de luz de las estrellas simbióticas, las cuales comúnmente están relacionadas con pulsaciones periódicas o semiperiódicas. Una curva de luz típica mostrando variaciones debidas a la actividad de la componente, así como a pulsaciones de la componente fría puede ser vista en la Figura 1 de Mikołajewska et al. [2002c].

La naturaleza binaria de las estrellas simbióticas fue postulada en un principio como mejor explicación para las entonces denominadas "estrellas con espectros combinados" (Berman [1932], Hogg [1934]). Sin embargo, salvo unos pocos sistemas que mostraban eclipses, la binaridad de estos sistemas sólo pudo ser confirmada definitivamente cuando el satélite IUE (Internation Ultraviolet Explorer) fue capaz de detectar el intenso continuo UV debido a una fuente caliente en cada simbiótica observada. Esto fue debido mayormente a que el estudio de las velocidades radiales presenta dos grandes inconvenientes. Por un lado, mediciones de velocidades radiales de las líneas de absorción de la gigante, a fin de confirmar el modelo binario, no fue posible debido a que los espectros eran tomados en el azul y, por lo tanto, el espectro de la gigante estaba fuertemente contaminado por luz proveniente de la nebulosa y/o de la componente caliente. A esto se debe agregar el hecho de que

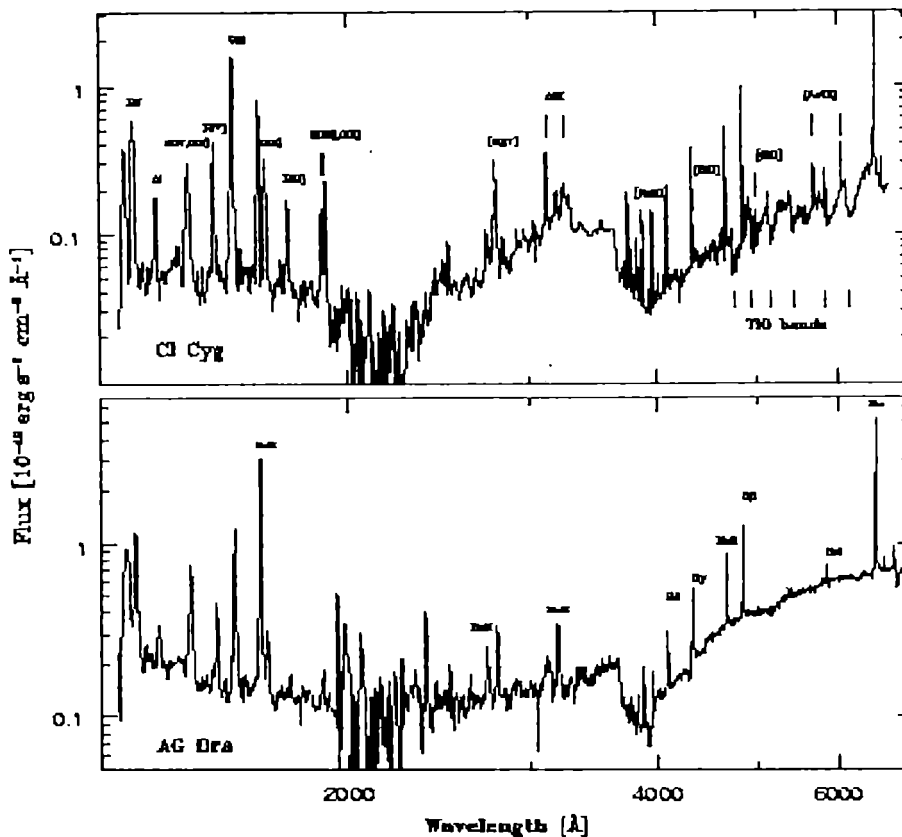


Figura 1.2: Espectros ópticos y ultravioletas de las simbióticas CI Cyg y AG Dra en la etapa de quietud. Se observan las profundas bandas de TiO en CI Cyg, indicando un tipo espectral M4-III para la gigante fría. AG Dra es una de las pocas simbióticas con una gigante de tipo espectral K3II-III. Las emisiones permitidas y prohibidas señaladas, se originan en la nebulosa. Se observa asimismo un intenso continuo UV debido a la componente caliente. Tomado de Mikołajewska [2003]

al ser las estrellas simbióticas binarias de largo períodos (en la gran mayoría de los casos mayores al año), la semiamplitudes en las curvas de velocidad radial esperadas para la gigante están entre 5 y 10 km s^{-1} (Whitelock [1987]).

A pesar de los problemas mencionados en el párrafo anterior, algunas posibles órbitas pudieron ser calculadas a partir de los años '70. Por ejemplo, Yamashita & Maehara [1979] determinaron la órbita de la gigante para CH Cygni. Otros estudios, condujeron a la determinación de las curvas de velocidad radial de la componente caliente. Entre ellos cabe destacar a Kraft [1958], quien determinó la órbita de la componente caliente de T Cr B a partir de 7 mediciones de velocidad radial de la línea de emisión de $\text{H}\alpha$. Sin embargo, estas emisiones están afectadas por autoabsorción y, más tarde, fue demostrado que no trazan el movimiento de ninguna de las dos

componentes (Anupama [1997]; y Mikołajewski, Tomov & Kolev [1997]). Thackeray & Hutchings [1974] obtuvieron la curva de velocidad radial de la componente caliente de AR Pav a partir de las emisiones permitidas de He I. Sin embargo, como será discutido en este trabajo, la semiamplitud que ellos obtuvieron es sólo la mitad de la real.

Recién a partir de la aparición de los detectores CCD acoplados a espectrógrafos de alta dispersión y técnicas de correlación cruzada fue posible la obtención de al menos una decena de órbitas de la gigante de sistemas simbióticos (García [1986], Kenyon & García [1986]). Con el avance de las técnicas de observación en el rango infrarrojo, hoy se conoce la órbita de la gigante en al menos 27 sistemas de las 150 simbióticas conocidas. Desafortunadamente, las curvas de velocidad radial de la componente caliente son más difíciles de determinar y sólo se conoce en 12 sistemas simbióticos. Distintas características espectrales han sido usadas para trazar el movimiento de la componente caliente. Mikołajewska & Kenyon [1992a] y Dumm et al. [1998] lo hicieron para AX Per y BX Mon, respectivamente, a partir de las absorciones tipo A formadas durante la fase eruptiva de tipo nova. A lo largo de este trabajo se harán algunas consideraciones al respecto. La órbita de la componente caliente para CI Cyg y AG Peg fue derivada a partir de las velocidades de las líneas de emisión de He II $\lambda 4686$ (Kenyon et al. [1991] y Kenyon et al. [1993]), mientras que para BF Cyg se usaron las líneas de emisión en el ultravioleta lejano (Skopal et al. [1997]). Además, se realizaron estimaciones de la masa de la componente caliente combinando curvas de luz sintéticas con la curva de velocidad radial de la gigante (Belczyński & Mikołajewska [1998]) y a partir de la velocidad de rotación de la gigante y caminos evolutivos (Mürset et al. [2000] y Schild et al. [2001]).

En la mayoría de los sistemas simbióticos con masas individuales conocidas, la gigante es la más masiva del sistema. Las razones de masa ($q = M_{gig}/M_{cal}$) encontradas están entre 2 y 4. Sólo RS Oph y T CrB tienen la componente caliente más masiva que la gigante. Las masas de las gigantes están en un rango entre 0.6 y $3.2 M_{\odot}$, con un pico máximo en la distribución en $1.6 M_{\odot}$. Las masas de la componente caliente están entre 0.4 y $0.8 M_{\odot}$, excepto, una vez más, las de RS Oph y T CrB, las cuales se estiman a ser mayores que $1 M_{\odot}$.

El estudio de las estrellas simbióticas está relacionado a numerosos temas de la astrofísica actual. La presencia de una y -en la mayoría de los casos- dos estrellas evolucionadas, las convierte en un laboratorio para el estudio de las últimas etapas evolutivas de las estrellas, los cuales a su vez involucran un entendimiento sobre las pulsaciones estelares y la evolución química de la galaxia. La transferencia de masa entre las componentes, con la consiguiente formación de una nebulosa que puede presentar una estructura compleja, así como la formación de jets son fenómenos observables tanto a este tipo de estrellas como en objetos relacionados (novas, nebulosas planetarias y supernovas tipo Ia).

1.1.1 La componente fría

La mayor parte de la información que hoy se tiene de la componente fría en los sistemas simbióticos proviene de observaciones en el infrarrojo, ya que las estrellas gigantes rojas emiten la mayor parte de su radiación entre las longitudes de onda 0.7 y $5 \mu m$. A partir de observaciones en ese rango de longitudes de onda, pudo establecerse que las estrellas simbióticas pueden dividirse claramente en dos grupos: simbióticas tipo S o tipo D (Webster & Allen [1975]). La gran mayoría ($\sim 80\%$) son sistemas tipo S (stellar) y muestran continuos infrarrojos que son típicos de una gigante normal tardía, con temperaturas fotosféricas entre 3000 y 4000 K. En cambio, las simbióticas tipo D (dust) muestran exceso infrarrojo debido a emisión de polvo a una temperatura de 1000 K y contienen una estrella variable de tipo Mira, con períodos de pulsación entre 300 y 600 días (Whitelock [1987]).

La naturaleza de la componente fría juega un papel fundamental en el fenómeno simbiótico, debido a que el sistema binario debe tener una separación mínima para permitir la presencia de una estrella gigante y una separación máxima tal que la transferencia de masa sea suficiente para producir la “simbiosis”. De modo que las simbióticas tipo S, con gigantes normales, deberían tener períodos orbitales menores a los 15 años, mientras que las simbióticas tipo D, conteniendo variables Miras, deberían tener períodos mayores a los 50 años. Como consecuencia, la mayoría de las simbióticas con períodos orbitales conocidos son tipo S (con períodos entre 500 y 1500 días), mientras que los períodos en las simbióticas tipo D son prácticamente desconocidos. Sólo dos objetos, R Aqr (Dougherty et al. [1995], Hollis, Pedelty & Lyon [1997]) y V1016 Cyg (Schild & Schmid [1996]) tienen períodos determinados de 44 y 80 años respectivamente.

Las observaciones sugieren grandes tasas de pérdida de masa para la gigante. Con observaciones obtenidas por el IRAS (Infrared Astronomical Satellite) Whitelock [1987] y Kenyon, Fernández Castro & Stencel [1988] estimaron tasas del orden de $10^{-5} M_{\odot}/año$ y $10^{-7} M_{\odot}/año$ para sistemas tipo D y tipo S, respectivamente. Estos resultados fueron confirmados a partir de radio-observaciones (Sequist & Taylor [1990]). Las tasas de pérdida de masa en sistemas simbióticos son entonces sistemáticamente más altas que las encontradas en gigantes normales. Whitelock & Munari [1992] encontraron, a partir del análisis de los colores IR, que las gigantes simbióticas presentan características muy similares a las gigantes pertenecientes a la población del bulbo galáctico, es decir, ellas son más ricas en metales y menos luminosas que las gigantes normales, justificando de esta manera las más altas tasas de pérdida de masa encontradas en las gigantes simbióticas. Sin embargo, las abundancias de CNO deducidas a partir de las líneas de emisión en el UV (Nussbaumer et al. [1988]), así como la abundancia de C y la razón $^{12}C/^{13}C$ encontradas a partir del ajuste de espectros sintéticos (Schmidt & Mikolajewska [2003] y referencias) indican que la distribución de las gigantes simbióticas es indistinguible de las gigantes normales.

El tipo espectral de la gigante es obtenido a partir de las prominentes bandas

de absorción molecular. Dos métodos son generalmente utilizados: por simple comparación con espectros de estrellas estándares o, a partir de índices moleculares de absorción, los cuales comparan las intensidades de distintas bandas. El mayor esfuerzo en la clasificación espectral de la gigante en sistemas simbióticos fue realizado por Mürset & Schmid [1999], quienes presentan un catálogo con la casi totalidad de simbióticas conocidas. Ellos notaron que hay una fuerte tendencia hacia tipo espectrales más tardíos (mayores o iguales M_5) respecto de la que muestran las gigantes en las cercanías del Sol. El hecho de que las gigantes más tardías tengan mayor radio y sufran mucho mayor pérdida de masa que las gigantes más tempranas, podría indicar que ellas son la causa del fenómeno simbiótico. Es claro que las altas tasas de pérdida de masa observadas en las gigantes simbióticas son esenciales para poder producir los fenómenos observados en un sistema simbiótico.

Un tema fundamental en el entendimiento de los sistemas simbióticos es el modo en que se produce la transferencia de masa, es decir, si la misma es vía lóbulo de Roche o a través del viento de la gigante. En los sistemas tipo D, es claro que la transferencia debe ser vía viento. En cambio en sistemas tipo S, ambas posibilidades debieran ser consideradas. Si bien existe cierto consenso de que, salvo casos excepcionales, la transferencia de masa es a través del viento de la gigante (Schild et al. [2001], Fekel, Hinkle & Joyce [2003] y referencias), en este trabajo se plantearán ambas posibilidades.

1.1.2 La nebulosa

Los sistemas simbióticos muestran, tanto en el rango óptico como el ultravioleta, líneas intensas de emisión similares a las halladas en nebulosas planetarias. Estas emisiones reflejan el intenso campo de radiación emitido por la componente caliente.

Las nebulosas simbióticas se caracterizan por la presencia de líneas de emisión intensas, permitidas y de intercombinación, tales como H I, He I, He II, O III], C IV, N V y emisiones prohibidas de [O III], [Ne III]. Muchos sistemas muestran también líneas prohibidas intensas con alto grado de ionización, como ser [NeV], [Mg V] y [Fe VII], así como las bandas Raman $\lambda\lambda 6825, 7082$. Estas bandas han sido observadas sólo en estrellas simbióticas y son producidas por dispersión Rayleigh de los fotones de O VI $\lambda\lambda 1032, 1038$ por átomos de hidrógeno neutro (Schmid [1989]).

El análisis de los flujos de estas emisiones en el rango UV ha permitido conocer las condiciones físicas dentro de las nebulosas simbióticas. Estos diagnósticos ponen en evidencia, una vez más, la clasificación de simbióticas en tipo S y tipo D. Las primeras presentan nebulosas con más altas densidades que las tipo D, siendo las densidades típicas encontradas $n_e \sim 10^8 - 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ y $n_e \sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$, respectivamente (Nussbaumer & Stenger [1987]). Además, las temperaturas electrónicas, $T_e \sim 10^4 \text{ K}$, sugiere que el gas es fotoionizado (Kenyon ([1986], Mikołajewska et al. [1988]). Características similares son también observadas en el óptico. En particular, las emisiones de He I se originan en una región pequeña ($\sim 1 \text{ UA}$) y densa

($\sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) en las simbióticas tipo S, mientras que la región de formación es mucho más grande ($\geq 10 \text{ UA}$) y menos densa ($\leq 10^6 \text{ cm}^{-3}$) en las tipo D (Proga, Mikołajewska & Kenyon [1994]).

En principio, a partir de las líneas de emisión se puede obtener también información del movimiento de los gases en la nebulosa. Sin embargo, los perfiles muestran variaciones, no siempre asociadas al movimiento orbital, que son difíciles de interpretar. Además, algunos perfiles pareciera que presentan distintas componentes. Una complicación adicional es que las emisiones de H y He I pueden sufrir autoabsorción, debido a las altas densidades de las nebulosas, principalmente en los sistemas tipo S.

La nebulosa es formada por el material que pierde la componente gigante, en tanto que la estructura de ionización es producida por la componente caliente. No obstante, en algunas simbióticas la enana blanca también pierde masa, especialmente durante las fases eruptivas. En este caso, la geometría de la nebulosa puede ser significativamente modificada por la interacción de los vientos de cada componente, produciendo nebulosas extendidas y complejas (Corradi et al. [1999], Corradi & Schwarz [1997] y referencias).

1.1.3 La componente caliente

La naturaleza de la componente caliente en muchos sistemas simbióticos es aún tema de debate. De hecho, en el rango óptico, su existencia sólo es inferida por la presencia de la nebulosa ionizada, la cual sugiere una temperatura de radiación del orden $100\,000 \text{ K}$ para la fuente ionizante. Por lo tanto, la componente caliente emite su energía mayormente en longitudes de onda menores a los $1\,200 \text{ \AA}$, es decir en longitudes de onda que son prácticamente inalcanzables con la instrumentación usual en el espacio (IUE, HST). Sin embargo, es posible obtener información de la componente caliente en forma indirecta ya que su radiación es absorbida por la nebulosa y reemitida en fotones nebulares. Esto permite utilizar el método de Zanstra [1931], el cual supone que la estrella emite como un cuerpo negro y que la nebulosa absorbe todos los fotones capaces de ionizar el hidrógeno, de modo que la línea de recombinación $H\beta$ realmente mide los fotones ionizantes emitidos por la componente caliente en longitudes de onda menores a los 912 \AA . Entonces, la razón entre el flujo emitido por la línea de emisión $H\beta$ y el continuo lindante permite determinar la temperatura de la fuente ionizante. Diversos autores han propuesto modificaciones al método de Zanstra para su mejor aplicación en sistemas simbióticos. Por ejemplo, Boyarchuk [1985] compara las líneas de recombinación de He II $\lambda 4686$ con la de $H\gamma$, mientras que Iijima [1981] propone utilizar las líneas de recombinación de H I, He I y He II. Todos estos métodos suponen que es válido el caso B de recombinación estándar.

También debe tenerse presente que en los espectros de sistemas simbióticos, no es posible separar las contribuciones de la componente caliente, de la nebulosa

y de la gigante, de modo que el continuo lindante a las líneas mencionadas está contaminado por las contribuciones de las diferentes componentes del sistema. A esto debe agregarse que las altas densidades de las nebulosas simbióticas, hace que las emisiones de H y de He estén afectadas por autoabsorción y por consiguiente no sea válido el caso B de recombinación. A fin de evitar estos inconvenientes, se han hecho adaptaciones al método de Zanstra a fin de poder utilizarlo en el rango de longitudes de onda más cortas de los espectros del IUE, ya que en este rango la contribución de la gigante es despreciable. Estas adaptaciones fueron hechas por Kenyon & Webbink [1984] y Mürset et al. [1991], quienes utilizan la línea de emisión de He II $\lambda 1640$ y el continuo adyacente a esa línea para la determinación de la temperatura y luminosidad de la componente caliente. El uso de la línea de He II $\lambda 1640$ tiene la ventaja adicional de no ser afectada por autoabsorción (al menos, no se observan grandes desviaciones del caso B de recombinación, ni absorciones centrales profundas en los espectros ultravioletas de alta resolución).

En la mayoría de los casos, la componente caliente parece ser una enana blanca con luminosidades del orden de $1000 L_{\odot}$ y temperaturas de $10^5 K$ (Mürset et al., [1991], Mikołajewska, Acker & Stenholm [1997]). En el diagrama HR se ubican en la misma región que las estrellas centrales de nebulosas planetarias.

Las luminosidades observadas en la componente caliente pueden ser explicadas si la enana blanca fusiona el hidrógeno proveniente de la gigante a medida que lo va acumulando sobre su superficie. Tasas de pérdida de masa de la gigante de sólo $10^{-8} M_{\odot}/\text{año}$ son suficientes para el éxito de estos modelos termonucleares en enanas blancas con masas típicas a las halladas en las simbióticas (Iben [1982], Sion [1997]). Es posible que algunos sistemas adopten una configuración termonuclear estable. Este podría ser el caso de las simbióticas que no muestran actividad.

En algunos casos, la componente caliente podría ser una estrella de secuencia principal rodeada por un disco de acreción. Tal sería el caso de las simbióticas YY Her, Z And, CI Cyg, V 1016 Cyg y AR Pav. Estos resultados fueron obtenidos por Kenyon & Webbink [1984] a partir del ajuste de espectros obtenidos con el IUE con espectros sintéticos. Sin embargo, estos resultados no pudieron ser reproducidos por Mürset et al. [1991], quienes usaron los mismos espectros y un método de ajuste similar.

La componente caliente en los sistemas simbióticos puede presentar variabilidad intrínseca que va desde pequeñas fluctuaciones observadas noche a noche, hasta erupciones con aumento de brillo de varias magnitudes. Esto las convierte en la componente más interesante en los sistemas simbióticos.

De acuerdo al tipo de actividad se las distingue en novas simbióticas y simbióticas clásicas. Las novas simbióticas han sufrido una única explosión (al menos es lo que se ha registrado observacionalmente) de varias magnitudes. En todos los casos observados la explosión se desarrolla muy lentamente, tomándole varios meses alcanzar el máximo y docenas de años volver al estado preexplosión. Típicos ejemplos de novas simbióticas son AG Peg, RX Pup y RR Tel. El desarrollo de la explosión es

razonablemente bien explicado por reacciones termonucleares del hidrógeno, proveniente de la gigante, que impacta en la superficie de la enana blanca. Es de notar que el mismo mecanismo fue sugerido para explicar la luminosidad de las simbióticas que no muestran actividad. En este sentido, debe mencionarse la posibilidad que, para enanas blancas de baja masa, en realidad se traten de sistemas que han sufrido explosiones de nova extremadamente lentas, las cuales mantienen una luminosidad constante por al menos 200 años (Shara, Prialnik & Kovetz [1993]).

Las simbióticas clásicas, en cambio, muestran ocasionales erupciones de 1 a 3 magnitudes, con escalas de tiempo que van de meses a pocos años. Durante la etapa de actividad la componente caliente muestra un espectro de absorción de tipo A/F, a menudo llamado espectro de absorción azul, al tiempo que se debilitan algunas emisiones de alta ionización. Además, sus curvas de luz muestran oscilaciones con períodos más cortos que el orbital. El espectro de absorción azul se debilita a medida que declina la actividad. Pertenecen a este grupo Z And, CI Cyg y AG Dra. Este tipo de explosiones no pueden ser explicadas por el modelo termonuclear. Posiblemente, la causa de la explosión esté relacionada con cambios en la transferencia de masa y/o inestabilidades en un disco de acreción que rodea a la componente caliente. Esta posibilidad se ve en parte justificada por el hecho de que los sistemas que muestran explosiones múltiple tienen componentes gigantes que llenan (o casi) su lóbulo de Roche. CI Cyg y AX Per son ejemplos típicos de estos casos (Kenyon et al. [1991] y Mikołajewska & Kenyon [1992b], respectivamente).

Una clase adicional de actividad es la que presentan las novae recurrentes simbióticas, las cuales muestran erupciones que duran unos pocos meses. Pertenecen a esta categoría T Cr B y RS Oph. Como la luminosidad de estos sistemas es uno o dos órdenes menor que la encontrada en la mayoría de los sistemas simbióticos, existe la posibilidad de que estén activados por acreción. Como ya se ha mencionado, la masa de la enana blanca en estos sistemas es cercana al valor límite de Chandrasekhar, lo que ha llevado a que algunos autores las postulen como progenitores de supernovas tipo Ia (Hachisu & Kato [2001] y referencias).

Por último, no pueden dejar de mencionarse la componente caliente de los sistemas simbióticos GX 1+4 y GRS 1915+105. El primero de ellos contiene una estrella de neutrones y una gigante M6 III (Davidsen, Malina & Bowyer [1977]) y el segundo aparentemente contiene un agujero negro acompañado por una gigante K (Greiner et al. [2001]). Ambos sistemas están entre los que muestran mayor variabilidad dentro de las binarias que emiten rayos X.

1.2 AR Pavonis

AR Pavonis tiene reservado un lugar en la historia de los sistemas simbióticos debido a que fue la primera simbiótica en ser reconocida como un sistema binario. Fue descubierta por Mayall [1937] a partir del análisis de placas fotográficas obtenidas entre 1889 y 1936. Ella notó la presencia de un único eclipse cada 605 días y un

comportamiento irregular de la curva de luz fotográfica tanto fuera como durante el eclipse. Además, a partir de la presencia de una profunda absorción de hidrógeno en el lado azul de las emisiones de Balmer, la clasificó como una estrella tipo P Cygni.

El espectro de AR Pav muestra emisiones nebulares de H I, He II $\lambda 4686$, He I, [O III], [Ne III], C III, N III, Fe II y [Fe II], superpuestas a un continuo con absorciones de Ti II, Sc II, Sr II y un espectro de absorción tardío con bandas de absorción de TiO (Sahade [1949], Thackeray [1954]).

El primer estudio espectroscópico detallado de AR Pav fue realizado por Thackeray [1959], quien notó la presencia de un espectro con tres características bien diferenciadas. La primera de ellas muestra líneas de emisión de alta y baja excitación, las que se debilitan pero no desaparecen durante el eclipse (aunque la emisión de He II $\lambda 4686$ casi desaparece). La segunda de ellas muestra un espectro de absorción típico de gigantes de tipo F, llamado espectro de absorción cF. Estas absorciones fueron inusualmente profundas después del eclipse del año 1954, sugiriendo que el sistema sufrió algún tipo de explosión. Si bien no existen registros fotométricos de esa época, el análisis de los tiempos de exposición y de la densidad de las placas fotográficas indican que el sistema fue una magnitud más brillante que lo usual (Thackeray & Hutchings [1974]). Por último, durante el eclipse aparece un espectro de absorción tardío con bandas de absorción molecular de TiO y tal vez absorciones de Fe I. Thackeray [1959] sugiere una estructura de estratificación, donde las líneas de más alta excitación están más concentradas hacia el objeto eclipsado, a partir de la variación de las emisiones permitidas respecto de la emisión de [O III] $\lambda 4363$ durante el eclipse.

El mismo autor, esta vez en colaboración con Hutchings, presentó quince años después una segunda y más completa parte de este trabajo (Thackeray & Hutchings [1974]). A partir del análisis de espectros recolectados a lo largo de 20 años, ellos confirmaron la estructura de estratificación y obtuvieron las curvas de velocidad radial de las emisiones permitidas (principalmente He I), las prohibidas y el espectro de tipo cF. Ellos notaron que el tiempo de conjunción espectroscópica de la curva de velocidad radial de He I coincidía con el mínimo fotométrico, cuando las emisiones de He I se hacen más débiles. Por tal motivo, atribuyeron las velocidades de las emisiones de He I al movimiento de la componente caliente. Combinando la función de masa de las emisiones de He I con la duración del eclipse obtuvieron masas de $2.5 M_{\odot}$ y $1.2 M_{\odot}$ para la componente caliente y la gigante respectivamente. Por otra parte, encontraron un patrón menos claro en las curvas de velocidad radial de las absorciones tipo cF y las emisiones prohibidas de [O III]. En particular, ambas soluciones producían una gran excentricidad (~ 0.4). Además, la curva de velocidad de las absorciones tipo cF presentaba una gran dispersión respecto de la calculada, motivo por el cual atribuyen estas absorciones a una corriente de materia que va de la gigante hacia la componente caliente. Como interpretación de todos estos datos, ellos propusieron un modelo según el cual AR Pav está compuesta por una gigante de tipo espectral M3 III que llena su lóbulo de Roche y transfiere

materia hacia una componente caliente de 30 000 K de temperatura. El modelo de Thackeray & Hutchings [1974] es referido habitualmente conteniendo una enana blanca como componente caliente. Sin embargo, ellos nunca propusieron una enana blanca, sino que simplemente dicen que el radio de la componente caliente puede ser considerablemente más chico que el deducido a partir de los eclipses ($R_{cal} \sim 65 R_{\odot}$) si una gran fracción de la luz medida en las líneas de emisión se origina en una nebulosa extendida que rodea a la componente caliente.

AR Pav fue observada en distintos rangos de longitudes de onda, que van desde el ultravioleta hasta el radio. A partir de la fotometría en los filtros UBV durante el eclipse se deduce que el objeto eclipsado es altamente variable, tanto en brillo como en tamaño, y además parte del mismo no es eclipsado (Andrews [1974]. El mismo resultado fue obtenido por Hutchings et al. [1983] a partir del estudio de espectros de baja resolución obtenidos con el IUE durante el eclipse de 1982. Los dos trabajos consideran que los eclipses son producidos por el ocultamiento de una región extendida y no puramente estelar. A partir de la comparación de las curvas fuera y durante el eclipse, Andrews [1974] concluye que el modelo propuesto por Thackeray & Hutchings [1974] es básicamente correcto.

La fotometría infrarroja en los filtros JHKL indica que la componente fría es una gigante normal, de modo que AR Pav es una simbiótica tipo S (Glass & Webster [1973], Allen [1978]). Esto está en buen acuerdo con los tipos espectrales propuestos para la gigante, que van desde M3 III a M6 III (Menzies et al. [1982], Schulte-Ladbeck [1988], Mürset & Schmid [1999] y Allen [1980]). Si bien fue observada en radio frecuencias, AR Pav no fue detectada (Wright & Allen [1978]).

El espectro ultravioleta muestra intensas emisiones de Ly α , N V, Si III, Si IV, N IV], C IV, He II λ 1640, O III], N III] y Si III] (Hutchings & Cowlewy [1982]). Estos espectros fueron analizados también por Kenyon & Webbink [1984], quienes ajustaron espectros sintéticos con distintas componentes a los espectros obtenidos por el IUE. A partir de su análisis, ellos modificaron el modelo de Thackeray & Hutchings [1974] y atribuyeron la componente caliente a una estrella de secuencia principal rodeada por un disco de acreción. En particular, ellos notaron que sólo un disco de acreción alrededor de una estrella de secuencia principal puede dominar el continuo en el visual sobre la contribución de la gigante tardía, tal como es observado en AR Pav. Este modelo es comúnmente el más aceptado para AR Pav. Sin embargo Mürset & Nussbaumer [1991] no pudieron reproducir estos resultados pese a usar los mismos espectros y un método básicamente similar. Ellos señalan dos problemas en el ajuste de Kenyon & Webbink [1984]. Por un lado, que en los espectros analizados la componente caliente aún estaba siendo eclipsada por la gigante. Por otro lado, ellos destacan un muy buen ajuste de la emisión del He II λ 4686, pero un muy pobre ajuste del continuo.

Como ya fue mencionado, la curva de luz de AR Pav presenta grandes fluctuaciones, motivo por el cual fue analizada por varios autores, disponiéndose además de una completa fotometría visual a lo largo del tiempo. En este sentido, la propia

descubridora del sistema, Mayall [1937], observó que la diferencia entre el brillo máximo y el mínimo es generalmente de 3 magnitudes (de $\approx 8.5^m$ a $\approx 11.8^m$), pero que este rango de magnitudes es variable y que, en promedio, la curva de luz es más brillante antes que después del eclipse. Además sus datos fotométricos sugieren modulaciones de 7 y 35 años superpuestas al período de 605 días. La curva de luz analizada por Andrews [1974] muestra algunas diferencias significativas con respecto a la de Mayall [1937]. Particularmente, aparece un mínimo secundario. Bruch, Niehues & Jones [1994] analizaron fotometría en el sistema *ubvy* obtenida a lo largo de siete ciclos orbitales entre 1982 y 1993 y encontraron grandes variaciones de las curvas de luz fuera del eclipse, con la presencia particular de un marcado pico presente a partir de 1986, indicativo de un comienzo de la actividad del sistema. De su análisis se desprende que el modelo de Thackeray & Hutchings [1974], con la modificación hecha por Kenyon & Webbink [1984] es básicamente correcta pero que no pueden explicar las variaciones observadas en la curva de luz. Ellos adjudican estas variaciones a cambios en la transferencia de masa debido a pulsaciones de la gigante, los cuales provocan un aumento del brillo del disco de acreción.

A modo de ejemplo de las variaciones observadas en la curva de luz de AR Pav, parte de la misma es mostrada en la **Figura 1.3**. Sin embargo, es altamente recomendable ver las Figuras 1 y 3 de Skopal et al. [2000a], ya que ellos analizaron la curva de luz visual histórica, es decir, desde 1889. Ellos observan un comportamiento muy distinto de la curva de luz durante las épocas de actividad y las de quietud. Durante las épocas de quietud, la forma de los eclipses es estable y la forma de la curva de luz es similar a la que muestran las variables novae enanas cataclísmicas durante las fases de quietud, sugiriendo una gran transferencia de materia hacia un disco de acreción. Sin embargo, para ajustar con éxito la curva de luz, introducen una zona activa del disco (que llaman mancha brillante), la cual justifican mediante la dinámica del gas y por la penetración de la corriente hacia el interior del disco. De este modo sugieren una diferente geometría del disco de acreción respecto del producido por el modelo de transferencia de masa en las novae enanas. En cambio, durante las épocas de actividad, los eclipses varían de ciclo a ciclo y aparece una modulación periódica en la curva de luz, que ellos atribuyen a una región colisional localizada sobre la superficie de la gigante como resultado de la erupción de la componente caliente. A partir del análisis de la curva de luz, combinada con la función de masa de Thackeray & Hutchings [1974] y con la suposición de que la gigante llena su lóbulo de Roche, Skopal et al. [2000a] determinaron masas de $4.5 M_{\odot}$ y $1.8 M_{\odot}$ para la componente caliente y fría respectivamente. Además, a partir del análisis de la totalidad de la curva de luz Skopal et al. [2000a] encuentran una disminución del período de 1.3 días cada cien años, el cual atribuyen a materia expulsada fuera del sistema por ser la gigante la menos masiva. Además, encuentran variaciones pulsacionales de la gigante con un período de 106 días.

La primera solución orbital para la gigante fue obtenida recientemente por Schild et al. [2001]. Ellos también midieron la velocidad de rotación de la gigante

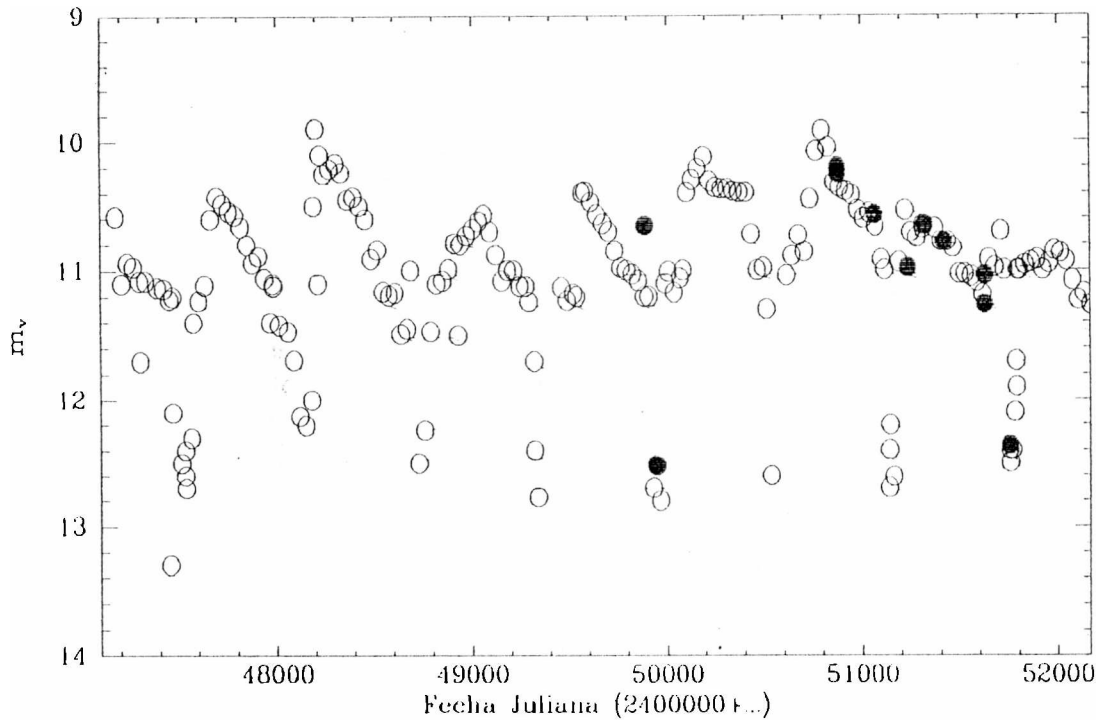


Figura 1.3: Curva de luz visual de AR Pav. Círculos blancos indican datos obtenidos por la RASNZ, círculos negros las magnitudes obtenidas en este trabajo (ver Capítulo 2)

y, suponiendo corrotación, determinaron su radio. A partir del radio calculado, el tipo espectral de la gigante y su correspondiente temperatura efectiva, estimaron la luminosidad de la gigante y la distancia al sistema. Luego, con la posición de la gigante en el diagrama HR determinaron una masa de $2 M_{\odot}$ para la gigante. Combinando este dato con la función de masa de la gigante obtuvieron una masa de $0.75 M_{\odot}$ para la componente caliente. De los parámetros físicos calculados para la gigante, ellos concluyeron que la misma no llena su lóbulo de Roche. Además, ellos reanalizaron las velocidades radiales de Thackeray & Hutchings [1974] y concluyeron que la curva de velocidad radial de las absorciones tipo cF están asociadas a la componente caliente aunque no de un modo directo.

Es de notar que la configuración obtenida por Schild et al. [2001], donde la estrella más masiva es la gigante, es diferente de la encontrada por Thackeray & Hutchings [1974] y por Skopal et al. [2000a], para quienes la gigante era la menos masiva de las componentes. Un resultado similar al obtenido por Schild et al. [2001] fue también encontrado por Quiroga et al [2002], quienes determinaron, en forma directa, las masas de las dos componentes. Parte de la presente tesis incluye la totalidad del trabajo de Quiroga et al. [2002].

Más recientemente aún, Skopal [2003] analizó la distribución espectral de energía entre $\lambda 1270$ y $\lambda 34000$ Å. Para ello, ajustó la distribución de energía mediante la contribución de distintas componentes individuales típicas de estrellas simbióticas. De esta manera, encontró que no es posible ajustar el continuo ultravioleta y óptico a partir de las componentes habitualmente aceptadas para los sistemas simbióticos, pero que la radiación es bien ajustada por un cuerpo negro y un disco de acreción dentro de una extensa corona. El ajuste obtenido de esta manera es inconsistente con una enana blanca y requiere una alta tasa de acreción ($\geq 2 \cdot 10^{-4} M_{\odot}/\text{año}$).

Las primeras observaciones polarimétricas de AR Pav fueron realizadas en las bandas B, V, I y en la línea H α por Schulte-Ladbeck et al. [1990], quienes detectaron alguna variación en el ángulo de posición (aunque en el límite de los errores observacionales). Quiroga [1997] y Brandi et al. [2000] encontraron polarización intrínseca en el sistema a partir del análisis de datos en las bandas UBVR I , sugiriendo una posible correlación de la polarización con la fase orbital.

1.3 Objetivos

Como se ha mencionado, varios modelos han sido propuestos para explicar la naturaleza de la simbiótica eclipsante AR Pav. El sistema es bien conocido fotométricamente, aunque no del todo entendido, y el último estudio espectroscópico detallado se basó en espectros de baja resolución. Por tal motivo, un nuevo estudio espectroscópico de alta resolución era necesario a fin de comprender la naturaleza del sistema y ampliar nuestro conocimiento sobre las binarias simbióticas en general. Por otro lado, estudios polarimétricos pueden brindar importante información en los sistemas simbióticos, ya que ellos contienen nebulosas y envolturas circunestelares, las cuales pueden presentar asimetrías.

Para el desarrollo del trabajo fueron necesarios cumplimentar los siguientes pasos:

- identificación de detalles espectrales,
- análisis de los perfiles de emisión, medición de velocidades radiales y otros parámetros, tales como flujos, anchos equivalentes, etc. de las líneas espectrales y su relación con la fase orbital
- análisis de los datos polarimétricos para la obtención de los parámetros de Stokes y su relación con la fase orbital.

A partir del análisis de esta información se pretende alcanzar los siguientes objetivos:

1. Obtener las curvas de velocidad radial asociadas a las dos componentes y derivar los parámetros orbitales del sistema. Determinar qué características espectrales representan mejor el movimiento orbital de la componente caliente. En particular, determinar las curvas de velocidad radial de las absorciones tipo cF y de las distintas componentes de los perfiles de H y de He II.
2. Aplicar la metodología empleada en AR Pav para hallar las curvas de velocidad radial a los sistemas simbióticos AE Ara, FN Sgr, RS Oph y KX TrA. Posteriormente, analizar similitudes y diferencias.
3. Obtener parámetros físicos de la componente fría -tipo espectral, temperatura, radio, luminosidad- y la forma en que la misma transfiere materia a la componente caliente.
4. Determinar la naturaleza de la componente caliente, en particular si se trata de una enana blanca o una estrella de la secuencia principal.
5. Estudiar los perfiles de línea que presentan una estructura compleja a fin de distinguir las componentes gaseosas que intervienen en su formación.
6. Establecer la geometría de la nebulosa a partir del estudio de las velocidades radiales, variaciones del flujo y los datos polarimétricos.
7. Analizar los cambios espectrales que se producen durante las épocas de "actividad" y de "quietud" del sistema.

Capítulo 2

Observaciones y procesamiento de datos

Las observaciones analizadas en este trabajo fueron obtenidas con el telescopio “Jorge Sahade” de 2.15 m del Complejo Astronómico el Leoncito (CASLEO), San Juan, Argentina, como parte de un programa de seguimiento espectroscópico y polarimétrico de simbióticas australes, iniciados en 1990 y 1994 respectivamente.

2.1 Observaciones espectroscópicas

2.1.1 El instrumental

En el estudio espectroscópico del sistema se han utilizado distintos detectores. Entre 1990 y 1992 se obtuvieron imágenes de resolución intermedia con el espectrógrafo Cassegrain Boller & Chivens, usándose como detectores el equipo Z-Machine primeramente y luego un CCD Thomson de 384x576 elementos. Una descripción de la adquisición y reducción de datos con el equipo Z-Machine puede ser encontrada en Barbá et al. [1992]. A partir de 1993 se comenzó a observar en alta dispersión con el espectrógrafo echelle REOSC y un CCD Tek de 1024x1024 elementos.

En la **Tabla 2.1** se detallan las observaciones espectroscópicas de AR Pavonis. La efemérides usada es la dada por Bruch, Niehues & Jones [1994]:

$$DJMin = 2\,420\,331.3 + 604.5 E. \quad (2.1)$$

la cual está referida al mínimo fotométrico.

2.1.2 Reducción de datos

Los espectros tomados con el detector Z-Machine fueron procesados y calibrados en la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la UNLP con el procesador

de imágenes en un modo similar al usado para observaciones IDS (Intermediate Dispersion Spectrograph, ver IHAP Manual, 1985 March). Estos espectros fueron calibrados por E. Brandi, R. Barbá y L. G. García. El espectro obtenido en mayo de 1998 fue calibrado por N. Morrell.

La reducción de las imágenes tomadas con el CCD Thomson y el espectrógrafo echelle REOSC fue realizada con el software IRAF (Image Reduction and Analysis Facility). El proceso de reducción de datos es bien conocido, por lo cual sólo se hará una breve reseña. El primer paso en el proceso de reducción es la corrección de efectos instrumentales, la cual se realiza usando los paquetes *zerocombine* y *ccdproc*. El paso siguiente es la extracción de un espectro unidimensional de la información almacenada en forma bidimensional. Para ellos se utiliza el paquete *apall*.

La calibración de los espectros en longitud de onda se realiza a través de espectros de comparación que consisten en exposiciones de lámpara de Th-Ar y son tomados en la misma posición del telescopio para prevenir de posibles movimientos del detector, como así también de posibles flexiones del instrumento. A fin de realizar la calibración en longitud de onda se utiliza la tarea *ecidentify*, la cual despliega el espectro de comparación extraído previamente con el paquete *apall* usando los parámetros de extracción que se utilizaron para la estrella a calibrar. Una vez calibrados todos los espectros de comparación, se refiere dicha calibración a los espectros estelares usando los paquetes *refspectra* y *dispcor*. El primero de los paquetes escribe en los encabezamientos de las imágenes cuál es/son la/s comparación/es correspondiente/s. El segundo paquete, genera un nuevo archivo con el espectro del objeto calibrado en longitud de onda.

El paso final en el procesamiento de las imágenes es la calibración en flujo. Para este fin, cada noche se observaron estrellas patrones de flujo extraídas de Hamuy et al. [1992] y Hamuy et al. [1994]. La **Tabla 2.2** lista las estrellas patrones de flujo que se han utilizado en los diferentes turnos de observación. Las estrellas patrones de flujo fueron calibradas con los paquetes *standard*, *sensfunction* y *calibrate*. El primer paquete integra las estrellas patrón observadas sobre bandas calibradas y produce un archivo de salida con la calibración de flujos. Los flujos son obtenidos a partir de estrellas patrones tabuladas. El paquete *sensfunction* es usado para determinar la sensibilidad como una función de la longitud de onda para cada apertura y los coeficientes de extinción atmosférica. El último paquete aplica las correcciones de extinción y la calibración de flujo. Debido a las condiciones cambiantes en el cielo del CASLEO (velo, nubes, seeing, etc), es deseable observar varias estrellas patrones de flujo en una noche (al menos una cada dos horas). De esa manera se puede analizar la variación de las condiciones del cielo y elegir la mejor calibración para cada estrella. En la mayoría de los casos la mejor calibración es aquella hecha con la estrella patrón de flujo temporalmente más próxima a la hora de la observación. Un análisis de los errores de la calibración en flujo, por comparación con las estrellas patrón de flujo, muestra que los mismos son del orden del 15% para las imágenes obtenidas con Z-Machine, del 5% para las obtenidas con el CCD Thomson

Tabla 2.1: Listado de observaciones espectroscópicas de AR Pav

N ^{o3}	Imagen	Fecha	D _J †	Fase (s)	t _{exp}	Detector Å	Rango λ/Δλ	Resolución
1	zago607	14/08/90	2448117.72	0.966	120	Z M	5850-7200	2700
	zago608	14/08/90	2448117.73	0.966	480	Z M	5850-7200	2700
2	znov301	05/11/90	2448200.51	0.103	360	Z M	5850-7100	2700
3	znov4r01	06/11/90	2448201.52	0.105	360	Z M	5850-7100	2700
4	znov504	09/11/90	2448204.54	0.110	360	Z M	4380-5050	4100
5	zabr416	06/04/91	2448352.80	0.355	480	Z M	5800-7100	2700
6	zabr513	07/04/91	2448353.83	0.357	600	Z M	4400-5050	4100
7	fw1004	17/08/92	2448851.73	0.180	300	T CCD	8300-9000	2600
	fw1005	17/08/92	2448851.74	0.180	400	T CCD	8300-9000	2600
	fw1006	17/08/92	2448851.74	0.180	500	T CCD	8300-9000	2600
8	fw38a	19/06/95	2449887.75	0.894	900	R CD ¹	4820-7800	15000
	fw38b	19/06/95	2449887.76	0.894	1200	R CD ¹	4820-7800	15000
9	fwobj012	12/08/95	2449941.67	0.983	900	R CD ¹	4230-7300	15000
	fwobj013	12/08/95	2449941.69	0.983	1800	R CD ¹	4230-7300	15000
	fwobj014	12/08/95	2449941.72	0.983	1800	R CD ¹	4230-7300	15000
10	fwobj72	07/03/98	2450879.89	0.535	900	R CD ¹	4320-7350	15000
	fwobj73	07/03/98	2450879.90	0.535	900	R CD ¹	4320-7350	15000
11	fwobj88a	08/03/98	2450880.86	0.537	1200	R CD ¹	4320-7350	15000
	fwobj88b	08/03/98	2450880.88	0.537	1100	R CD ¹	4320-7350	15000
12	fwnid21	30/05/98	2450963.91	0.674	900	BC	3900-5020	3300
13	fwobj010	08/09/98	2451064.63	0.841	600	R CD ¹	5750-8750	15000
14	fwobj087	13/09/98	2451069.62	0.849	600	R CD ²	4075-7100	15000
15	fwobj60	01/03/99	2451238.86	0.129	600	R CD ¹	4625-7550	15000
	fwobj61	01/03/99	2451238.87	0.129	800	R CD ¹	4625-7550	15000
16	fwobj21	26/05/99	2451324.81	0.271	900	R CD ¹	4550-7550	15000
17	fset011	31/08/99	2451421.60	0.431	900	R CD ¹	5700-8700	15000
fset012		31/08/99	2451421.62	0.431	1100	R CD ¹	5700-8700	15000
18	fwobj041	01/09/99	2451422.67	0.433	900	R CD ¹	4250-7300	15000
19	fwobj065	02/09/99	2451423.58	0.435	900	R CD ¹	4250-7300	15000
20	fwobj25	25/03/00	2451628.88	0.774	900	R CD ¹	4450-7550	15000
	fwobj26	25/03/00	2451628.89	0.774	600	R CD ¹	4450-7550	15000
21	fwobj95	27/03/00	2451630.87	0.778	600	R CD ¹	4450-7550	15000
	fwobj98	27/03/00	2451630.90	0.778	600	R CD ¹	4450-7550	15000
22	fwobj22	29/07/00	2451754.69	0.982	900	R CD ¹	4000-7100	15000
	fwobj23	29/07/00	2451754.71	0.982	1200	R CD ¹	4000-7100	15000
	fwobj24	29/07/00	2451754.72	0.983	700	R CD ¹	4000-7100	15000
23	fwobj84	31/07/00	2451756.71	0.986	900	R CD ¹	5500-8700	15000
	fwobj85	31/07/00	2451756.72	0.986	1500	R CD ¹	5500-8700	15000

Z M: Reticon Z-Machine

T CCD: Thompson CCD (384x576 elementos)

R CD: Espectrógrafo echelle en dispersión cruzada

BC: Espectrógrafo Boller & Chivens

¹ Imagen tomada con factor bin 2

² Imagen tomada con factor bin 4

³ La numeración es por fecha juliana

Tabla 2.2: Listado de las estrellas patrones de flujo

Estrella	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	V
HR 9087	00:01:49.4	-03:01:39	5.12
HR 718	02:28:09.5	+08:27:36	4.28
HR 1544	04:50:36.7	+08:54:00	4.35
HR 3454	08:43:13.5	+03:23:55	4.3
HR 4468	11:36:40.9	-09:48:08	4.68
HR 4963	13:09:57.0	-05:32:20	4.38
HR 5501	14:45:30.2	+00:43:02	5.7
HR 7596	19:54:44.8	+00:16:25	5.63

y del 20% en la parte central (con mejor S/N) de cada orden de los espectros echelle REOSC.

A fin de evaluar la calidad de las calibraciones en flujo obtenidas con los espectros echelle (existen indicios de que las calibraciones obtenidas no siempre son buenas), se compararon los espectros calibrados con las magnitudes visuales medias provistas cada mes por The Variable Star Section of the Royal Astronomical Society of New Zealand (RASNZ). Para ello se calculó la magnitud aparente visual del espectro calibrado mediante:

$$m_V = -2.5 \frac{\int_0^\infty F(\lambda) * S(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty S(\lambda) d\lambda} + c \quad (2.2)$$

donde $S(\lambda)$ es la respuesta del filtro V en función de la longitud de onda, $F(\lambda)$ es el flujo medido en esas longitudes tomando un ancho de banda de 30 Å y c una constante. El rango espectral de algunas imágenes (las tomadas principalmente en el rojo) no permiten una evaluación directa de la magnitud visual. En estos casos, se utilizó el hecho de que las mismas estrellas fueron observadas en el azul la noche anterior o posterior, con lo que una simple comparación entre las aperturas con longitudes de onda comunes es suficiente para evaluar la calidad de la calibración. En la **Tabla 2.3** se puede observar que, excepto para el espectro tomado en junio de 1995, las magnitudes visuales de los espectros calibrados están en buen acuerdo con las publicadas por la RASNZ.

2.1.3 Algunos métodos de medición

Las distintas mediciones hechas a los espectros fueron realizadas también con el software IRAF, usando la tarea *split*.

Tabla 2.3: Comparación entre las magnitudes visuales de los espectros échelles tomados en CASLEO y los obtenidos por lá RASNZ

N°	Fecha	DJ	Fase	$m_V, \text{espectroscopica}$	m_V, RASNZ
8	19/06/95	2449887.75	0.894	10.65	11.20
9	12/08/95	2449941.67	0.983	12.51	12.56
10	07/03/98	2450879.89	0.535	10.20	10.32-10.36
11	08/03/98	2450880.86	0.537	10.25	10.32-10.36
14	13/09/98	2451069.62	0.849	10.57	10.56-10.66
15	01/03/99	2451238.86	0.129	10.98	10.54-10.71
16	26/05/99	2451324.81	0.271	10.65	10.68
18	01/09/99	2451422.67	0.433	10.78	10.73-10.78
20	25/03/00	2451628.88	0.774	11.26	11.19-10.92
21	27/03/00	2451630.87	0.778	11.04	11.19-10.92
22	29/07/00	2451754.69	0.982	12.36	12.40

Las velocidades radiales de las distintas líneas fueron obtenidas mediante el ajuste con una Gaussiana al perfil, luego de lo cual se aplicó la corrección al Sol y se las transformó en velocidades heliocéntricas (usando la tarea *rvcorrect*). En los casos en que se analizó un conjunto de líneas, un valor medio de ese conjunto fue calculado para cada espectro.

Los flujos, anchos equivalentes y anchos a mitad de intensidad de las líneas de emisión simétricas fueron calculados también mediante el ajuste de una gaussiana. Cuando el perfil de emisión era asimétrico o el ajuste de una gaussiana no resultaba bueno, se lo integró usando la rutina “e” de la tarea *splot*. Las mediciones de los continuos fueron realizadas también de esta manera.

Los perfiles de emisión que presentan una estructura de doble pico fueron descompuestos en dos componentes, ajustando gaussianas y/o lorentzianas, mediante la rutina *deblending*, “d”, de la tarea *splot*.

Se supone en general que las alas de los perfiles de H y He II se forman en el disco de acreción que rodea a la componente caliente o en las inmediaciones de ella. Por este motivo, se ha prestado particular atención a las velocidades de las alas de H α , H β , H γ y He II λ 4686. A fin de medirlas, se ha utilizado un método descrito por Schneider & Young [1980] y refinado por Shafter [1983], el cual ha sido aplicado con gran éxito en variables cataclísmicas (Shafter [1983], Mennickent [1995] y referencias). Este método consiste en convolucionar el espectro digitalizado (S) con dos gaussianas cuyos centros tienen una separación $2b$. La longitud de onda, λ , del perfil de emisión $S(\lambda)$ se puede obtener resolviendo la ecuación

$$\int_{-\infty}^{+\infty} S(\Lambda)G(\lambda - \Lambda)d\Lambda = 0 \quad (2.3)$$

donde

$$G(x) = \exp[-(x - b)^2/2\sigma^2] - \exp[-(x + b)^2/2\sigma^2]. \quad (2.4)$$

La elección del parámetro b depende de las características del espectro a ser analizado -el ancho de la línea de emisión- y σ es la desviación estándar de las gaussianas. Las dos gaussianas son movidas a lo largo del perfil de emisión hasta que se encuentra una velocidad para la cual los flujos convolucionados para cada gaussiana son los mismos. En la práctica, para resolver la ecuación 2.3, se deben digitalizar los espectros y resolver la ecuación

$$\sum_{i=1}^N S_i G(i - \Lambda) = 0 \quad (2.5)$$

Los perfiles fueron digitalizados con las tareas *imtab* y *tdump* del paquete *tables - tools* de IRAF y la ecuación 2.5 fue resuelta por el método de Newton, para lo cual se ha elaborado un programa en *fortran77*. Scheneider & Young [1980] encontraron que este método está muy bien condicionado para datos con baja relación señal/ruido. Sus resultados fueron chequeados con los obtenidos por otros métodos con resultados satisfactorios.

Una dificultad en la obtención de la curva de velocidad radial de las alas del perfil de una emisión ancha, es el desconocimiento de hasta dónde se extienden las mismas. Shafter [1983] encontró que la elección de los parámetros b y σ no influyen ni en el período ni en la velocidad sistémica γ , pero que la semiamplitud de la curva de velocidad radial K depende del ancho b elegido.

El primer paso para evitar los inconvenientes mencionados en el párrafo anterior fue sumar todos los espectros tomados en el mismo turno de observación, de modo de obtener una mejor relación señal/ruido. Luego se aplicó el procedimiento indicado para la emisión $H\alpha$, fijando el valor de σ en 7 \AA y probando distintos valores de b . Para cada uno de estos anchos se obtuvo una solución orbital circular por mínimos cuadrados suponiendo un período de 604.5 días y la efemérides dada por Bruch, Niehues & Jones [1994]. La Figura 2.1 ilustra la dependencia de la semiamplitud K calculada para $H\alpha$, con su correspondiente error estándar σ_K , en función del ancho b . La mejor estimación de K es determinada por el valor de b a partir del cual σ_K crece bruscamente. En el caso de la emisión $H\alpha$, se observa que σ_K aumenta abruptamente para valores de b más grandes que 10 \AA , mientras que para anchos un poco menores los cambios no son significativos. Estos grandes errores pueden ser atribuidos a mediciones de velocidades dominadas por el ruido y no por el extremo de alta velocidad de las alas del perfil. Es decir, el brusco crecimiento del error estándar marca el ancho máximo que tiene la emisión. Por lo tanto se adoptó $b = 10 \text{ \AA}$ (460 km s^{-1}) como el mejor valor del ancho del perfil para $H\alpha$. Un análisis

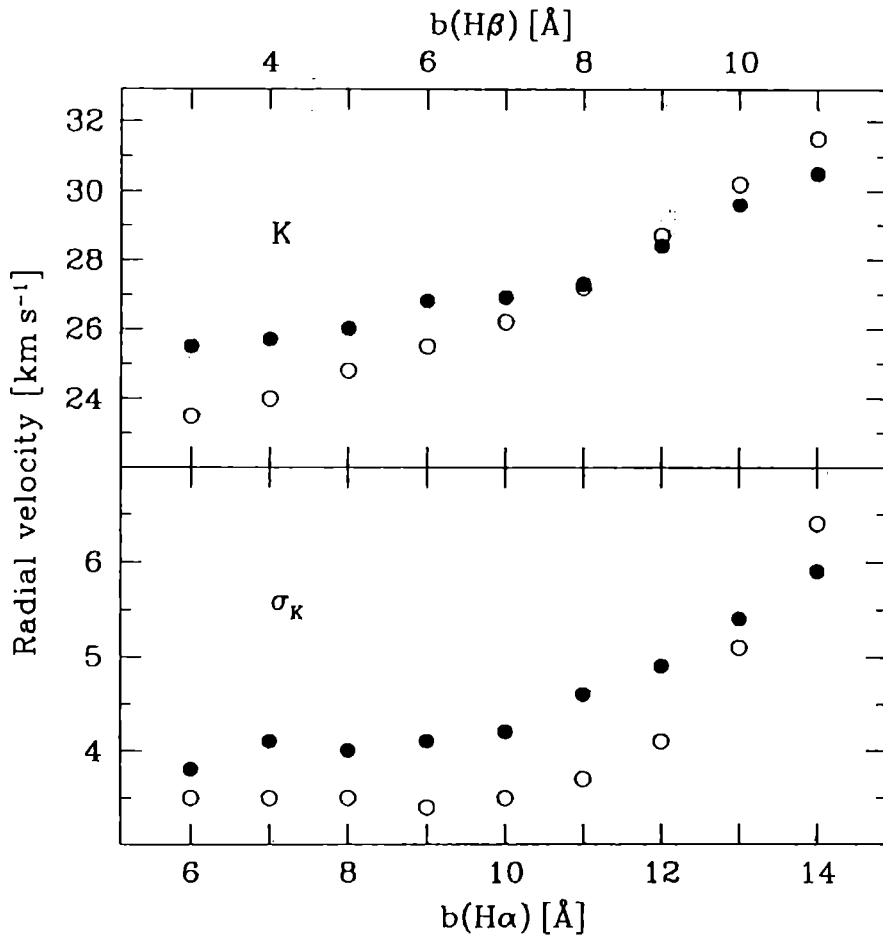


Figura 2.1: La semiamplitud orbital K y su error estandar σ_K para las alas de las velocidades radiales de $H\alpha$ (círculos llenos) $H\beta$ (círculos vacíos), respectivamente, en función del parámetro b . La mejor estimación de K es determinada por el valor de b donde σ_K comienza a aumentar rápidamente

similar al efectuado para $H\alpha$, condujo a elegir $b = 7 \text{ \AA}$ (430 km s^{-1}) y $\sigma = 5 \text{ \AA}$ para $H\beta$ y $b = 5 \text{ \AA}$ (320 km s^{-1}) y $\sigma = 3 \text{ \AA}$ para $\text{He II } \lambda 4686$.

2.2 Observaciones polarimétricas

2.2.1 El fotopolarímetro de Torino

El fotopolarímetro de Torino (PST - Photopolarimetric System of Torino Observatory) fue instalado en mayo de 1994 en el marco de un convenio entre el Observatorio de Torino (Italia) y el CASLEO. Su diseño sigue el esquema desarrollado por V. Pirola del Observatorio de Helsinki (Pirola [1973]). El instrumento permite mediciones de

polarización e intensidad en forma simultánea en cinco bandas cuyas longitudes de onda equivalentes -muy cercanas a las bandas fotométricas UBVRI- son 3600, 4400, 5300, 6900 y 8300 Å.

Mediciones simultáneas en las cinco bandas UBVRI son realizadas por medio de cinco fotomultiplicadoras acopladas con un conjunto de cinco filtros diecricos los cuales reflejan el deseado intervalo espectral mientras transmiten las otras longitudes de onda.

La **Figura 2.2** (extraída de Piirola [1973]) muestra a la izquierda el principio de funcionamiento del instrumento como fotómetro. Un diafragma con dos aperturas es colocado en el plano focal. Un *chopper* rotante cierra alternadamente una de las aperturas, dejando la otra libre. De este modo, el fotocátodo es iluminado alternadamente por la luz proveniente de la estrella o por una cantidad de *fondo* que es el que pasa por la otra apertura que tiene el mismo tamaño que el usado para la estrella. La lente de campo permite que la misma parte del cátodo sea iluminada, evitando posibles efectos debidos a la diferente sensibilidad en distintas partes del cátodo.

El uso del PST como polarímetro implica colocar un bloque de calcita plano paralelo frente al plano focal (**Figura 2.2**, derecha). El borde superior del bloque de calcita divide la luz en dos componentes perpendicularmente polarizadas. El rayo ordinario es refractado siguiendo la usual ley de refracción, mientras que el rayo extraordinario es desviado un ángulo de $6^{\circ} 14'$. En el borde inferior el rayo extraordinario es refractado en su dirección original y, por lo tanto, se obtienen dos imágenes de la estrella polarizadas perpendicularmente. La separación de estas dos imágenes depende del ancho del bloque de calcita.

El *chopper* rotante permite que el fotocátodo sea iluminado alternadamente por el rayo ordinario y el extraordinario. De este modo, se produce una eliminación directa de la polarización de fondo del cielo ya que la componente extraordinaria del *cielo* es refractada sobre la componente ordinaria de la *estrella + cielo*, mientras que la componente ordinaria del *cielo* lo es sobre la componente extraordinaria de la *estrella + cielo*. Como las componentes son perpendicularmente polarizadas, la polarización de cielo es eliminada, lo cual es particularmente importante en la observación de estrellas débiles o en noches con luna.

Para observaciones de luz linealmente polarizada, los parámetros de Stokes Q y U son computados por medio de mediciones hechas en ocho ángulos diferentes del retardador de media onda ($\lambda/2$) ubicado frente al bloque de calcita. Para mediciones de polarización circular se utiliza un retardador de cuarto de onda ($\lambda/4$).

El sistema ASYST (Mc Millan Software Company) permite la adquisición y reducción de datos en forma simultánea en las cinco bandas. En cualquier momento el observador puede leer y definir el estado del equipo. El sistema permite contar los pulsos de las cinco fotomultiplicadoras y hace un cálculo preliminar de la polarización de las estrellas observadas.

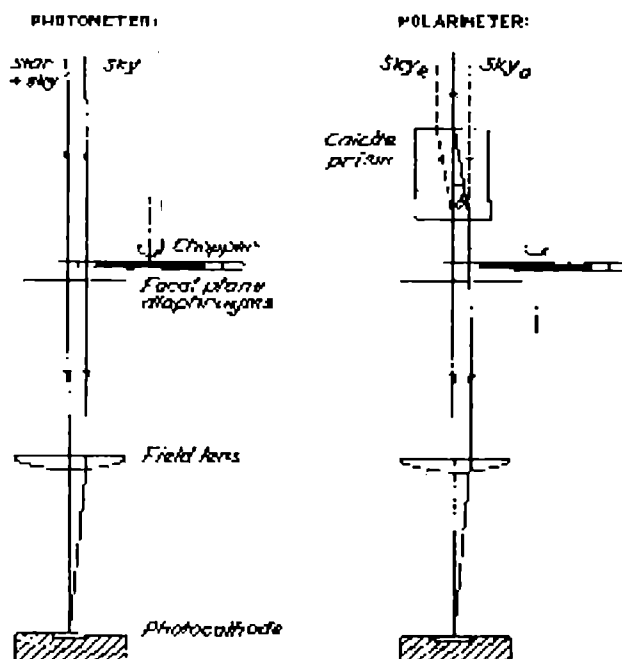


Figura 2.2: Esquema del fotopolarímetro en sus dos modos: a la izquierda, como fotómetro; a la derecha, como polarímetro. Figura tomada de Piirola [1973]

2.2.2 Reducción de los datos polarimétricos

En la reducción de datos se usan los programas diseñados específicamente para el PST por V. Piirola.

La salida del PST es a través de un archivo cuya primera línea contiene la identificación de la estrella, la fecha y la hora de inicio de la observación. La siguiente línea identifica el *fondo* y muestra las cuentas de los rayos ordinario y extraordinario para cada una de las cinco bandas. Las siguientes líneas contienen la misma información pero referida a la estrella en cada uno de los ocho ángulos del retardador.

El primer paso en la reducción es la corrección del ángulo de posición para referirlo al sistema ecuatorial y la corrección por polarización instrumental. Para ambas correcciones se requieren repetidas observaciones de estrellas patrones de alta polarización y estrellas de polarización nula. La **Tabla 2.4** muestra las estrellas patrones utilizadas en los distintos turnos de observación.

El programa *polred3* calcula los parámetros de Stokes Q y U para polarización lineal a partir de ocho integraciones hechas en las diferentes posiciones del retardador de media onda. Dos tipos de errores son calculados, el primero de ellos es el derivado a partir de la estadística de fotones. El segundo corresponde al ajuste por mínimos cuadrados de las curvas de doble coseno de las ocho integraciones en las distintas posiciones del retardador de media onda. Si este último es mayor que el doble del primero, la integración con el residuo más alto es descartada automáticamente y

Tabla 2.4: Estrellas patrón de polarización nula y de alta polarización

Estrella	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	V	P_V [%]
HD 10476	01:42:30	+ 20:15:34	5.23	Nula
HD 15318	02:28:10	+ 08:27:37	4.3	Nula
HD 23512	03:46:34	+ 23:37:28	8.10	2.3
HD 26965	04:15:16	-07:36:16	4.42	Nula
HD 41398	06:06:07	+ 28:56:05	7.5	2.1
HD 298383	09:22:29	-52:28:57	9.68	5.2
HD 88725	10:14:07	-03:09:23	7.76	Nula
HD 98161	11:17:11	-38:01:39	6.24	Nula
HD 102870	11:50:41	+ 01:46:00	3.61	Nula
HD 110984	12:46:45	-61:11:12	8.65	5.7
HD 111579	12:51:04	-61:14:38	9.5	6.46
HD 115617	13:18:24	-18:18:00	4.75	Nula
HD 126593	14:28:51	-60:32:25	8.5	5.02
HD 147084	16:20:38	-24:10:10	4.6	4.1
HD 154445	17:05:32	-00:53:32	5.61	3.74
HD 155197	17:10:16	-04:50:04	9.58	4.4
HD 161056	17:43:47	-07:04:46	6.32	4.04
HD 176425	19:02:08	-41:54:38	6.2	Nula
HD 187929	19:52:27	+ 01:00:18	4.8	1.8
HD 188512	19:55:19	+ 06:24:24	3.71	Nula
HD 197692	20:46:06	-25:16:15	4.15	Nula
HD 209100	22:03:21	-56:47:10	4.70	Nula

sólo quedan las siete restantes. Este procedimiento se hace noche a noche. Luego, si se desea, se agrupan todas las salidas del turno en un único archivo.

En el siguiente paso de la reducción, se usa el programa *kokpol* con dos archivos de entrada, el que resulta del paso anterior y otro conteniendo información de las estrellas (número de identificación y, en el caso de ser necesarios, época de fase cero, período y las coordenadas ecuatoriales celestes). El programa *kokpol* crea a su vez, dos archivos de salida, uno con los valores medios pesados de la polarización para todo el turno y por noche y el otro con los datos de polarización para puntos normales. El peso asignado es el cuadrado inverso del error estimado para cada observación y es tomado o bien del ajuste por mínimos cuadrados de las curvas de doble coseno para las ocho integraciones o de la estadística de fotones, el que sea mayor. De este modo se previene de tomar pesos con valores más grandes que el máximo teórico del límite fotón-ruido.

Si los valores promedios obtenidos con el *kokpol* para las estrellas estándares se desvían sistemáticamente de los valores de catálogo, se repite la totalidad del proceso tomando mejores correcciones instrumentales. Una vez que los valores obtenidos en

la reducción son los deseados, se aplica la misma a la totalidad de las estrellas observadas

Capítulo 3

Análisis espectroscópico y polarimétrico de AR Pavonis

AR Pavonis es una simbiótica muy bien estudiada fotométricamente, sin embargo el último estudio espectroscópico detallado del sistema fue realizado por Thackeray & Hutchings [1974] con material de baja dispersión y sólo en la región azul del espectro. Los espectros que se disponen, obtenidos en CASLEO, ofrecen la oportunidad de investigar la presencia de un posible disco de acreción así como la distribución de materia circunestelar.

3.1 El espectro

El espectro de AR Pav se caracteriza por la presencia de:

- líneas de emisión nebulares correspondientes a H I y He I. Los miembros de la serie de Balmer se caracterizan por ser emisiones anchas y presentar estructuras. En el infrarrojo se observan las líneas correspondientes a la serie de Paschen con intensidades mucho menores que las de Balmer
- Emisiones permitidas de alta excitación como He II $\lambda\lambda 4686$, N III $\lambda\lambda 4640$ y C III $\lambda\lambda 4647, 4650$
- Intensas líneas de emisión prohibidas de [O III] $\lambda\lambda 4363, 4959, 5007$. También se observan emisiones prohibidas, aunque mucho más débiles, correspondientes a [Fe II], [N II], [O I] y [Si II].
- En el infrarrojo se destaca la presencia de la emisión de O I $\lambda 8446$
- Numerosas emisiones relativamente débiles de Fe II.
- Absorciones débiles típicas de una gigante roja correspondientes a elementos neutros.

- Líneas de absorción de un espectro de tipo cF compuesto de elementos una vez ionizados. Este tipo de absorciones aparece en todos los espectros de alta resolución, excepto aquellos tomados durante el eclipse de la componente caliente
- Absorciones del doblete del Na I $\lambda\lambda 5890, 5896$, relativamente intensas y con estructuras variables.
- Bandas moleculares de absorción de TiO $\lambda\lambda 4583, 4757, 4925, 5168, 5448, 5757, 7051, 7054, 7084, 8432, 8862$, correspondientes a la gigante M. En todos los casos son visibles y/o más intensas durante el eclipse, cuando la gigante se encuentra frente al observador.
- La ausencia de emisiones de líneas prohibidas de alta ionización, como ser [Ne V], [Fe VI] e [Fe VII], así como de las emisiones Raman, indican condiciones de baja excitación en AR Pav, respecto a otras simbióticas de tipo S
- Bandas difusas de absorción interestelar $\lambda\lambda 5780, 5797, 6113, 6196, 6269, 6284, 6613$

3.2 Líneas de emisión

La **Tabla 3.1** muestra los flujos de las líneas de emisión de AR Pav. La variación de los flujos de $H\alpha$, He II $\lambda 4686$, He I $\lambda 5876, \lambda 6678$ y [O III] $\lambda 5007$ a lo largo de la fase orbital son mostrados en la **Figura 3.1**.

3.2.1 Emisiones de Balmer

3.2.1.1 $H\alpha$

La **Figura 3.2** (izquierda) muestra los perfiles de emisión de $H\alpha$ de AR Pav ordenados según su fase orbital, aunque ellos fueron obtenidos en diferentes ciclos orbitales. La emisión es más intensa en fase 0.54 (**Tabla 3.1**, y **Figura 3.1**), cuando la componente caliente está frente al observador. Una disminución bien definida de la intensidad de $H\alpha$ es observada durante el eclipse de la componente caliente por la gigante, aunque importantes cambios en los flujos de la emisión son observados a lo largo del período orbital.

En alta dispersión, todos los perfiles presentan una estructura de doble pico y sus alas son anchas ($\sim 1600 \text{ km s}^{-1}$). En los espectros de baja dispersión la estructura de doble pico no está presente aunque cierta asimetría en el perfil permite deducirla. El pico rojo es más intenso que el azul en todas las fases. Este comportamiento no puede ser explicado por movimientos en un medio ópticamente delgado, ya que en tal caso la intensidad relativa entre los picos debiera estar invertida en cada cuadratura. El comportamiento observado puede ser atribuido a que ellos están afectados por autoabsorción.

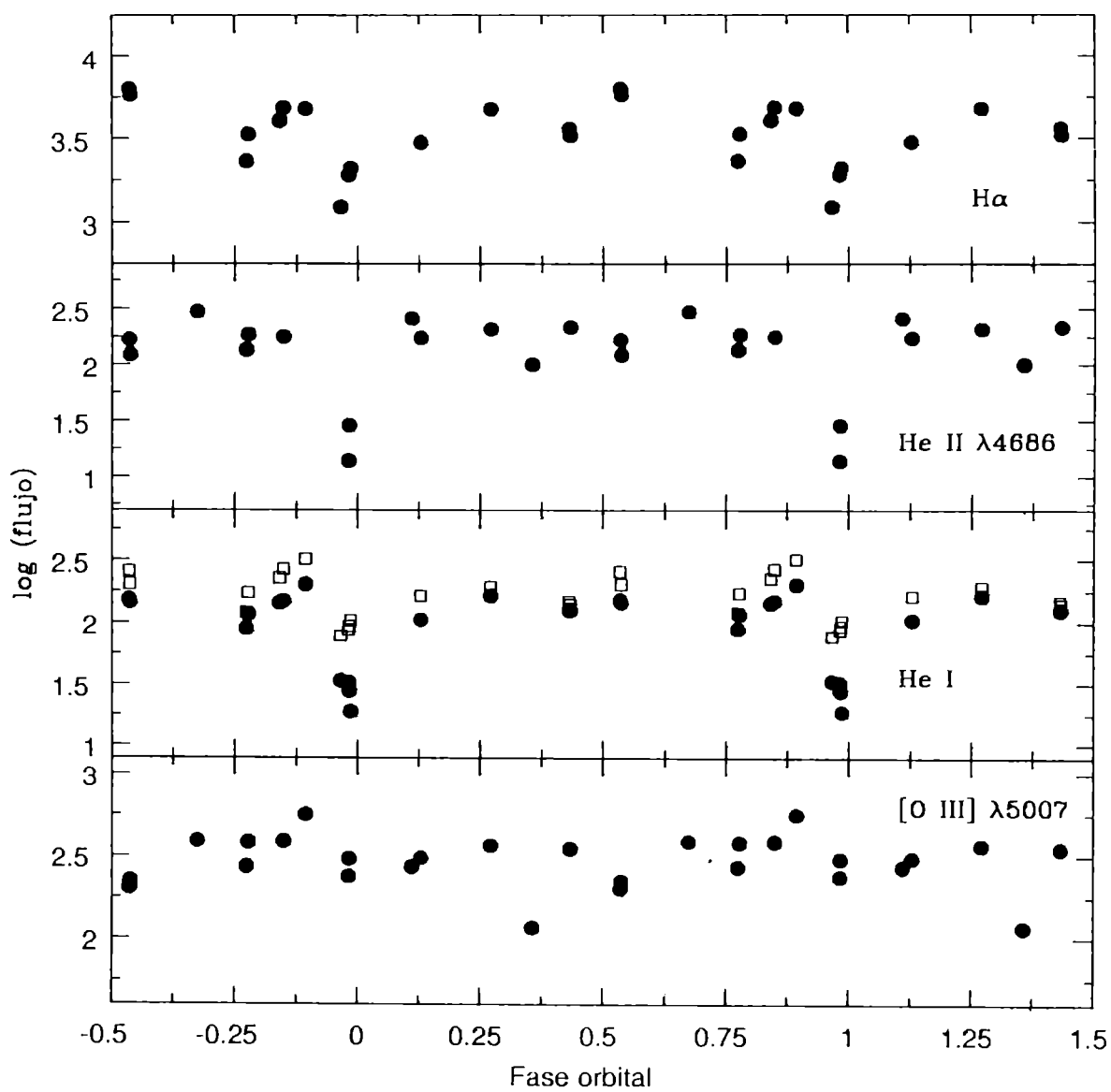


Figura 3.1: Variación de los flujos de H α , He II $\lambda 4686$, He I $\lambda 5876$ (cuadrados blancos), He I $\lambda 6678$ (círculos negros) y [O III] a lo largo de la fase orbital. Los flujos están expresados en unidades de 10^{-14} erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$

Tabla 3.1: Flujos de las líneas de emisión de AR Pav en 10^{-14} erg $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$

DJ24..	48118	48205	48354	48553	48888	49942	50880	50881	50964	51064	51070	51238	51375	51422	51423	51629	51631	51753	51757
Flujo	0.966	0.110	0.386	0.180	0.894	0.993	0.535	0.537	0.874	0.841	0.849	0.129	0.271	0.431	0.433	0.774	0.778	0.982	0.986
H3689																			
H+ [NeIII]?																			
HeI4009																			
HeI4026																			
7FeII4070																			
H4102																			
HeI4121																			
HeI4144																			
FeII4233																			
[FeII]4244																			
[FeII]4287																			
[FeII]4320																			
H4340																			
FeI4352																			
[OIII]4363																			
HeI4388																			
HeI4471																			
MgII4481?																			
[FeII]4489																			
FeI4491																			
FeI4508																			
[FeII]4510																			
FeI4515																			
FeI4520																			
FeI4523																			
FeI4534																			
HeI4542																			
FeI4548																			
FeI4556																			
FeI4576																			
FeI4584																			
FeI4629																			
NIII4634																			
NIII4640																			
CIII4647																			
FeI4667																			
FeI4688																			
HeI4713																			
FeI4731																			
[FeII]4815																			
H4861																			
[FeII]4890																			
HeI4922																			
FeII4924																			
[OIII]4969																			
[OIII]5007																			
HeI5018																			
FeI5018																			
SiII5041																			

continúa en la siguiente página

40CAPÍTULO 3. ANÁLISIS ESPECTROSCÓPICO Y POLARIMÉTRICO DE AR PAVONIS

DJ24..	48118	48206	48334	48853	49868	50880	76321.5	50964	51064	51070	51239	51325	51422	51423	51628	51631	51756	51757
Feae.	0.966	0.110	0.356	0.160	0.994	0.635	0.537	0.674	0.841	0.849	0.129	0.271	0.431	0.433	0.774	0.778	0.962	0.966
HeI5047	14	7			22	20	19	20	18	12	22			16	12	16		
SiII5086	4	4			3	21	17		15	8	11			8	6	9		
[FeII]5112					1	1	1		1	1	1			1	1	1		
[FeII]5159					7	4			6	5	8			7	4	7		
[FeII]5169					3	29	27		1	4	4			11	3	5		
FeII5188					2	11	11		12	9	9			8	5	8		
FeII6236					3	10	11		13	8	10			9	6	8		
FeII6276					7	2	11		7	4	9			7	4	7		
FeII5284					10	1	12		16	7	7			8	6	8		
FeII5317					11	5	22		32	12	17			16	9	14		
[FeII]5334					6	2	3		1	2	2			2	1	2		
FeII6363					9	2	13		8	6	8			7	5	8		
[FeII]5376					1	2	2		1	1	1			1	1	1		
[FeII]5535					3	1	10		8	5	9			7	6	7		
[OI]5777					:	14	11		11	5	7			11	13	30		9
[NII]5755					2	2			6	2	2			2	3	2		
HeI5876	78				319	93	257	203	268	164	182			148	120	173		104
SiII5858					3	3	3	4	3	3	2			2	2	1		1
SiII5878					5	7	7	7	5	4	6			3	4	4		
FeII5991					1	6	7	7	8	11	6			4	5	8		
OI6046					1	2	3	3	3	1	2			3	2	1		1
FeII6084					1	3	3	3	6	4	4			3	2	1		
FeII6147					1	3	3	3	3	3	4			4	2	2		2
FeII6238					1	3	3	3	3	3	3			2	4	2		2
FeII6239					1	1	1	1	1	1	3			1	1	1		1
FeII6248					2	2	2	2	2	2	2			1	2	2		2
[OI]6300					9	1	7	6	4	4	5			3	4	6		2
FeII6318					18	7	13	16	22	9	14			16	9	13		7
FeII6347					3	3	12	15	13	6	12			6	8	8		2
[OI]6364					3	3	3	3	3	3	3			6	2	2		3
SiII6369					5	3	3	3	5	2	2			3	3	2		3
SiII6371					4	4	4	6	2	1	1			2	2	2		2
FeII6364					3	4	4	4	4	2	6			4	4	3		2
FeII6385					4	1	8	12	5	7	8			4	3	3		1
FeII6417					1	4	4	4	3	2	2			1	2	2		1
FeII6433					1	1	2	6	4	3	3			3	2	3		1
FeII6443					9	1	9	9	6	7	8			6	5	7		2
FeII6486					1	4	4	8	5	5	3			3	3	5		3
FeII6492					5	2	8	8	10	6	9			9	5	7		2
FeII6506					4	4	4	4	6	4	3			4	4	4		3
FeII6516					4	6	6	6	4	2	2			6	1	3		2
FeII6533	1233				7	7	7	7	10	6	6			7	6	8		
FeII678	34				6340	5823	6340	5823	4868	3006	4775			3626	2826	3873		2110
FeII7066	85				28	146	152	146	144	106	165			127	89	117		19
[SII]7155					295	72	180	186	186	136	204			146	123	163		86
[SII]7172					4	4	4	4	5	3	3			140	140	81		3
[SII]7281					3	3	3	3	3	3	3			3	3	3		3
[SII]7281					62	5	52	48	35	16	48			38	28	36		10
[SII]7320					12	2	2	2	2	2	2			44	44	44		44
[SII]7330					4	4	4	4	6	6	6			6	6	6		6
[SII]736					3	3	3	3	12	12	12			12	12	12		12
[SII]736					8	8	8	8	8	8	8			8	8	8		8
[SII]736					7	7	7	7	7	7	7			7	7	7		7
[SII]736					7	7	7	7	7	7	7			7	7	7		7
[SII]736					7	7	7	7	7	7	7			7	7	7		7
[SII]736					7	7	7	7	7	7	7			7	7	7		7

continúa en la siguiente página

A fin de analizar la estructura de los perfiles de $H\alpha$, se los ajustó de tres maneras: con dos gaussianas, con dos lorentzianas y con una gaussiana y una lorentziana. El último es el que reproduce mejor el perfil. Sin embargo, no todos los perfiles pudieron ser ajustados de esa manera. El ajuste con dos gaussianas reproduce bien la estructura del perfil, aunque ajusta pobremente las alas. Como el objetivo de la descomposición es analizar las contribuciones relativas de las emisiones que produce cada componente, se puede omitir la contribución de las alas a la emisión, ya que ellas son simétricas. La **Tabla 3.2** muestra las intensidades, anchos equivalentes, anchos a mitad de intensidad y velocidades radiales de las componentes roja y azul y de las alas. El error en los ajustes es de 10 km s^{-1} .

La **Figura 3.3** muestra la variación de la razón entre las intensidades de los picos azul y rojo. Se observa que la misma está relacionada con la fase orbital, correspondiendo la mayor razón a la primer cuadratura y la menor a la segunda cuadratura. Dos de las tres razones obtenidas a partir de espectros de baja dispersión (representadas en la figura por símbolos semi-sombreados) se apartan considerablemente, lo cual es esperable ya que la estructura de doble pico no está presente en ellos y sólo se ha ajustado la asimetría del perfil. A las razones entre la componente roja y la azul se les ha hecho un ajuste de Fourier de primer orden de la forma

$$f(\varphi) = \gamma + A \cos(2\pi\varphi) + B \sin(2\pi\varphi) \quad (3.1)$$

el cual se resolvió por mínimos cuadrados. Dicho ajuste, hecho sólo para los espectros de alta dispersión, es representado por la línea continua en la **Figura 3.3**.

Los anchos equivalentes de las componentes azul y roja se corresponden también con la fase orbital, mostrándose en antifase uno respecto del otro. Dos ajustes han sido hechos (y se harán de aquí en adelante): en el primero de ellos se supone como cero el mínimo fotométrico, es decir, la efemérides de Bruch, Niehues & Jones [1994]. En el segundo caso se contempla algún posible desfasaje respecto del mínimo fotométrico, para lo cual se resuelve la **ecuación 3.1**. Naturalmente ambos son el mismo tipo de ajuste, con la única diferencia que en el primer caso se adopta $A = 0$. La **Figura 3.4** muestra los dos ajustes (la línea continua supone la efemérides de AR Pav y la punteada es el ajuste de Fourier de primer orden) y se observa que ambos son prácticamente coincidentes para cada componente. El ajuste correspondiente a la componente azul muestra mayores $O - C$ que el correspondiente a la componente roja.

En la gran mayoría de los espectros analizados, el ancho a mitad de intensidad de la componente azul es mayor que el de la componente roja. Ellos están en antifase uno respecto al otro cuando se adopta la efemérides de Bruch, Niehues & Jones [1994]. Un ajuste equivalente es obtenido para la componente roja cuando se usa el ajuste de Fourier. Sin embargo, la componente azul está considerablemente desfasada cuando se la ajusta mediante Fourier (**Figura 3.4**).

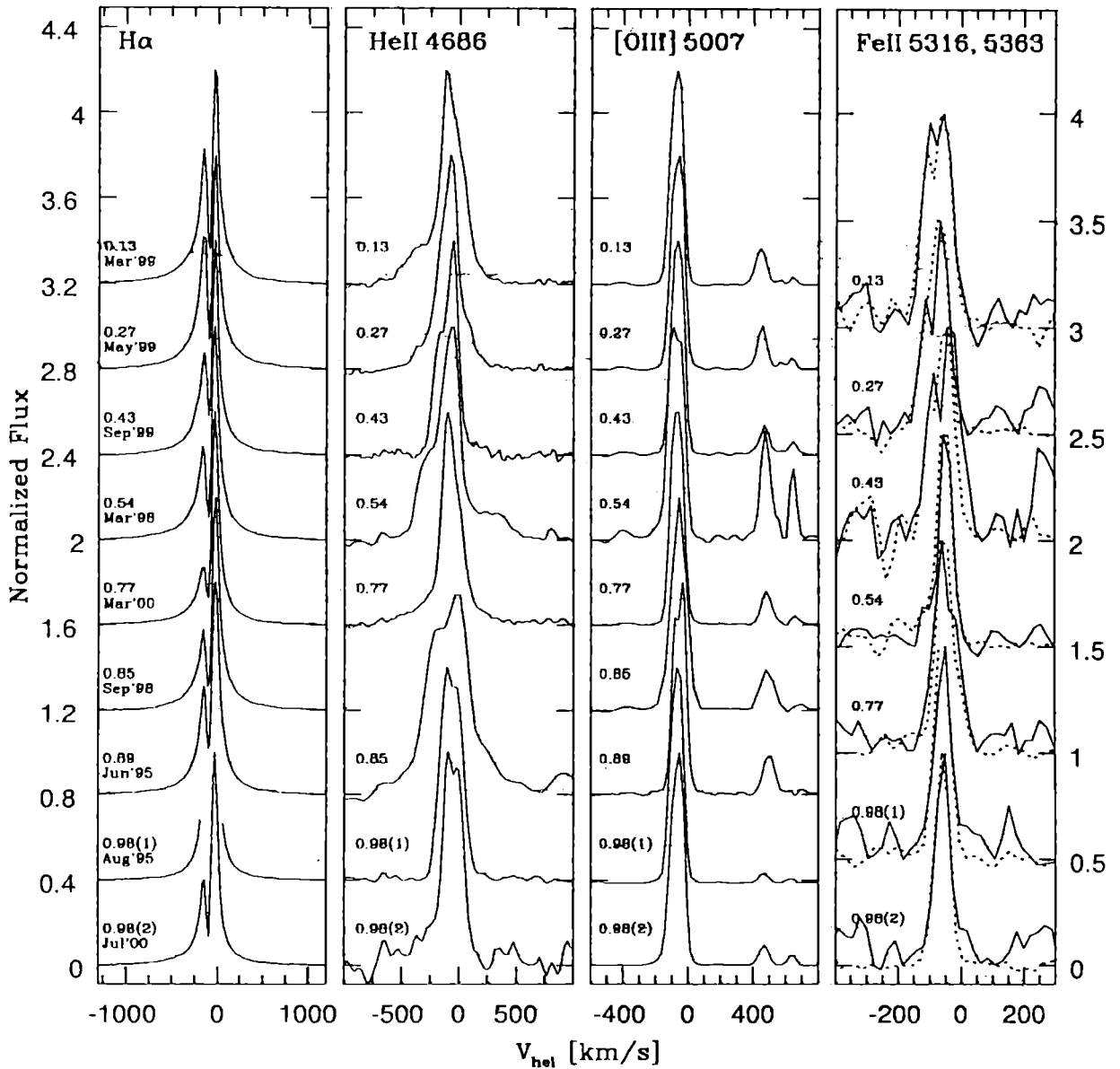


Figura 3.2: Perfiles de emisión de AR Pav. El continuo fue sustraído y cada perfil fue normalizado al máximo de intensidad. Los perfiles están corridos verticalmente por 0.5 (Fe II) y 0.4 (otras líneas) para una mejor visualización. El perfil de H α correspondiente a agosto de 1995 está saturado. En el panel derecho, la línea continua muestra la emisión de Fe II λ 5316 y la línea a trazos la correspondiente a Fe II λ 5363. Sólo se muestran espectros de alta resolución

Tabla 3.2: Intensidades (I_λ), anchos equivalentes (W_λ), anchos a mitad de intensidad ($FWHM$) y velocidades radiales (VR) de los distintos detalles espectrales del perfil de $H\alpha$. A representa la emisión azul, R la emisión roja, AC la absorción central y w las alas

N°	Fase	I_λ		W_λ [Å]		$FWHM$ [Å]		VR [km s ⁻¹]			w ⁽¹⁾
		A	R	A	R	A	R	A	R	AC	
1 ⁽²⁾	0.966	282	842					-239	-55		-75
3 ⁽²⁾	0.105	196	237	:	:	:	:	-214	-61		-104
8	0.894	752	1805	-9	-21	1.75	1.99	-155	-14	-93	-55
9 ⁽³⁾	0.983										-63
10	0.535	1190	2644	-14	-32	2.22	1.97	-181	-27	-105	-61
11	0.537	1064	2382	-12	-28	2.19	1.96	-172	-20	-97	
13	0.841	632	1827	-11	-30	2.28	2.04	-176	-9	-96	-36
14	0.849	702	2353	-10	-33	2.20	2.50	-165	3	-107	
15	0.129	730	1086	-16	-24	2.13	1.74	-169	-26	-101	-81
16	0.271	1216	1655	-22	-30	2.35	1.88	-172	-20	-90	-85
17	0.431	1178	1798	-18	-28	2.85	1.67	-170	-26	-99	
18	0.433	1402	2214	-18	-29	2.61	1.75	-157	-13	-86	-70
19	0.435	3304	5312	-16	-26	2.52	1.69	-168	-27	-100	
20	0.774	371	1359	-11	-41	2.55	2.10	-178	-19	-93	-41
21	0.778	291	1174	-9	-38	2.14	2.20	-173	-15	-94	
22	0.982	343	963	-10	-30	1.71	1.74	-160	-25	-93	-61
23	0.986	382	1037	-10	-27	1.67	1.87	-158	-22	-94	

(1) Se han sumado los espectros de cada turno de observación

(2) Espectros de baja resolución

(3) Emisión saturada

Las velocidades radiales de las emisiones azul y roja presentan una considerable dispersión con la fase orbital y ellos tienen una separación promedio de -148 ± 3 km s⁻¹ (Figura 3.5). Los máximos en las velocidades de la componente roja se presentan después de la segunda cuadratura y antes del eclipse, aunque más observaciones son necesarias para confirmar esta tendencia. Estos máximos se observan también en las velocidades del componente azul. El máximo observado en esta última componente en la fase 0.433 no es significativo ya que el mismo está dentro de los errores del ajuste (comparar con las velocidades medidas en las fases 0.431 y 0.435). La Figura 3.5 muestra los ajustes obtenidos para los distintos detalles del perfil. Las soluciones no serán explicitadas en esta sección, sino que lo serán cuando se discutan las soluciones orbitales del sistema.

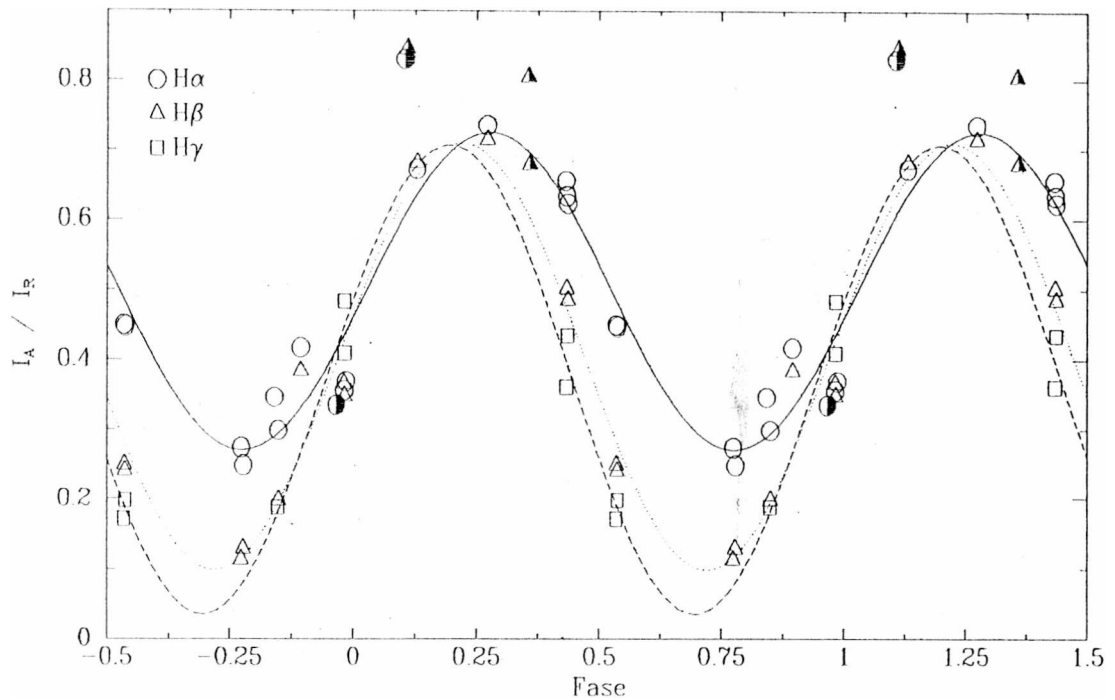


Figura 3.3: Razón entre las intensidades de la emisión azul y la emisión roja de los perfiles de H. Los símbolos semi-sombreadados representan las observaciones en baja resolución

En los dos ajustes mostrados en la **Figura 3.5** (los cuales son prácticamente equivalentes) se observa que el tiempo de conjunción de la curva de velocidad radial de la componente roja está en buen acuerdo con el tiempo de eclipse, lo que sugiere que la misma sigue el movimiento de la componente caliente. En tanto que la curva de la emisión azul se encuentra desfasada en $\varphi \sim 0.15$ respecto a la curva de la componente roja. Además para la componente azul las observaciones presentan mayores apartamientos respecto del ajuste calculado.

Se han medido también las velocidades radiales de la absorción central y de las alas del perfil (**ecuación 2.3** en el último caso) y se les han hecho los mismos ajustes usados para las velocidades de los picos. La velocidad radial de la absorción central del perfil se mantiene prácticamente constante a lo largo de todo el ciclo orbital, con un promedio de $-96 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$ (**Figura 3.5**). En cambio, las velocidades de las alas presentan una gran amplitud y el tiempo de conjunción coincide con el mínimo fotométrico, dando la idea que sigue el movimiento esperado para la componente caliente. Además, durante el eclipse, los perfiles de $H\alpha$ presentan las alas considerablemente menos desarrolladas (**Figura 3.6**), sugiriendo que ellas se originan en una región que es mayormente eclipsada durante el mínimo de luz, mientras que el

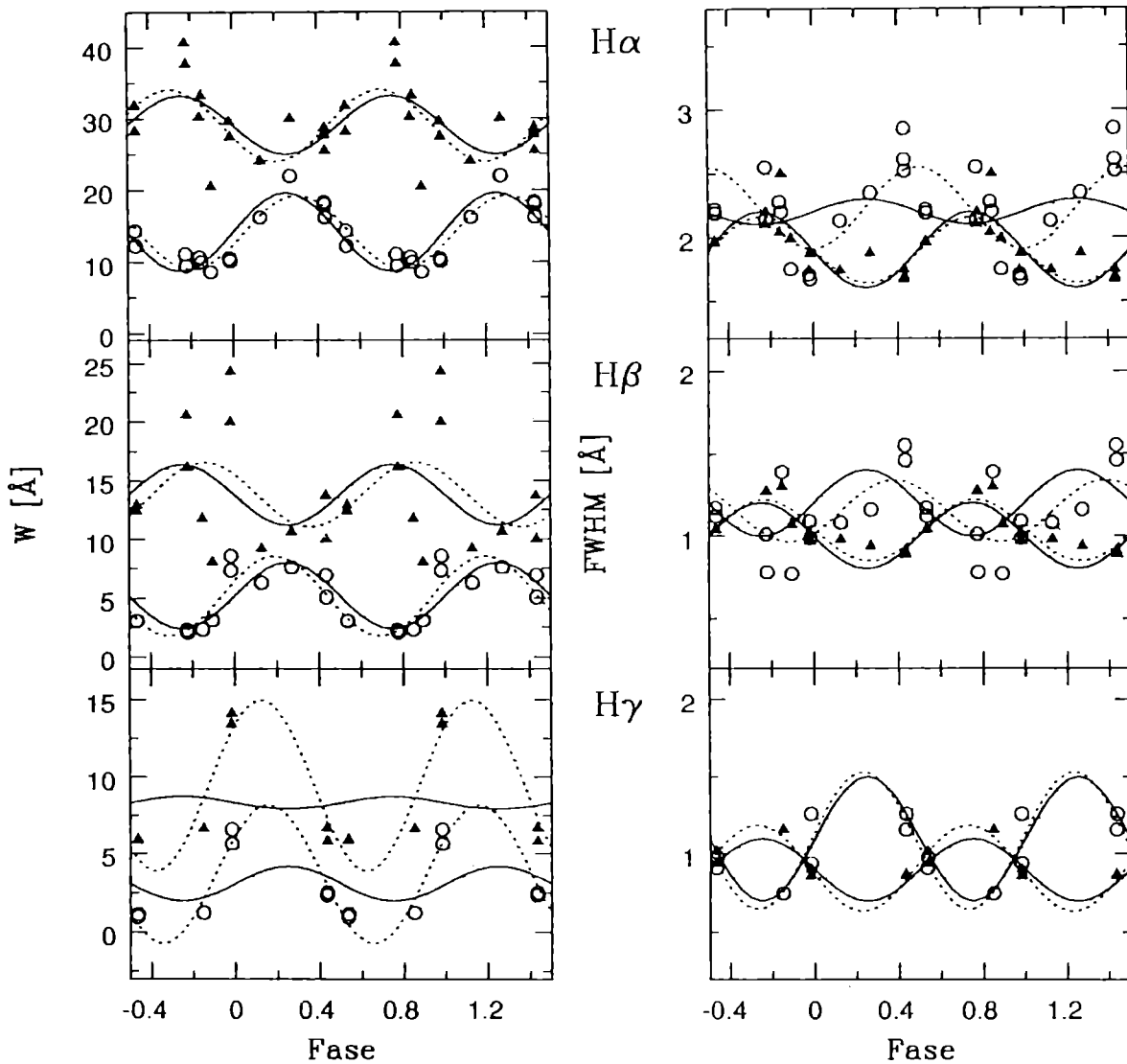


Figura 3.4: Anchos equivalentes y anchos a mitad de intensidad de las componentes azul (círculos blancos) y roja (triángulos negros) de las emisiones H α , H β y H γ . Las líneas punteadas representan ajustes de Fourier de primer orden. Las líneas continuas representan el mismo ajuste pero suponiendo la efemérides de Bruch, Niehues & Jones [1994]

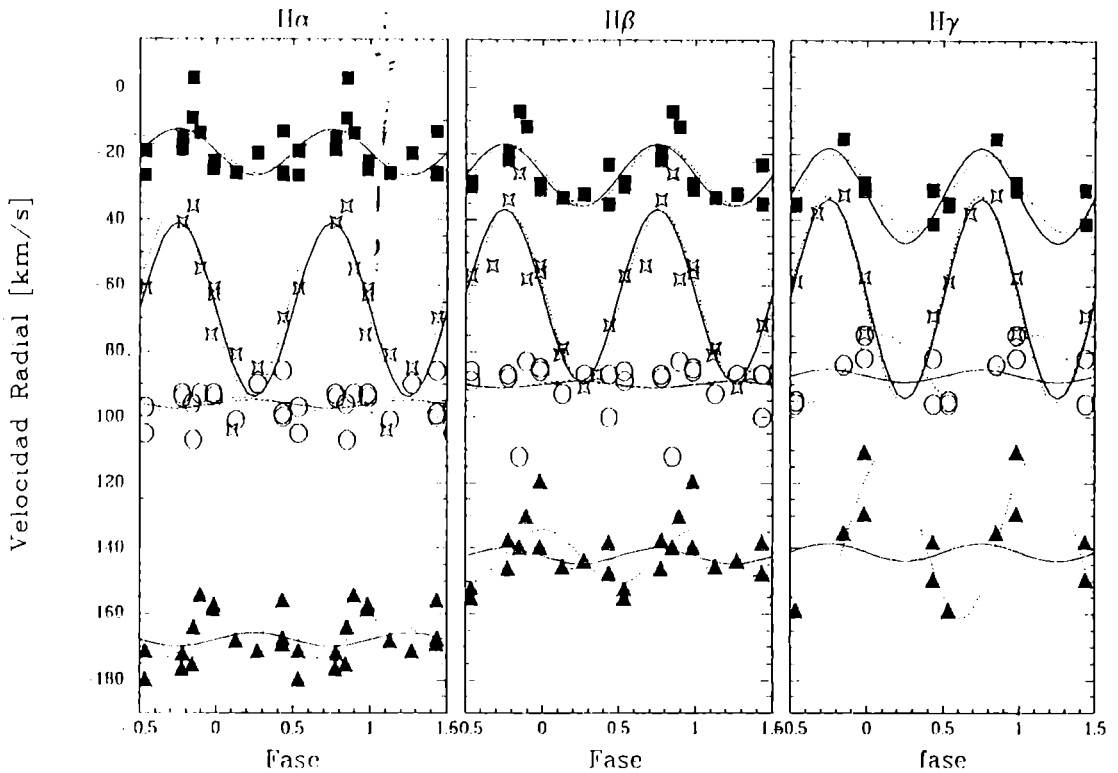


Figura 3.5: Velocidades radiales de la emisión azul (triángulos), las alas (estrellas), las absorciones centrales (círculos) y la emisión roja (cuadrados) de los perfiles de H. La línea punteada muestra el ajuste de Fourier de primer orden, y la línea sólida el ajuste adoptando la efemérides de Bruch, Niehues & Jones [1994]. Para las velocidades de los picos y la absorción central sólo se consideraron los espectros de alta dispersión

núcleo del perfil (los picos) provendrían de un volumen menos eclipsado. Esto es consistente con la presunción que generalmente se hace acerca de que las alas de H α se originan en un disco de acreción que rodea a la componente caliente o en las inmediaciones de la última (Shafter [1983]).

3.2.1.2 H β

La forma de los perfiles de H β y la variación de los flujos a lo largo del período orbital son cualitativamente similares a lo observado para H α (Figuras 3.3, 3.4, 3.5). La razón entre las intensidades de la componente azul y la componente roja está también relacionada con la fase orbital. Sin embargo, las razones entre ambos picos son del orden de las halladas para H α únicamente entre las fases 0.9 y 0.27, mientras que en la otra mitad del ciclo orbital son considerablemente menores, produciendo de esta manera una semiamplitud más grande que la hallada para H α cuando se le hace el ajuste de Fourier (Figura 3.3). El perfil en fase 0.67 no presenta ningún

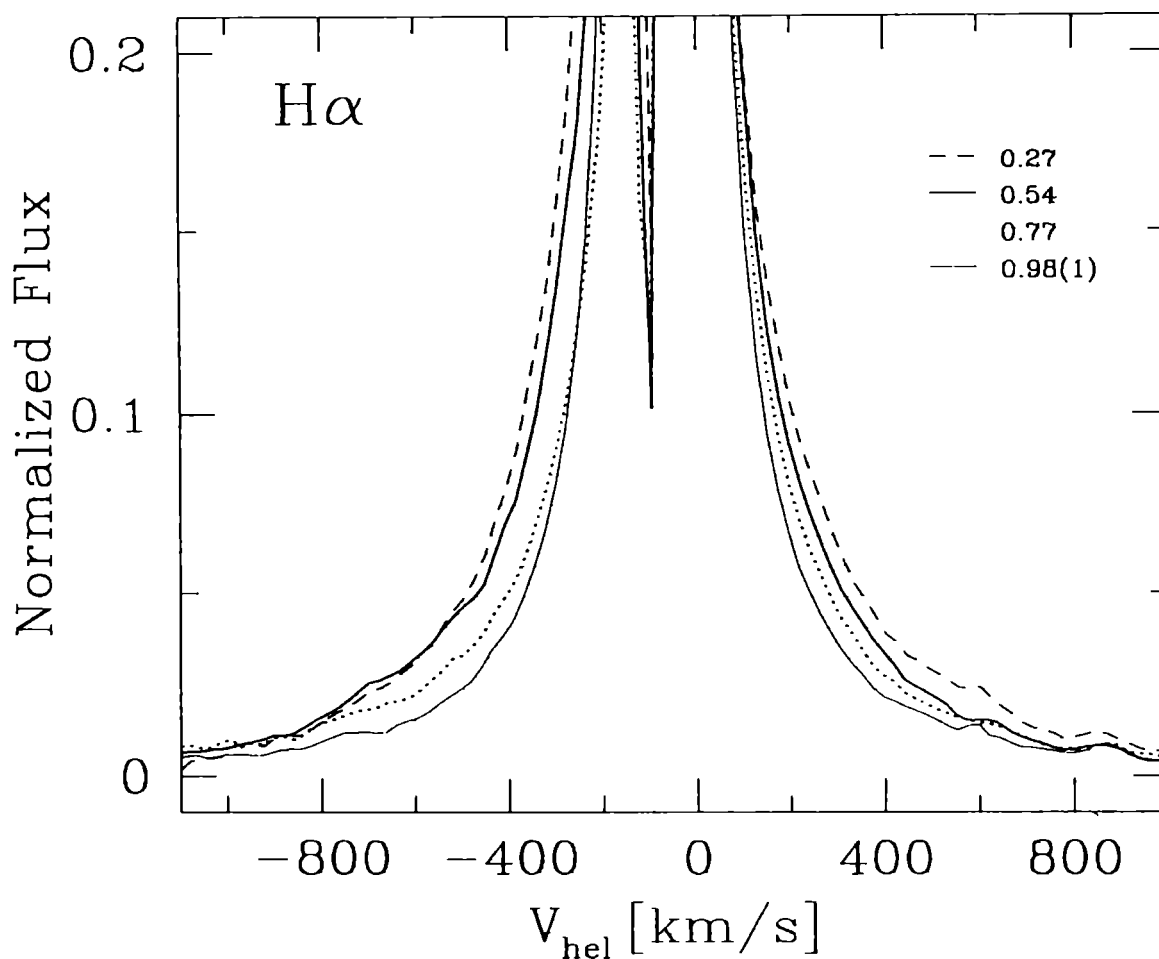


Figura 3.6: Alas de $H\alpha$ en cuatro fases representativas. Se observa que durante el eclipse las alas están menos desarrolladas

tipo de estructura o asimetría, presumiblemente debido a que el material es de baja dispersión.

El comportamiento de los anchos equivalentes y los anchos a mitad de intensidad con la fase orbital son cualitativamente los mismos que los hallados para $H\alpha$: el ancho equivalente de la componente roja se aparta considerablemente de la curva ajustada (aún más que lo observado para $H\alpha$) y está en antifase respecto de la componente azul, en tanto que los anchos a mitad de intensidad de la componente azul están también desfasados respecto del mínimo fotométrico.

El comportamiento a lo largo de la fase orbital de las velocidades de los picos azul y rojo, de la absorción central y de las alas de $H\beta$ (Figura 3.5) es el mismo que el descrito para las alas de $H\alpha$, aunque las velocidades de los picos azul y de la absorción son menos negativas. La separación promedio entre los picos es $117 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$ y el promedio de la velocidad de la absorción central es $-90 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$.

Tabla 3.3: Intensidades (I_λ), anchos equivalentes (W_λ), anchos a mitad de intensidad ($FWHM$) y velocidades radiales (VR) de los distintos detalles espectrales del perfil de $H\beta$. A representa la emisión azul, R la emisión roja, AC la absorción central y w las alas

N°	Fase	I_λ		W_λ [Å]		$FWHM$ [Å]		VR [km s ⁻¹]			w ⁽¹⁾
		A	R	A	R	A	R	A	R	AC	
4 ⁽²⁾	0.110	188	223	-8.3	-9.8	2.45	1.97	-153	-15	-89	-81
5 ⁽²⁾	0.355	70	88	-8.4	-10.4	2.16	1.57	-144	-17	-95	-87
6 ⁽²⁾	0.357	160	235	-9.9	-14.4	2.21	1.86	-158	-30	-98	
8	0.894	140	364	-3.1	-8.1	0.77	1.07	-131	-12	-83	-58
9	0.983	64	184	-8.6	-24.3	0.99	1.01	-120	-31	-85	-54
10	0.535	139	558	-3.1	-12.4	1.17	1.04	-156	-30	-86	-57
11	0.537	122	507	-3.1	-12.9	1.12	1.04	-153	-29	-89	
12 ⁽²⁾	0.674										-54
14	0.849	102	515	-2.4	-11.8	1.39	1.30	-141	-7	-112	-26
15	0.129	147	216	-6.3	-9.2	1.08	0.98	-147	-33	-93	-79
16	0.271	175	246	-7.6	-10.7	1.16	0.94	-145	-32	-87	-91
18	0.433	283	564	-6.9	-13.7	1.55	0.91	-139	-23	-87	
19	0.435	449	926	-5.1	-10.0	1.46	0.89	-148	-35	-100	-72
20	0.774	32	280	-2.3	-20.5	1.01	1.27	-147	-22	-87	-34
21	0.778	31	240	-2.1	-16.1	0.78	1.27	-138	-20	-88	
22	0.982	60	163	-7.3	-20.0	1.09	0.97	-141	-29	-86	-56

(1) Se han sumado los espectros de cada turno de observación

(2) Espectros de baja resolución

La curva de velocidad radial de las alas de $H\beta$ es prácticamente equivalente a la obtenida para $H\alpha$. Como se observa en $H\alpha$, los perfiles de $H\beta$ también presentan las alas menos desarrolladas durante el eclipse. Estos dos hechos refuerzan aún más la idea de que ellas se forman cerca de la componente caliente. La **Tabla 3.3** muestra las intensidades, anchos equivalentes, anchos a mitad de intensidad y velocidades radiales de cada una de las estructuras del perfil.

3.2.1.3 $H\gamma$

Sólo unos pocos espectros abarcan el rango espectral que incluye a $H\gamma$, ninguno de los cuales fue obtenido en la primera cuadratura.

La intensidad de la emisión azul relativa a la roja es aún menor que la observada para $H\beta$, excepto durante el eclipse (**Figura 3.3**). Esto produce una mayor

Tabla 3.4: Intensidades (I_λ), anchos equivalentes (W_λ), anchos a mitad de intensidad ($FWHM$) y velocidades radiales (VR) de los distintos detalles espectrales del perfil de $H\gamma$. A representa la emisión azul, R la emisión roja, AC la absorción central y w las alas

N°	Fase	I_λ		W_λ [Å]		$FWHM$ [Å]		VR [km s ⁻¹]			w ⁽¹⁾
		A	R	A	R	A	R	A	R	AC	
9	0.983	33	80	-5.7	-14.1	0.94	0.90	-111	-31	-75	-57
10	0.535	51	298	-1.0	-5.9	0.91	1.02	-160	-36	-96	-59
11	0.537	47	236	-1.2	-6.0	0.98	0.94	-160	-35	-95	
12 ⁽²⁾	0.674										-38
14	0.849	35	190	-1.3	-6.7	0.75	1.16	-136	-16	-84	-32
18	0.433	46	127	-2.4	-6.7	1.16	0.87	-139	-31	-82	-69
19	0.435	156	359	-2.6	-5.8	1.26	0.86	-150	-41	-96	
22	0.982	29	59	-6.6	-13.4	1.26	0.86	-130	-29	-82	-74

(1) Se han sumado los espectros de cada turno de observación

(2) Espectros de baja resolución

semiamplitud cuando se le hace el ajuste de Fourier, mostrando aparentemente una progresión en la misma desde $H\alpha$ a $H\gamma$.

La variación del ancho equivalente de cada componente a lo largo del período orbital muestra un comportamiento distinto al observado en $H\alpha$ y en $H\beta$: ambos están en fase cuando se les hace un ajuste de Fourier. Sin embargo, considerando los grandes apartamientos que presentaba la componente roja respecto de la curva ajustada y los pocos puntos disponibles, es prematuro saber si dicho comportamiento es real u obedece a una mala cobertura orbital.

Los anchos a mitad de intensidad de cada componente están en antifase uno respecto al otro, no observándose el desfase de la componente azul que fue visto en las otras dos emisiones de Balmer. Aquí deben hacerse las mismas consideraciones que en el párrafo anterior.

Las velocidades radiales de cada una de las componentes de $H\gamma$ producen mejores ajustes que para $H\alpha$ y $H\beta$ (Figura 3.5). En particular, la componente azul tiene mucho mayor semiamplitud, mientras que la absorción central parece también estar relacionada con la fase orbital. La velocidad promedio de la absorción central es -87 ± 3 km s⁻¹. La curva de velocidad de las alas también parece seguir el movimiento esperado para la componente caliente, aunque su semiamplitud es mayor que la obtenida para $H\alpha$ y $H\beta$. Una vez más se debe decir que estos comportamientos están posiblemente afectados por la poca cantidad de observaciones analizadas y que el comportamiento de cada uno de los detalles del perfil de $H\gamma$

probablemente sea el mismo que el descrito para $H\alpha$ y $H\beta$.

La **Tabla 3.4** muestra las intensidades, anchos equivalentes, anchos a mitad de intensidad y velocidades radiales de cada detalle de la emisión. Al igual que lo observado en $H\beta$, el perfil en fase 0.674 no presenta ningún indicio de estructura o asimetría.

Las velocidades radiales de las absorciones centrales y de las componentes azul de las emisiones de Balmer parecen mostrar una progresión positiva desde $H\alpha$ a $H\gamma$, mientras que para las componentes roja parece haber una progresión inversa. Este tipo de progresiones en velocidades radiales de las absorciones centrales de las emisiones de Balmer es a menudo observado en estrellas simbióticas.

3.2.2 Emisiones de Paschen

Se dispone de cuatro espectros tomados en la región infrarroja, tres de ellos de alta resolución, que cubren el rango espectral de las emisiones de Paschen, desde P_{11} hasta la discontinuidad de Paschen. Las alas de algunas de estas emisiones se encuentran superpuestas con absorciones debidas al espectro de la componente gigante, en tanto que P_{16} , P_{15} y P_{13} están superpuestas con las profundas líneas del triplete de $\text{Ca II } \lambda\lambda 8498, 8542, 8665 \text{ \AA}$, respectivamente. En el espectro tomado en la fase 0.180, P_{18} está superpuesta al ala azul de la línea $\text{O I } \lambda 8446 \text{ \AA}$.

Los perfiles de algunas emisiones de Paschen son mostrados en la **Figura 3.7**. Las emisiones son claramente visibles y más o menos simétricas (excepto en el espectro tomado en la fase 0.43) y, similarmente a lo observado en la serie de Balmer, el flujo decrece en el eclipse aunque los perfiles son más notorios durante el mismo. A diferencia de las emisiones de Balmer, en principio, los perfiles no presentan una estructura de doble pico.

La **Tabla 3.5** muestra las velocidades radiales y los anchos equivalentes para cada una de las emisiones de Paschen observadas. En los espectros tomados en las fases 0.849 y 0.986, las velocidades radiales y los anchos equivalentes de la mayoría de las líneas son comparables. En cada una de esas fases, las velocidades muestran una mayor dispersión cuanto más grande es el n que involucra la transición. Los apartamientos extremos se observan en ambas fases en $\lambda 8323$ (P_{22}) y $\lambda 8334$ (P_{21}), las cuales podrían ser el resultado de estar sus alas superpuestas a absorciones de la componente gigante. Además, pareciera haber una progresión hacia velocidades más negativas a partir de $\lambda 8413$, aunque las diferencias de velocidades entre las líneas están dentro del error de medición. La velocidad radial promedio es $-55 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$ para ambas fases.

El espectro obtenido en la fase 0.180 es de baja resolución. Las velocidades radiales son más negativas que las indicadas en el párrafo anterior. Algunas líneas presentan velocidades muy negativas ($\leq -100 \text{ km s}^{-1}$) y tienen anchos equivalentes

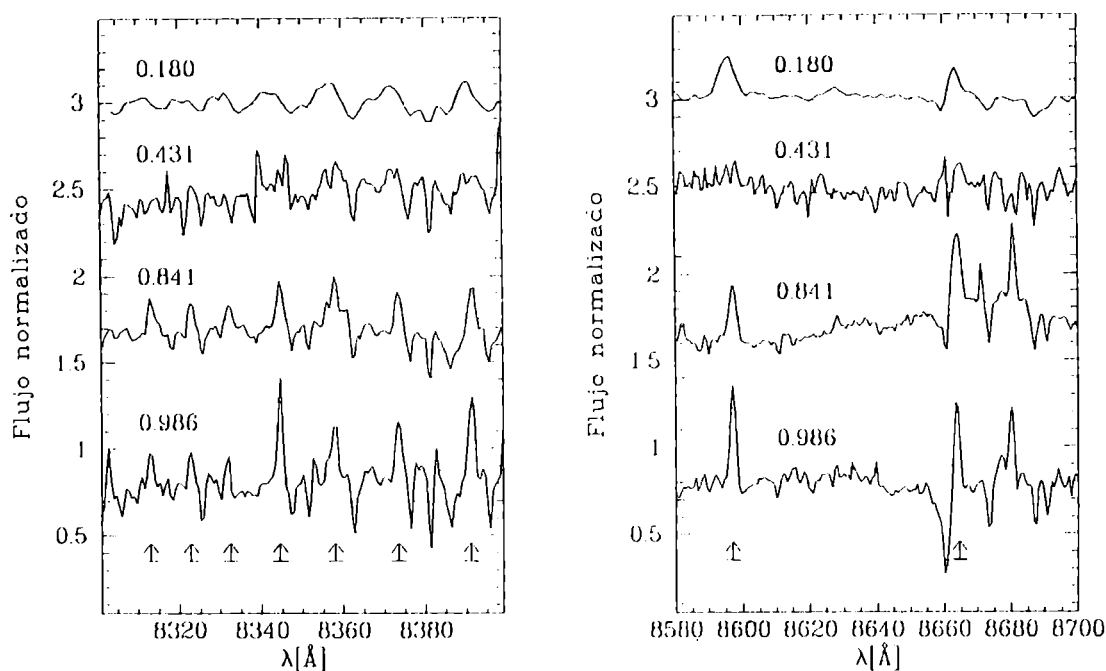


Figura 3.7: Perfiles de las emisiones de Paschen. Obsérvese la gran superposición entre P_{13} y la absorción de Ca II $\lambda 8662$. El espectro tomado en la fase 0.180 es de baja resolución

mayores. Dos de estas líneas están superpuestas a las absorciones de Ca II, sin embargo P_{13} $\lambda 8665$ también lo está y su velocidad es considerablemente menos negativa, por lo que pareciera depender del grado de superposición.

El espectro tomado en la fase 0.431 es el más interesante. En él las emisiones son difíciles de distinguir del ruido (notar sin embargo que en la Figura 3.7 las absorciones se ven claramente) y parecieran ser más anchas que en los otros espectros, siendo en general los anchos equivalentes un poco menores a los hallados en las fases 0.986 y 0.849. El análisis de las velocidades radiales muestra también velocidades radiales muy distintas según la línea, desde -2 hasta -99 km s^{-1} . Un análisis más detallado de las emisiones parecería indicar que la mayoría de las líneas observadas presentan una estructura de doble pico. En ellas la velocidad es del orden de las encontradas en las otras fases, mientras que, en aquellos perfiles que no se observa este tipo de estructura, la velocidad es considerablemente menos negativa. La absorción central se hace más profunda (llegando al continuo) a medida que decrece n . Las líneas que presentan estructura tienen una velocidad promedio de -70 ± 5 km s^{-1} , con velocidades para la absorción central y los picos azul y rojo de -76 ± 4 , -121 ± 5 y -31 ± 5 km s^{-1} , respectivamente.

Tabla 3.5: Velocidades radiales (en km s^{-1}) y anchos equivalentes (en Å) para las distintas líneas de la serie de Paschen. En la columna de la fase 0.43 se indican entre paréntesis las velocidades del pico azul, la absorción central y el pico rojo respectivamente

Nº:	7 ⁽¹⁾			13		17		23	
φ :	0.180			0.841		0.431		0.986	
Id	$\lambda(\text{Å})$	VR	W	VR	W	VR	W	VR	W
P ₃₄	8268							-55	-0.17
P ₃₃	8272							-59	-0.13
P ₃₂	8276			-49	-0.10	-48	-0.23	-44	-0.16
P ₃₀	8286			-49	-1.01	-59 (-99,-139,-45)	-0.88	-45	-0.47
P ₂₉	8292			-57	-0.42			-63	-0.32
P ₂₈	8299			-48	-0.73	-62 (-55,-96,-16)	-0.89	-43	-1.16
P ₂₆	8314			-58	-0.40	-28	-0.30	-58	-0.40
P ₂₅	8323			-36	-0.43	-21	-0.36	-38	-0.40
P ₂₄	8334			-74	-0.46			-82	-0.35
P ₂₃	8346			-53	-0.75	-75 (-84,-130,-47)	-0.60	-49	-0.91
P ₂₂	8359			-59	-0.85	-65 (-80,-133,-15)	-0.94	-57	-0.68
P ₂₁	8374			-57	-0.69	-99 (-74,-120,-42)	-0.66	-51	-0.76
P ₂₀	8392	-94	-0.78	-52	-1.25	-64 (-75,-126,-23)	-0.69	-56	-0.86
P ₁₉	8413	-116	-1.34	-47	-0.80	-2	-0.36	-56	-0.69
P ₁₈	8438	:(2)	:(2)	-60	-1.36				
P ₁₇	8467	-109	-1.07	-64	-1.03				
P ₁₆	8502	-117	-1.88					-63	-0.91
P ₁₅	8545	-72	-0.88					-61	-1.39
P ₁₄	8598	-104	-1.28	-65	-1.02	-63 (-72,-115,-25)	-0.55	-63	-1.23
P ₁₃	8665	-71	-0.85	-53	-0.98			-54	-1.31
P ₁₂	8750	-84	-1.50	-49	-1.78	-76 (-72,-113,-38)	-0.72		
P ₁₁	8863	-64	-0.81						

(1) Espectros de baja resolución

(2) Superpuesta con el ala azul de la O I $\lambda 8446\text{Å}$

3.2.3 He I

Las distintas líneas de emisión de He I tienen un comportamiento similar entre sí, por lo cual, salvo para el estudio de las velocidades radiales, se tomará para el análisis una línea representativa de los singuletes (He I $\lambda 6678$) y otra de los tripletes (He I $\lambda 5876$). En ambos casos, los perfiles de He I (**Figura 3.8**) son estrechos y relativamente simétricos. En los espectros tomados en junio de 1995 ($\varphi = 0.894$) se observa una estructura de doble pico en las emisiones de He I $\lambda\lambda 4922, 5876, 6678$, con una separación media de 34 km s^{-1} . El perfil de He I $\lambda 5016$ publicado por Van Winckel, Duerbeck & Schwarz [1993] (22/7/88, $\varphi=0.719$) presenta una absorción P-Cygni ubicada aproximadamente a -93 km s^{-1} del centro de la emisión. Esta estructura está presente también en los perfiles de He I $\lambda 4471$ estudiados por Thackeray &

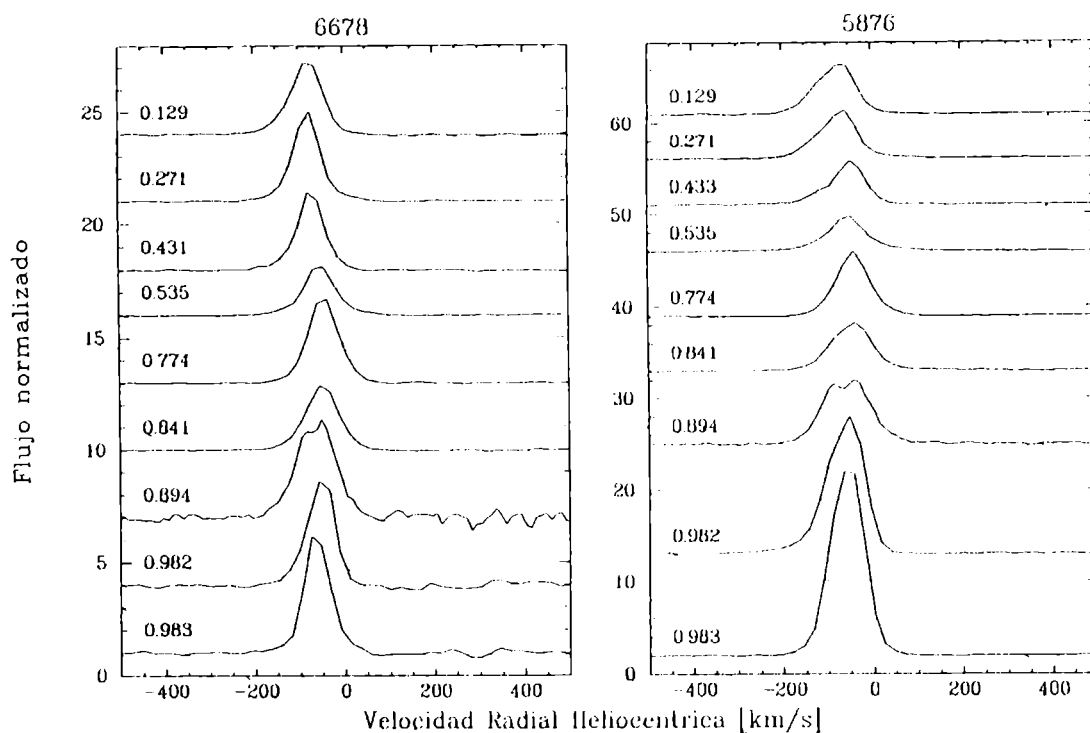


Figura 3.8: Perfiles de las emisiones de He I. Izquierda, singulete $\lambda 6678$; derecha, triplete $\lambda 5876$. Sólo se muestran los espectros de alta resolución. Nótese las distintas escalas en los flujos normalizados.

Hutchings [1974]. El perfil P-Cygni parece estar presente en algunos de los espectros que se han analizado, particularmente en las líneas $\lambda 4471$, $\lambda 4713$ y $\lambda 5016$, con el mismo desplazamiento en las alas, aunque parecieran ser menos profundas.

La variación de los flujos de He I a lo largo de la fase orbital (Figura 3.1 y Tabla 3.1), muestra eclipses bien definidos tanto para los singuletes como para los tripletes. Sin embargo, el eclipse de los singuletes es considerablemente más profundo que el de los tripletes, indicando que la región de formación de los primeros es más pequeña que la de los tripletes (y, por lo tanto, está más afectada por los eclipses). Si se supone que ambas regiones son concéntricas, los singuletes se originarían más cerca de la componente caliente. De todos modos, la profundidad del eclipse de los singuletes es menor que la que alcanzan las emisiones de He II $\lambda 4686$.

Los anchos equivalentes de los singuletes y tripletes de He I muestran un comportamiento similar (Figura 3.9 y Tabla 3.6). Para ambos es máximo en el eclipse de la componente caliente y muestra un sutil mínimo en la fase opuesta ($\varphi \sim 0.5$). No obstante, la magnitud de los cambios es mucho más grande para los tripletes que para los singuletes (factores de ~ 3 y 4.6 , respectivamente). Esta diferencia no aparece en los anchos a mitad de intensidad, donde son indistinguibles unos de los

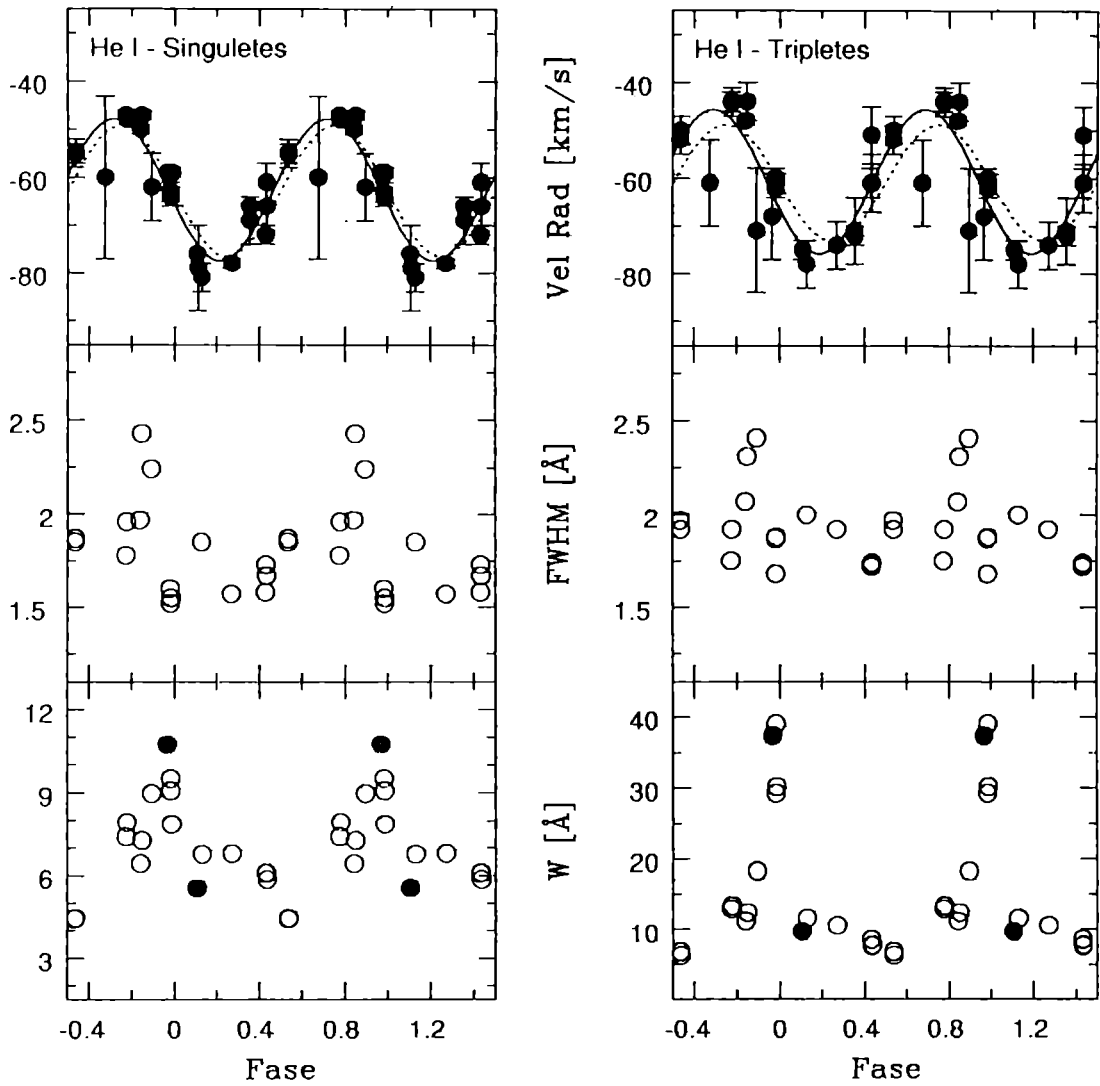


Figura 3.9: Arriba: velocidades radiales de los singletes y los triplete de He I. Centro: Anchos a mitad de intensidad del singlete He I $\lambda 6678$ y del triplete $\lambda 5876$. Abajo: anchos equivalentes del singlete He I $\lambda 6678$ y del triplete $\lambda 5876$. En las figuras correspondientes al ancho equivalente los símbolos negros corresponden a espectros de baja resolución. En las figuras correspondientes al ancho a mitad de intensidad se han graficado solamente los valores medidos en espectros de alta resolución

Tabla 3.6: Anchos equivalentes y anchos a mitad de intensidad del singulete He I $\lambda 6678$ y del triplete He I $\lambda 5876$.

N°	Fase	He I $\lambda 6678$		He I $\lambda 5876$	
		W [Å]	$FWHM$ [Å]	W [Å]	$FWHM$ [Å]
1 ⁽¹⁾	0.966	-10.73	:	-37.32	:
3 ⁽¹⁾	0.105	-5.54	:	-9.71	:
8	0.894	-8.96	2.24	-18.25	2.41
9	0.983	-9.06	1.52	-39.02	1.68
10	0.535	-4.43	1.85	-6.88	1.97
11	0.537	-4.46	1.87	-6.33	1.92
13	0.841	-6.43	1.97	-11.21	2.07
14	0.849	-7.27	2.43	-12.42	2.31
15	0.129	-6.77	1.85	-11.62	2.00
16	0.271	-6.80	1.57	-10.55	1.92
17	0.431	-6.08	1.58	-8.60	1.73
18	0.433	-6.11	1.73	-7.69	1.72
19	0.435	-5.86	1.67	-7.80	1.74
20	0.774	-7.40	1.78	-12.93	1.75
21	0.778	-7.92	1.96	-13.38	1.92
22	0.982	-9.50	1.60	-29.26	1.87
23	0.986	-7.86	1.55	-30.2	1.88

(1) Espectros de baja resolución

otros, siendo ambos mayores en las cercanías del eclipse. Los símbolos negros en la Figura 3.9 señalan mediciones hechas en espectros de baja dispersión.

El hecho de que durante el eclipse el ancho equivalente de las emisiones de He I aumente y, a la vez, el flujo disminuya, indica una caída del continuo local a ambas líneas. Por lo tanto, la fuente del continuo en 5900 Å y 6700 Å es más afectada por el eclipse que la región de formación de las emisiones de He I, es decir, las últimas se originan en un volumen mucho mayor que la fuente del continuo (mas detalles serán vistos en el capítulo 4).

Se han medido las velocidades radiales de las líneas de emisión de He I $\lambda\lambda 4009$, 4026, 4121, 4144, 4388, 4471, 4713, 4922, 5016, 5048, 5876, 6678, 7065, 7281, según el rango de longitudes de onda de cada espectro. Ellas fueron medidas por ajuste de una gaussiana al perfil de la línea y un valor medio fue calculado para cada espectro. La Tabla 3.7 y la Figura 3.9 muestran las velocidades radiales heliocéntricas, sus

Tabla 3.7: Velocidades radiales de las emisiones de He I. Entre paréntesis se indica el número de líneas medidas. Se muestran separadamente las correspondientes a los singuletes, los tripletes, así como la combinación de todos ellos.

N°	Fase	Singuletes [km s ⁻¹]	Tripletes [km s ⁻¹]	Todas [km s ⁻¹]
1	0.966	-59 ± 0 (1)	-68 ± 9 (2)	-65 ± 6 (3)
3	0.105	-76 (1)		-76 (1)
4	0.110	-79 ± 5 (4)	-75 ± 2 (2)	-78 ± 3 (6)
5	0.355	-66 ± 0 (2)	-71 ± 7 (2)	-68 ± 3 (4)
6	0.356	-69 ± 5 (2)	-72 ± 2 (2)	-70 ± 2 (4)
8	0.894	-62 ± 7 (4)	-71 ± 13 (2)	-65 ± 6 (6)
9	0.983	-64 ± 1 (6)	-62 ± 1 (4)	-63 ± 1 (10)
10	0.535	-55 ± 1 (6)	-52 ± 2 (4)	-54 ± 1 (10)
11	0.537	-55 ± 1 (6)	-50 ± 2 (4)	-53 ± 1 (10)
12	0.674	-60 ± 9 (5)	-61 ± 6 (3)	-60 ± 6 (8)
13	0.841	-50 ± 1 (2)	-48 ± 1 (2)	-49 ± 1 (4)
14	0.849	-47 ± 1 (5)	-44 ± 2 (5)	-46 ± 1 (10)
15	0.129	-81 ± 2 (5)	-78 ± 4 (3)	-80 ± 2 (8)
16	0.271	-78 ± 1 (5)	-74 ± 3 (4)	-76 ± 1 (9)
17	0.431	-72 ± 2 (2)	-61 ± 3 (2)	-66 ± 4 (4)
18	0.433	-61 ± 2 (7)	-51 ± 3 (4)	-57 ± 2 (11)
19	0.435	-66 ± 2 (7)	-61 ± 4 (4)	-60 ± 3 (11)
20	0.774	-47 ± 1 (5)	-44 ± 2 (4)	-45 ± 1 (9)
21	0.778	-48 ± 1 (5)	-44 ± 3 (4)	-46 ± 1 (9)
22	0.982	-63 ± 2 (6)	-60 ± 2 (5)	-62 ± 2 (11)
23	0.986	-59 ± 1 (2)	-61 ± 2 (2)	-60 ± 1 (4)

correspondientes errores y, entre paréntesis, el número de líneas utilizadas en cada espectro. Las velocidades correspondientes a los tripletes y a los singuletes son mostrados separadamente.

En principio, las velocidades radiales de los singuletes y los tripletes de He I no muestran diferencias sistemáticas. Las curvas de velocidad radial calculadas adoptando la efemérides de Bruch, Niehues & Jones [1994] son, dentro de los errores, equivalentes. Sólo cuando se hace un ajuste de Fourier (ecuación 3.1), puede observarse que la curva de velocidad de los singuletes no muestra desfase respecto de la efemérides adoptada, mientras que la de los tripletes es algo distinta, mostrando un desfase de casi $\Delta\varphi \sim 0.1$ y una semiamplitud algo mayor que la de los singuletes.

El hecho de que el tiempo de conjunción de las curvas de velocidad radial de He I sea el mismo que el mínimo fotométrico, sumado a que las emisiones son parcialmente

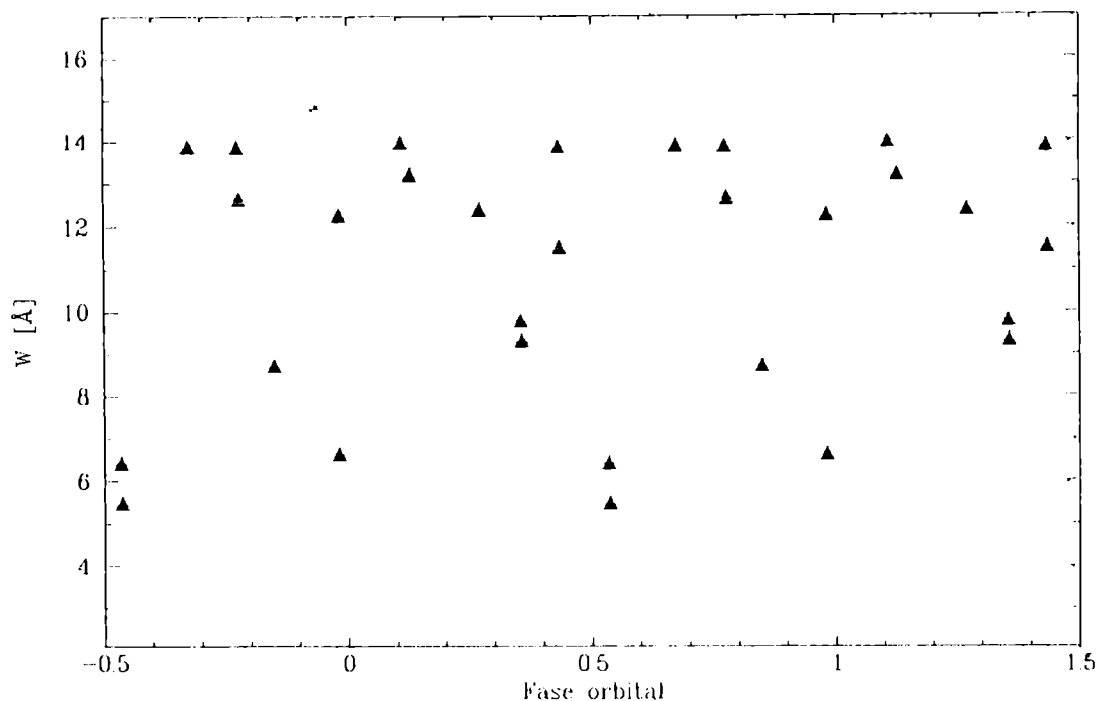


Figura 3.10: Ancho equivalente de la emisión He II $\lambda 4686$

eclipsadas por la gigante, sugiere que las mismas podrían trazar el movimiento de la componente caliente. Esto fue notado tempranamente por Thackeray & Hutchings [1974], quienes obtuvieron resultados similares a los presentados en este trabajo. Basados en que las velocidades de He I trazan el movimiento de la componente caliente, ellos obtuvieron los primeros parámetros orbitales del sistema, sugiriendo además un modelo para AR Pav, el cual prácticamente no sufrió modificaciones hasta las recientes publicaciones de Schild et al. [2001] y Quiroga et al. [2002] (ver la Introducción para más detalles).

3.2.4 He II

El segundo panel de la **Figura 3.2** muestra los perfiles de emisión de He II $\lambda 4686$. La estructura de estos perfiles es compleja y varía a lo largo del tiempo. La variación de los flujos con la fase orbital muestra eclipses profundos y bien definidos (**Figura 3.1**), presentando entonces perfiles considerablemente más estrechos que en las otras fases orbitales.

Una estructura de doble pico está presente en las dos observaciones de He II tomadas durante el eclipse de la componente caliente y en la fase 0.85. La misma

Tabla 3.8: Velocidades radiales del baricentro, de las alas y de la absorción central de He II $\lambda 4686$

Nº	Fase	W [Å]	VR_{bar} [km s ⁻¹]	$VR_{alas}^{(1)}$ [km s ⁻¹]	VR_{AC} [km s ⁻¹]
4 ⁽²⁾	0.110	-13.92	-112	-99	
5 ⁽²⁾	0.355	-9.747	-102	-94	-109
6 ⁽²⁾	0.357	-9.274	-88		
9	0.983	-12.23	-61	-58	-55
10	0.535	-6.39	-82		
11	0.537	-5.45	-91		
12 ⁽²⁾	0.674	-13.84	-76	-74	
14	0.849	-8.69	-85	-47	-98
15	0.129	-13.16	-97	-98	
16	0.271	-12.35	-93	-96	
18	0.433	-13.81	-79	-76	-138
19	0.435	-11.47	-91		
20	0.774	-13.82	-35	-33	
21	0.778	-12.62	-44		
22	0.982	-6.60	-53	-59	-51

(1) Se han sumado los espectros de cada turno de observación

(2) Espectros de baja resolución

estructura parecería estar presente también en la fase 0.43. En los dos eclipses el pico azul es ligeramente más intenso que el rojo, mientras que en las fases 0.85 (y presumiblemente en la fase 0.43) esta situación se invierte. En las otras fases orbitales los perfiles son aparentemente simples pero asimétricos. Si bien las asimetrías en la primera y segunda cuadratura están invertidas una respecto de la otra, en la fase 0.13 la forma asimétrica del perfil es casi idéntica a la mostrada en la fase 0.77. La más grande asimetría ocurre en la fase 0.54, en la cual parecen haber tres componentes que no son vistas en el resto de los perfiles.

La forma variable de los perfiles hace difícil el análisis de sus posibles componentes. Intentar un ajuste múltiple tiene la dificultad de que no todas las componentes están presentes en todos los perfiles. Por ejemplo, la estructura de doble pico presente durante los eclipses no tiene nada que ver con las asimetrías que se observan en otras fases, cuando el mencionado pico doble no está presente. Todo ajuste que se intentó no condujo a ningún resultado razonable, ni siquiera el intento de ajustar el núcleo principal del perfil. El único ajuste razonable (o que al menos pareciera estar

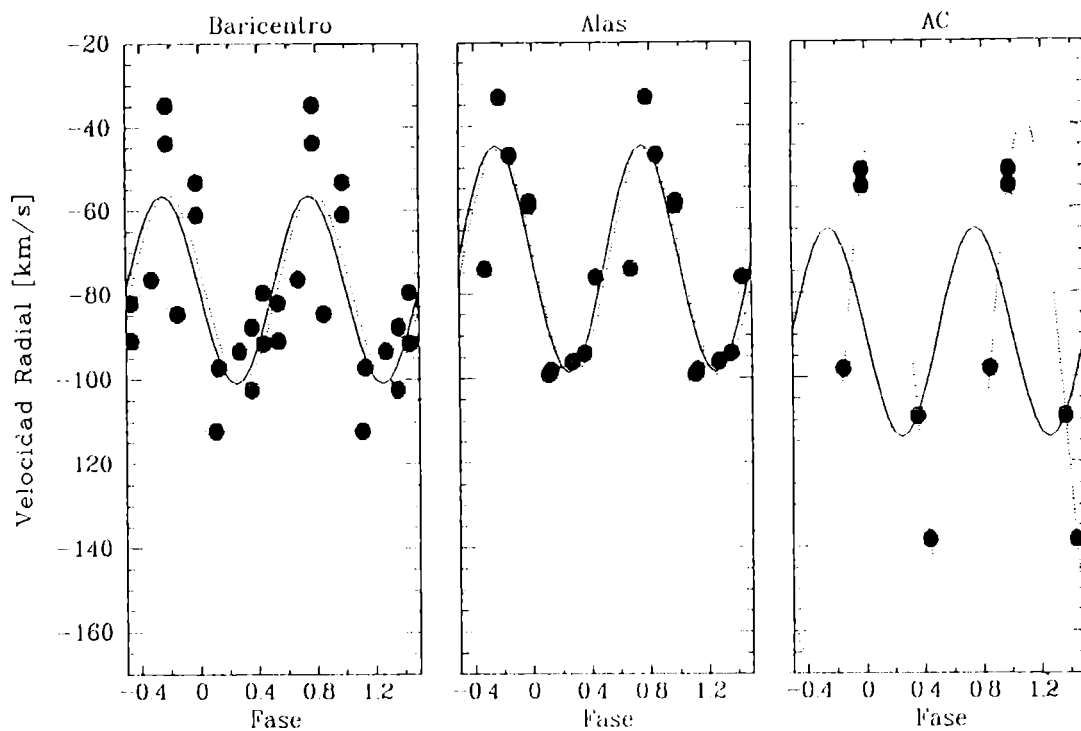


Figura 3.11: Velocidades radiales del baricentro, las alas y la absorción central de las emisiones de He II. La línea punteada muestra el ajuste de Fourier de primer orden, y la línea continua el ajuste adoptando la efemérides de Bruch, Niehues & Jones [1994]

relacionado con las fases) se obtuvo con la velocidad radial de la absorción central presente en algunos perfiles. Aunque con sólo cinco velocidades radiales es más que prematuro hacer cualquier aseveración. Por estos motivos sólo se ha analizado el ancho equivalente de la emisión y se ha calculado la velocidad del baricentro de la línea, es decir, la correspondiente a la emisión en su conjunto (Tabla 3.8).

El ancho equivalente de las emisiones de He II $\lambda 4686$ se mantiene prácticamente constante ($\sim 13 \text{ \AA}$) en la mayoría de los perfiles analizados (Figura 3.10). Sin embargo, presenta dos marcados mínimos en cada una de las conjunciones. Es interesante mencionar que en el eclipse de 1995 el ancho equivalente es aproximadamente el mismo que en el resto de las fases orbitales, mientras que en el eclipse del año 2000 un pronunciado mínimo es observado.

A las velocidades radiales del baricentro de la línea se le hicieron los mismos ajustes (ecuación 3.1) que los hechos a las emisiones de Balmer, los cuales son prácticamente coincidentes. El hecho de que el tiempo de conjunción coincida con el mínimo fotométrico, sumado a que las emisiones de He II son notoriamente eclipsadas por la gigante, sugiere que las velocidades baricentrales de He II siguen el movimiento esperado para la componente caliente.

Tabla 3.9: Velocidades radiales (RV), anchos equivalentes (W) y anchos a mitad de intensidad ($FWHM$) de O I $\lambda 8446$

Nº	Fase [km s ⁻¹]	VR [Å]	W [Å]	$FWHM$
7 ⁽¹⁾	0.180	-89	-4.32	:
13	0.841	-44	-5.59	1.57
17 ⁽²⁾	0.431	-68	-5.38	1.76

(1) Espectro de baja resolución

(2) Emisión en el extremo del orden

Se han calculado también las velocidades radiales de las alas de la emisión de He II (Tabla 3.8 y Figura 3.11), con excepción del perfil tomado en fase 0.5 por ser la base del mismo demasiado asimétrica como para permitir una medición de la velocidad de las alas que sea confiable. Las velocidades de las alas de He II también parecen seguir el movimiento esperado para la componente caliente, obteniéndose la misma semiamplitud que las halladas para las velocidades de H α y H β , aunque con una velocidad sistémica un poco más negativa (la que de todas formas está dentro de los errores). Sin embargo, puede observarse que el ajuste calculado produce $O - C$ más grandes y, en consecuencia, los errores de los parámetros calculados también son más grandes. Como se hizo en el caso del H, la solución calculada será detallada cuando se obtengan los parámetros orbitales del sistema.

Comparando las velocidades de las alas con las velocidades baricentrales se observa que en la gran mayoría de los casos las velocidades son comparables. Sólo en los perfiles tomados en las fases $\varphi = 0.10, 0.35$ y 0.85 son apreciablemente distintas. En el último caso en particular, la velocidad de las alas es prácticamente la mitad de la velocidad baricentral. Debe notarse que los espectros en las tres fases señaladas son de menor resolución; sin embargo, en otras emisiones analizadas no se observa tal variación en las velocidades. Las diferencias señaladas entre ambas velocidades, producen una mayor semiamplitud y menores $O - C$ en la curva de velocidad radial de las alas.

3.2.5 O I $\lambda 8446$

La línea de emisión O I $\lambda 8446$, producida por mecanismos de fluorescencia de fotones Ly β absorbidos por átomos de O neutro, aparecen en tres de los espectros que incluyen ese rango de longitudes de onda, mientras que en el espectro tomado en la

Tabla 3.10: Velocidades radiales del centro y del baricentro de las emisiones de Fe II. Anchos equivalentes (W), anchos a mitad de intensidad ($FWHM$) y velocidades radiales de todo el perfil (TP), del pico azul (A) y del pico rojo (R) de la emisión Fe II $\lambda 5363$. N indica el número de líneas medidas en cada espectro.

N°	Fase	Centro	Baricentro	N	Fe II $\lambda 5363$							
		VR	VR		TP	W		$FWHM$		VR		
		[km s ⁻¹]	[km s ⁻¹]			[Å]	A	R	A	R	A	R
5	0.355	-75	-75	1								
6	0.356	-80	-80	1								
8	0.894	-58±3	-50±3	10	-0.70	-0.15	-0.28	0.56	0.68	-90	-24	
9	0.983	-61±1	-61±1	34	-0.69							
10	0.535	-64±1	-51±2	30	-0.45	-0.06	-0.41	0.53	0.84	-112	-49	
11	0.537	-65±1	-50±2	32	-0.38	-0.04	-0.35	0.35	0.92	-112	-48	
13	0.841	-47±2	-42±2	10								
14	0.849	-41±2	-38±3	24	-0.39							
15	0.129	-79±1	-77±2	22	-0.50	-0.25	-0.29	0.85	0.92	-110	-53	
16	0.271	-79±1	-77±1	24	-0.46	-0.11	-0.33	0.44	0.85	-119	-62	
17	0.431	-73±1	-66±4	10								
18	0.433	-65±1	-59±3	31	-0.43	-0.11	-0.28	0.54	1.06	-96	-31	
19	0.435	-70±1	-56±2	22	-0.46	-0.13	-0.34	0.60	0.97	-110	-42	
20	0.774	-44±1	-51±2	29	-0.52	-0.40	-0.14	0.98	0.67	-62	-8	
21	0.778	-47±2	-55±3	27	-0.53	-0.45	-0.12	1.08	0.61	-57	-2	
22	0.982	-60±1	-60±1	33	-0.74							
23	0.986	-62±2	-58±2	13								

(1) Espectros de baja resolución

fase 0.986 no puede observarse por estar esa longitud de onda entre dos órdenes del espectro echelle.

La emisión es muy intensa, con flujos del mismo orden que el observado para algunas líneas de He I (Tabla 3.1). Los perfiles son simétricos y no presentan ningún tipo de estructura en los espectros de alta dispersión. La emisión observada en la fase 0.180 tiene el ala azul superpuesta a la emisión de Paschen P₁₈. En la Tabla 3.9 se presentan los valores medidos para la línea O I $\lambda 8446$.

3.2.6 Fe II

En alta dispersión, los perfiles de las emisiones de Fe II muestran una estructura de doble pico y/o asimetrías en la mayoría de las fases orbitales (Figura 3.2, derecha).

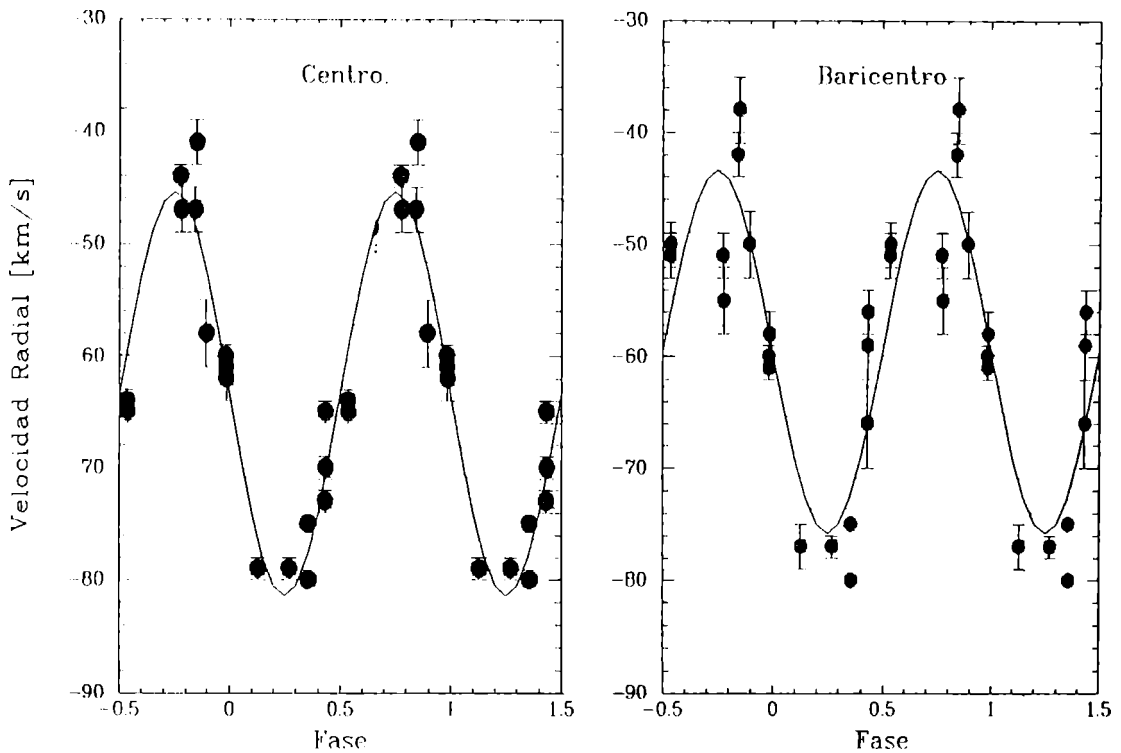


Figura 3.12: Velocidades radiales del centro y baricentro de las emisiones de Fe II

En particular, perfiles con estructura de doble pico son claramente visibles en las cercanías de la primera cuadratura, mientras que en la segunda cuadratura los perfiles son asimétricos, presentando algunos de estos últimos una muy débil absorción central (con las intensidades de los picos aparentemente invertidas respecto a la primera cuadratura). Durante el eclipse los perfiles son simétricos y no muestran la estructura de doble pico, mientras que en la fase $\varphi \sim 0.54$ podría estar presente un muy débil pico azul (apenas discernible del ruido). Los picos tienen separaciones entre 47 y 65 km s^{-1} .

Es destacable (**Figura 3.2**) que en ambas conjunciones las intensidades de las emisiones de Fe II $\lambda 4923$ y $\lambda 5018$ son comparables con las de He I $\lambda 4921$ y $\lambda 5015$, respectivamente. En las otras fases la razón Fe II/He I es más pequeña.

Debido a las asimetrías que presentan las emisiones de Fe II se han medido las velocidades radiales del centro y del baricentro del perfil (**Tabla 3.10** y **Figura 3.12**). Ambas son iguales (al menos entre los errores) desde el eclipse hasta un poco antes del tránsito ($\varphi=0.431$). De ahí en adelante, los apartamientos son grandes, con una máxima separación entre ambas velocidades de 15 km s^{-1} en la fase 0.54. Naturalmente, al ser las emisiones simétricas en los eclipses, ambas velocidades coinciden, mientras que en las fases 0.13 y 0.27, si bien los perfiles presentan una estructura

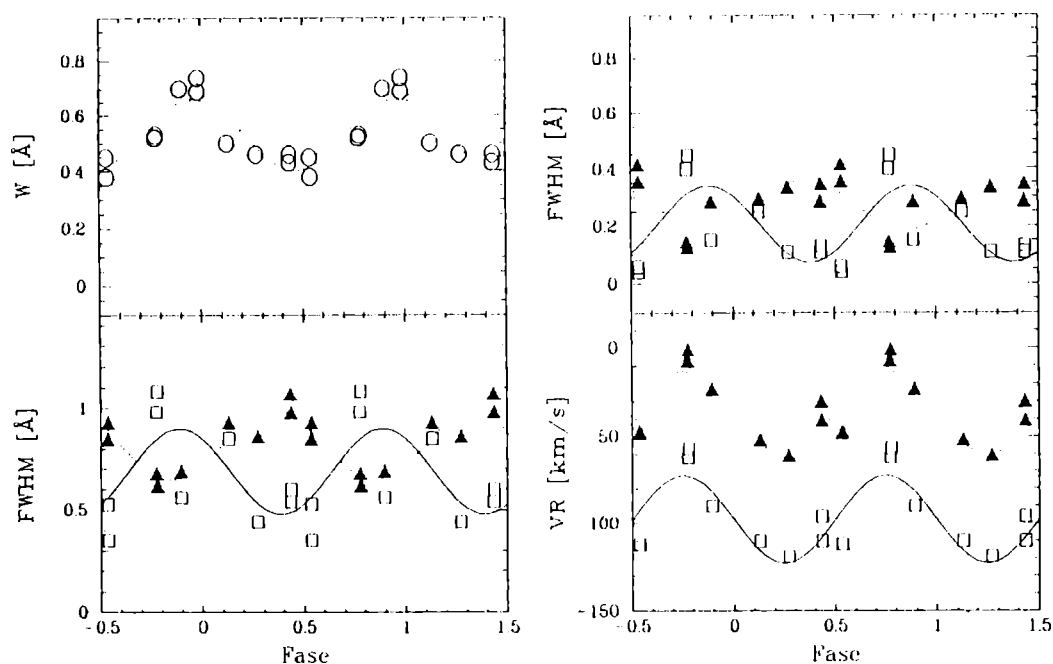


Figura 3.13: Línea de emisión Fe II $\lambda 5363$. Arriba izquierda: ancho equivalente del perfil; arriba derecha: anchos equivalentes de la componente azul y roja; Abajo izquierda: ancho a mitad de intensidad de las componentes azul y roja. Abajo derecha: velocidades radiales de las componentes azul y roja. Círculos representan todo el perfil, cuadrados y línea continua la componente azul, triángulos negros y línea punteada la componente roja

de doble pico, mantienen la simetría, al no haber una preponderancia excesiva de ninguno de los picos. La gran diferencia entre ambas velocidades observada en la fase 0.54, es debida a la contribución del pequeño pico azul presente en la emisión.

A fin de analizar las características de cada uno de los detalles presentes en las emisiones de Fe II, se ha decidido estudiarlos en la línea Fe II $\lambda 5363$, debido a que en ella son claramente discernibles en todos los espectros de alta dispersión (con excepción del obtenido en setiembre del año 1998, el cual tiene la mitad de resolución), mientras que en las demás líneas los detalles se superponen como para permitir un detallado análisis. La **Tabla 3.10** y la **Figura 3.13** muestran los anchos equivalentes, los anchos a mitad de intensidad y las velocidades de las componentes azul y roja de la emisión.

El ancho equivalente de toda la emisión está relacionado con la fase orbital, mostrando, al igual que las emisiones de He I y la de He II $\lambda 4686$, un mínimo cuando la componente caliente está frente al observador y un máximo en las cercanías del eclipse. Los anchos equivalentes de las componentes azul y roja también están relacionados con la fase orbital, la componente azul en fase con el ancho equiva-

Tabla 3.11: Velocidades radiales, anchos equivalentes y anchos a mitad de intensidad de las emisiones prohibidas [O III]

Nº	Fase	VR	$\lambda 4363$		$\lambda 4959$		$\lambda 5007$	
			<i>W</i>	<i>FWHM</i>	<i>W</i>	<i>FWHM</i>	<i>W</i>	<i>FWHM</i>
4 ⁽¹⁾	0.110	-70 ± 1 (2)			-5.7	:	-17.1	
5 ⁽¹⁾	0.355	-63 ± 2 (2)			-3.2	:	-8.8	
6 ⁽¹⁾	0.356	-65 ± 2 (2)			-3.2	:	-9.1	:
8	0.894	-56 ± 5 (2)			-10.9	1.39	-30.4	1.54
9	0.983	-64 ± 2 (3)	-29.1	1.15	-45.3	1.43	-158	1.43
10	0.535	-78 ± 3 (3)	-2.5	1.61	-2.2	1.73	-7.3	1.83
11	0.537	-77 ± 2 (3)	-1.8	1.46	-2.3	1.65	-8.3	1.69
12 ⁽¹⁾	0.674	-87 ± 4 (3)	-5.8	:	-5.0	:	-16.8	:
14	0.849	-59 ± 1 (3)	-5.0	1.35	-6.4	1.58	-18.2	1.60
15	0.129	-71 ± 1 (2)			-9.0	1.43	-23.3	1.45
16	0.271	-67 ± 1 (2)			-8.5	1.51	-21.0	1.51
18	0.433	-60 ± 1 (3)	-8.9	1.22	-9.7	1.40	-25.2	1.42
19	0.435	-71 ± 1 (3)	-7.1	1.27	-7.6	1.43	-21.8	1.42
20	0.774	-68 ± 0 (2)			-11.2	1.43	-28.6	1.44
21	0.778	-69 ± 1 (2)			-11.4	1.55	-29.7	1.44
22	0.982	-63 ± 1 (3)	-26.3	1.18	-37.7	1.48	-102	1.51

(1) Espectros de baja resolución

lente de todo el perfil y la componente roja claramente en antifase respecto a ellos. Cabe destacar que los ajustes mostrados en la **Figura 3.13** son ajustes de Fourier (**ecuación 3.1**), es decir no se ha supuesto ningún punto cero. Comportamientos similares a los descritos son también observados para el ancho a mitad de intensidad de las componentes azul y roja del perfil.

Las curvas de velocidad radial de las componentes azul y roja están en fase con las obtenidas para todo el perfil. No obstante, la semiamplitudes de ambas son considerablemente más grande ($\sim 10 \text{ km s}^{-1}$) que las obtenidas para el centro del perfil.

Se han medido también las velocidades radiales de las absorciones centrales de los perfiles. Por motivos que se verán más adelante, ellas serán analizadas en la **Subsección 3.3.1**

3.2.7 [O III]

El tercer panel de la **Figura 3.2** muestra los perfiles de la emisión prohibida [O III] $\lambda 5007$ (los perfiles de [O III] $\lambda 4363$ y $\lambda 4959$ son similares). El ancho del perfil es

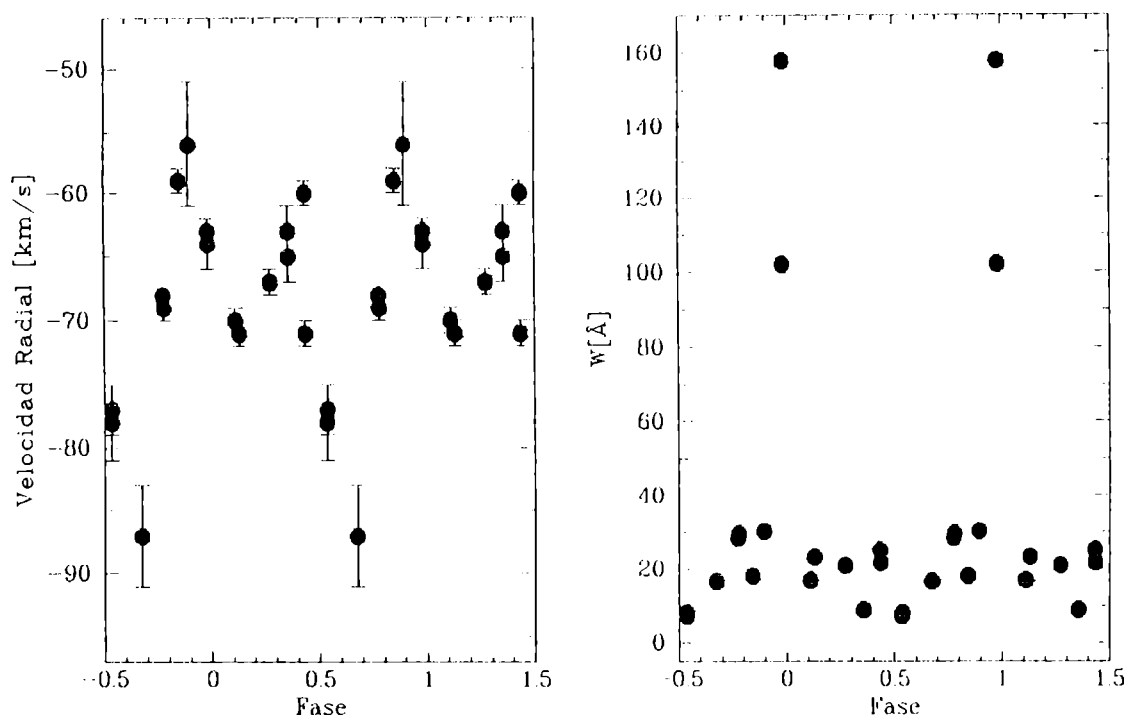


Figura 3.14: Izquierda: velocidades radiales de las emisiones prohibidas de [O III]. Derecha: anchos equivalentes de [O III] $\lambda 5007$

del orden de 200 km s^{-1} . Los espectros tomados en las fases 0.54 y 0.89 muestran una estructura de doble pico, cuya separación es de 40 y 50 km s^{-1} respectivamente, y un cociente de intensidades entre los picos azul y rojo de ~ 1 . Esta estructura de doble pico está presente también en los espectros publicados por Van Winckel, Duerbeck & Schwarz [1993] y en los de Schild et al. [2001]. Es posible que esta estructura esté siempre presente en las emisiones de [O III] y que no sea observada en todos los espectros por estar la separación en el límite de resolución.

La variación de los flujos a lo largo del período orbital (Figura 3.1) no se corresponde con lo observado en las emisiones permitidas. En particular, si bien los flujos disminuyen levemente durante el eclipse, se observan decrecimientos mayores en otras fases orbitales. En la medida de los flujos se observan apartamientos de hasta un 30% respecto del valor de 3 esperado para la razón entre los flujos de $I(\lambda 5007)/I(\lambda 4959)$ (Tabla 3.1).

La Tabla 3.11 muestra el promedio de las velocidades radiales, así como los anchos equivalentes y anchos a mitad de intensidad para cada una de las emisiones de [O III].

Las velocidades radiales de [O III] muestran un patrón complicado (Figura 3.14), el cual no puede ser adjudicado a ninguna de las componentes estelares del

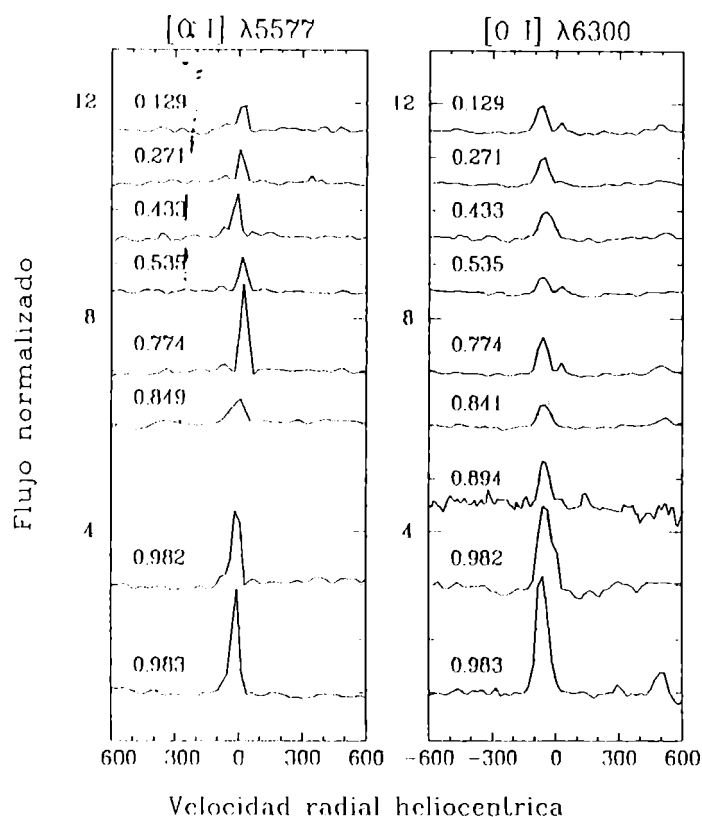


Figura 3.15: Perfiles de las emisiones de [O I]. En cada uno de los perfiles la componente roja es de origen terrestre.

sistema. De hecho los datos no pueden ser representados por un ajuste de Fourier de primer orden, sino que sería necesario introducir un ajuste con al menos un orden más. Las velocidades muestran un mínimo profundo en la fase ~ 0.7 y otro mínimo, menos marcado, en la fase ~ 0.2 . Se han medido también las velocidades radiales de las alas de las emisiones de [O III], las cuales no muestran diferencias respecto a las velocidades obtenidas para todo el perfil.

Los anchos equivalentes de las tres emisiones prohibidas de [O III] no muestran, salvo en el eclipse, una relación evidente con las fases, aunque parecieran tener un mínimo cuando la componente caliente se encuentra frente al observador. El ancho equivalente de las tres emisiones crece abruptamente durante el primer eclipse, aumentando el valor medido en un factor 20 respecto al valor observado en la fase 0.54. La variación de los anchos equivalentes con la fase orbital es mostrada en la **Figura 3.14** para la emisión [O III] $\lambda 5007$.

Los anchos a mitad de intensidad medidos en espectros de alta resolución son prácticamente constantes a lo largo de todo el período orbital en las tres emisiones de [O III], siendo los de [O III] $\lambda 4363$ un poco menores que los medidos en las otras

Tabla 3.12: Velocidades radiales (VR en km s^{-1}), anchos equivalentes (W en Å) y anchos a mitad de intensidad ($FWHM$ en Å) de las componentes azul (CA) y roja (CR) de las emisiones de [O I]

N°	Fase	[O I] $\lambda 5577$						[O I] $\lambda 6300$					
		CA			CR			CA			CR		
		VR	W	FWHM	VR	W	FWHM	VR	W	FWHM	VR	W	FWHM
8	0.894							-58	-0.93	1.16			
9	0.983				-15	-1.86	0.69	-63	-3.69	1.40			
10	0.535	-85	-0.09	0.90	18	-0.50	0.69	-66	-0.46	1.12	24	-0.15	0.75
11	0.537	-61	-0.16	1.58	24	-0.36	0.70	-70	-0.45	1.19	24	-0.11	0.67
13	0.841							-59	-0.73	1.31			
14 ¹	0.849				-7	-0.49	0.84						
15	0.129	-49	-0.21	1.81	20	-0.37	0.54	-72	-0.70	1.12	24	-0.15	0.73
16	0.271	-69	-0.08	0.62	11	-0.37	0.42	-65	-0.69	1.14	20	-0.07	0.73
17	0.431							-50	-1.19	1.79			
18	0.433	-69	-0.15	0.62	-13	-0.58	0.56	-48	-1.00	1.65			
20	0.774	-68	-0.20	1.11	24	-1.45	0.71	-65	-0.91	1.10	24	-0.18	0.60
21	0.778	-74	-0.28	0.94	20	-2.97	0.71	-64	-1.02	1.12	28	-0.33	0.68
22	0.982				-12	-1.83	0.75	-53	-3.17	1.59			
23	0.986				-16	-2.88	0.75	-61	-2.52	1.15			

¹ Observada en el extremo. Además el espectro tiene la mitad de resolución que las otras líneas.

dos emisiones prohibidas.

3.2.8 [O I]

Las emisiones de [O I] $\lambda 5577$, $\lambda 6300$ y $\lambda 6363$ son observadas en los espectros de alta dispersión y también en el obtenido con el detector Z-Machine en agosto de 1990. Desafortunadamente, al menos una de estas emisiones aparece a menudo en el borde de los espectros y las mediciones tienen en consecuencia mayor margen de error. Esta situación ocurre en casi todas las observaciones de la línea [O I] $\lambda 6363$, motivo por el cual no será analizada cuantitativamente.

Las tres emisiones tienen perfiles más o menos simétricos, aunque en algunas fases aparece una pequeña componente secundaria (Figura 3.15), la cual en ocasiones está en el límite de la detección. En la línea [O I] $\lambda 5577$ la componente más intensa es la roja, mientras que en las otras dos líneas la más intensa es la componente azul.

La Tabla 3.12 muestra las velocidades, anchos equivalentes y anchos a mitad

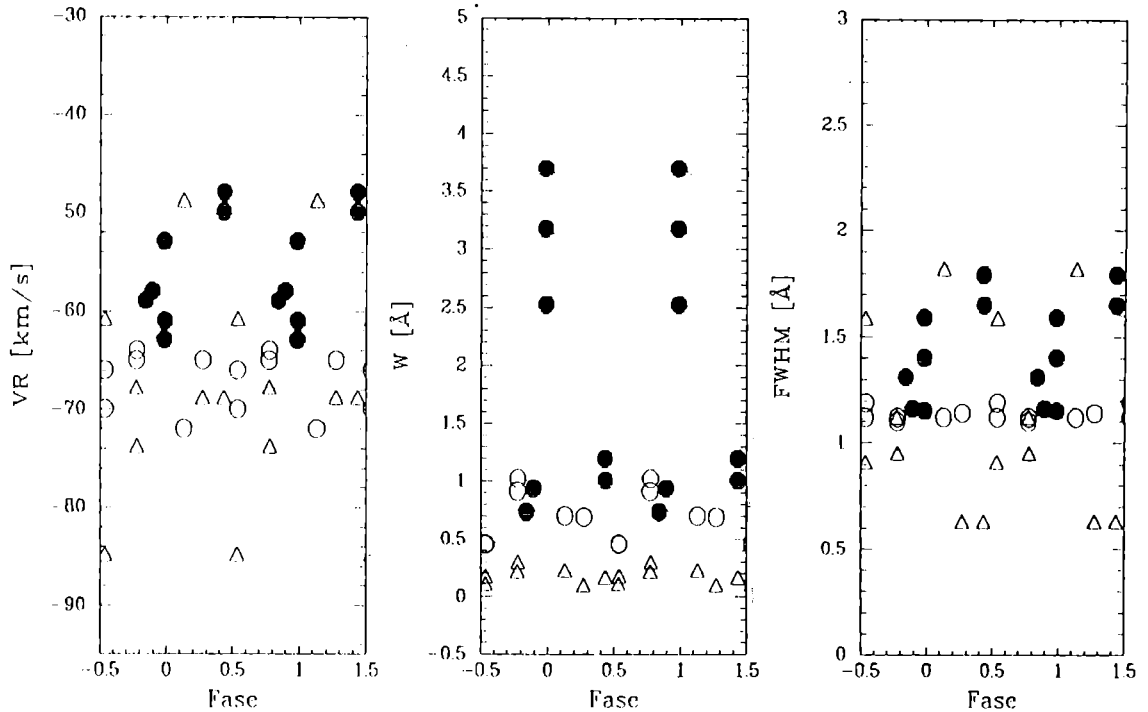


Figura 3.16: Velocidades radiales (VR), anchos equivalentes (W) y anchos a mitad de intensidad de las emisiones de [O I] $\lambda 5577$ (triángulos) y $\lambda 6300$ (círculos). Los símbolos negros se refieren a las observaciones en que no se observa contribución atmosférica.

de intensidad de las componentes azul y roja de las emisiones $\lambda 5577$ y $\lambda 6300$ de [O I]. Los comportamientos son en general diferenciados según que la línea presente una o dos componentes.

En los perfiles de [O I] puede haber contribución de la atmósfera terrestre, particularmente en la línea $\lambda 5577 \text{ \AA}$, donde se encuentra la máxima contribución de [O I] auroral. En este sentido, puede observarse que, en general, las velocidades radiales de la componente roja de ambas líneas coinciden prácticamente con las velocidades heliocéntricas de las épocas en que se observaron, indicando de este modo que ellas muy probablemente son de origen terrestre. Además, tanto el ancho equivalente como el ancho a mitad de intensidad permanecen prácticamente constantes a lo largo del ciclo orbital. Los apartamientos observados pueden ser atribuidos a dificultades en los ajustes realizados al perfil. Por lo dicho, de aquí en adelante se considerará sólo la componente azul de los perfiles de [O I], cuyas velocidades radiales, anchos equivalentes y anchos a mitad de intensidad son mostrados en la **Figura 3.16**.

Las velocidades radiales de las líneas de [O I] $\lambda 5577$ y $\lambda 6300$ son del orden de las halladas en las diferentes líneas estudiadas -con un promedio de -68 km s^{-1} -, por lo que ellas sí podrían ser atribuidas al sistema, . Sin embargo, ellas presentan

Tabla 3.13: Velocidades radiales, anchos equivalentes y anchos a mitad de intensidad de las emisiones prohibidas de [N II]

N°	Fase [km s ⁻¹]	[N II] $\lambda 5755$			[N II] $\lambda 6584$		
		VR [Å]	<i>W</i> [Å]	<i>FWHM</i> [km s ⁻¹]	VR [Å]	<i>W</i> [Å]	<i>FWHM</i>
9	0.983	-76	-0.63	1.16	-82	-0.32	1.37
10	0.535	-90	-0.03	0.74	-86	-0.19	2.00
11	0.537	-84	-0.05	1.53	-85	-0.20	2.11
13	0.841	-72	-0.14	1.50	-77	-0.18	1.71
14	0.849	-74	-0.13	1.56	-78	-0.12	1.54
15	0.129	-86	-0.15	1.39	-95	-0.14	1.84
16	0.271	-89	-0.12	1.69	-94	-0.21	2.16
17	0.431		-0.13	1.36	-87	-0.24	1.88
18	0.433		-0.17	1.76	-89	-0.18	1.94
19	0.435	-87	-0.19	1.25	-89	-0.21	2.31
20	0.774	-76	-0.17	1.78	-81	-0.15	1.49
21	0.778	-72	-0.18	1.47	-85	-0.11	1.82
22	0.982	-77	-0.19	1.21	-86	-0.36	1.63
23	0.986	-79	-0.47	1.80	-84	-0.37	1.71

una gran dispersión. Nótese, no obstante, que la dispersión puede ser atribuida a la contaminación del [O I] atmosférico, tal como se observa en la **Figura 3.16**, donde se señalan con símbolos blancos las velocidades medidas cuando en los perfiles se distingue la contribución atmosférica y con símbolos negros cuando no se la distingue.

Excepto en los eclipses, los anchos equivalentes de cada línea se mantienen aproximadamente constantes a lo largo del ciclo orbital, siendo los de la línea $\lambda 5577$ menores que lo de $\lambda 6300$. Durante el eclipse, no se observa la línea $\lambda 5577$, mientras que el flujo de la línea $\lambda 6300$ decrece por un factor 2-3 y su ancho equivalente aumenta por un factor 4, sugiriendo que parte de la región no es eclipsada.

El ancho a mitad de intensidad de la línea $\lambda 5577$ presenta una gran variación que no está relacionada con la fase orbital. Probablemente sea debida a que dicha componente es muy débil para lograr un buen ajuste, estando afectada además por la contribución atmosférica, la cual es más intensa. En tanto que para la línea $\lambda 6300$, el ancho a mitad de intensidad se mantiene constante cuando no se observa el perfil debido al [O I] atmosférico y muestra valores mayores cuando sí se observa el último. Una vez más, probablemente esta variación sea debida a deficiencias en los ajustes realizados debido a la contribución atmosférica.

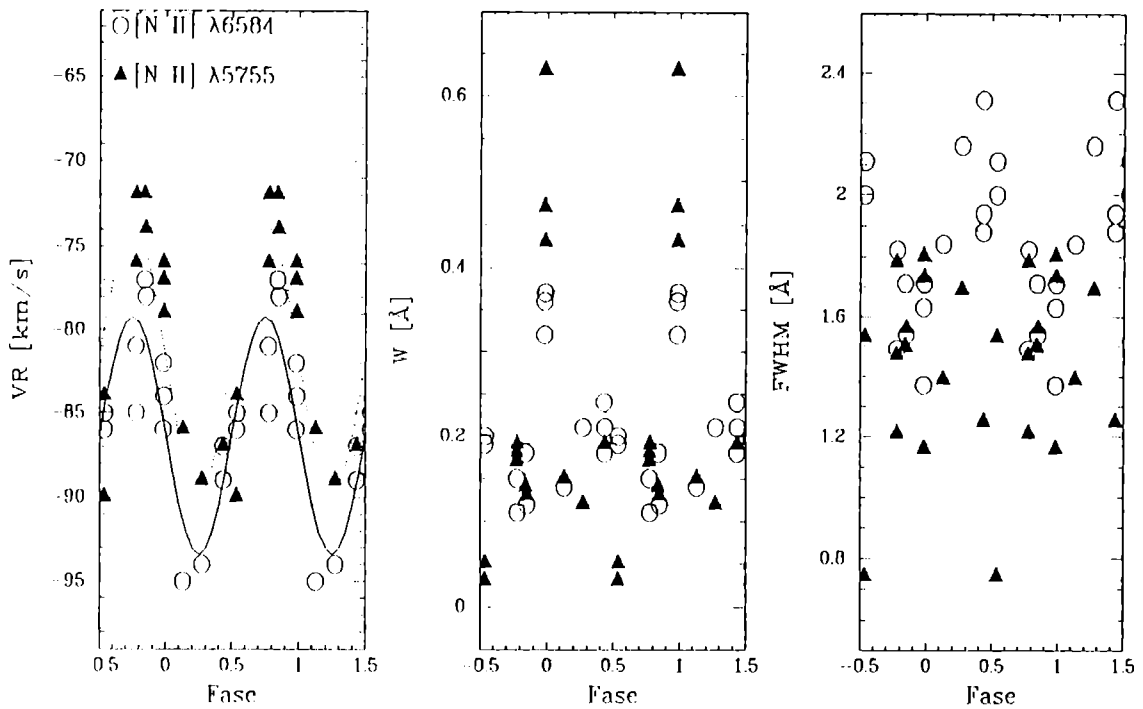


Figura 3.17: Emisiones prohibidas de [N II]. Izquierda: velocidades radiales; centro: anchos equivalentes; derecha: anchos a mitad de intensidad

3.2.9 [N II]

Las líneas de emisión prohibidas de [N II] $\lambda 5755$, $\lambda 6584$ y, posiblemente $\lambda 6548$ son observadas en los espectros de alta dispersión de AR Pav, con excepción del espectro tomado en junio de 1995 ($\varphi = -0.89$), el cual es muy ruidoso como para permitir detectarlas. Las emisiones son débiles, en algunos casos en el límite de la detección.

La Tabla 3.13 y la Figura 3.17 muestran las velocidades radiales, anchos equivalentes y anchos a mitad de intensidad de las emisiones de [N II] $\lambda 5755$ y $\lambda 6584$. Similarmente a lo observado para las emisiones prohibidas de [O III], el ancho equivalente de las emisiones de [N II] es máximo en las observaciones tomadas durante el eclipse, siendo en este caso mayor para la emisión $\lambda 5755$ que para $\lambda 6584$. Sin embargo, fuera del eclipse, la última emisión presenta un máximo secundario en las cercanías del tránsito, mientras que la emisión $\lambda 5755$ tiene un comportamiento más irregular, con un mínimo en la fase 0.54.

Los anchos a mitad de intensidad también presentan un comportamiento diferenciado, siendo máximo en las cercanías del tránsito y mínimo en el eclipse para $\lambda 6584$, mientras que los cambios observados en la emisión $\lambda 5755$ no tienen una

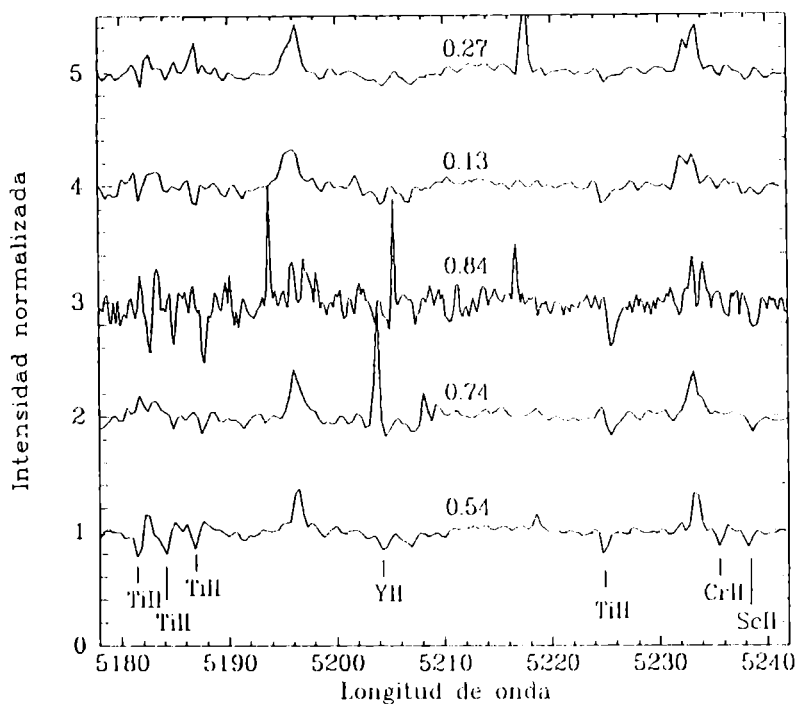


Figura 3.18: Espectro de absorción tipo cF en el rango $\lambda 5180 - \lambda 5240$

evidente dependencia con la fase orbital.

Las velocidades radiales de ambas emisiones están en fase con las velocidades de las alas de H y He II y con las de He I, aunque con velocidades sistémicas más negativas. Las velocidades radiales de ambas emisiones tienen, dentro de los errores, la misma semiamplitud, pero sus velocidades baricéntricas están desplazadas en 5 km s^{-1} , siendo más negativa la correspondiente a [N II] $\lambda 6584$.

3.3 Líneas de absorción

3.3.1 El espectro cF

Como ya se ha mencionado, el espectro azul tipo cF está presente en la mayoría de las imágenes tomadas en alta dispersión e incluso en el espectro de baja dispersión tomado en noviembre de 1990. Estas líneas no son observadas en ninguno de los espectros de alta dispersión tomados durante el eclipse, sugiriendo de esta manera que son ocultadas por la componente gigante. En los espectros tomados en setiembre de 1999 ($\varphi = 0.43 - 0.45$) son difíciles de observar por ser ruidosos en el rango donde aparecen la mayoría de estas absorciones. El espectro presenta líneas de metales una

Tabla 3.14: Velocidades radiales de las absorciones cF y de las absorciones centrales de las emisiones de Fe II

N°	Fase	cF	AC Fe II
4	0.110	-79 ± 2 (9)	
8	0.894	-57 ± 2 (9)	-66 ± 3 (7)
10	0.535	-81 ± 1 (40)	-90 ± 1 (23)
11	0.537	-81 ± 1 (43)	-87 ± 1 (22)
14	0.849	-46 ± 2 (21)	-51 ± 2 (6)
15	0.129	-81 ± 1 (22)	-83 ± 1 (17)
16	0.271	-85 ± 2 (14)	-89 ± 2 (15)
17	0.431		-80 ± 2 (9)
18	0.433		-72 ± 2 (20)
19	0.435	:	-84 ± 3 (12)
20	0.774	-43 ± 1 (17)	-38 ± 2 (11)
21	0.778	-42 ± 1 (15)	-39 ± 4 (10)

vez ionizados, principalmente Ti II, Cr II, Sc II y Y II. Algunas absorciones de Fe II son también observadas, aunque dichos iones comúnmente aparecen en emisión. La **Figura 3.18** muestra algunas de las absorciones tipo cF observadas en el espectro de AR Pav.

Las velocidades radiales de las absorciones tipo cF son mostradas en la **Tabla 3.14** y en la **Figura 3.19** (derecha). Cuando se adopta la efemérides de Bruch, Niehues & Jones [1994] las velocidades radiales están en fase con las velocidades de las alas de H y de He II $\lambda 4686$ y tienen, dentro de los errores, la misma semiamplitud. Sin embargo, cuando se les hace el ajuste de Fourier de primer orden, se observa un desfase considerable ($\Delta\varphi \sim 0.1$) entre el tiempo de conjunción y el mínimo fotométrico.

Como ya se ha mencionado, pocas absorciones de Fe II están presentes en el espectro tipo cF, la gran mayoría de las líneas de dicho ión son observadas en emisión. La mayoría de las emisiones de Fe II presentan una absorción central en sus perfiles (ver **Subsección 3.2.6**) que tienen velocidades radiales que se corresponden, aproximadamente, a las halladas para las absorciones tipo cF para cada fase orbital (**Tabla 3.14** y **Figura 3.19**). Si bien la curva de estas absorciones centrales presentan velocidades sistémicas algo más negativas, ellas coinciden, dentro de los errores, con las observadas para el espectro tipo cF, sugiriendo una misma región de formación para ambos grupos de absorciones.

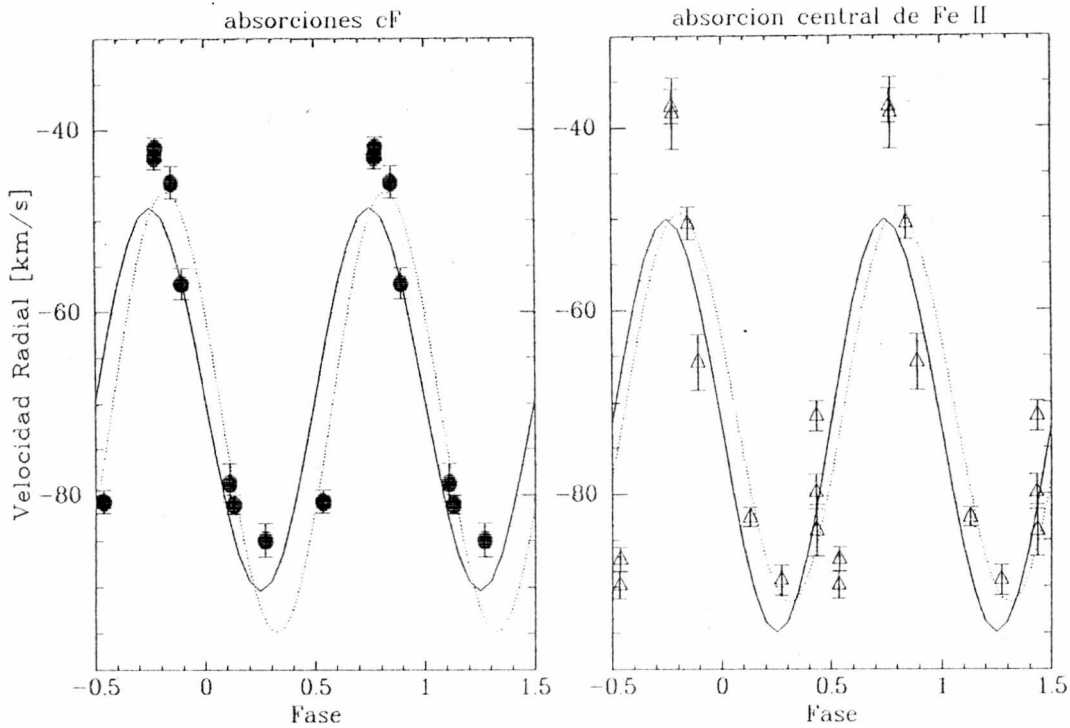


Figura 3.19: Curvas de velocidad radial de las absorciones tipo cF y de las absorciones centrales de las emisiones de Fe II. La línea punteada muestra el ajuste de Fourier de primer orden, y la línea continua el ajuste adoptando la efemérides de Bruch, Niehues & Jones [1994]

3.3.2 Na I

Los perfiles del doblete del Na I presentan un comportamiento peculiar. La variación de los perfiles con la fase orbital es mostrada en la **Figura 3.20**. Los perfiles presentan un comportamiento bien diferenciado durante el eclipse de la componente caliente respecto al mostrado en otras fases.

Con excepción de los espectros tomados durante el eclipse, los perfiles consisten de dos componentes de absorción, siendo la más profunda la componente azul, por lo que de aquí en adelante se la llamará componente principal y a la componente roja se la llamará componente secundaria. Debe tenerse en cuenta que en estos perfiles puede haber contribución del Na I interestelar, la cual será analizada en la **sección 4.2**. Las separaciones más grandes entre ambas componentes van desde después del eclipse ($\varphi=0.13$) hasta el tránsito de la componente caliente, alcanzando el máximo en las cercanías del mismo. En la otra mitad del período orbital, las componentes se van acercando entre sí, superponiéndose en las alas. Esta superposición es notable en la fase 0.77, donde las componentes de la línea $\lambda 5896$ apenas se pueden resolver. Una tercera componente, también en absorción y más hacia el rojo que la secundaria,

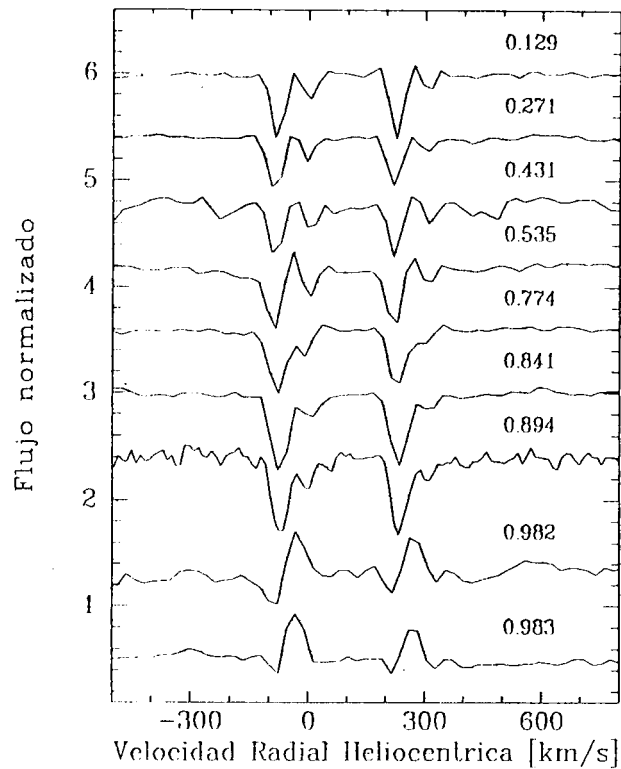


Figura 3.20: Perfiles del doblete Na I $\lambda 5890, \lambda 5896$. Los espectros han sido normalizados y desplazados verticalmente para su mejor visualización

pareciera estar presente en la fase 0.894 y tal vez también en la fase 0.431.

Durante los dos eclipses observados, la componente principal permanece en absorción pero la componente secundaria está en emisión, siendo considerablemente más intensa que la componente principal. Las velocidades radiales de la componente secundaria en emisión son más negativas, al menos por un factor 2, que las medidas cuando dicha componente está absorción. En este punto, es interesante notar que emisiones asimétricas de Na I durante las fases cercanas al eclipse han sido observadas en otras binarias interactuantes con discos de acreción (ver por ejemplo Barbá [1994]). Entre las dos componentes de absorción observadas en el tránsito de la componente caliente, pareciera haber una pequeña emisión. La velocidad radial calculada para la supuesta emisión es del orden de la calculada para las emisiones observadas durante el eclipse.

La **Tabla 3.15** y la **Figura 3.21** muestran los anchos equivalentes, los anchos a mitad de intensidad y las velocidades para cada una de las componentes (se han promediado las dos líneas del doblete). A cada uno de ellos se les hizo un ajuste de Fourier de primer orden, omitiendo las observaciones tomadas durante el eclipse de

Tabla 3.15: Valores promedios de los anchos equivalentes (W), anchos a mitad de intensidad ($FWHM$) y velocidades radiales (VR) de las dos componentes del doblete Na I $\lambda 5890, \lambda 5896$

N°	Fase	Componente principal			Componente secundaria		
		W [Å]	$FWHM$ [Å]	VR [km s ⁻¹]	W [Å]	$FWHM$ [Å]	VR [km s ⁻¹]
8	0.894	0.70 ± 0.01	0.93 ± 0.01	-72 ± 0	0.18 ± 0.05	0.56 ± 0.08	-2 ± 4
9 ²	0.983	0.09 ± 0.01	0.34 ± 0.06	-88 ± 4	-0.40 ± 0.07	0.78 ± 0.16	-34 ± 0
10	0.535	0.46 ± 0.00	0.70 ± 0.03	-89 ± 3	0.14 ± 0.03	0.43 ± 0.03	0 ± 1
11	0.537	0.46 ± 0.01	0.66 ± 0.03	-92 ± 2	0.12 ± 0.02	0.42 ± 0.02	-2 ± 2
13	0.841	0.74 ± 0.03	0.94 ± 0.01	-72 ± 2	0.18 ± 0.04	0.82 ± 0.04	6 ± 0
14 ¹	0.849	0.79: ± 0.14	1.38: ± 0.37	-62: ± 0	:	:	:
15	0.129	0.47 ± 0.01	0.65 ± 0.00	-84 ± 0	0.14 ± 0.04	0.51 ± 0.08	-2 ± 2
16	0.271	0.41 ± 0.02	0.74 ± 0.01	-88 ± 2	0.12 ± 0.01	0.60 ± 0.16	-2 ± 0
17	0.431	0.42 ± 0.01	0.65 ± 0.00	-86 ± 0	0.15 ± 0.02	0.48 ± 0.06	6 ± 4
18	0.433	0.40 ± 0.05	0.53 ± 0.18	-70 ± 4	0.15 ± 0.02	0.41 ± 0.06	18 ± 2
19	0.435	0.37 ± 0.00	0.56 ± 0.08	-84 ± 1	0.16 ± 0.01	0.36 ± 0.02	11 ± 5
20	0.774	0.63 ± 0.04	0.95 ± 0.01	-79 ± 1	0.20 ± 0.01	0.78 ± 0.21	-14 ± 0
21	0.778	0.72 ± 0.04	1.09 ± 0.02	-76 ± 2	0.17 ± 0.01	0.50 ± 0.15	-10 ± 2
22 ²	0.982	0.26 ± 0.08	0.71 ± 0.20	-89 ± 3	-0.38 ± 0.11	0.75 ± 0.19	-35 ± 2
23 ²	0.986	0.14 ± 0.02	0.41 ± 0.01	-91 ± 2	-0.47 ± 0.13	0.74 ± 0.17	-28 ± 2

¹ Espectro con la mitad de resolución.

² La componente secundaria está en emisión

la componente caliente.

Para la componente principal, si se omiten las observaciones realizadas durante el eclipse de la componente caliente, la variación de las tres cantidades está en perfecta relación con la fase orbital y los ajustes encontrados están en fase entre sí, observándose los respectivos mínimos un poco antes del tránsito de la componente caliente y los máximos un poco antes del eclipse. En el ajuste de Fourier de las velocidades se descartó la observación tomada en la fase 0.433, por presentar un apartamiento mayor a 3σ . El tiempo de conjunción del ajuste de las velocidades radiales está desfasado en $\Delta\varphi \sim 0.16$ respecto al mínimo fotométrico dado por Bruch, Niehues & Jones [1994]. Como se ha mencionado, en todos los espectros analizados la componente principal está en absorción. Sin embargo, durante los eclipses la emisión de la componente secundaria (la más intensa en esa fase) se superpone de tal manera a la componente principal que esta última queda desdibujada (ver Figura 3.20), haciendo esperables los apartamientos observados en velocidad radial, ancho equivalente y ancho a mitad de intensidad respecto de los obtenidos en las otras

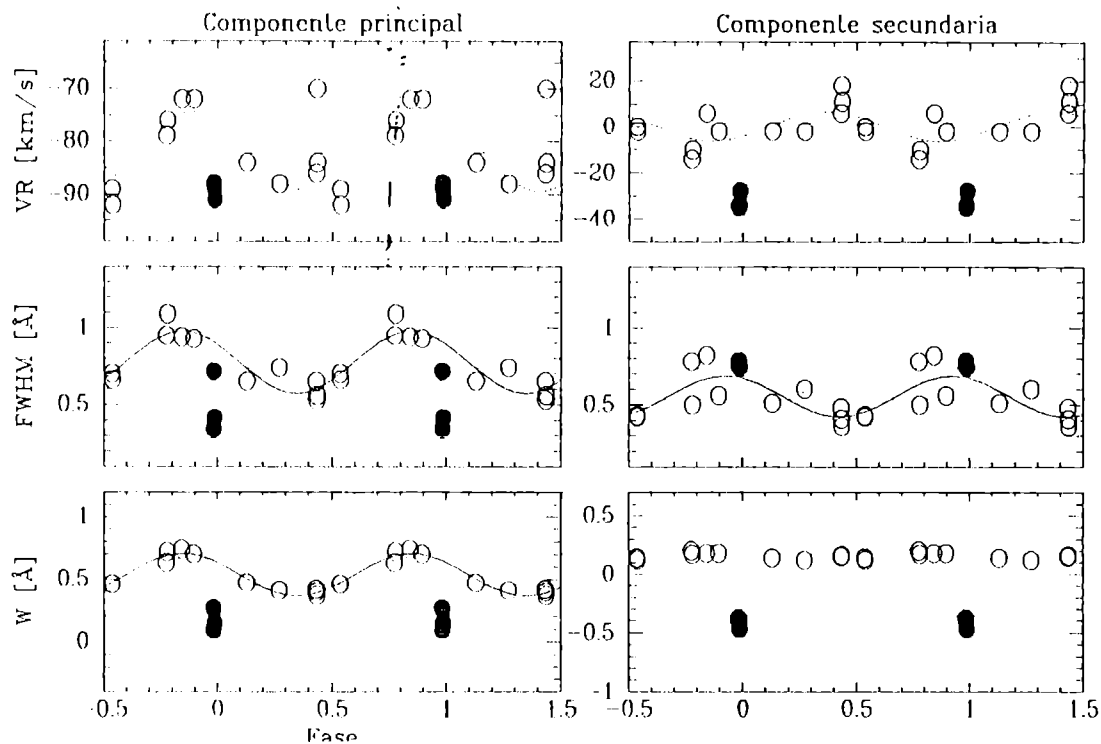


Figura 3.21: Velocidades radiales, anchos a potencia mitad y anchos equivalentes de las componentes principales y secundarias del doblete del Na I $\lambda 5890, \lambda 5896$. Los símbolos negros corresponden a los eclipses, donde la componente secundaria está en emisión. Estos puntos no han sido tenidos en cuenta para el ajuste de las curvas. En el ajuste de la velocidad radial de la componente principal se ha omitido el punto que se aparta en la fase 0.43. No se consideró el espectro tomado en fase 0.849 por ser de menor resolución.

fases.

El comportamiento de la componente secundaria es bastante distinto al observado para la componente principal. Con excepción de las observaciones en el eclipse, el ancho equivalente se mantiene constante a lo largo de todo el período orbital con un valor medio de $0.16 \pm 0.01 \text{ \AA}$. Durante los eclipses, cuando la componente está en emisión, aumenta por un factor de 2.6 ($-0.42 \pm 0.03 \text{ \AA}$). La variación de los anchos a mitad de intensidad parece estar en fase con la observada para la componente principal, aunque los apartamientos en la curva son mayores y los anchos sistemáticamente menores. La gran dispersión observada puede ser debida a que en la segunda mitad del período orbital, el fin de la emisión secundaria se superpone al de la emisión principal, haciendo de esta manera más difícil el ajuste. Esto es principalmente notado en las fases 0.774 y 0.778. El ajuste de Fourier a las velocidades radiales pareciera indicar que ellas están en antifase respecto de la componente principal, aunque los apartamientos respecto al ajuste son grandes como para aseverarlo ($\sigma=8.3 \text{ km s}^{-1}$).

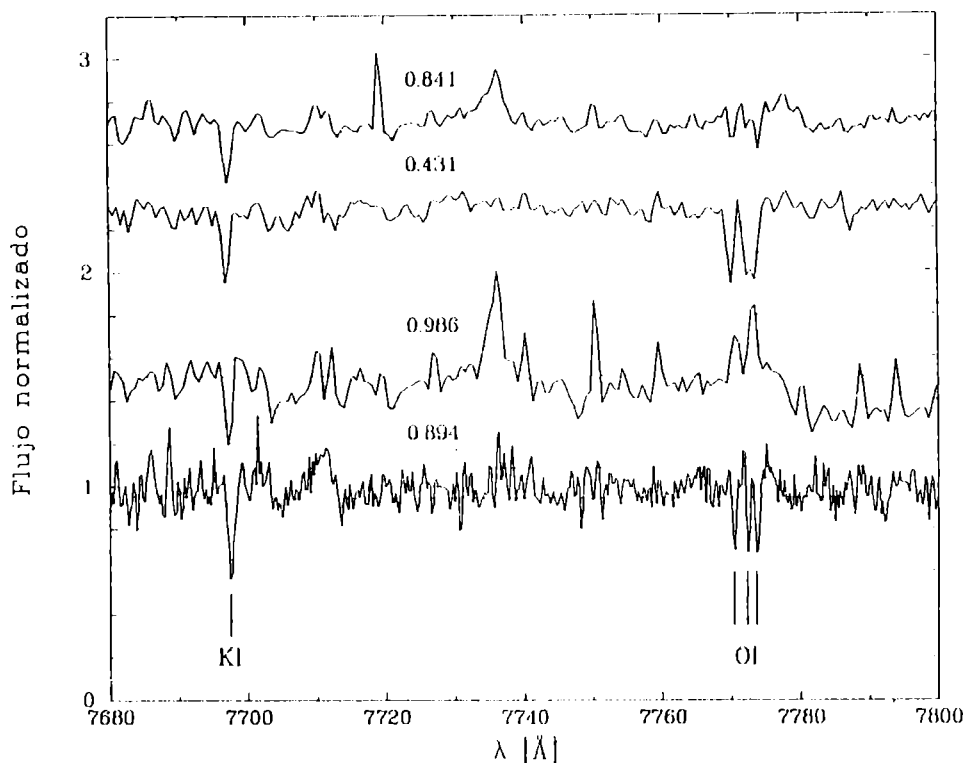


Figura 3.22: Perfiles de K I λ 7699 y del triplete de O I λ 7772

3.3.3 Otras absorciones

Los espectros que cubren el rango infrarrojo de AR Pav presentan las absorciones K I λ 7665, 7699, el triplete de O I λ 7772, 7774, 7775 y el triplete de Ca II λ 8498, 8542, 8662.

Las absorción de K I λ 7699 es mostrada en la **Figura 3.22** (se ha omitido la línea λ 7665 por estar superpuesta a una banda atmosférica, aunque aparentemente el comportamiento es el mismo que el que se describirá para λ 7699). El perfil de K I λ 7699 es simétrico y no se observan cambios en ninguna de las cuatro observaciones. Los flujos observados se mantienen relativamente constantes, excepto en el eclipse de la componente caliente, donde alcanza un mínimo. La **Tabla 3.16** muestra las velocidades radiales, anchos equivalentes y anchos a mitad de intensidad de K I λ 7699.

Las perfiles del triplete O I λ 7772 presentan considerable variación a lo largo de las distintas fases orbitales. En las tres observaciones obtenidas fuera del eclipse están en absorción, mientras que durante el eclipse de la componente caliente aparecen

Tabla 3.16: Velocidades radiales, anchos equivalentes y anchos a mitad de intensidad de K I $\lambda 7699$ y el triplete de O I (en el último caso entre paréntesis se indica el número de líneas promediadas)

N°	Fase	K I $\lambda 7699$			O I			
		VR	W	$FWHM$	VR	W	$FWHM$	
8	0.894	-57	0.41	0.84	-64 ± 4	0.22 ± 0.04	0.56 ± 0.09	(3)
13	0.841	-68	0.36	1.15	-57 ± 6	0.21 ± 0.01	1.25 ± 0.36	(3)
17	0.431	-77	0.36	1.09	-75 ± 1	0.41 ± 0.05	1.04 ± 0.13	(3)
23	0.986	-67	0.33	0.70	$-48^{(1)}$	-0.49	1.48	(1)

(¹) en emisión. Única línea que se pudo resolver

Tabla 3.17: Velocidades radiales, anchos equivalentes y anchos a mitad de intensidad de las absorciones de Ca II

N°	Fase	Ca II $\lambda 8498$			Ca II $\lambda 8542$			Ca II $\lambda 8662$		
		VR	W	$FWHM$	VR	W	$FWHM$	VR	W	$FWHM$
7 ⁽¹⁾	0.180	-221	0.21	3.48	-171	0.13	2.24	-82	0.30	2.92
13	0.841				-85:	0.88:	2.69:	-69	0.28	1.16
17	0.431							-32:	0.18:	0.55:
23	0.986	-84	1.18	2.66	-76	1.15	1.30	-73	1.49	2.50

(¹) espectro de baja dispersión

en emisión (**Figura 3.22**). Las tres líneas aparecen resueltas sólo en el espectro de mayor resolución, tomado en la fase 0.894. En las otras tres fases sólo se resuelven dos líneas, aunque cuando las líneas están en absorción las dos líneas no resueltas pueden ser notadas en la estructura de doble pico. Las intensidades de las líneas en cada fase son comparables, excepto cuando el triplete se encuentra en emisión. La **Tabla 3.16** muestra las velocidades radiales, anchos equivalentes y anchos a mitad de intensidad promediados para cada fase. En los casos en que la línea presenta una estructura de doble pico se ajustaron dos gaussianas al perfil.

Como ya se ha mencionado en la **sección 3.2.2**, el ala roja de las tres absorciones de Ca II aparece superpuesta a las emisiones de Paschen P₁₆, P₁₅ y P₁₃ (ver por ejemplo la superposición con la emisión P₁₃ en la **Figura 3.7**). Las líneas son más profundas durante el eclipse de la componente caliente, cuando se hace com-

Tabla 3.18: Longitudes de onda y anchos equivalentes de las bandas interestelares difusas (DIBs) en AR Pav. N indica el número de veces que fue identificada

Banda	λ_{med} [Å]	W [Å]	N
5780	5780.50 ± 0.08	0.126 ± 0.003	(15)
5797	5796.69 ± 0.08	0.073 ± 0.009	(14)
6113	6112.81 ± 0.26	0.060 ± 0.009	(11)
6196 ¹	6196.38 ± 0.27	0.089 ± 0.020	(9)
6269	6269.65 ± 0.11	0.049 ± 0.006	(12)
6284	6283.67 ± 0.15	0.072 ± 0.007	(15)
6613	6613.49 ± 0.19	0.067 ± 0.011	(14)

(1) Banda en el extremo del orden

parable a las emisiones de Paschen con las que se encuentran superpuestas. En las otras fases son considerablemente menores a las emisiones de Paschen, desapareciendo prácticamente en el espectro tomado en la fase 0.431.

A fin de medir las velocidades radiales, anchos equivalentes y anchos a mitad de intensidad, se ha hecho un ajuste con dos gaussianas (una en absorción y la otra en emisión) a las líneas superpuestas de Ca II y de H. Desafortunadamente, algunas líneas se encuentran en el extremo del orden o incluso entre dos órdenes. La **Tabla 3.17** muestra los resultados obtenidos. Sólo los espectros tomados en las fases 0.18 y 0.98 cubren las tres líneas de Ca II. En ellos puede observar una progresión hacia velocidades más negativas desde Ca II $\lambda 8662$ a Ca II $\lambda 8498$. Sin embargo, las velocidades en la fase 0.18 se tornan muy grandes, presumiblemente por el tipo de ajuste realizado al espectro de baja resolución.

3.3.4 Bandas difusas interestelares

Algunas bandas difusas interestelares (DIBs), reconocidas por largo tiempo como de origen interestelar aunque no del todo identificadas, son observadas en el espectro de AR Pav. Claramente están presentes las bandas $\lambda 5780$, $\lambda 5797$ y $\lambda 6613$, aunque esta última se encuentra en el extremo del orden del espectro. La banda $\lambda 6284$ es difícil de detectar ya que la misma es ancha y la razón señal/ruido de los espectros analizados podría no ser suficiente. No obstante, la medición de esta banda en cada uno de los espectros que incluyen ese rango de longitudes de onda, produjo prácticamente la misma longitud de onda heliocéntrica y el mismo ancho equivalente, motivo por el cual ha sido incluida. Las otras bandas no aparecen en todos los espectros y se encuentran en el límite de la resolución. En la **Tabla 3.18**, se detallan las líneas

identificadas, junto con las longitudes de onda y anchos equivalentes promedios para cada una de las bandas interestelares, así como el número de veces que fueron identificadas. No se detectó la banda $\lambda 4430$.

3.4 Datos polarimétricos

La **Tabla 3.19** muestra los parámetros de Stokes Q y U (o PX y PY , respectivamente), así como el grado de polarización P y el ángulo de posición Θ , con sus correspondientes errores, obtenidos para cada noche de observación en cada una de las cinco bandas UBVRI.

Tabla 3.19: Datos polarimétricos de AR Pav

Fecha	DJ [24...]	Fase	Filtro	Q [%]	U [%]	P [%]	Θ [Grad]
06/07/95	2449904.729	0.922	U	0.02	1.09	1.09 ± 0.16	44.5 ± 4.2
			B	0.59	1.39	1.51 ± 0.26	33.5 ± 4.9
			V	0.50	1.26	1.36 ± 0.12	34.2 ± 2.5
			R	0.86	0.66	1.09 ± 0.21	18.8 ± 5.5
			I	0.52	0.48	0.71 ± 0.20	21.5 ± 7.9
08/07/95	2449906.763	0.925	U	0.31	1.62	1.65 ± 0.26	39.6 ± 4.6
			B	1.05	1.78	2.07 ± 0.26	29.7 ± 3.6
			V	0.52	1.66	1.74 ± 0.23	36.3 ± 3.8
			R	0.72	0.87	1.12 ± 0.21	25.2 ± 5.4
			I	0.64	0.50	0.81 ± 0.12	19.0 ± 4.3
12/07/96	2450276.731	0.538	U	-1.32	0.38	1.38 ± 0.11	82.0 ± 2.3
			B	-1.28	0.68	1.45 ± 0.08	76.1 ± 1.5
			V	-0.88	0.66	1.09 ± 0.21	71.6 ± 5.6
			R	-0.38	0.52	0.64 ± 0.26	63.1 ± 11.0
			I	-0.42	0.51	0.66 ± 0.22	64.9 ± 9.1
04/07/97	2450633.681	0.128	U	-0.37	0.39	0.54 ± 0.20	67.0 ± 10.0
			B	0.14	-0.06	0.15 ± 0.20	168.0 ± 26.3
			V	0.42	-0.01	0.42 ± 0.14	179.5 ± 9.1
			R	0.34	0.09	0.35 ± 0.15	7.1 ± 11.8
			I	0.45	0.08	0.46 ± 0.13	5.2 ± 7.8
05/07/97	2450634.697	0.130	U	-0.23	0.21	0.31 ± 0.11	68.6 ± 9.5
			B	0.30	-0.26	0.40 ± 0.08	159.9 ± 5.6
			V	0.61	-0.15	0.63 ± 0.03	173.2 ± 1.3
			R	0.66	-0.14	0.67 ± 0.03	174.2 ± 1.4
			I	0.78	-0.07	0.78 ± 0.04	177.4 ± 1.5
07/07/97	2450636.681	0.133	U	-0.33	0.13	0.35 ± 0.07	79.4 ± 5.2
			B	0.23	-0.37	0.43 ± 0.07	151.0 ± 4.9

continúa en la siguiente página

82CAPÍTULO 3. ANÁLISIS ESPECTROSCÓPICO Y POLARIMÉTRICO DE AR PAVONIS

Fecha	DJ [24...]	Fase	Filtro	Q [%]	U [%]	P [%]	Θ [Grad]
27/08/97	2450687.675	0.217	V	0.61	-0.16	0.63 ± 0.03	172.6 ± 1.4
			R	0.66	-0.17	0.68 ± 0.03	172.8 ± 1.2
			I	0.57	-0.06	0.57 ± 0.06	176.9 ± 2.7
			U	0.04	0.70	0.70 ± 0.17	43.3 ± 6.8
			B	0.57	0.12	0.59 ± 0.06	5.8 ± 3.0
			V	0.75	0.05	0.75 ± 0.04	1.8 ± 1.4
20/04/98	2450923.858	0.608	R	0.79	0.04	0.79 ± 0.02	1.6 ± 0.9
			I	0.67	-0.04	0.67 ± 0.03	178.4 ± 1.4
			U	-1.06	0.09	1.06 ± 0.06	87.7 ± 1.6
			B	-0.81	0.07	0.81 ± 0.04	87.5 ± 1.6
			V	-0.14	0.09	0.17 ± 0.02	73.0 ± 3.7
			R	-0.04	0.12	0.12 ± 0.03	55.0 ± 6.0
21/06/98	2450985.675	0.710	I	-0.02	0.15	0.15 ± 0.04	48.1 ± 7.8
			U	-1.05	-0.05	1.05 ± 0.04	91.3 ± 1.1
			B	-0.42	-0.33	0.54 ± 0.04	108.8 ± 2.1
			V	0.23	-0.06	0.23 ± 0.02	172.8 ± 2.4
			R	0.28	-0.01	0.28 ± 0.02	179.4 ± 1.7
			I	0.41	0.02	0.41 ± 0.03	1.4 ± 2.0
13/05/99	2451311.888	0.250	U	-0.47	-0.21	0.52 ± 0.05	101.7 ± 2.9
			B	0.10	-0.53	0.54 ± 0.07	140.4 ± 3.5
			V	0.43	-0.31	0.53 ± 0.03	162.0 ± 1.7
			R	0.46	-0.23	0.51 ± 0.03	166.8 ± 1.5
			I	0.58	-0.14	0.60 ± 0.03	173.3 ± 1.3
			U	0.16	0.25	0.30 ± 0.14	28.8 ± 12.7
20/10/99	2451471.516	0.514	B	0.96	0.09	0.96 ± 0.11	2.7 ± 3.2
			V	0.64	0.09	0.65 ± 0.04	3.8 ± 1.6
			R	0.67	0.14	0.68 ± 0.03	5.8 ± 1.4
			I	0.44	0.09	0.45 ± 0.05	5.5 ± 3.2
			U	-0.53	0.39	0.66 ± 0.19	71.9 ± 7.9
			B	0.25	0.58	0.63 ± 0.15	33.1 ± 6.8
27/05/01	2452056.876	0.482	V	0.28	0.09	0.29 ± 0.13	8.3 ± 11.8
			R	0.36	-0.03	0.36 ± 0.12	177.4 ± 9.0
			I	0.12	0.11	0.17 ± 0.11	21.3 ± 17.0
			U	-0.36	1.74	1.78 ± 0.04	50.8 ± 0.7
			B	-0.33	2.45	2.48 ± 0.06	48.9 ± 0.7
			V	0.09	1.00	1.00 ± 0.03	42.4 ± 0.7
11/06/02	2452436.811	0.111	R	0.21	0.77	0.79 ± 0.03	37.3 ± 0.9
			I	0.22	0.60	0.64 ± 0.05	35.0 ± 2.1
			U	-0.29	1.91	1.93 ± 0.11	49.4 ± 1.6
			B	-0.38	2.22	2.26 ± 0.15	49.9 ± 1.9
			V	0.09	1.09	1.09 ± 0.06	42.6 ± 1.6
			R	0.26	0.85	0.89 ± 0.05	36.4 ± 1.5

: continúa en la siguiente página

Fecha	DJ [24...]	Fase	Filtro	Q [%]	U [%]	P [%]	Θ [Grad]
06/07/02	2452461.790	0.152	I	0.32	0.55	0.63 ± 0.09	29.9 ± 4.1
			U	-0.40	1.20	1.26 ± 0.05	54.2 ± 1.2
			B	-0.24	1.59	1.61 ± 0.04	49.3 ± 0.8
			V	0.37	0.72	0.81 ± 0.02	31.4 ± 0.7
			R	0.49	0.70	0.85 ± 0.02	27.6 ± 0.7
			I	0.52	0.49	0.71 ± 0.04	21.7 ± 1.8

En las bandas B y V se observan los cambios más grandes en el grado de polarización a lo largo del tiempo, los cuales son acompañados por grandes rotaciones en el ángulo de posición (**Figura 3.23**). En estas bandas, variaciones de hasta 2.5% en el grado de polarización son observadas. En la banda B, prácticamente todos los ángulos de posición entre 0 y 180° están presentes a lo largo de las distintas observaciones. Cambios algo menores son observados en la banda U, haciéndose los mismos significativamente más pequeños en las bandas R e I. Esto indica que, además de una posible componente interestelar, una componente de polarización intrínseca está presente en el sistema, tal como ya había sido notado por Quiroga [1997] y Brandi et al. [2000].

La **Figura 3.23** también muestra la variación del grado de polarización y del ángulo de posición con la fase orbital. En ella puede observarse que hay una tendencia del grado de polarización a ser máximo en las cercanías del eclipse de la componente caliente. Nótese sin embargo, hay una gran dispersión entre valores obtenidos en fases muy cercanas. Por ejemplo, en el filtro B pareciera haber un máximo secundario cuando la componente caliente está frente al observador. Este máximo secundario se observa también en los filtros U y V en la observación de julio de 1996 ($\varphi = 0.54$), pero se torna prácticamente un mínimo en las observaciones de octubre de 1991 y mayo de 2001 ($\varphi = 0.51$ y 0.48 , respectivamente). La dispersión de valores observadas en estas tres fases es vista también en el ángulo de posición y, naturalmente en los parámetros de Stokes Q y U . Estas variaciones, a priori no relacionadas con la fase orbital, podrían estar indicando creación o destrucción de granos de polvo.

La **Figura 3.24** muestra la variación del grado de polarización y del ángulo de posición con la longitud de onda obtenidas en los distintos turnos de observación (en los casos que AR Pav fue observada más de una noche por turno se ha hecho una reducción abarcando todas las noches con el programa *kokpol*, la cual básicamente produce el promedio pesado de los valores obtenidos cada noche). Además de las variaciones ya mencionadas, puede observarse que la variación con la longitud de onda no se corresponde con la forma predicha por la ley de polarización interestelar, es decir, un máximo de polarización en $\lambda 5500 \text{ \AA}$ y el ángulo posición constante (Serkowski [1973]) para la gran mayoría de las observaciones. En este sentido, sólo

las observaciones de agosto de 1997 ($\varphi = 0.22$) y de octubre de 1999 ($\varphi = 0.51$) podrían ser de origen interestelar, aunque ambas presentan una rotación significativa del ángulo de posición entre los filtros U y V .

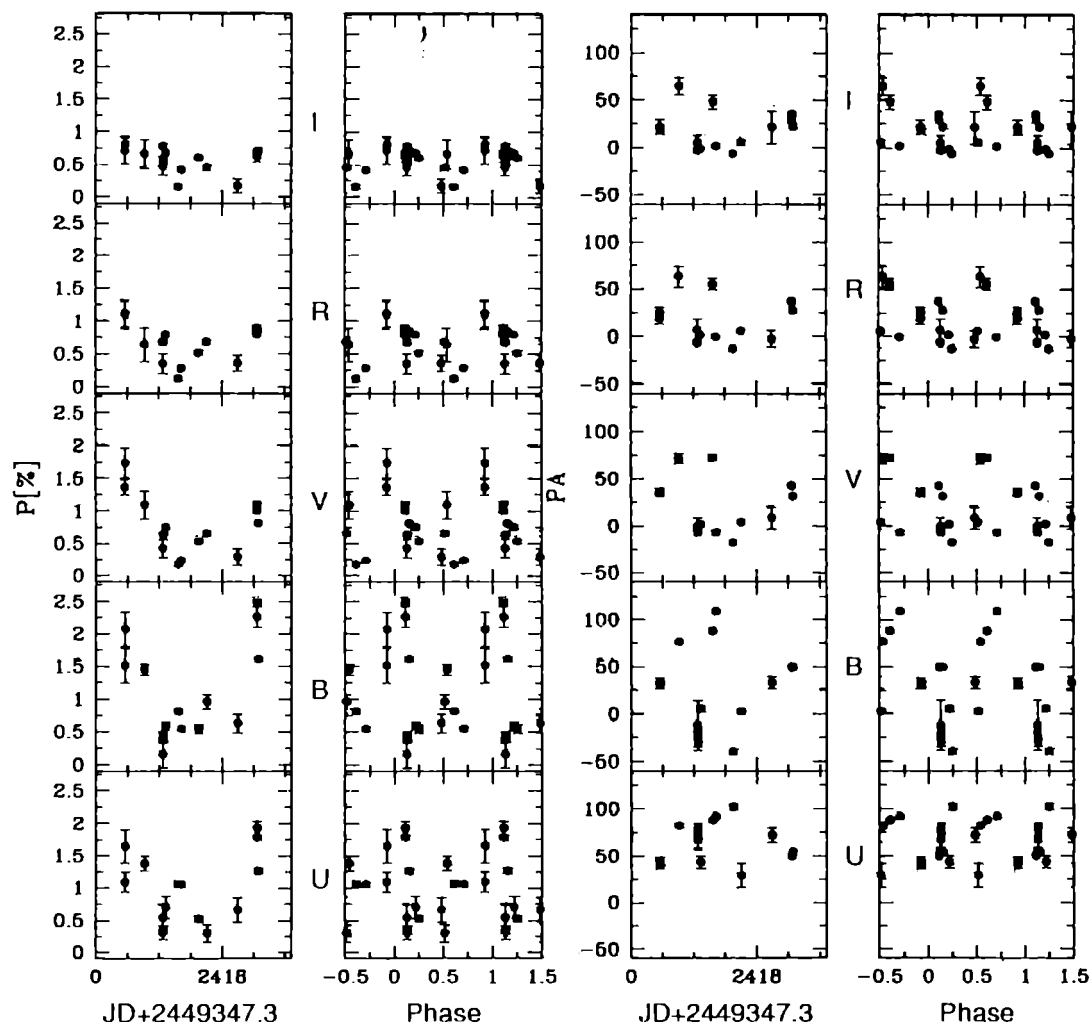


Figura 3.23: Variación del grado de polarización y del ángulo de posición con la fecha juliana y la fase orbital. Para mejor comparación del comportamiento polarimétrico en cada filtro, todos los gráficos tienen la misma escala. Cada marca en la absisa que representa el día juliano corresponde al eclipse de la componente caliente ($\varphi=0$). Los valores del ángulo de posición mayores a 140° fueron restados 180° para una mejor visualización.

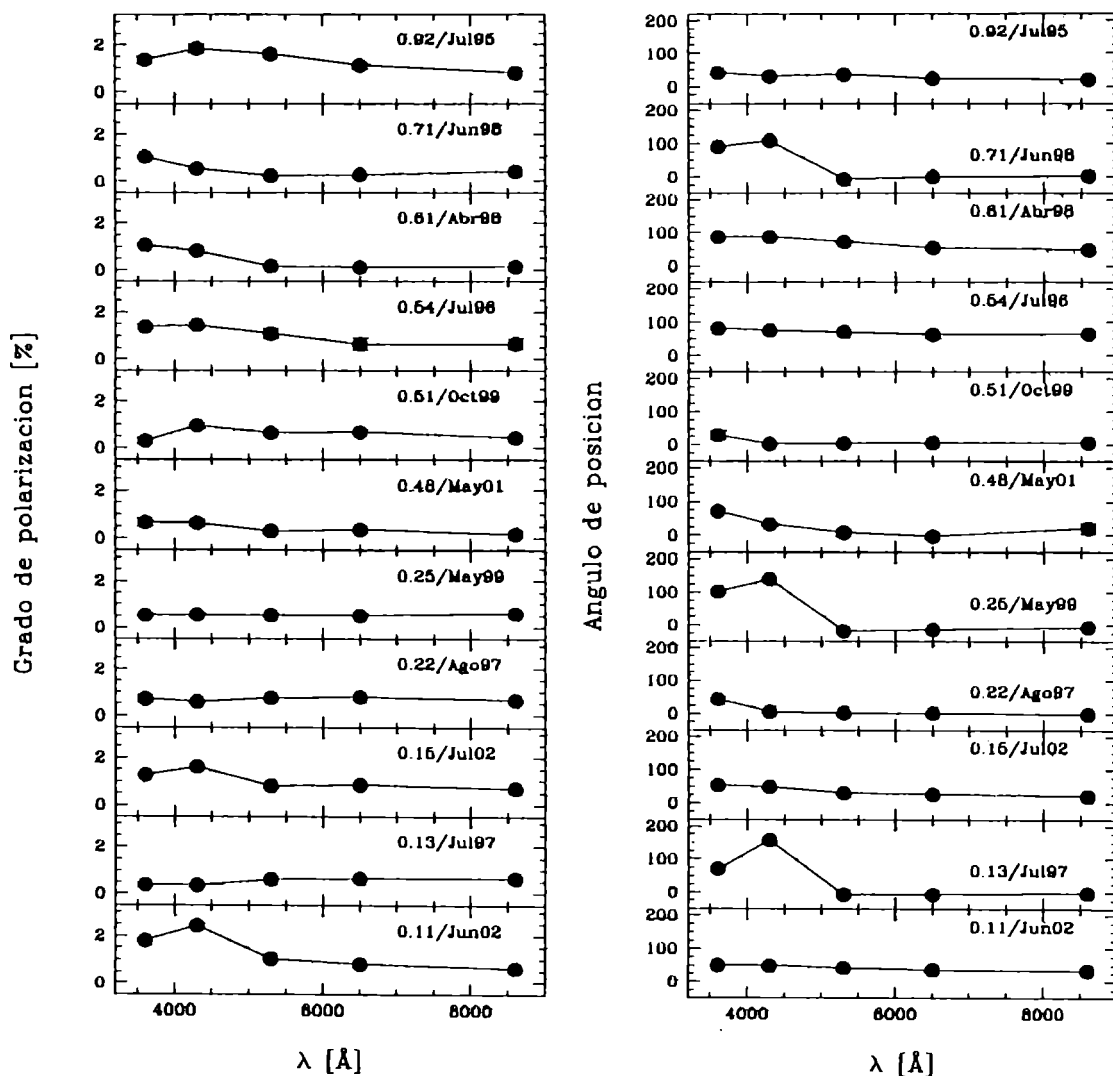


Figura 3.24: Variación del grado de polarización y del ángulo de posición con la longitud de onda. Las observaciones tomadas en el mismo turno de observación han sido promediadas a fin de analizar cambios en el tiempo y con la fase orbital

Capítulo 4

Discusión

4.1 Las masas de las componentes

La curva de velocidad radial de una binaria, a partir de la cual se pueden obtener los elementos orbitales está dada por:

$$V = K [\cos (\theta + \omega) + e \cos \omega] + \gamma \quad (4.1)$$

donde V es la velocidad radial heliocéntrica observada, K la semiamplitud de la curva de velocidad radial, θ la anomalía verdadera, ω la longitud del periastro y e la excentricidad y γ la velocidad baricentral o sistémica. El tiempo de observación t , el período orbital P y el tiempo de pasaje por el periastro T_0 entran en la ecuación 4.1 a través de la ecuación de Kepler. La ecuación 4.1 fue resuelta por el método de mínimos cuadrados iterativo (es decir, mediante correcciones diferenciales). Para ello se debe minimizar la suma¹

$$M = \sum_{i=1}^N w_i (O - C)_i^2 \quad (4.2)$$

donde O es la velocidad radial observada, C la calculada, w el peso aplicado y N el número de observaciones. A fin de resolver esta ecuación se elaboró un programa en lenguaje *fortran* 77.

En principio, la obtención de la curva de velocidad radial de la componente gigante es relativamente sencillo, consistiendo simplemente en medir las velocidades radiales de líneas de absorción de metales neutros que típicamente están presentes en una estrella de tipo espectral M. Sin embargo, a los problemas mencionados en la introducción, debe agregarse que en el rango óptico de longitudes de onda, las líneas de la gigante están diluidas por la contribución en el espectro de la luz proveniente de la componente caliente y de la nebulosa. Además, las líneas de absorción de la gigante son difíciles de distinguir del ruido y presentan superposiciones múltiples.

¹La distribución de M sigue a la distribución χ^2

Para seleccionar un conjunto de líneas confiables se midieron las velocidades radiales de varias posibles líneas y se calculó una velocidad promedio de las mismas. El paso siguiente fue eliminar, en sucesivos pasos, aquellas que se apartaban del promedio hasta obtener un conjunto relativamente homogéneo de velocidades. A fin de evitar efectos de selección, este procedimiento fue hecho, en forma independiente, en la mayoría de los espectros obtenidos en los distintos turnos de observación y, finalmente se constató que las líneas seleccionadas estuvieran presentes en todos los espectros, eliminándose finalmente las velocidades de aquellas líneas que sólo aparecían en uno o dos espectros. Las absorciones medidas corresponden a transiciones de los elementos neutros Fe I, Ti I, Ni I, Si I, O I, Zr I, Co I, V I y Mg I, así como de Gd II. Las velocidades radiales individuales fueron medidas mediante el ajuste de una gaussiana y, para cada noche de observación fue obtenido un valor medio. La velocidad heliocéntrica media, junto con su correspondiente error y el número de líneas medido, entre paréntesis, son mostrados en la **Tabla 4.1**. Como se verá en el siguiente capítulo, este método fue usado exitosamente en otros sistemas simbióticos.

La mejor solución orbital obtenida para las velocidades radiales de la gigante produce períodos orbitales de 606 ± 6 días y de 604 ± 6 días para una órbita circular y una órbita elíptica respectivamente. Estos períodos están en perfecto acuerdo con el período fotométrico de AR Pav. Además, los tiempos de conjunción para ambas soluciones están también en excelente acuerdo con el mínimo fotométrico de la efemérides muy precisa de Bruch, Niehues & Jones [1994] ($\Delta T = 3.3$ y -5.2 días para la solución circular y elíptica respectivamente). Tomando en cuenta las dos últimas observaciones, de aquí en adelante se adoptará la efemérides de Bruch, Niehues & Jones [1994] (**ecuación 2.1**) para encontrar las soluciones orbitales. En el caso de soluciones circulares, se adoptará tanto el período como el tiempo del mínimo fotométrico, es decir se deberá resolver por el método de mínimos cuadrados lineal, simplemente la ecuación:

$$V = \gamma + K \sin(2\pi\varphi) \quad (4.3)$$

donde al estar definida de esta manera, el punto cero de las fases corresponde a la fase fotométrica (o tiempo de conjunción espectroscópico). Para hallar la solución elíptica se seguirá usando la **ecuación 4.1** fijando el período en 604.5 días. Las soluciones orbitales encontradas de esta manera son mostradas en la **Tabla 4.2**.

Como ya se ha mencionado, la primera solución orbital publicada para la gigante fue obtenida por Schild et al. [2001], con espectros obtenidos en el Observatorio de "La Silla", Chile, los cuales tienen mayor resolución espectral ($R \sim 60\,000 - 100\,000$) y un rango espectral mucho menor ($\sim 60 \text{ \AA}$) que los obtenidos en CASLEO. Ellos midieron las velocidades de la gigante con técnicas de correlación cruzada. Su solución fue obtenida al mismo tiempo que la presentada en este trabajo y es prácticamente indistinguible de la hallada a partir de los espectros de CASLEO.

Naturalmente, una mejor solución orbital para la gigante es obtenida considerando las velocidades publicadas por Schild et al. [2001] junto con las del presente

Tabla 4.1: Velocidades radiales de las líneas de absorción de la gigante (M-abs)

Nº	DJ/Fase	M-abs
3	48202/0.105	-59 ± 3 (5)
7	48853/0.180	-55 ± 3 (9)
9	49942/0.983	-76 ± 2 (13)
10	50880/0.535	-73 ± 3 (9)
11	50881/0.537	-72 ± 2 (9)
13	51065/0.841	-73 ± 1 (43)
15	51239/0.129	-62 ± 2 (13)
16	51325/0.271	-56 ± 2 (18)
17	51422/0.431	-65 ± 1 (32)
20	51629/0.774	-80 ± 1 (26)
21	51631/0.778	-79 ± 3 (21)
22	51755/0.982	-70 ± 3 (14)
23	51757/0.986	-68 ± 1 (66)

trabajo, cuya solución es mostrada en la **Tabla 4.2** como M (+S01). La solución obtenida en este caso tiene una semiamplitud ligeramente mayor a la obtenida por Schild et al. [2001], lo cual probablemente sea consecuencia de la mejor cobertura de la velocidad radial en las cercanías de las cuadraturas (donde la velocidad es máxima o mínima) de los espectros de CASLEO. Si bien el mejor ajuste obtenido es para una órbita elíptica, la excentricidad obtenida, $e = 0.12 \pm 0.04$, es sólo 3 veces su error. Además, de acuerdo al test de Lucy & Swcney [1971], el nivel de significación es sólo de 10%, por lo que es de esperar que la órbita sea en realidad circular. En este punto, debe tenerse en cuenta que la gigante puede estar distorsionada gravitacionalmente (ver sección 4.3), por lo que las velocidades radiales de las absorciones no necesariamente van a describir el movimiento del centro de masa (Sterne [1941]). Además, el hemisferio de la gigante que apunta hacia la compañera es calentado por esta última (sección 4.3), de modo que el “baricentro de luz” puede no coincidir con el de masa. Estos dos últimos fenómenos pueden introducir pequeñas desviaciones en las velocidades radiales, las cuales pueden simular una excentricidad orbital. A esto debe agregarse que, como fue notado por Schild et al. [2001], una órbita circular para AR Pav está en buen acuerdo con la teoría de mareas que predice un tiempo de circularización menor a los 50 000 años (Zahn [1977]). Todo lo dicho, sumado a que los residuos en la solución circular no son significativamente más grandes que los de la solución elíptica, lleva a concluir que la solución circular da una mejor descripción de los datos. En todo caso, más observaciones cubriendo varios ciclos orbitales son necesarias entonces, para confirmar la realidad de una órbita excéntrica. La **Figura 4.1** muestra las velocidades y la solución circular obtenida.

Tabla 4.2: Soluciones orbitales de AR Pav

Component	γ [km s ⁻¹]	K [km s ⁻¹]	e	ω	$T_0^{(1)}$	$f(M)$ [M_\odot]	$A \sin i$ [AU]	$\Delta T^{(2)}$
M abs	-68.3 ± 0.8	11.4 ± 1.2	0 ⁽³⁾			0.09 ± 0.03	0.63 ± 0.07	0 ⁽³⁾
M abs ⁽⁴⁾	-68.3 ± 0.9	11.7 ± 1.4	0.15 ± 0.10	355 ± 42	50694 ± 70	0.10 ± 0.04	0.65 ± 0.08	10
M (+S01)	-68.4 ± 0.3	10.8 ± 0.5	0 ⁽³⁾			0.079 ± 0.011	0.60 ± 0.03	0 ⁽³⁾
M (+S01) ⁽⁴⁾	-68.2 ± 0.2	10.9 ± 0.4	0.12 ± 0.04	351 ± 12	50693 ± 20	0.081 ± 0.008	0.60 ± 0.02	12
Alas II I	-64.6 ± 1.6	27.0 ± 2.4	0 ⁽³⁾			1.24 ± 0.33	1.50 ± 0.13	0 ⁽³⁾
Alas II I ⁽⁴⁾	-64.1 ± 1.7	26.6 ± 2.4	0.14 ± 0.09	66 ± 33	51720 ± 52	1.18 ± 0.32	1.47 ± 0.12	-10
Alas He II	-73.0 ± 3.8	24.7 ± 5.1	0 ⁽³⁾			0.94 ± 0.58	1.37 ± 0.28	0 ⁽³⁾
Alas He II ⁽⁴⁾	-73.6 ± 3.0	30.6 ± 6.8	0.39 ± 0.21	68 ± 28	51753 ± 32	1.79 ± 1.20	1.70 ± 0.68	9
Alas III HeII	-66.8 ± 1.6	26.5 ± 2.4	0 ⁽³⁾			1.29 ± 0.33	1.52 ± 0.13	0 ⁽³⁾
cF ⁽⁴⁾	-72.4 ± 0.3	22.6 ± 0.4	0.46 ± 0.03	352 ± 2	51037 ± 2			-1
cF (+TII74) ⁽⁵⁾	-66.5 ± 1.3	27.6 ± 2.9	0.45 ± 0.07	273 ± 11	50899 ± 21	0.94 ± 0.40	1.37 ± 0.19	34
cF (+TII74) ⁽⁶⁾	-67.4 ± 1.1	22.8 ± 1.7	0.21 ± 0.07	307 ± 20	50936 ± 31	0.69 ± 0.18	1.23 ± 0.11	4
He I	-63.3 ± 1.8	15.0 ± 2.8	0 ⁽³⁾					0 ⁽³⁾
He I (s)	-64.2 ± 1.8	15.6 ± 2.8	0 ⁽³⁾					0 ⁽³⁾
He I (t)	-62.2 ± 2.0	14.1 ± 3.1	0 ⁽³⁾					0 ⁽³⁾
Fe II	-63.6 ± 0.9	17.8 ± 1.4	0 ⁽³⁾					0 ⁽³⁾
[O III] (-TII74)	-68.4 ± 1.0	5.1 ± 1.4	0 ⁽³⁾					-177
[O III] (+TII74) ⁽⁶⁾	-68.9 ± 1.0	4.7 ± 1.4	0 ⁽³⁾					145

(1) tiempo de pasaje por el periastro

(2) $\Delta T = T_{conj. esp.} - T_{eclipse}$

(3) fijado en 0

(4) solución sin restricciones

(5) solución pesada sin restricciones

(6) igual que (5) pero sólo para datos durante la actividad (ver texto)

Entre las posibles características espectrales que podrían representar el movimiento de la componente caliente, deben ser consideradas aquellas que son consistentes con la curva de luz (es decir, se hacen más débiles durante el eclipse de la componente caliente) o que están en antifase con la curva de velocidad radial de la gigante. Varias características espectrales satisfacen este requerimiento, aunque sus semiamplitudes son considerablemente distintas entre sí, siendo incluso en algunos casos hasta un factor de dos unas respecto a otras. En estos casos, el criterio adoptado por la mayoría de los investigadores en estrellas simbióticas es considerar que el movimiento de la componente caliente está representado por la característica cuya curva de velocidad radial tiene la semiamplitud más grande. En el caso de AR Pav, tres características espectrales satisfacen los requerimientos mencionados. Ellas son: las alas de las emisiones de Balmer, las alas de las emisiones de He II $\lambda 4686$ y las absorciones tipo cF.

Como fue observado en el capítulo anterior (**Figura 3.5**), las velocidades radiales de las alas de H α , H β y H γ son similares. Por tal motivo, serán analizadas

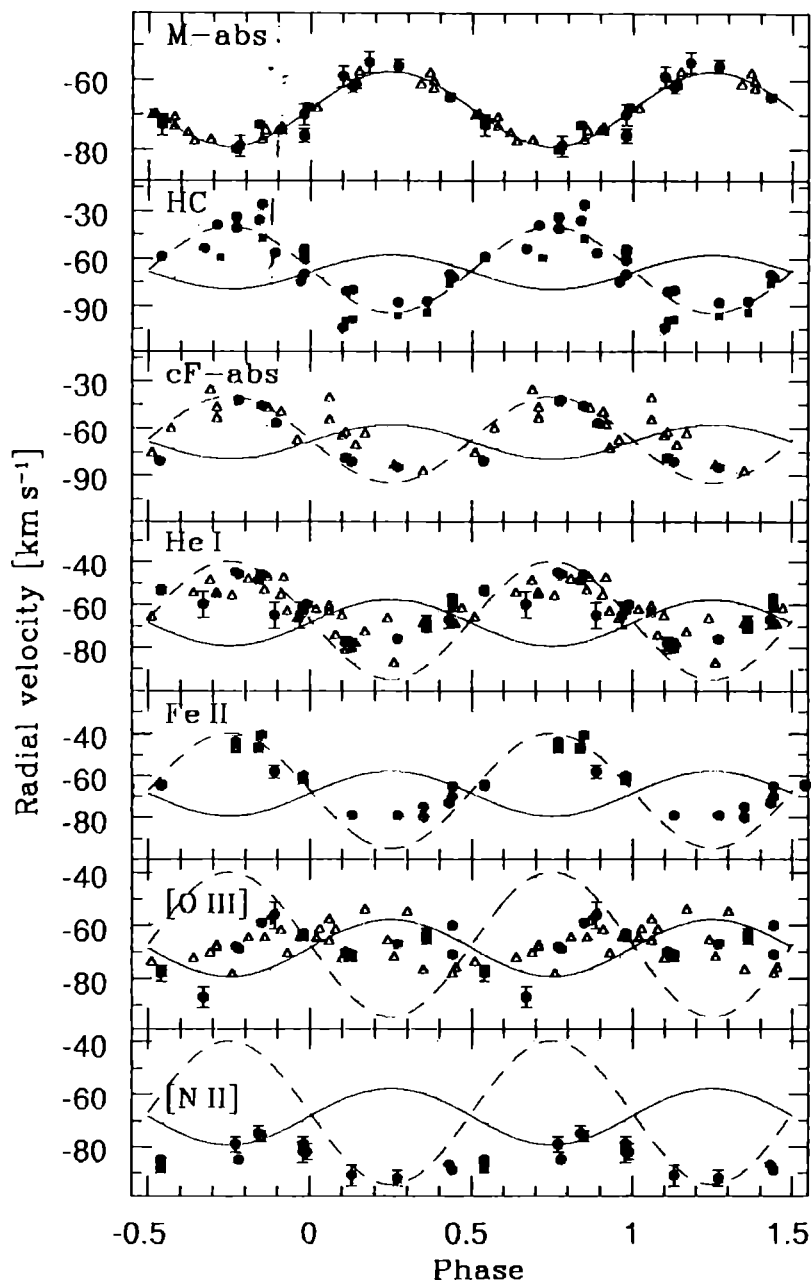


Figura 4.1: Velocidades radiales de AR Pav con sus correspondientes soluciones orbitales circulares. Los círculos negros representan las observaciones de este trabajo y los triángulos representan los datos de Schild et al. [2001] (para la gigante M) y de Thackeray & Hutchings [1974] (para las absorciones de tipo cF y las líneas de emisión). La línea continua repite la órbita de la gigante y la línea a trazos la solución de la componente caliente. De arriba hacia abajo están representadas: a) Líneas de absorción de la gigante M; b) la componente caliente (HC): círculos negros corresponden a las alas de H I, cuadrados negros corresponden a las alas de He II; c) línea de absorción de tipo cF; d) líneas de emisión de He I; e) líneas de emisión de Fe II; f) líneas prohibidas de emisión de [O III]; y g) líneas prohibidas de emisión de [N II]

conjuntamente. El período derivado de ellas es 611 ± 5 días cuando el mismo es dejado como parámetro libre en la ecuación 4.1. Adoptando el período fotométrico, la solución elíptica produce, dentro de los errores, la misma excentricidad que la encontrada en la solución elíptica de la componente gigante. Sin embargo, los errores en la excentricidad son grandes y el nivel de significancia de Lucy & Sweeney [1971] es del 22%, por lo que los mismos comentarios que se hicieron con respecto a la gigante deben ser hechos aquí y se aceptará como válida la solución circular (Tabla 4.2). La velocidad baricéntrica encontrada es casi idéntica a la hallada para la gigante. Esto, combinado con el hecho ya mencionado, de que las alas están menos desarrolladas durante el eclipse de la componente caliente, sugiere fuertemente que las alas de las emisiones de H trazan el movimiento de esta componente. La diferencia observada entre las velocidades baricéntricas de la gigante y de la componente caliente, puede ser atribuida a que “el baricentro de formación de las líneas” puede diferir del baricentro de masa debido a la distribución inhomogénea del material alrededor de la componente caliente (tales como disco, corriente gaseosa, mancha caliente, etc.).

El comportamiento de las alas de He II $\lambda 4686$ es muy similar al observado para las alas de H y los mismos comentarios deben ser hechos. Como diferencias, puede observarse que la velocidad baricéntrica es más negativa que la encontrada para la gigante, aunque dentro de los errores. La excentricidad es considerablemente mayor pero una vez más el test de Lucy & Sweeney [1971] sugiere que la órbita circular debiera ser elegida (aunque debe mencionarse que el nivel de significancia está cercano al valor límite del 5%). Las diferencias observadas pueden ser atribuidas a las variaciones en el ancho y forma de las alas. En ese sentido es de esperar que la solución orbital de las alas de H sea mejor que la obtenida para las alas de He II. La Tabla 4.2 muestra la solución orbital de las alas de He II, así como la solución conjunta de las de H y He II. La solución circular última es mostrada en la Figura 4.1

Las absorciones tipo cF, las cuales son observadas en los sistemas simbióticos durante las épocas de actividad y, consecuentemente se las cree asociadas a la componente caliente, han sido utilizadas para la obtención de la curva de velocidad radial de la componente caliente en las simbióticas AX Per y BX Mon (Mikołajewska & Kenyon [1992a] y Dumm et al. [1998], respectivamente). Este tipo de absorciones están presentes en todos los espectros estudiados de AR Pav, excepto en aquellos tomados durante el eclipse de la componente caliente. El ajuste de su curva de velocidad radial está en antifase con la de la gigante Figura 4.1 y produce una semiamplitud comparable a la obtenida para las alas de H I y de He II. Sin embargo, cualquier solución orbital lleva a una excentricidad significativamente alta, mientras que las soluciones para la gigante y la componente caliente son circulares (o casi circulares).

Para un más completo análisis de las absorciones de tipo cF, se han combinado las velocidades de la Tabla 3.14 con los datos publicados por Thackeray & Hutch-

ings [1974]. Como las velocidades medidas en este trabajo son entre 2 y 4 veces más exactas que las medidas por ellos, se les ha aplicado un peso de 4, mientras que a los de Thackeray & Hutchings [1974] se les ha aplicado un peso entre 1 y 3 de acuerdo a lo propuesto por ellos mismos (ver Tabla 1 en Thackeray & Hutchings [1974]). Se ha recalculado la solución orbital combinando estos datos y se encontró prácticamente la misma excentricidad, $e = 0.45 \pm 0.07$, (Thackeray & Hutchings [1974] y Schild et al. [2001] obtuvieron 0.45 y 0.42, respectivamente), pero con una velocidad sistémica, $\gamma = -66.5 \text{ km s}^{-1}$, más cercana a la obtenida para la gigante. La conjunción espectroscópica ocurre 34 días después del eclipse fotométrico.

Schild et al. [2001] sugirieron que las absorciones tipo cF trazan el movimiento de la componente caliente sólo cuando ella se encuentra frente al observador. En otras fases orbitales, las líneas de absorción tipo cF son afectadas por absorción adicional debida al viento y/o flujo de materia de la gigante que se dirige hacia la componente caliente, produciendo una aparente excentricidad de la misma. Ellos también demostraron que se obtiene una órbita circular que está casi exactamente en antifase con la gigante si sólo se toman las velocidades radiales medidas entre las fases 0.25 y 0.75 (es decir, con la componente caliente frente al observador). Sin embargo, las nuevas observaciones analizadas en este trabajo, en particular dos de ellas tomadas en noches consecutivas en fase ~ 0.5 , no ajustan la órbita circular sugerida por Schild et al. [2001].

Dado que en los sistemas simbióticos las absorciones tipo cF aparecen cuando el sistema entra en actividad y se debilitan hasta desaparecer al cabo de un tiempo que el sistema volvió a la "quietud", es posible que la actividad de la componente caliente influya sobre las mismas. En este sentido se ha buscado si puede existir algún tipo de correlación entre las velocidades radiales y las distintas épocas de actividad del sistema. En la **Figura 4.2** se observa que los puntos que fuerzan la solución elíptica -los puntos de Thackeray & Hutchings [1974] entre fases ~ 0 y 0.2 y los dos puntos mencionados en el párrafo anterior en fase ~ 0.5 - son aquellas velocidades obtenidas cuando AR Pav estaba en actividad (Thackeray & Hutchings [1974], Skopal et al. [2000b]). Es de notar que una solución omitiendo los datos de Thackeray & Hutchings [1974] obtenidos durante la explosión de 1954, así como los espectros de este trabajo obtenidos antes de DJ $\sim 2\ 451\ 000$ (cuando según Skopal et al. [2000b] el sistema estaba muy activo), produce una excentricidad mucho más baja, $e = 0.21 \pm 0.07$ y, además, la conjunción espectroscópica coincide con el eclipse fotométrico. Sin embargo, en ambos casos (con y sin las velocidades en la época de actividad) los ajustes son pobres y los residuos para algunos puntos son demasiado grandes.

En otros sistemas simbióticos activos se han observado también comportamientos complicados de las absorciones tipo cF. Por ejemplo, en la nova recurrente simbiótica RS Oph las absorciones tipo A están desfasadas respecto de la gigante por $\sim 0.4 P$ (Dobrzycka & Kenyon [1994], ver también el capítulo siguiente); en la simbiótica Z And no fue posible encontrar ninguna curva de velocidad radial de las absorciones en el azul (Mikołajewska & Kenyon [1996]). En tanto la curva de ve-

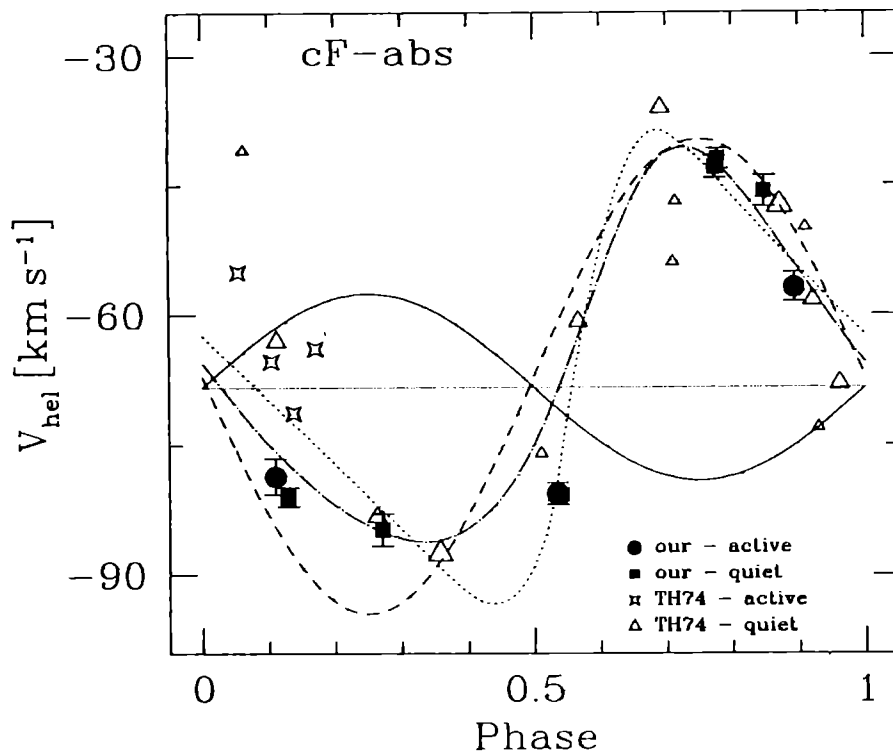


Figura 4.2: La curva de velocidad radial para las absorciones tipo cF. La línea continua representa la órbita de la gigante, la línea a trazos la órbita que trazan las alas de H. Los símbolos blancos corresponden a los datos de Thackeray & Hutchings [1974]. Los símbolos negros a las velocidades de este trabajo. Los distintos símbolos en cada caso indican fase de actividad o de quietud. La línea punteada es la solución orbital obtenida para todos los datos. La línea a trazos-puntos representa la solución con los datos en las épocas de quietud

locidad de las absorciones tipo cF de CI Cyg sugiere como región de formación una corriente de materia yendo desde la gigante hasta las inmediaciones de la componente caliente (Mikołajewska & Mikołajewski [1988]).

Este tipo de problemas son encontrados también en algunas estrellas con características de Algol hiperactivas, en las cuales la estrella primaria (acrecitando su materia desde la secundaria) está inmersa en una cáscara ópticamente gruesa con un espectro tipo A/F, en el que también están presentes intensas líneas de emisión del plasma circunestelar (ver por ejemplo Barbá [1994]). En algunas estrellas con estas características, las curvas de velocidad radial de estas absorciones, muestran a menudo significativos apartamientos respecto a la órbita circular requerida por la solución orbital de la secundaria. Andersen et al. [1988] encontraron que tales apartamientos pueden ser esperados si las líneas usadas para medir la velocidad radial de esta cáscara son formadas en la parte más externa (entre 10%-20%) del disco. En particular, la distorsión en la curva de velocidad radial de SX Cas (ver

Figura 1 de Andersen et al. [1988]) es muy similar a la curva de velocidad radial de las absorciones tipo cF encontrada en AR Pav.

La posible correlación entre la actividad de AR Pav y los apartamientos de las velocidades de las absorciones tipo cF de la órbita circular sugiere que las mismas pueden ser también afectadas por una corriente de materia hacia la componente caliente, presumiblemente en la región donde la corriente se encuentra con el disco de acreción o con una envoltura extendida alrededor de la componente caliente. La región donde la corriente impacta con el borde externo del disco puede ser altamente inestable y asimétrica. Por ejemplo, el lado *trailing* del disco, donde la corriente se suma al disco, puede ser más brillante, mientras el lado *leading* es más extendido. Tal asimetría puede, al menos cualitativamente, explicar las desviaciones de la curva de velocidad radial de las absorciones tipo cF respecto de la esperada para una órbita circular, como así también el comportamiento de la curva de luz visual de AR Pav, la cual muestra eclipses estables durante las épocas de quietud en contraste con perfiles muy inestables y cambios en la posición del mínimo durante las épocas de actividad (Andrews [1974], Bruch, Niehues & Jones [1994] y Skopal et al. [2000a]). Un detallado comportamiento de la curva de velocidad radial de la cáscara cF requeriría conocer la temperatura y el perfil de densidad en la cáscara/disco, el cual no está disponible. La situación es en realidad más complicada por las variaciones ciclo a ciclo del espectro tipo cF. En particular, son necesarias observaciones espectroscópicas en varios ciclos orbitales y una buena cobertura de fases en cada ciclo para distinguir entre cambios de velocidad radial ciclo a ciclo y distorsiones debidas a otros efectos tales como contribución de la corriente proveniente de la gigante, formación en la parte más externa del disco, etc.

En cambio, las velocidades de las alas de las emisiones de H I y He II ($\lambda 4686$) parecen estar libres de este tipo de complicaciones y no ser afectadas por la actividad del sistema. Esto podría estar justificado si la actividad se produce por cambios en la tasa de transferencia de masa de la gigante, de modo que varía la tasa de acreción de la componente caliente. Como consecuencia de esto, los cambios se verán más rápido en las componentes que estén vinculadas a la envoltura y/o disco alrededor de la componente caliente, mientras que las emisiones, originadas en la parte más interna de la envoltura y/o disco, verán los efectos más lentamente. De este modo se deduce que las alas son formadas muy cerca de la componente caliente (en la región más interna del disco o en el viento de la componente caliente) y que ellas trazan directamente el movimiento orbital de la componente caliente. Similares resultados han sido obtenidos por Tomov, Tomova & Raikova [1998] e Ikeda & Tamura [2000] para AG Peg y V1329 Cyg, respectivamente. Sin embargo, debe mencionarse que a diferencia del método utilizado por esos autores, el usado en este trabajo no requiere ajustes de distintas componentes al perfil, las cuales a veces pueden ser artificiales.

Combinando las semiamplitudes de la curva de velocidad radial de la gigante M con la curva de velocidad de las alas de las líneas de emisión de HI+HeII y, aceptando que la órbita es circular (Tabla 4.2), se obtiene una razón de masa $q =$

$M_g/M_{cal} = 2.5 \pm 0.2$, con masas para las componentes de $M_g \sin^3 i = 2.5 \pm 0.5 M_\odot$ y $M_{cal} \sin^3 i = 1.0 \pm 0.1 M_\odot$. Los errores son derivados de los errores en las respectivas semiamplitudes K_{cal} y K_g . Estos valores son algo más grandes que los derivados por Schild et al. [2001] ($M_g \sin^3 i = 1.9 M_\odot$ y $M_{cal} \sin^3 i = 0.75 M_\odot$) debido a que la semiamplitud de la curva de velocidad radial de la gigante encontrada en este trabajo tiene un valor más grande que la obtenida por Schild et al. [2001] ($K_g = 10.8 \text{ km s}^{-1}$ y 9.6 km s^{-1} , respectivamente). Sin embargo, como ya se ha mencionado, los espectros obtenidos en CASLEO tienen una mejor cobertura en ambas cuadraturas.

Las curvas de velocidad radial dan una cota inferior en las masas de las componentes, las cuales pueden ser halladas conociendo la inclinación orbital del sistema. AR Pav es una bien conocida binaria eclipsante. Sin embargo, el índice de color durante el eclipse ($(B - V) \sim 0.6$) es mucho más azul que el esperado para una gigante M5 ($(B - V) \sim 1.5$), así como la variación de las magnitudes UBV durante el mínimo fotométrico, indican que los eclipses no son totales (Andrews [1974], Hutchings et al. [1983], respectivamente). Además, el flujo del continuo ultravioleta medido en los espectros obtenidos por el IUE muestra una significativa pero no total reducción durante el eclipse (Figura 5 de Schild et al. [2001]), mostrando una curva de luz asimétrica y compleja. Schild et al. [2001] estimaron un límite en la inclinación dado por $i \geq 79^\circ$ a partir de la variación del continuo UV durante el eclipse y del radio de la gigante derivado suponiendo corrotación con el sistema.

Una estimación independiente de la inclinación orbital puede ser hecha a partir del radio aparente de la gigante inferido de los eclipses en la curva de luz ($R_{g,ed}$) y del radio de marea medio (R_t) definido como el radio de una esfera con un volumen igual al volumen del lóbulo de Roche. Entonces, la inclinación está dada por:

$$\cos i \leq \sqrt{(R_t/A)^2 - (R_{g,ed}/A)^2} \quad (4.4)$$

donde A es la separación entre las componentes. Del análisis de la curva visual de luz, Skopal et al. [2000a] obtuvieron $R_{g,ed}/A = 0.30 \pm 0.02$. El radio de marea puede ser obtenido a partir de la razón de masas usando la aproximación dada por Eggleton [1983]:

$$(R_t/A) = \frac{0.49 q^{2/3}}{0.6 q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})} \quad (4.5)$$

con la razón de masas dada por $q = 2.5 \pm 0.3$, se obtiene $R_t/A = 0.46 \pm 0.01$. Entonces, si se considera que la gigante llena su lóbulo de Roche, la inclinación orbital es $i = 70^\circ \pm 2^\circ$, en buen acuerdo con el hecho de que en AR Pav la componente caliente es parcialmente eclipsada (Andrews [1974])!. Con esta inclinación, las masas son $3 M_\odot$ y $1.2 M_\odot$ para las componentes gigante y caliente, respectivamente. Si la gigante no llena su lóbulo de Roche, la inclinación será mayor mientras que las masas serán más pequeñas.

La masa obtenida para la componente caliente resulta considerablemente menor que las publicadas en los trabajos de Thackeray & Hutchings [1974] y Skopal et al.

[2000a] (2.5 y $4.5 M_{\odot}$, respectivamente). En ambos casos fue obtenida a partir de la curva de velocidad radial de las emisiones de He I y la curva de luz durante los eclipses (ver sección 3.2.3). Como la semiamplitud de las emisiones de He I (Tabla 4.2) es tan sólo la mitad que las halladas en este trabajo para las alas de H, He II y las absorciones tipo cF, es natural que las masas sean sustancialmente distintas. Sin embargo, debe tenerse presente que si bien la fuente principal de las emisiones de He I está asociada a la componente caliente, contribuciones de He I de la nebulosa y, particularmente en las cercanías de la gigante, pueden reducir la semiamplitud de la curva de velocidad radial de He I y desplazar la velocidad sistémica tal como se observa en las emisiones de He I. Consideraciones sobre la posible región de formación de las líneas de He I serán presentados más adelante.

4.2 El enrojecimiento

A fin de derivar las características físicas del sistema es necesario tener una buena medida de la extinción interestelar. La dirección galáctica donde se encuentra AR Pav es de bajo enrojecimiento; sin embargo, diversos autores han encontrado distintos valores. Andrews [1974], a partir de observaciones de estrellas de campo cercanas al sistema, encontró $E_{B-V} < 0.1$. Un valor similar ($E_{B-V} = 0.1$) fue encontrado por Hutchings & Cowley [1982] a partir de la profundidad de la banda $\lambda 2200 \text{ \AA}$ en los espectros tomados con el IUE durante el eclipse del año 1980. Sin embargo, Slovak [1982] y Kenyon & Webbink [1984] encontraron $E_{B-V} = 0.30$ y 0.27 , respectivamente, a partir de la misma característica espectral con espectros obtenidos en las fases 0.89 y 0.37.

A fin de hallar el enrojecimiento interestelar, han sido utilizados distintos métodos en base a características espectrales asociadas al material interestelar, tales como las bandas difusas interestelares (DIBs), las líneas de absorción de Na I y K I, así como métodos que incluyen los efectos de la extinción sobre las líneas de emisión. Además debe tenerse en cuenta que agregado al enrojecimiento interestelar, el sistema puede sufrir extinción en la envoltura circunbinaria.

Diversos autores han propuesto relaciones entre el ancho equivalente de las DIBs y el exceso E_{B-V} . La Tabla 3.18 muestra las absorciones de este tipo que están presentes en el espectro de AR Pav. Sólo cuatro de ellas aparecen en todos (o casi todos) los espectros, motivo por el cual fueron seleccionadas para calcular el enrojecimiento. Para las líneas $\lambda\lambda 5780, 5797$ se han usado las relaciones dadas por Herbig [1993], y para las absorciones $\lambda\lambda 6283, 6613$ las dadas por Herbig [1975], las cuales producen un exceso $E_{B-V} = 0.25 \pm 0.07$.

Se han analizado las velocidades radiales y los anchos equivalentes de las DIBs en función de la fase orbital, pero no se ha encontrado evidencia alguna de modulación orbital. El mismo resultado fue encontrado por Thackeray & Hutchings [1974]. Sin embargo, ellos notaron que la intensidad de la DIB $\lambda 4430$ era demasiado grande

para un objeto ubicado a 21° de latitud galáctica y por ese motivo sugirieron que la mayor parte de la absorción provendría de la envoltura circunestelar. Aquí es necesario notar que en los espectros analizados en este trabajo dicha absorción no está “claramente” presente como ellos mencionan, por lo que no habría que descartar a priori contribución en las DIBs proveniente de la envoltura circunestelar. Vale la pena mencionar aquí que el ancho equivalente de la absorción $\lambda 4430$ medida por Thackeray & Hutchings [1974] produciría un exceso de 0.94 (Kenyon & Webbink [1984]).

Las absorciones del doblete del Na I D_1 y D_2 , son claramente visibles en todos los espectros analizados, excepto aquellos obtenidos durante el eclipse de la componente caliente (cuando aparece una componente en emisión). Los perfiles son complejos y en algunos casos presentan una débil emisión (ver sección 3.3.2). En un estudio acerca de las líneas interestelares de Na I, Munari & Zwitter [1997] notaron que para altos valores de enrojecimiento ($E_{B-V} > 1.20$), la mayoría de los perfiles de Na I D_1 aparecían con dos, o más, componentes separadas por $\sim 40 \text{ km s}^{-1}$. En los perfiles de AR Pav analizados la separación entre las componentes es aproximadamente el doble y variable, por lo que debiera considerarse que las absorciones del doblete de Na I no provienen exclusivamente del material interestelar. De hecho, la Figura 3.21 muestra que el ancho equivalente, el ancho a mitad de intensidad y la velocidad radial de la llamada “componente principal” están modulados con la fase orbital, mientras que no se observa lo mismo para la “componente secundaria” del perfil, la cual muestra un ancho equivalente constante a lo largo del ciclo orbital (omitiendo las observaciones tomadas durante el eclipse).

Bromage & Nandy [1973], Barbon et al [1990] y Munari & Zwitter [1997] han establecido relaciones entre el ancho equivalente de una (o ambas) componente(s) del doblete y el enrojecimiento. La primera de ellas presenta una gran dispersión, mientras que la segunda fue obtenida a partir de sólo seis puntos. La última de ellas presenta un considerable buen ajuste y, además, la ventaja adicional de que la relación fue deducida a partir de espectros obtenidos con un instrumental similar al utilizado en este trabajo. Para obtener el enrojecimiento se han promediado los anchos equivalentes para cada componente del doblete D_1 y usando la Tabla 2 de Munari & Zwitter [1997], se obtiene $E_{B-V} = 0.36 \pm 0.08$ para la componente “principal” y $E_{B-V} = 0.05 \pm 0.01$ para la componente “secundaria” (el error en la componente secundaria no es real ya que la incerteza del método es $\sim 0.05^m$).

A partir de lo comentado y obtenido en los dos últimos párrafos es tentador adjudicar el enrojecimiento de la componente “principal” a material circunestelar y el de la componente “secundaria” a material interestelar. En particular, el último resultado está en buen acuerdo con el $E_{B-V} = 0.10$ indicado por los mapas de extinción galáctica de Burstein & Heiles [1982].

Las líneas de absorción de K I son comúnmente atribuidas a material interestelar. Como se ha mencionado en la sección 3.3.3, los perfiles observados no presentan estructuras variables (tales como las observadas en las líneas de Na I) que

indiquen contribución simultánea de componentes circunestelares e interestelares. Las velocidades radiales de K I respecto del *local standard rest* (LSR) concuerdan con la velocidad predicha para la rotación galáctica para los rangos de distancias comunmente aceptados para Ar Pav (entre 3.8 y 5.8 kpc (Schild et al. [2001] y referencias)). Además, en las velocidades radiales heliocéntricas hay significativos cambios que parecen corresponderse, aunque con velocidades menos negativas, a los cambios observados en las absorciones de Na I, por lo que no debiera descartarse contribución circunestelar en las líneas de K I. A esto hay que agregar el hecho de que las absorciones de K I son demasiado intensas ($W \geq 0.33 \text{ \AA}$) para cualquier determinación realista del enrojecimiento (Chaffee & White [1982], Munari & Zwitter [1997]).

Otro método utilizado usualmente para hallar el enrojecimiento es a partir de las razones de las emisiones de H respecto de $H\beta$, suponiendo que ellas se forman en un medio ópticamente fino bajo las condiciones del caso B de recombinación estándar (ver por ejemplo Hummer & Storey [1987]). Sin embargo, en las nebulosas de los sistemas simbióticos las densidades son tan altas que pueden aparecer efectos de autoabsorción que producen un aumento en la razón $H\alpha/H\beta$ y decrecimientos en las razones de $H\gamma/H\beta$ y $H\delta/H\beta$, las cuales deben ser tenidas en cuenta en la determinación del enrojecimiento interestelar. Los efectos de autoabsorción pueden ser notados en los sistemas simbióticos a partir del hecho de que la mayoría de los perfiles de H presentan una profunda absorción central, la cual comúnmente está en el lado azul de la línea (estos perfiles pueden ser vistos en el catálogo de estrellas simbióticas de Van Winckel, Duerbeck & Schwarz [1993]).

Numerosos esfuerzos han sido realizados para explicar y predecir la variación de las emisiones de H por efectos de autoabsorción, los cuales pueden ser consultados en el trabajo de Netzer [1975], que será usado para determinar el enrojecimiento.

Los promedios de las razones entre las líneas de H y $H\beta$ son: $H\alpha/H\beta = 6.1 \pm 0.2$ (determinado a partir de 10 mediciones), $H\gamma/H\beta = 0.34 \pm 0.01$ (a partir de 5 espectros ya que se han omitido los tomados en las fases 0.535 y 0.537 por estar $H\gamma$ en el primer orden y haber evidentes problemas en la calibración) y $H\delta/H\beta = 0.25$ (sólo un espectro contiene la emisión $H\delta$). El exceso E_{B-V} ha sido hallado resolviendo por mínimos cuadrados la ecuación:

$$R_t = R_o 10^{1.47 E_{B-V} [f(\lambda) - f(\lambda_{H\beta})]} \quad (4.6)$$

donde R_t son los cocientes teóricos dadas en la Tabla 1 de Netzer [1975] usando condiciones adecuadas para estrellas simbióticas ($N_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ y $\tau_{H\alpha} = 10$), R_o son los cocientes observados y $f(\lambda)$ es obtenida a partir de la curva de extinción interestelar standard (Osterbrock [1989]). Resolviendo se ha obtenido $E_{B-V} = 0.32 \pm 0.08$.

Finalmente, otro método a veces utilizado para hallar el enrojecimiento es a partir de las razones de las emisiones de He I $\lambda\lambda 5876, 6678, 7065$. Para ello deben

hacerse los mismos comentarios que se hicieron para el método anterior, ya que las altas densidades en las nebulosas de las simbióticas producen que las razones entre He I $\lambda 6678$ y He I $\lambda 7065$ respecto de He I $\lambda 5678$ sean más grandes que las esperadas por el caso B de recombinación estándar. En este sentido, Proga, Mikołajewska & Kenyon [1994] encontraron que en la mayoría de los sistemas simbióticos de tipo S las intensidades relativas están dadas por $I(\text{HeI}\lambda 6678)/I(\text{HeI}\lambda 5876) \geq 0.5$ e $I(\text{HeI}\lambda 6678)/I(\text{HeI}\lambda 5876) \approx 0.84$. Aplicando la ecuación 4.6 a las razones de He I se obtiene $E_{B-V} = 0.22 \pm 0.14$. El error obtenido en el enrojecimiento es considerablemente mayor al obtenido por los otros métodos. Esto en parte es debido a los grandes cambios en las razones a lo largo del período orbital. De hecho, analizando las razones de las observaciones individuales en algunos casos se obtiene incluso un enrojecimiento negativo (!). Estos cambios serán analizados más adelante. Por otra parte hay que considerar que la incerteza del método es ~ 0.3 (Mikołajewska, Acker, & Stenholm [1997]), es decir, del orden de los resultados hallados con los diferentes métodos.

Todos los valores obtenidos para el enrojecimiento (al menos aquellos considerando tanto al material interestelar como al circunestelar) coinciden dentro de los errores. Por tal motivo se adoptará de aquí en adelante el valor promedio $E_{(B-V)} = 0.29 \pm 0.05$, el cual está en excelente acuerdo con el hallado por Slovak [1982] a partir de la banda $\lambda 2200$.

4.3 La componente gigante

La presencia de un espectro de absorción tardío fue tempranamente advertido en AR Pav (Thackeray [1954]). A partir de la profundidad de las bandas de TiO en el espectro infrarrojo, Mürset & Schmid [1999] estimaron para la gigante un tipo espectral M5 III. Una clasificación similar (M6 III) obtuvo Allen [1980] a partir de las bandas de CO en la región de $2.3 \mu\text{m}$. Los espectros analizados en este trabajo permiten obtener también el tipo espectral de la gigante usando los índices de absorción molecular TiO₁ y TiO₂ dados por Kenyon & Fernández Castro [1987]. Estos índices están definidos como:

$$[\text{TiO}]_1 = -2.5 \log \left(\frac{F_{6180}}{F_{6125} + (F_{6370} - F_{6125})(6180 - 6125)/(6370 - 6125)} \right) \quad (4.7)$$

$$[\text{TiO}]_2 = -2.5 \log \left(\frac{F_{7100}}{F_{7025} + (F_{7400} - F_{7025})(7100 - 7025)/(7400 - 7025)} \right) \quad (4.8)$$

donde F_{6125} es el flujo medido en esa longitud de onda en un ancho de banda de 30 \AA (y en idéntica forma los demás). El ancho de banda elegido tiene la ventaja

de evitar la contaminación debida a las intensas líneas de emisión He I $\lambda 7065$ y [Fe VII] $\lambda 6087$ que a veces están presentes en la mayoría de los sistemas simbióticos. A partir de ellos se puede obtener el tipo espectral mediante:

$$ST_1 = -1.75 + 9.31 [TiO_1] \quad (4.9)$$

$$ST_2 = -1.83 + 10.37 [TiO_2] - 3.28 [TiO_2]^2 \quad (4.10)$$

donde ST es el tipo espectral, correspondiendo $ST = -6$ a estrellas tipo K0, $ST = 0$ para estrellas tipo M0 y $ST = 6$ para estrellas tipo M6. Con el mismo criterio, pero aplicado a las bandas de TiO $\lambda 8432, 8462, 8452$, Zhu et al. [1999] encontraron un nuevo índice (al que se llamará $[TiO_3]$), el cual es útil para hallar el tipo espectral de estrellas más tardías que M2. El mismo está definido como:

$$[TiO_3] = -2.5 \log \left(\frac{F_{8462}}{F_{8400} + (F_{8712} - F_{8400})(8462 - 8400)/(8712 - 8400)} \right) \quad (4.11)$$

donde F_{8400} , F_{8462} y F_{8712} son los flujos medidos entre $\lambda 8390 - \lambda 8410 \text{ \AA}$, $\lambda 8455 - \lambda 8470 \text{ \AA}$, $\lambda 8700 - \lambda 8725 \text{ \AA}$, respectivamente. El tipo espectral está dado entonces por:

$$ST_3 = 2.43 + 6.65 [TiO_3] - 1.12 [TiO_3]^2 \quad (4.12)$$

siendo $ST = 0$ para una estrella de tipo espectral M0 y $ST = 9$ para una estrella M9. Desafortunadamente, este último índice no se pudo utilizar en las observaciones tomadas en las fases 0.431 y 0.986 debido a que el rango de longitudes de onda $\lambda 8455 - \lambda 8470$ cae en el borde de la apertura. La **Tabla 4.3** muestra los índices de absorción molecular y sus correspondientes tipos espectrales. En ella puede observarse que los tipos espectrales encontrados varían considerablemente, desde K3.3 a M6.2, y que incluso difieren según el índice usado.

La variación en el tipo espectral hallado según el índice molecular utilizado puede explicarse por la influencia de la componente caliente y de la nebulosa ionizada cuyas contribuciones decrecen cuánto más al infrarrojo se esté observando, y que a su vez, es la longitud de onda adecuada para detectar la presencia de la gigante. Se puede observar que (salvo en el eclipse del año 2000), las diferencias no son notables entre los dos primeros índices, pero que el tercer índice produce tipos espectrales más tardíos.

La contribución de la componente caliente en el infrarrojo puede ser notada también en el triplete de O I $\lambda 7774$, el cual se observa en emisión sólo durante el eclipse (**Figura 3.22**), indicando una envoltura alrededor la componente caliente. Fuera del eclipse, el material neutro con O I absorbe la fuente del continuo de la componente caliente y de la gigante, mientras que en el eclipse, cuando la fuente de continuo azul es eclipsada, sólo se ve la emisión de O I proveniente del disco y/o envoltura extendida alrededor de la componente caliente.

Tabla 4.3: Índices de absorción molecular y tipos espectrales obtenidos a partir de las bandas de TiO

N°	Fase	[TiO ₁]	TE	[TiO ₂]	TE	[TiO ₃]	TE
1	0.966	0.58	M3.7				
2	0.103	0.12	K5.4				
3	0.105	0.10	K5.2				
7	0.180					0.17 ± 0.02	M3.5 ± 0.1
8	0.894	0.27 ± 0.04	M0.7 ± 0.4	0.34 ± 0.07	M1.3 ± 0.6		
9	0.983	0.44 ± 0.06	M2.7 ± 0.5				
10	0.535	0.05 ± 0.03	K4.7 ± 0.3	0.02 ± 0.04	K4.4 ± 0.4		
11	0.537	0.09 ± 0.01	K5.4 ± 0.1	-0.11 ± 0.01	K3.0 ± 0.1		
13	0.841	0.23	M0.4	0.08	K5.0	-0.12	M1.6
14	0.849	0.15	K5.7				
15	0.129	0.18 ± 0.03	K5.9 ± 0.2	0.18 ± 0.03	M0.0 ± 0.3		
16	0.271	0.14	K5.6	0.24	M0.5		
17	0.431	0.20 ± 0.03	M0.1 ± 0.3	0.03 ± 0.04	K4.5 ± 0.5		
18	0.433	0.15	K5.6				
20	0.774	0.24 ± 0.09	M0.5 ± 0.8	0.20 ± 0.08	M0.1 ± 0.7		
21	0.778	0.12 ± 0.12	K5.3 ± 1.1	0.22 ± 0.14	M0.3 ± 1.2		
22	0.982	0.55 ± 0.08	M3.3 ± 0.7				
23	0.986	0.48 ± 0.04	M2.7 ± 0.4	1.37 ± 0.01	M6.2 ± 0.0	:	:

Naturalmente, el momento ideal para obtener el tipo espectral de la gigante es durante el eclipse de la componente caliente, cuando la gigante está exactamente frente al observador. Tres observaciones tomadas en esa configuración producen los tipos espectrales más tardíos, mientras que la obtenida en agosto de 1995 ($\varphi = 0.983$) produce un tipo espectral de sólo M2.7. Esto puede ser debido a que AR Pav pasaba por una fase activa durante esa observación (Skopal et al. [2000a]), siendo entonces la curva de luz altamente variable, cambiando los eclipses tanto en forma como en profundidad. Pese a que la profundidad del eclipse en esa época no parece mostrar demasiada influencia de la componente caliente (Figura 1.3 y Figura 1 de Skopal et al. [2000a]), nótese, sin embargo, que la banda de TiO $\lambda 6180$ no aparece en los espectros tomados en el eclipse del año 1995 y sí en los obtenidos durante el eclipse del año 2000. Una inspección global de los espectros muestra que las bandas de TiO en las longitudes de onda visual son más tenues durante el eclipse de 1995 que durante el del 2000, indicando contaminación proveniente de la componente caliente. El tipo espectral de la gigante obtenido durante el eclipse del año 2000 con el índice espectral [TiO₂] es M6.2. Este tipo espectral está en buen acuerdo con la presencia de la banda de TiO $\lambda 8432$ (Sharpless [1956], Andrihat [1982]) observada en las fases 0.18 y 0.84, (como ya se ha mencionado esta longitud de onda cae entre dos órdenes

en los espectros obtenidos durante esta fase), la cual es observada en gigantes de tipo más tardíos que M4.

En otras configuraciones del sistema -es decir, fuera del eclipse- los índices de absorción pueden ser afectados por radiación de la componente caliente, la cual eleva el nivel del continuo, y/o calentamiento del hemisferio de la gigante que enfrenta a la componente caliente. Estos efectos son mostrados en la parte superior de la **Figura 4.3**, donde se observa que la contribución al continuo de la componente caliente diluye las bandas de TiO aún inmediatamente después del eclipse. Si bien en el caso mostrado, la contribución de la componente caliente es muy grande ya que el sistema se encontraba en actividad (véase **Figura 1.3** y Figura 1 de Skopal et al. [2000a]), la contaminación proveniente de la componente caliente está presente a lo largo de todo el ciclo orbital como puede ser observado en la parte inferior de la **Figura 4.3**. En ella es claro que los índices [TiO₁] y [TiO₂] están relacionados con la fase orbital, produciendo tipos espectrales más tempranos cuando la componente caliente está frente al observador ($\varphi = 0.5$). El ajuste de Fourier (ecuación 3.1) de los índices, omitiendo los hallados durante el eclipse, muestra que la variación de los mismos a lo largo del período orbital coincide con la efemérides de Bruch, Niehues & Jones [1994], indicando calentamiento del hemisferio de la gigante que enfrenta a la componente caliente. Variaciones de los índices moleculares con la fase orbital similares a los descritos son observados también en las simbióticas CI Cyg y AG Peg (Kenyon & Fernández Castro [1987]), AE Ara (Mikołajewska et al [2003]) y FN Sgr (Brandi [2003]), aunque no están presentes en todas las simbióticas con período orbital conocido.

El triplete infrarrojo de Ca II $\lambda\lambda 8498, 8542, 8662\text{\AA}$, es un buen discriminador de la clase de luminosidad de estrellas tardías. Desafortunadamente, en AR Pav, como en otros sistemas simbióticos, las líneas de este triplete se encuentran superpuestas con las emisiones de H de la serie de Paschen (**Figura 3.7**). Sin embargo, aún se pueden derivar algunos resultados. Las absorciones de Ca II son más profundas durante el eclipse de la componente caliente, y además, la superposición con las emisiones de la serie de Paschen parece ser menor, sugiriendo menor contribución de la componente caliente, tanto en el continuo como en las emisiones de H. Nótese además que, durante el eclipse, los anchos equivalentes y las velocidades radiales de las emisiones de Paschen P_{13} , P_{14} y P_{15} son prácticamente iguales (**Tabla 3.5**). Teniendo en cuenta esto, se ha supuesto que las emisiones P_{13} , P_{14} , P_{15} , P_{16} , P_{17} tienen el mismo ancho equivalente y la misma velocidad. Esto es sugerido también por las emisiones P_{14} , P_{17} , las cuales no están superpuestas al Ca II y muestran el mismo ancho equivalente y velocidad en el espectro tomado en la fase 0.18. Entonces, se ha calculado un perfil sintetizado de P_{13} con los parámetros medidos para las emisiones P_{14} y/o P_{17} . Restando el perfil sintetizado de P_{13} , ubicado en la longitud de onda correspondiente a las velocidades medidas para esas líneas, al perfil observado, se ha calculado el perfil de las líneas de Ca II. El procedimiento usado puede ser visto en la **Figura 4.4**, y se ha hecho lo mismo para el perfil P_{15} . De esta forma se han

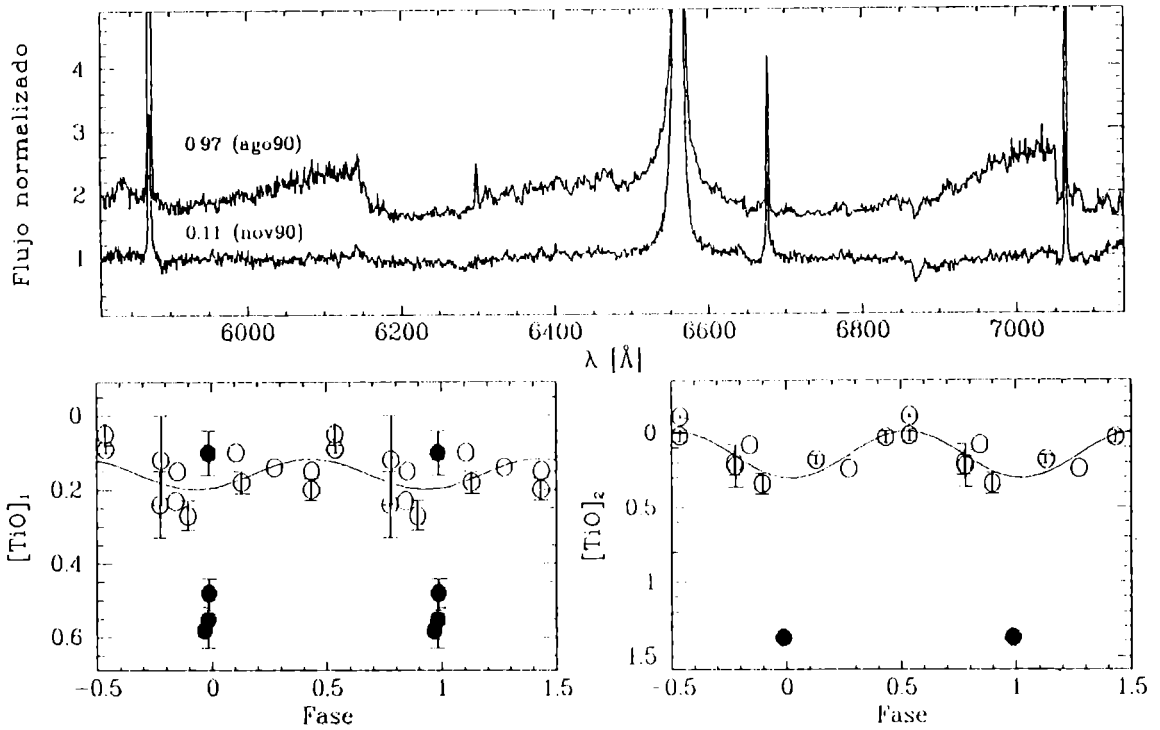


Figura 4.3: Arriba: contribución de la componente caliente en la zona roja del espectro. Los espectros están desplazados para una mejor visualización. Abajo: Variación de los índices de absorción molecular TiO_1 y TiO_2 con la fase orbital. Los símbolos negros indican observaciones tomadas durante el eclipse de la componente caliente

corregido los espectros obtenidos en las fases 0.99 y 0.18, ya que son los únicos que cubren el rango de longitudes de onda que abarca más de una línea de Ca II. De este modo, puede observarse que las absorciones de Ca II observadas durante el eclipse no están superpuestas a las emisiones de Paschen, y a lo sumo se solapan levemente las alas. Los anchos equivalentes obtenidos de esta manera para la observación en la fase 0.18 son 0.66 \AA y 0.83 \AA para $\lambda 8542$ y $\lambda 8662$, respectivamente. Por lo dicho, los anchos equivalentes durante el eclipse son los que figuran en la **Tabla 3.17**. El hecho de que la razón de los anchos equivalentes $W(\lambda 8542)/W(\lambda 8662)$ obtenida corrigiendo por las emisiones de Paschen a la observación en la fase 0.18 sea la misma que la obtenida en la fase 0.99 le da credibilidad al método utilizado². Por otro lado, el éxito del método sugiere que las emisiones consecutivas de la serie de Paschen tienen parámetros similar y que la gran dispersión observada en velocidades y anchos equivalentes (**sección 3.2.2**) es debida a superposiciones con

²En la aproximación utilizada en la fase 0.18 no se ha tenido en cuenta el factor de dilución producido por la contribución del continuo de la componente caliente, el cual produce que los anchos equivalentes sean sistemáticamente menores. No obstante, la relación entre las líneas $I(\lambda 8542)/I(\lambda 8662)$ no cambia

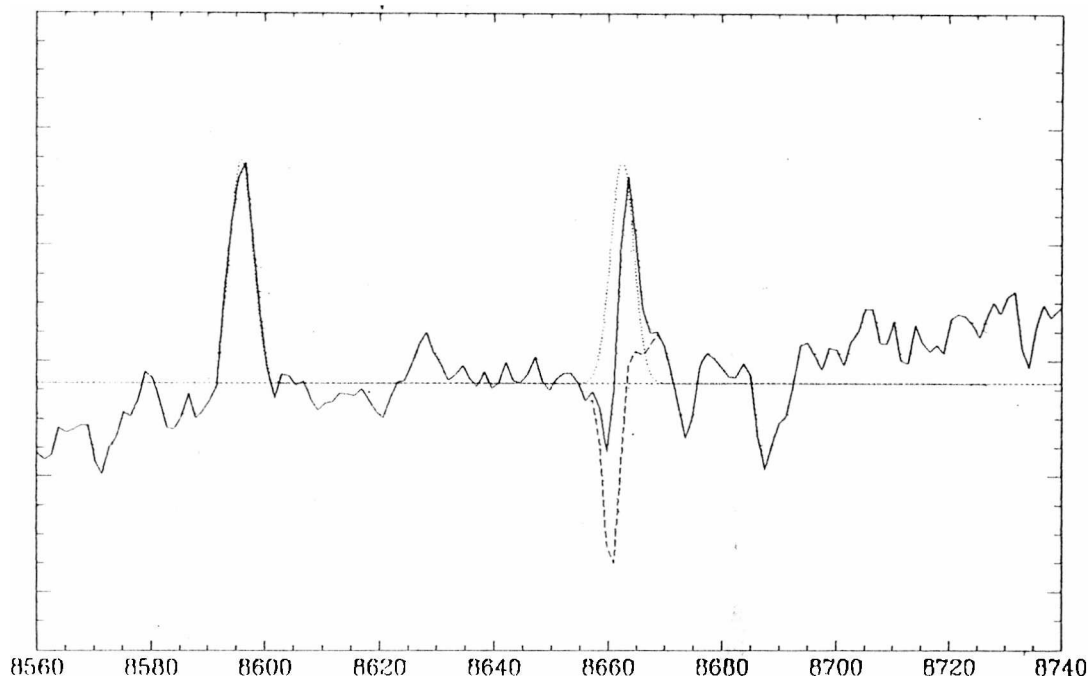


Figura 4.4: Obtención del perfil de Ca II $\lambda 8662$. La línea continua representa el espectro observado en fase 0.18. La línea punteada es el perfil promedio de las emisiones P_{14} , P_{17} (comparar con el P_{14} observado). La línea a trazos muestra el perfil de Ca II obtenido por la resta del perfil sintetizado de P_{13} .

otras líneas. Nótese que en este caso las velocidades radiales de las emisiones de Paschen parecieran seguir el movimiento de la componente caliente en las cuatro fases en que fueron observadas.

A fin de obtener la clase de luminosidad de la componente fría se han utilizado las fórmulas dadas por Díaz, Terlevich & Terlevich ([1989]), las cuales vinculan los anchos equivalentes, EW , de las absorciones de Ca II $\lambda 8542$, $\lambda 8662$ con la gravedad superficial, $\log g$, y la abundancia $[Fe/H]$. Suponiendo que la abundancia es de tipo solar, la relación entre la gravedad superficial y el ancho equivalente está dada:

$$\log g = 7.75 - 0.65 EW(CaII) \quad (4.13)$$

con errores típicos de 0.5 en la gravedad superficial. Sin embargo, el uso de esta ecuación produce valores demasiados altos en la gravedad superficial. Un resultado similar se obtiene usando la relación dada por Zhou [1991] entre el ancho equivalente, la gravedad superficial y el índice de color ($R - I$).

Los valores obtenidos plantean dos posibilidades. La primera de ellas es que la abundancia de la gigante no sea solar. En este caso se puede usar la relación para

la abundancia y luego, con el valor obtenido, hallar la gravedad superficial. Ambas fórmulas están dadas por (Díaz, Terlevich & Terlevich ([1989]):

$$[Fe/H] = -3.67 + 0.49 EW(CaII) \quad (4.14)$$

$$EW(CaII) = 10.21 - 0.95 \log g + 2.18 [Fe/H] \quad (4.15)$$

a partir de las cuales se obtiene $[Fe/H] = -2.4$ y $\log g = 2.46$. La gravedad superficial obtenida está en buen acuerdo con la esperada para una gigante. Sin embargo, si estos resultados son correctos, la componente gigante de AR Pav es una estrella de muy baja metalicidad, resultado que se opone al hecho de que los estudios de abundancias en los sistemas simbióticos muestran que las gigantes son normales (Nussbaumer et al [1988], Pereira [1995], etc.). No obstante, debe tenerse presente que diferencias respecto a las abundancias han sido encontradas en otros sistemas simbióticos. Por ejemplo, la simbiótica amarilla AG Dra tiene una muy baja metalicidad según el detallado estudio de su atmósfera estelar hecho por Smith et al [1996]. Estudios de abundancias en AR Pav, los cuales escapan al propósito de este trabajo, son indudablemente necesarios para confirmar la credibilidad de estos resultados.

La segunda posibilidad es que las líneas de Ca II no sean debidas exclusivamente a la gigante, sino que estén contaminadas por absorciones de Ca II provenientes de la envoltura circunestelar. En este sentido nótese la presencia circunestelar de las absorciones de Na I, las cuales fueron analizadas en la sección 4.2. La presencia simultánea de Ca II y Na I es comúnmente encontrada en envolturas circunestelares. A estas complicaciones, debe agregarse que es posible la presencia de alguna emisión de Ca II debida a la presencia de la componente caliente (disco de acreción o envoltura).

Otros métodos para calcular la clase de luminosidad de la gigante se basan en absorciones de Fe I en el infrarrojo. Sin embargo, las calibraciones utilizadas con estos métodos no producen resultado alguno para AR Pav. De hecho, estos métodos son efectivos para estrellas de tipo espectral K y no lo son para estrellas de tipo espectral M (Zhu [1999]). Por lo analizado en los párrafos anteriores se ha decidido considerar la componente fría de AR Pav como una gigante normal.

De acuerdo a lo discutido en los párrafos anteriores, de aquí en adelante se adoptará para la componente fría un tipo espectral M6 III normal. La elección se basa en que M6 es el tipo espectral más tardío hallado del material espectroscópico, el cual está en buen acuerdo con el medido por Allen [1980] a partir de las bandas de CO en $2.3\mu\text{m}$. Respecto de la clase de luminosidad, simplemente se ha adoptado la clase de luminosidad canónica para simbióticas, la cual corresponde a la de una gigante, debido a que la espectroscopía no arroja resultados concluyentes.

El conocimiento del tipo espectral de la gigante permite conocer otros parámetros de la misma tales como temperatura, radio y luminosidad. Suponiendo que la componente gigante es similar a las estrellas gigantes normales, la temperatura

efectiva correspondiente al tipo espectral M6 III es $T_{ef} = 3240 \pm 75 K$ (Richichi et al. [1999]). Dumm & Schild [1998], a partir del brillo superficial y de mediciones de paralajes de estrellas gigantes tipo M tomadas del catálogo Hipparcos, estimaron un radio medio de $152 R_{\odot}$ para una estrella de tipo espectral M6 III. Sin embargo, debe tenerse en cuenta que la distribución de probabilidad del radio estelar para ese tipo espectral es prácticamente plana en un rango que va desde 100 a $220 R_{\odot}$, produciendo un rango de luminosidad para la gigante desde 900 a $4800 L_{\odot}$.

Una estimación más realista de la luminosidad puede ser obtenida a partir del radio aparente inferido de los eclipses ($R_{g,ecl}/A = 0.30 \pm 0.02$, Skopal et al. [2000a]) y la separación de la binaria obtenida a partir de las curvas de velocidad radial, $A \sin i = 457 \pm 35 R_{\odot}$. Suponiendo que la inclinación es $i = 90^{\circ}$, entonces $R_g = 137 \pm 20 R_{\odot}$, el cual está en buen acuerdo con el radio esperado para una estrella M6 III (Dumm & Schild [1998]). El radio de la gigante es entonces $\geq 65\%$ del radio del lóbulo de Roche medio, con el límite inferior válido para $i = 90^{\circ}$. Si la gigante llena su lóbulo de Roche el radio sería $R_g = 210 R_{\odot}$.

Un resultado similar para el radio de la gigante ($R_g = 130 \pm 25 R_{\odot}$) fue encontrado por Schild et al. [2001] a partir de la velocidad de rotación de la gigante. A partir de ese resultado ellos concluyeron que AR Pav no llena su lóbulo de Roche. No obstante, el problema no es tan simple. A fin de determinar la velocidad rotacional de la gigante ellos modelaron un espectro sintético computando transporte radiativo, usando perfiles gaussianos para las líneas de absorción, una ley lineal de oscurecimiento al limbo y corrotación de la gigante con el sistema (más detalles pueden ser encontrados en Schmutz et al. [1994]). Sin embargo, Orosz & Hauschildt [2000] mostraron que el ensanchamiento rotacional para gigantes que llenan (o casi llenan) su lóbulo de Roche puede ser significativamente distinto del hasta ahora calculado, debido a la forma elipsoidal de la estrella y a apartamientos de una ley de oscurecimiento al limbo simple. Como resultado, la información geométrica inferida de mediciones de la velocidad de rotación en sistemas binarios, y en particular en sistemas simbióticos, está probablemente viciada y debe ser tratada con precaución. Por ejemplo, las curvas de luz en el rojo e infrarrojo de T CrB, CI Cyg y BF Cyg muestran un mínimo secundario que evidencia la forma elipsoidal de la gigante producida por distorsión gravitacional (Belczyński & Mikołajewska [1998], Mikołajewska [2001] y Mikołajewska et al. [2002a], respectivamente). Las tres tienen órbitas y velocidades rotacionales bien determinadas. En CI Cyg, la velocidad rotacional medida de la gigante es consistente con una gigante corrotante llenando su lóbulo de Roche (Kenyon et al. [1991]). Sin embargo, para T CrB la velocidad rotacional medida es 20%-30% más baja que la esperada para tal gigante (Belczyński & Mikołajewska [1998]). Una velocidad rotacional muy baja fue medida también para la gigante de BF Cyg por Fekel et al. [2001]. El problema es aún más complicado por el hecho de que las variaciones elipsoidales en sistemas simbióticos son rara vez vistas en las curvas de luz visual durante los períodos de "quietud", apareciendo casi exclusivamente en las curvas de luz infrarroja, donde domina la gigante (ver por ejemplo la Figura 2 de Mikołajewska et al. [2002b]). En el caso de AR Pav, hay indicios de un

mínimo secundario en la curva de luz visual durante la fase de “quietud” (ver Figura 1 de Skopal et al. [2000a]), aunque son necesarias observaciones sistemáticas en el rango rojo e infrarrojo para confirmarlo y también para inferir si el mismo es debido a cambios elipsoidales de una gigante distorsionada gravitacionalmente.

Con los radios calculados y una temperatura de la gigante de $T_{ef} = 3240 K$, la luminosidad de la gigante varía entre $1670 L_{\odot}$ para $R_g = 130 R_{\odot}$ y $4370 L_{\odot}$ si la gigante llena su lóbulo de Roche ($R_g = 210 R_{\odot}$), donde la incerteza proviene de no conocer en forma exacta el valor de la inclinación orbital. Comparando la posición de la estrella en el diagrama HR con los trazos evolutivos para estrellas RGB/AGB dados por Vassiliadis & Woods [1993], Schaller et al. [1992] y Bessel et al. [1989], el rango de masa de la gigante es de $2 M_{\odot} \leq M \leq 5 M_{\odot}$, el cual es consistente con la masa obtenida para la gigante a partir de las curvas de velocidad radial.

4.3.1 La distancia al sistema

A partir del radio obtenido para la gigante es posible hacer una estimación de la distancia al sistema. Para ello se pueden utilizar las relaciones entre una cantidad relacionada al brillo superficial F_V (en m), el diámetro angular Θ (en mas), la magnitud V y el índice de color de Cousins $(V - I)_C$ dadas por Dumm & Schild [1998]:

$$F_V = 4.2185 - 0.1 V - 0.5 \log \Theta \quad (4.16)$$

y

$$F_V = 3.75 - 0.178 (V - I)_C \quad (4.17)$$

la magnitud V y el índice de color $(V - I)_C$ fueron calculadas usando la **ecuación 2.2** (con sus correspondientes respuestas $S(\lambda)$) en los espectros obtenidos durante el eclipse del año 2000 ($\varphi = 0.98, 0.99$) ya que son los únicos que cubren la totalidad del rango de longitudes de onda requerido. A fin de evitar contribuciones de la nebulosa, las líneas de emisión fueron eliminadas, obteniéndose $V = 12.67 \pm 0.07$ e $I_C = 10.5 \pm 0.02$. No obstante, el índice $(V - I)_C$ puede estar subestimado por contribución del continuo azul de la componente caliente. Corrigiéndolos por el enrojecimiento hallado en la sección anterior (en la corrección la absorción A_{λ} fue calculada usando la tabla de Savage & Mathis [1979]), se obtiene finalmente $V_0 = 11.77 \pm 0.17$ y $(V - I)_C = 1.5 \pm 0.20$. Despejando el diámetro angular de las **ecuaciones 4.16 y 4.17**, y con el radio de la gigante $R = 137 \pm 20 R_{\odot}$, se obtiene que el sistema se encuentra a $d = 7.4 \pm 1.1 kpc$. El error en la distancia proviene principalmente de la incerteza con que se conoce el radio de la gigante. La distancia es algo mayor que los valores de $3.8 kpc$, $4.5 - 5.8 kpc$ y $5.8 kpc$ y $4.9 kpc$ publicados por Thackeray & Hutchings [1974], Kényon & Webbink [1984], Skopal et al. [2000a] y Schild et al. [2001], respectivamente. Sin embargo, la cota mínima encontrada está en buen acuerdo con el valor encontrado por Skopal et al. [2000a].

Debe tenerse en cuenta, que además de la ya mencionada incerteza en el radio de la gigante, V y $(V - I)_C$ fueron obtenidos de los espectros, es decir, no son valores fotométricos. A esto hay que agregarle que la medición del índice de color $(V - I)_C$ presenta dificultades, ya que en el rango rojo los órdenes de los espectros echelle no se solapan, por lo que se debió interpolar un valor para medirlo. Además, aún durante el eclipse, el índice $(V - I)_C$ puede estar subestimado por algo de contribución de la componente caliente en el continuo azul. Mediciones fotométricas en estas bandas han sido publicadas por Munari et al [1992], sin embargo sus observaciones no fueron realizadas durante el eclipse sino en la fase 0.73. Con sus observaciones, aplicándoles la corrección por enrojecimiento hallado en este trabajo, se obtiene una distancia de 6.3 *kpc*.

Una forma similar de hallar la distancia, aunque con la ventaja que usa sólo bandas en el infrarrojo, fue encontrada por Schild et al. [1999]. Estos autores encontraron que la distancia al sistema puede ser hallada a partir de la relación dada por:

$$d[\text{kpc}] = R[R_{\odot}] 10^{-(2.70 - 0.2 K + 0.13(J - K))} \quad (4.18)$$

donde las magnitudes J y K pueden ser obtenidas de la literatura. Glass & Webster [1973] publicaron cuatro observaciones en estos filtros, tres de las cuales fueron obtenidas durante el eclipse de la componente caliente ($J = 8.35, 8.31, 8.28$, $K = 7.17, 7.17, 7.14$) y la cuarta a la salida del mismo ($J = 8.01$, $K = 6.91$). Promediando las tres primeras, y corrigiéndolas por el enrojecimiento hallado en la sección anterior, se obtiene $K = 7.05 \pm 0.04$ y $(J - K) = 0.96 \pm 0.07$. La distancia al sistema sería entonces $d = 5.3 \pm 0.8 \text{ kpc}$, donde el error es principalmente dominado por la incerteza en el radio de la estrella ($R = 137 \pm 20 R_{\odot}$). Si la gigante llena su lóbulo de Roche, entonces la distancia al sistema será 8.1 *kpc*. La distancia calculada está en buen acuerdo con las obtenidas por otros autores, aunque debe mencionarse que la distancia que obtuvieron Schild et al. [2001] fue también a partir de las magnitudes publicadas por Glass & Webster [1973] y el radio hallado a partir de la velocidad de rotación de la gigante (el cual es similar al encontrado en la subsección anterior).

De aquí en adelante se adoptará como distancia al sistema un compromiso entre ambos resultados, es decir, se considerará que el sistema se encuentra a $6 \pm 1 \text{ kpc}$.

4.4 La componente caliente

La determinación de la temperatura y luminosidad de la componente caliente, junto con el radio y la masa de la misma permiten conocer su naturaleza y estado evolutivo, y consecuentemente, establecer los posibles mecanismos que producen la actividad

en el sistema AR Pav. Estos parámetros serán determinados en esta sección a través de distintos métodos.

El método más simple para hallar la temperatura de la componente caliente es el hallado por Mürset & Nussbaumer [1994]. Este método se basa en el hecho de que la presencia en el espectro de una línea de emisión con la más alta energía de ionización depende, entre otros factores, de que la temperatura sea suficientemente alta como para producirlo. Con este criterio ellos dedujeron una fórmula extremadamente simple para hallar la temperatura de la componente caliente, la cual está dada por:

$$T_{cal} = 1000 \chi_i \quad (4.19)$$

donde χ es el potencial de ionización (en eV) del ión con la energía más alta de ionización y cuyas líneas están presentes en el espectro. En el caso de AR Pav, el ión con energía de ionización más alta es He II, con lo que la temperatura de su componente caliente es de al menos 55 000 K. Debe notarse sin embargo, que la mayoría de las estrellas utilizadas por los autores citados para hallar la relación 4.19 incluían principalmente estrellas que presentaban iones con un grado de ionización mucho más alto (ver la Figura 1 y la Tabla 1 de Mürset & Nussbaumer [1994]), por lo que la temperatura así hallada debe ser tomada con precaución.

Como ya se ha mencionado en la **Introducción** de este trabajo, la mayoría de los métodos utilizados para hallar la temperatura de la componente caliente están basados en el método de Zanstra, según el cual la radiación ultravioleta de la componente caliente es absorbida por la nebulosa y reprocesada en fotones de origen nebuloso, los cuales pueden ser medidos en longitudes de onda más largas, como ser en el visual. Estos métodos suponen que las líneas de emisión son formadas por fotoionización siguiendo el caso B de recombinación estándar. Entre las modificaciones a este método, la usada más comúnmente es la dada por Iijima [1981], quien define un parámetro K dado por:

$$K = \frac{2.22 F(HeII\lambda4686)}{4.16 F(H\beta) + 9.94 F(HeI\lambda4471)} \quad (4.20)$$

el cual está relacionado con la temperatura de la componente caliente mediante:

$$T [10^4 K] = 19.38 \sqrt{K} + 5.13 \quad (4.21)$$

donde $F(\lambda)$ son los flujos desenojados de las líneas de emisión. Una ecuación similar, pero involucrando la emisión de He I $\lambda 5876$ en vez de la de He I $\lambda 4471$ es también dada en Iijima [1981], la cual será usada cuando los espectros no cubran el rango de longitudes de onda de la última línea. Los valores de la extinción para la corrección por enrojecimiento fueron obtenidos de la curva de extinción interestelar de Savage & Mathis [1979]. La temperatura hallada de este modo para la componente caliente es $T \geq 10^5 K$. En la Tabla 4.4 se muestran las temperaturas

obtenidas para cada espectro (naturalmente se omiten aquellos tomados durante el eclipse de la componente caliente).

La luminosidad de la componente caliente podría ser obtenida a partir de las magnitudes BVR . El rango de los espectros permite en general hallar sólo la magnitud visual. Por tal motivo se han aproximado los colores midiendo los flujos de los continuos (eliminando primeramente las emisiones) en anchos de banda de 100 Å centrados en las longitudes de onda 4300Å, 5300Å y 6500Å. Estas longitudes de onda no son exactamente las del sistema $UBVRI$, pero son muy próximas a ellas. El motivo por el que se las ha elegido es que son las longitudes de onda equivalentes que usa el Fotopolarímetro de Torino, las cuales se utilizan en este trabajo.

A fin de obtener parámetros de la componente caliente a partir de las magnitudes BVR , primero se debe restar la contribución de la gigante en cada uno de ellos. La configuración geométrica ideal para hacerlo es durante el eclipse de la componente caliente ($\varphi \sim 0$). El espectro obtenido durante el eclipse del año 1990 sólo cubre el rojo. Los espectros del año 1995 tienen una evidente contribución de la componente caliente (ver sección 4.3). Por tal motivo se han utilizado solamente los espectros del eclipse del año 2000. Eliminando las líneas de emisión y midiendo el continuo se han obtenido los siguientes colores para estos espectros $B_{cont} = 13.69$, $V_{cont} = 12.66$ y $R_{cont} = 11.54$. Entonces los índices de color están dados por $(B - V)_{cont} = 1.03$ y $(V - R)_{cont} = 1.12$. Suponiendo que durante el eclipse toda la contribución a las magnitudes V y R es debida a la gigante (Figura 4.3), entonces $V_{cont} = V_g = 12.66$. El índice de color $(B - V)$ de una gigante de tipo espectral M6 III es 1.52 (Schmidt-Kaler [1982]). Entonces la magnitud de la gigante en el azul es $B_g = 14.18$, por lo tanto la contribución del flujo de la gigante está dada por $F_{B_g} = 1.4 \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

La configuración ideal para estudiar la componente caliente es en las cercanías del tránsito ($\varphi \sim 0.5$) de los años 1998 y 1999. Si bien la calibración en ambos turnos de observación fue buena, desafortunadamente los espectros tomados en el primer turno no cubren el rango espectral azul, que, dentro del material disponible, es el más adecuado para estudiar la componente caliente. Por tal motivo se usarán los espectros obtenidos en setiembre de 1999. A los flujos medidos en cada banda se les debe restar la contribución de la gigante. En las bandas V y R se restó directamente con los flujos medidos en los eclipses, ya que en esa configuración se consideró que sólo contribuía la gigante. En la banda B , se restó el flujo medido con el hallado en el párrafo anterior. Las magnitudes de la componente caliente son entonces $B_{cal} = 11.90$, $V_{cal} = 11.10$ y $R_{cal} = 10.41$, siendo sus índices de color $(B - V)_{cal} = 0.80$ y $(V - R)_{cal} = 0.77$. Suponiendo que los índices de color son indicadores apropiados de la corrección bolométrica entonces, estas últimas son de -0.30 y -0.37, para el $(B - V)$ (Schmidt-Kaler [1982]) y el $(V - R)$ (Kenyon & Hartmann [1995]), respectivamente. Corrigiendo la magnitud V por el exceso $E_{(B-V)} = 0.29$, se obtiene $V_0 = 10.20$. Tomando una corrección bolométrica de -0.33, la magnitud bolométrica aparente es $m_{bol} = 9.87$. Tomando una distancia

al sistema de 6 *kpc*, el módulo de distancia es $(m - M)_{bol} = 13.89$, con lo que la luminosidad de la componente caliente es $L_{cat} = 2910 \pm 1000 L_{\odot}$, donde la fuente principal del error es la incerteza en la distancia.

Aceptando como válido el caso B de recombinación estándar en la nebulosa, la luminosidad de la componente caliente, emitida mayormente en el ultravioleta lejano ($\lambda < 1200 \text{ \AA}$), puede ser inferida a partir de las luminosidades de las líneas de emisión $H\beta$, He I $\lambda 5876$ y He II $\lambda 4686$ mediante la fórmula dada por Kenyon et al. [1991]:

$$L_{EUV,cat} \sim 50 L(H\beta) + 105 L(HeI\lambda 5876) + 110 L(HeII\lambda 4686) \quad (4.22)$$

donde las luminosidades de las emisiones están dadas por $L(\lambda) = 4\pi F(\lambda) d^2 / L_{\odot}$, siendo $F(\lambda)$ el flujo de la línea (Tabla 3.1). Naturalmente, los flujos se deben corregir previamente por extinción interestelar, usándose para ello la Tabla 2 de Savage & Mathis [1979]. La luminosidad promedio obtenida de todos los espectros que cubren el rango de longitudes de onda necesario, omitiendo los obtenidos durante el eclipse de la componente caliente, es $2150 L_{\odot}$. La Tabla 4.4 muestra los resultados individuales. La incerteza en las luminosidades encontradas es de un 35%, debido principalmente a la incerteza en la distancia.

La luminosidad de la componente caliente puede ser derivada también a partir de los flujos (corregidos por enrojecimiento) de las emisiones de He II $\lambda 4686$ y $H\beta$. Este método supone válido, una vez más, el caso B de recombinación estándar. Entonces, el flujo observado de una línea de emisión en la longitud de onda λ está dado por:

$$F(\lambda) = \frac{S(i)\epsilon(\lambda)}{\alpha_B} \left(\frac{R_{cat}}{d} \right)^2 \quad (4.23)$$

donde $S(i)$ es el número de fotones ionizantes, emitidos por unidad de área y por unidad de tiempo por la componente caliente, para el elemento i y es función de la temperatura de la componente caliente (Tabla 4.4); $\epsilon(\lambda)$ es la tasa de emisión, α_B la tasa de recombinación, R_{cat} el radio de la componente caliente y d la distancia al sistema. La luminosidad de la componente caliente está dada por:

$$L_{cat} = 4\pi R_{cat}^2 \sigma T_{cat}^4 \quad (4.24)$$

Despejando, y usando los valores dados por Osterbrock [1989] para $H\beta$ y He II ($\lambda 4686$) se obtiene finalmente (Mikolajewska, Ackert & Stenholm [1997]):

$$L_{cat} = 3.6 \cdot 10^{18} \frac{F(H\beta)}{S(HI)} T_{cat}^4 \left(\frac{d}{1 \text{ kpc}} \right)^2 L_{\odot} \quad (4.25)$$

Tabla 4.4: Temperatura y luminosidad de la componente caliente.
Las notas al pie de la tabla indican el método usado

Fase	$T_{cal}^{(1)}$ [K]	$L_{cal}^{(2)}$ [L_{\odot}]	$L_{cal}^{(3)}$ [L_{\odot}]	$L_{cal}^{(4)}$ [L_{\odot}]	$L_{cal}^{(5)}$ [L_{\odot}]
0.110	138000	2850	2110		
0.356	110000	2000	1790		
0.535	105000	3690	3490	2830	
0.537	101000	3140	2870	2270	
0.674	130000	3620	3060		
0.849	108000	3790	3020	2660	
0.129	127000	2210	2030	1870	
0.271	129000	2570	2290	2150	
0.433	131000	2620	2320	2050	2910
0.774	130000	1650	1400	1350	
0.778	123000	2600	2160	2000	

(1) Parámetro K de Iijima [1981]

(2) He II $\lambda 4686$ (ecuación 4.26)

(3) H β (ecuación 4.25)

(4) emisión de la componente caliente en el ultravioleta (ecuación 4.22)

(5) Magnitudes BVR

y

$$L_{cal} = 1.7 \cdot 10^{18} \frac{F(\text{HeII}\lambda 4686)}{S(\text{HeII})} T_{cal}^4 \left(\frac{d}{1 \text{ kpc}} \right)^2 L_{\odot} \quad (4.26)$$

donde el número de fotones ionizantes de H I y He II, $S(\text{HI})$ y $S(\text{HeII})$ respectivamente, es función de la temperatura. Los resultados hallados con las dos últimas ecuaciones muestran diferencias entre 5% y 25%. La **Tabla 4.4** lista los resultados obtenidos. La incerteza en las luminosidades halladas es de un 35%, siendo la mayor fuente la distancia, aunque el error en el enrojecimiento también es importante.

Con los resultados obtenidos, la temperatura y la luminosidad promedios de la componente caliente adoptadas están dadas por $T_{cal} = 120\,000 \pm 5\,000 \text{ K}$ y $L_{cal} = 2650 \pm 800 L_{\odot}$. El radio de la componente caliente puede ser hallado de la **ecuación 4.24**, resultando $R_{cal} = 0.12 \pm 0.02 R_{\odot}$.

Una estimación independiente del radio de la componente caliente puede ser hecha a partir del estudio de la dinámica del sistema. Como ya se ha mencionado,

la curva de velocidad radial de las absorciones tipo cF sugiere que ellas se forman en la región más externa del disco de acreción que rodea la componente caliente y/o en la región donde la corriente de materia proveniente de la gigante se encuentra con una extendida envoltura alrededor de la componente caliente. En cambio, las alas de las emisiones de H debieran ser formadas en la región más interna del disco de acreción. Suponiendo una rotación kepleriana del disco más interno, se puede obtener un límite al tamaño del mismo, dado por:

$$R_d/R_\odot \approx 19 (M_{cat}/M_\odot) (v_d/100 \text{ km s}^{-1})^{-2} \sin^{-2} i \quad (4.27)$$

Las velocidades de las alas de la emisión H α siguen el movimiento de la componente caliente incluso tomando valores tan bajos de la base como 270 km s^{-1} ($b \geq 6 \text{ \AA}$ en la ecuación 2.4, ver también Figura 2.1), lo cual corresponde a radios del disco de 2.6 y $2.8 R_\odot$ para inclinaciones orbitales de $i = 90^\circ$ a $i = 70^\circ$, respectivamente. Estos valores son mucho más bajos que el radio de $46 R_\odot$ obtenido para el objeto eclipsado a partir de fotometría (Andrews [1974], Skopal et al. [2000a]). Desafortunadamente, este método no permite medir con exactitud la posición de las alas para anchos menores que $b \leq 6 \text{ \AA}$ debido a la presencia de la intensa absorción central presente en todos los perfiles del H.

Esta absorción y/o estructura de doble pico, podría ser atribuída a que las emisiones de Balmer se originan en un disco de acreción, siendo el movimiento del disco en la línea de la visual el responsable de las variaciones del perfil y de la absorción central. Tal situación podría dar cuenta de las variaciones en las razones de intensidad entre los picos azul y rojo mostrados en la Figura 3.3. De hecho, las razones más grandes para H β y H γ ocurren en la fase ~ 0.12 , la cual es la fase esperada para la localización de una mancha caliente -o *hot spot*, que es el lugar donde la materia proveniente de la gigante colisiona con la parte más externa del disco- según el modelo estándar aplicado a variables cataclísmicas (Gilliland [1982]). Sin embargo, algunos hechos se contraponen a este argumento. En primer lugar, el pico rojo es el más intenso a lo largo de todo el período orbital (la razón entre las intensidades de los picos azul y rojo es siempre menor a 1). En segundo lugar, la temperatura esperada para el *hot spot* en un sistema simbiótico es notablemente menor a la esperada para variables cataclísmicas, produciendo de este modo que la contribución en luminosidad del *hot spot* no sea una fuente de emisión significativa en el rango de longitudes de onda visual (Kenyon et al [1991]). Por último, la absorción permanece prácticamente constante a lo largo de todo el ciclo orbital. Nótese además que la velocidad kepleriana del borde más externo de un disco del tamaño del objeto eclipsado, el cual según la fotometría sería $46 R_\odot$, es $\sim 64 \text{ km s}^{-1}$, la cual resulta muy cercana al doble de la velocidad con que aparecen separados los picos azul y rojo de los perfiles de H (~ 148 y $\sim 117 \text{ km s}^{-1}$ para H α y H β , respectivamente). Sin embargo, ninguno de los dos picos traza el movimiento orbital de la componente caliente (ver en la Figura 3.5 que si bien el pico azul está en fase con la curva de velocidad radial de las alas, su amplitud es mucho menor y los puntos presentan una gran dispersión respecto de la curva ajustada) por lo que es difícil de

sustentar que la estructura de doble pico se origine en la parte más externa de un disco de acreción. Por todo lo expuesto, se hace más que probable que la forma de los perfiles de las emisiones de Balmer sea producida por autoabsorción con material neutro (más detalles serán vistos en la siguiente sección) proveniente de la gigante y rodeando todo el sistema.

Volviendo al radio de la componente caliente, el ancho máximo de las alas de $H\alpha$ ($\geq 800 \text{ km s}^{-1}$) es consistente con la velocidad kepleriana producida por un disco de radio $R_d \leq 0.3 R_\odot$. Este radio es una cota superior al radio de la componente caliente, el cual está en buen acuerdo con el valor obtenido a partir de la temperatura y la luminosidad de la componente caliente ($R_{cal} = 0.12 \pm 0.02 R_\odot$). Aunque estos valores son un orden de magnitud más grande que el esperado para una enana blanca de $1 M_\odot$ ($R \approx 0.01 R_\odot$), cae dentro del rango de radios observados en las componentes calientes de los sistemas simbióticos clásicos (Mürset et al. [1991]). Por lo tanto, estos resultados descartan la presencia de una estrella de secuencia principal como la componente caliente del sistema.

4.5 La geometría del sistema

En esta sección se estudiarán las características de las distintas emisiones nebulares, tanto en su variación a lo largo del tiempo como así también la ubicación geométrica dentro del sistema.

H y He II

En la sección anterior se ha visto que es poco probable que la estructura de doble pico de los perfiles de H sea producida por un disco de acreción, sino que más probablemente se origine por autoabsorción con material neutro. Esto último explica además las diferencias observadas en los anchos equivalentes y velocidades (**Figura 3.4** y **Figura 3.5**) entre $H\alpha$ y $H\beta$ respecto a $H\gamma$. Fue notado en su momento que debido a la poca cantidad de observaciones incluyendo la emisión $H\gamma$ era prematuro sacar conclusiones. Sin embargo los ajustes obtenidos no presentan apartamientos respecto de la curva teórica ajustada, lo que sí ocurre con las otras dos emisiones de Balmer. Los diferentes comportamientos son probablemente debidos a que la autoabsorción es mayor para $H\alpha$ y va decreciendo para los miembros menores de la serie de Balmer, produciendo los cambios observados en las distintas emisiones. Desafortunadamente, el único espectro que cubre el rango de longitudes de onda correspondiente a $H\delta$ es de baja resolución como para poder confirmar esta diferencia en el comportamiento de las distintas emisiones de la serie de Balmer. Sin embargo, esto mismo es observado también en las distintas emisiones de Balmer de la simbiótica AX Per, donde el corrimiento de la absorción central hacia velocidades

más negativas para los miembros menores de la serie produce distintas razones entre las intensidades de ambos picos y revela la presencia de una envoltura en lenta expansión (Ivison et al. [1993]).

En la sección 3.2.1 se ha visto que las absorciones centrales de las líneas de emisión de Balmer no varían prácticamente con la fase orbital y que sus velocidades están corridas hacia el azul en $\sim 30 \text{ km s}^{-1}$. El hecho de que la absorción central esté corrida hacia el azul respecto al máximo de la emisión es lo que produce que en la mayoría de los perfiles de H el ancho a mitad de intensidad de la componente³ azul sea mayor que el de la componente roja, ya que si la emisión de H es aproximadamente simétrica, la intensidad de la componente azul será menor y, por lo tanto, el ancho a mitad de intensidad que se mediría para la componente azul será mayor. En forma similar, la autoabsorción justifica también el desfase en las velocidades radiales de la componente azul respecto a la componente roja (sección 3.2.1).

La absorción central es probablemente formada en la porción neutra del viento de la gigante. Además, el hecho de que la profundidad sea prácticamente constante a lo largo del período orbital indica que la nebulosa de H I rodea todo el sistema, al menos en el plano orbital. Como ya se ha mencionado, la mayoría de los perfiles de $H\alpha$ en los sistemas simbióticos tienen la absorción central hacia el azul de su centro, apoyando fuertemente la idea de que esta estructura es formada por autoabsorción en el viento de la gigante (Ivison et al. [1994]). No obstante, también podría haber una contribución adicional en la autoabsorción debida al material circunestelar rodeando a la componente caliente, el cual también estaría engrosado hacia el plano orbital.

La relación entre la densidad de columna N_i y el ancho equivalente W para una absorción está dada por:

$$N_i = \frac{1.13 \cdot 10^{20} W}{\lambda^2 f_{ij}} \text{ cm}^{-2} \quad (4.28)$$

donde f_{ij} es la intensidad del oscilador de la transición $i \rightarrow j$, con la longitud de onda, λ y el ancho equivalente, W en \AA . Los anchos equivalentes de la absorción central son $W(H\alpha) = 1.17 \pm 0.03 \text{ \AA}$ y $W(H\beta) = 0.66 \pm 0.06 \text{ \AA}$, los que producen un límite en la densidad de columna de $N(HI, n=2) \geq 4.4 \cdot 10^{12}$ y $N(HI, n=2) \geq 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ para $H\alpha$ y $H\beta$, respectivamente. Para estimar la densidad de columna total, $N(H)$, es necesario un detallado conocimiento de las condiciones físicas del gas. Suponiendo equilibrio termodinámico local (LTE) y una temperatura de hasta 6000 K , a partir de la ley de Saha-Boltzmann se obtiene $N(HI, n=2) / N(H) \leq 10^{-8}$, con lo que la densidad de columna total del hidrógeno es $3.4 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. Pese a que la estimación realizada tiene grandes incertezas, la densidad de columna de hidrógeno resultante es consistente con el comportamiento del continuo UV en espectros obtenidos con el IUE. Estos espectros muestran una atenuación del flujo para $\lambda \leq 1500 \text{ \AA}$, que está presente incluso en los espectros SWP 5828 y SWP 13956, los cuales fueron tomados

³De acuerdo a lo discutido, las componentes azul y roja en los perfiles de H no tienen realidad física sino que son producidas por la absorción central. Se continúa refiriendo a ellas como componentes para mantener la nomenclatura utilizada en la sección 3.2.1

en las fases 0.27 y 0.37, respectivamente. Esta atenuación puede ser explicada por scattering Rayleigh en el material neutro que rodea el sistema, pues el valor encontrado para la densidad de columna total está en buen acuerdo con el rango de densidades de columnas requeridas para producir scattering Rayleigh ($N(HI) \sim 10^{20} - 10^{24} \text{ cm}^{-2}$, Schmid [1997] y referencias). Todo esto lleva a concluir que tanto la profunda absorción central en las emisiones de H como la atenuación presentes en los espectros del IUE indican una significativa cantidad de materia neutra rodeando el sistema, al menos en el plano orbital.

Además, la presencia de autoabsorción también explica por qué las líneas de emisión de He II $\lambda 4686$ rara vez presentan una estructura de doble pico, tanto en AR Pav como en otras simbióticas, ya que debido a que la baja población de helio una vez ionizado en el viento de la gigante no puede producir la profundidad óptica necesaria para que aparezca una absorción en los perfiles de He II $\lambda 4686$ (Ivison et al [1993]). Sin embargo, debe notarse que si bien los perfiles de He II $\lambda 4686$ rara vez presentan una estructura de doble pico, su estructura es compleja y la forma de los perfiles no está relacionada con la fase orbital. Esto probablemente sea debido a la gran actividad del sistema, la cual produce cambios en los eclipses tanto en forma como en profundidad en los distintos ciclos orbitales (Skopal et al [2000a] y Andrews [1974]). En este sentido cabe recordar que las emisiones de He II son las que muestran eclipses más profundos (Figura 3.1) y por lo tanto son las formadas más cerca de la componente caliente, por lo que serán las más afectadas por la actividad de ésta en AR Pav. La forma en que la actividad afecta la región donde se producen las líneas de He II es, paradójicamente, mejor vista en las dos observaciones que se disponen del eclipse. Durante el eclipse de 1995, cuando el sistema se encontraba con mayor actividad, el ancho equivalente de la emisión es un factor de dos veces más grande que el del eclipse del año 2000 (Figura 1.3 y Figura 3.10), lo cual está de acuerdo con que el flujo de la línea en el año 1995 fue el doble que durante el año 2000 (no habiendo prácticamente cambios en el continuo). Esto sugiere un aumento en el volumen de la región de formación de He II durante la actividad del sistema y que una parte de la nebulosa no sea totalmente eclipsada (nótese también que la reducción del flujo durante el eclipse de 1995 es de un factor de ~ 0.18 , mientras que durante el otro eclipse es ~ 0.08). Este aumento en el tamaño es también sugerido por Skopal et al. [2000a] a partir del análisis de la curva de luz durante la actividad del sistema. Por otra parte, se observa que el espectro de 1995 muestra una leve mayor excitación que el del año 2000, lo cual es evidenciado en el hecho de que los flujos de N III y [O III] aparecen más intensos durante el primer eclipse, mientras que el He I es más intenso en el eclipse del año 2000 (Tabla 3.1), siendo esto un claro ejemplo de la variabilidad de la componente caliente.

He I

Como se ha mencionado en la sección 3.2.3, las emisiones de He I son eclipsadas por la gigante, aunque en menor medida que las emisiones de He II $\lambda 4686$. Los eclipses son más profundos para la línea $\lambda 6678$ (el flujo se reduce por un factor ~ 0.20) que para la línea $\lambda 5876$ (un factor ~ 0.45), indicando que los tripletes se forman en una región más extendida alrededor de la componente caliente que los singuletes. Tal comportamiento es notado también en los anchos equivalentes, en particular el gran aumento del ancho equivalente durante el eclipse de la línea $\lambda 5876$ indica una menor fracción eclipsada de la región de formación de esa línea. En cambio, las velocidades radiales de los singuletes y los tripletes no muestran diferencias significativas (Figura 3.9). Thackeray & Hutchings [1974] encontraron lo mismo a partir de las razones entre las líneas $\lambda 4471$ y $\lambda 4388$, y destacaron que “sin embargo no se encontraron diferencias en el comportamiento cinemático entre los singuletes y los tripletes”. En realidad esto no debería ser sorprendente, ya que si bien los tripletes se forman en una región más extendida, el tamaño no es espectroscópicamente significativo. Además debe recordarse que la contribución en las emisiones de He I no proviene únicamente de la región que rodea a la componente caliente, sino que también hay contribuciones de la nebulosa que rodea el sistema (ver sección 4.1). La Tabla 4.2 y la Figura 4.1 muestran la curva de velocidad radial circular y los parámetros orbitales obtenidos para las emisiones de He I, agrupando los singuletes y los tripletes. Los resultados obtenidos, tanto en las velocidades radiales como en las razones de las intensidades entre los singuletes y los tripletes, son, dentro de los errores, los mismos que obtuvieron Thackeray & Hutchings [1974], indicando la misma región de formación de las líneas de He I en dos épocas muy distintas.

Es posible hacer una estimación del tamaño de la nebulosa de He I a partir de la profundidad de los eclipses. Para ello se debe suponer que las líneas de He I se forman en una región con simetría esférica y que la densidad es constante en toda la nube. Entonces:

$$\frac{4\pi d^2 F_{f-ect}}{4\pi d^2 F_{ecl}} = \frac{n_e \epsilon 4\pi r^3 / 3}{n_e \epsilon 4\pi (r - R_g)^3 / 3} \quad (4.29)$$

donde d es la distancia al sistema, n_e la densidad electrónica, ϵ la emisividad, F_{f-ect} el flujo medido fuera del eclipse, F_{ecl} el flujo medido durante el eclipse, r el radio de la región de He I y R_g el radio de la gigante encontrado en la sección 4.3 ($R_g = 137 R_\odot$). Haciendo la aproximación de que el sistema es totalmente eclipsante ($i = 90^\circ$), se obtienen radios de $148 R_\odot$ y $167 R_\odot$ para la región de formación de los singuletes y tripletes, respectivamente. Los radios obtenidos de esta manera son típicos de aquellos encontrados en sistemas simbióticos tipo S ($R \sim 1 UA$, Proga, Mikołajewska & Kenyon [1994]).

Los flujos y anchos a mitad de intensidad del He I parecen incrementarse en las dos observaciones tomadas antes de ser eclipsados por la gigante (fases 0.84 y

0.89, **Figura 3.1**). Sin embargo estas dos observaciones fueron obtenidas cuando el sistema se encontraba en actividad, por lo que no debieran ser consideradas a priori como cambios dependientes de la fase orbital. De hecho, al término de la época de actividad hay un claro decrecimiento gradual del flujo en el tiempo, independiente de la fase orbital, en la línea $\lambda 5876$ y, aunque menos claro, en la línea $\lambda 6678$. Desafortunadamente, se disponen de muy pocos espectros durante la época de actividad para establecer de un modo cuantitativo el decrecimiento del flujo de las emisiones de He I y su variación a lo largo del período orbital. Sin embargo, debe destacarse que la disminución del flujo después de la época de actividad es observada únicamente en las emisiones de He I y no en las de He II $\lambda 4686$, las que se mantienen prácticamente constantes fuera del eclipse. Esto podría estar indicando que hubo variación en la densidad de la región de formación de las emisiones de He I por medio del aumento de la tasa de pérdida de masa de la gigante, produciendo un aumento en la opacidad. En cambio, la región de formación de He II no sufrió cambios por formarse en un volumen mucho más pequeño, cerca de la componente caliente. Teniendo en cuenta las variaciones según si el sistema está en actividad o no, se han calculado los radios de la nebulosa de He I correspondientes a las dos épocas (se disponen de datos obtenidos durante el eclipse en ambas situaciones). Con las mismas suposiciones que se hicieron en el párrafo anterior, se obtiene que la región de formación de los singuletes no cambia con la actividad, mientras que la región de formación de los tripletes varió de $157 R_{\odot}$ cuando el sistema se encontraba en actividad a $187 R_{\odot}$ cuando ya no lo estaba.

Como ya ha sido mencionado en la **sección 4.2**, las altas densidades encontradas en las nebulosas simbióticas provoca que las intensidades relativas entre las líneas de He I se aparten considerablemente de lo predicho por el caso B de recombinación estándar. A fin de evitar estos inconvenientes, Proga, Mikołajewska & Kenyon [1994] resolvieron las ecuaciones de equilibrio estadístico para los niveles del átomo de He I considerando fotoionización, recombinación radiativa, cascada radiativa, excitación y desexcitación colisional, ionización colisional y autoabsorción. De este modo ellos encontraron que las intensidades relativas de He I $I(\lambda 6678)/I(\lambda 5876)$ y $I(\lambda 7065)/I(\lambda 5876)$ son útiles para distinguir los sistemas simbióticos tipo S de los tipos D, como así también para encontrar parámetros físicos de la nebulosa de He I. Las intensidades relativas promedios, corregidas por enrojecimiento, son $I(\lambda 6678)/I(\lambda 5876) = 0.63 \pm 0.03$ y $I(\lambda 7065)/I(\lambda 5876) = 0.78 \pm 0.06$ (se han omitido las observaciones obtenidas durante el eclipse debido a que la región es ocultada). Comparando estos valores con la Tabla 5 y Figura 4 de Proga, Mikołajewska & Kenyon [1994] se obtiene que la temperatura de la nebulosa es $10^4 K$ y que tiene una densidad de 10^{10} cm^{-3} (**Figura 4.5**). Separando las observaciones según si el sistema estuvo activo o no, puede notarse que durante las épocas de actividad del sistema las dos razones calculadas se hacen más pequeñas que cuando la actividad ha cesado. Decrecimientos en la razón $I(\lambda 6678)/I(\lambda 5876)$ durante las épocas de actividad han sido observados en otras simbióticas, aunque debe mencionarse

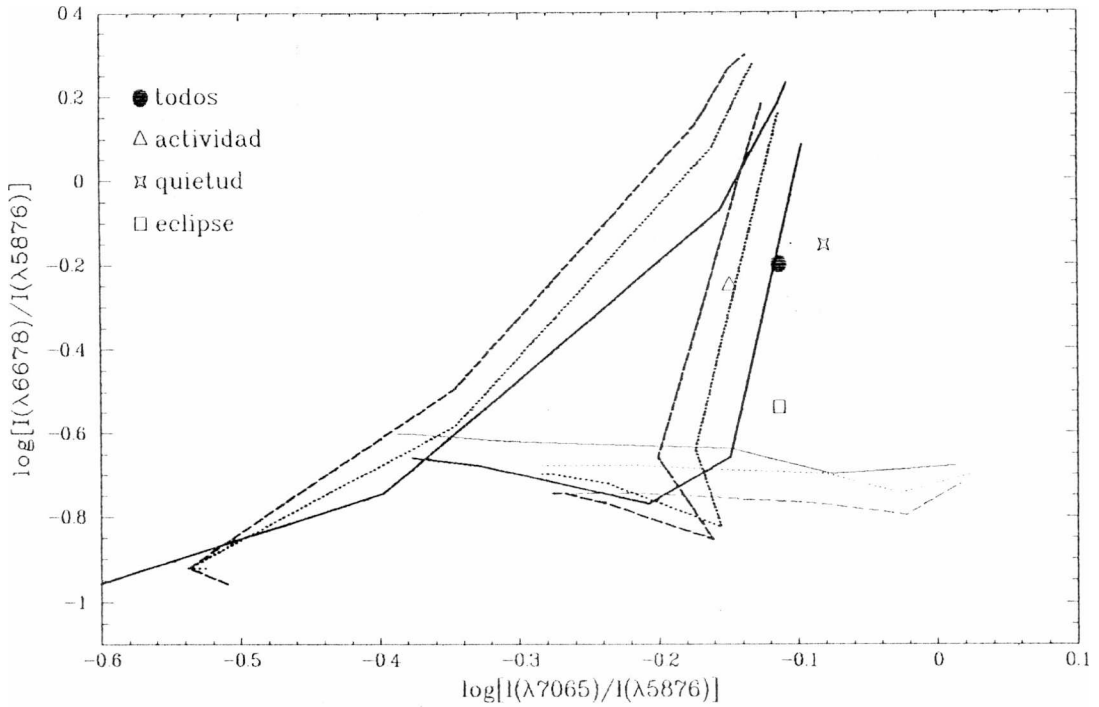


Figura 4.5: Intensidades relativas de las líneas de He I y las curvas teóricas dadas por Proga, Mikołajewska & Kenyon [1994]. Las líneas continuas, punteadas y a trazos indican temperaturas de 10000, 15000 y 20000 K respectivamente. El distinto grosor de las líneas indica diferentes densidades: $n_e=10^{12}, 10^{10}, 10^8 \text{ cm}^{-3}$ desde la más a la menos gruesa

que la estadística es pobre. Estos cambios pueden ser atribuidos a cambios en la temperatura, densidad o tamaño de la región de formación de líneas. Durante las épocas de actividad de AR Pav, las razones $I(\lambda 6678)/I(\lambda 5876) = 0.53 \pm 0.02$ y $I(\lambda 7065)/I(\lambda 5876) = 0.71 \pm 0.04$ producen $T_e = 15000 \text{ K}$ y $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ y fue visto que, además, la región se contrae. Debe tenerse en cuenta que la forma en que ha sido utilizado el modelo de Proga, Mikołajewska & Kenyon [1994] permite distinguir solamente variaciones en órdenes de magnitud para la densidad. Este tipo de comportamiento ha sido observado durante las erupciones de las simbióticas CI Cyg (Mikołajewska [1985]) y AX Per (Mikołajewska & Kenyon [1992a]) y puede ser explicado por la presencia de un disco de acreción ópticamente grueso que evita la ionización y excitación en el plano orbital. Cuando la actividad ha disminuído, $I(\lambda 6678)/I(\lambda 5876) = 0.70 \pm 0.04$ y $I(\lambda 7065)/I(\lambda 5876) = 0.82 \pm 0.03$ implican $T_e \leq 10000 \text{ K}$ y $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Si se aplica el método a las observaciones obtenidas durante el eclipse de la componente caliente, no se observan cambios significativos en la temperatura y la densidad disminuye a $n_e \approx 10^9 \text{ cm}^{-3}$, indicando que se observa una nebulosa más difusa en esta fase.

Fe II

La curva de velocidad radial del centro del perfil de las emisiones de Fe II coincide, dentro de los errores, con la curva de velocidad hallada para las emisiones de He I. Además, la variación del ancho equivalente a lo largo del período orbital tiene, cualitativamente, también el mismo comportamiento que el observado para las emisiones de He I, mientras que la profundidad de los eclipses es la misma que la observada para los tripletes de He I, dando la idea de que ambas emisiones se originan en la misma región. En cambio, las curvas de velocidad radial de los picos azul y rojo prácticamente coinciden, naturalmente desplazadas en la velocidad baricentral, con la hallada para la componente caliente (aunque debe tenerse en cuenta que los errores en las semiamplitudes son grandes, haciendo posible que las semiamplitudes coincidan con la obtenida para el centro de la línea).

La estructura de doble pico de los perfiles de las emisiones de Fe II podría admitir diferentes orígenes. Por un lado puede deberse a la existencia de diferentes regiones de formación de las emisiones. Algunos hechos favorecen este punto de vista. Por ejemplo, los mismos argumentos dados para explicar la menor semiamplitud de la curva de velocidad radial de He I respecto al que correspondería para la componente caliente, pueden ser utilizados para las emisiones de Fe II. No obstante debe mencionarse que los perfiles de He I no presentan estructura de doble pico (salvo aquellos observados en la fase 0.89) por lo tanto probablemente la estructura de doble pico de las emisiones de Fe II sea debida a la zona donde el viento de la gigante choca con el disco y/o envoltura de la componente caliente produciendo un zona de mayor emisión (la mancha caliente), cuya contribución en la línea se mueve hacia cada extremo del perfil a lo largo del ciclo orbital. Esto es confirmado por el hecho de que las observaciones tomadas durante el eclipse de la componente caliente muestran perfiles de emisión simples y simétricos, cuyas velocidades radiales obtenidas mediante el ajuste de una gaussiana, están en buen acuerdo con la curva de velocidad radial de la componente caliente, indicando de este modo que la mancha caliente es ocultada por la gigante. Esta región de mayor emisión explica también la mayor semiamplitud en las curvas de velocidad de los picos azul y rojo respecto de la curva de velocidad del centro del perfil, como así también la anticorrelación que muestra la variación en el ancho a mitad de intensidad de cada uno de los picos a lo largo del período orbital. A esto debe agregarse que Skopal [1990] modeló perfiles de Fe II considerando contribuciones provenientes de un disco-envoltura de acreción, el viento de la gigante en las cercanías de la componente caliente y una mancha caliente. Su modelo reproduce satisfactoriamente los perfiles de Fe II de la simbiótica CH Cyg, los cuales son similares a los observados en algunas fases en AR Pav.

Por otro lado, debe tenerse en cuenta que habitualmente el espectro cF contiene absorciones de Fe II, por lo que la absorción central en los perfiles de Fe II podría ser debida a la superposición de una componente en emisión con una componente en absorción. En este sentido, es de notar que la curva de velocidad radial de

las absorciones centrales de las líneas de Fe II es similar a la obtenida para las absorciones tipo cF (sección 3.3.1). Además, la absorción central es muy profunda (llega al nivel del continuo) en las líneas observadas en la fase 0.89, cuando el sistema estaba en actividad y las absorciones tipo cF eran más profundas. Durante las observaciones tomadas en la fase ~ 0.5 , las líneas de Fe II presentan asimismo una muy débil estructura de doble pico (el pico azul es apenas discernible del ruido), indicando también una profunda absorción en las emisiones de Fe II, tal como se observa en el espectro tipo cF. De hecho, la absorción presente cerca de la fase 0.5 puede ser claramente observada, en forma de perfil P-Cygni de la línea $\lambda 5018$, en el espectro de muy alta resolución obtenido por Schild et al. [2001] en julio de 1996 (ver su Figura 4), cuando el sistema se encontraba también en actividad. Estos últimos comentarios pueden ser observados en la **Figura 3.18** comparando la profundidad de las líneas de absorción tipo cF con la absorción central de la línea de Fe II $\lambda 5235$.

Emisiones prohibidas

Las emisiones prohibidas presentes en el espectro de AR Pav tienen la particularidad de que no son eclipsadas a lo largo del ciclo orbital. Esto puede ser observado tanto en la no disminución de los flujos como en el gran aumento del ancho equivalente (mucho mayor que para las emisiones permitidas) durante el eclipse de la componente caliente.

Las velocidades radiales de las emisiones prohibidas de [O III] muestran un patrón complicado (**Figura 3.14**) y no trazan el movimiento de ninguna de las dos componentes estelares. La velocidad baricentral es idéntica a la obtenida para el sistema. El mismo comportamiento es observado cuando se incluyen las velocidades medidas por Thackeray & Hutchings [1974] (**Figura 4.1**). Ambos conjuntos de datos muestran una pequeña variación (con una semiamplitud de 5 km s^{-1}) a lo largo del período orbital y un desfase de $\Delta\varphi \sim 0.29$ respecto de la curva de velocidad de la gigante. Schild et al. [2001] reanalizaron las velocidades de Thackeray & Hutchings [1974] y sugirieron que la variación en la velocidad es debida a la variación relativa de los picos azul y rojo, los cuales al no poder ser resueltos en los espectros de Thackeray & Hutchings [1974] hacen que el centro de la línea se mueva hacia el azul y hacia el rojo. Sin embargo, en los espectros analizados en este trabajo, las velocidades radiales del perfil y las de sus alas son indistinguibles entre sí, sugiriendo que los cambios observados en la velocidad radial son debidos a movimientos verdaderos de la región de formación de las líneas prohibidas.

Las velocidades radiales presentan una gran dispersión, especialmente entre el eclipse y el tránsito de la componente caliente, haciendo posible encontrar una solución circular y otra elíptica de calidad comparables (aunque ambas producen pobres ajustes). Un análisis similar al hecho para las absorciones tipo cF, permite ver que también ellas son afectadas por la actividad del sistema. Puede observarse en la **Figura 4.6** que cuando se consideran sólo las observaciones realizadas durante las épocas de quietud, la dispersión de las velocidades, si bien sigue siendo grande, se

reduce considerablemente, y se obtiene una clara solución circular (una solución con muy baja excentricidad puede ser obtenida también pero de acuerdo al test de Lucy & Sweeney [1971] no es significativa). La solución obtenida sigue teniendo prácticamente el mismo desfase que cuando se consideran todos los puntos ($\Delta\varphi \sim 0.24$). Esto ya fue notado por Schild et al [2001], quienes sugieren que los apartamientos observados son debidos a que la región de formación de las emisiones prohibidas de [O III] está mucho más cerca de la gigante durante las épocas de actividad. Las velocidades obtenidas durante la actividad del sistema le dan algún sustento a esta sugerencia ya que ellas se encuentran mucho más cerca de la curva de velocidad de la gigante. Debe tenerse presente no obstante, que velocidades tomadas en fases muy cercanas presentan, en algunos casos, una apreciable dispersión, lo cual probablemente sea debido a cambios en la región de formación de las líneas prohibidas a lo largo de la fase activa del sistema. En este sentido la **Figura 4.6** muestra el pobre ajuste que puede ser obtenido para las velocidades en la época de actividad, con un desfase $\Delta\varphi \sim 0.12$ respecto de la gigante.

Puede obtenerse información sobre la densidad y la temperatura de la zona de formación de las emisiones prohibidas de [O III] a partir de las razones entre las intensidades mediante la fórmula dada por Seaton [1975]:

$$\frac{I(\lambda 5007 + \lambda 4959)}{I(\lambda 4363)} = 7.2 e^{3.3/t} \frac{1 + 0.00054 x}{1 + 0.063 x} \quad (4.30)$$

con t y x relacionados con la temperatura electrónica y la densidad mediante $t = T/10\,000\text{ K}$ y $x = t^{-0.5} (n_e/10^4\text{ cm}^{-3})$. La razón entre las intensidades de las emisiones de [O III] (corregidas por extinción) varía entre 2.9 y 4.2, pero esta variación no parece estar relacionada ni con la fase orbital ni con la actividad del sistema. Sólo la observación obtenida durante el eclipse del año 2000 muestra un gran aumento en la razón entre las líneas, llegando a ser 5.6. Este aumento es debido a una disminución de la intensidad de la emisión [O III] $\lambda 4363$, la cual no es observada en el eclipse de 1995. Omitiendo este valor, la razón promedio es de 3.6 ± 0.2 . Naturalmente, la **ecuación 4.30** no permite obtener en forma simultánea la densidad y la temperatura. No obstante, se puede utilizar información adicional a partir de las curvas teóricas de Kafatos & Lynch [1980]. De acuerdo a su **Figura 8c**, las razones entre las intensidades observadas en AR Pav implican una temperatura de $9\,000\text{ K}$ con una incerteza de $1\,000\text{ K}$. Considerando los apartamientos observados en los flujos (**sección 3.2.7**), la incerteza en la temperatura podría ser de hasta $2\,300\text{ K}$. Utilizando este valor en la **ecuación 4.30** se obtiene una densidad $n_e = 3.2 \cdot 10^7\text{ cm}^{-3}$.

Otra opción para obtener la temperatura y densidad de la región de formación de las emisiones prohibidas de [O III] es mediante el uso de una segunda ecuación que relacione las intensidades de las emisiones de [O III] con la de algún otro ión. En este sentido, la segunda relación más comúnmente utilizada involucra las líneas $\lambda 4959$, $\lambda 5007$ de [O III] y la línea $\lambda 3869$ de [Ne III] debido a que tanto los modelos como las observaciones indican que estas emisiones se forman en la misma región (Vogel [1990], Mikołajewska, Kenyon & Mikołajewski [1989]). Los espectros

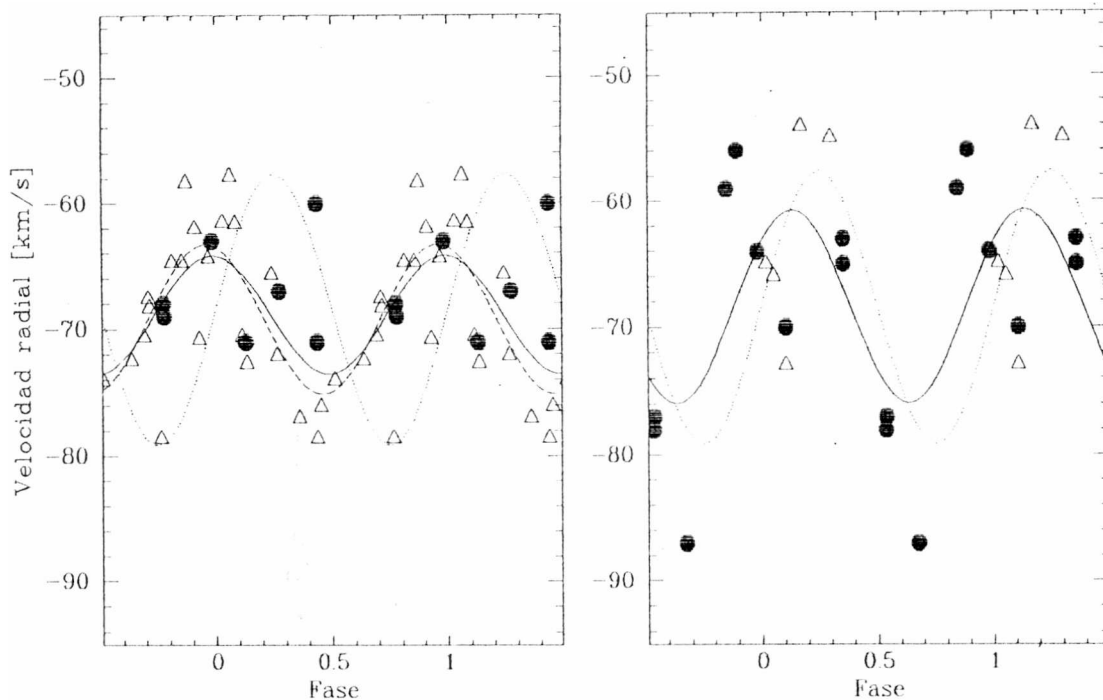


Figura 4.6: Izquierda: Velocidades radiales de [O III] durante las épocas de quietud. La línea continua muestra el ajuste obtenido con todos los puntos, mientras que la línea a trazos muestra el ajuste obtenido omitiendo los puntos que se desvían significativamente en las fases 0.43 y 0.76. Derecha: lo mismo pero durante las épocas de actividad. Los círculos negros representan las observaciones de CASLEO y los triángulos blancos los datos de Thackeray & Hutchings [1974]. En ambos gráficos, la línea punteada representa la curva de velocidad radial de la gigante

utilizados en este trabajo no cubren ese rango de longitudes de onda por lo que se debiera usar algún otro ión. Ferland & Shields [1978] sugieren la relación:

$$\frac{I(\lambda 4959 + \lambda 5007)}{I(\lambda 5876)} = 5.38 \cdot 10^9 \frac{N(O^{++})}{N(He^+)} \frac{x e^{-2.90/t} (1 + 5.37 \cdot 10^{-4}x)}{N_e (1 + 0.0179x + 9.37 \cdot 10^{-6}x^2)} \quad (4.31)$$

donde se supone que las emisiones de He I se forman bajo el caso B de recombinación estándar y que las emisiones de He II y [O III] se forman en la misma región (o en distintas regiones con parámetros físicos similares). Lo último, junto con el hecho que ambas emisiones se producen con prácticamente el mismo potencial de ionización, hace apropiado tomar las abundancias relativas de estos iones como la abundancia $N(OI)/N(HeI)$. Debe recordarse sin embargo, que la suposición que las líneas de He I se forman bajo el caso B de recombinación estándar puede no ser apropiada para las simbióticas tipo S. Además, y tal vez más importante aún, la región de

formación de las emisiones de He I y [O III] puede no ser la misma en las simbióticas tipo S. Esto último es un hecho concreto en el caso de AR Pav, tal como lo muestra el análisis de las velocidades radiales y los flujos de ambos iones que se ha realizado a lo largo de esta sección. Sin embargo, se pueden hacer algunas aproximaciones y comparar los resultados con los obtenidos a partir de las curvas de Kafatos & Lynch [1980]. La primera aproximación es suponer que las abundancias relativas son las mismas que las encontradas en el Sol, entonces $N(OI)/N(HeI) = 8.685 \cdot 10^{-3}$ (de Freitas Pacheco et al. [1991]). Además, si se utilizan sólo los datos obtenidos durante el eclipse de la componente caliente, de modo que sólo las partes más externas de la nebulosa de He I son observadas y, de esta manera, el requisito de una nebulosa homogénea es mejor cumplido. Las intensidades relativas, corregidas por enrojecimiento, son $I(\lambda 4959 + \lambda 5007)/I(\lambda 4363) = 3.7$ y $I(\lambda 4959 + \lambda 5007)/I(\lambda 5876) = 19.4$ para el eclipse de 1995 (época de actividad) y $I(\lambda 4959 + \lambda 5007)/I(\lambda 4363) = 5.7$ y $I(\lambda 4959 + \lambda 5007)/I(\lambda 5876) = 12.0$ para el eclipse del año 2000, las cuales producen $T_e = 11\,000\text{ K}$, $n_e = 9.4 \cdot 10^6\text{ cm}^{-3}$ y $T_e = 9\,500\text{ K}$, $n_e = 9.8 \cdot 10^6\text{ cm}^{-3}$, respectivamente. Por lo dicho respecto de las distintas regiones de formación de He I y [O III], debe insistirse una vez más que los valores hallados son sólo aproximados, aunque están en buen acuerdo con los hallados en el párrafo anterior. Además, el hecho de que ellos sean típicos de sistemas simbióticos tipo S, les da cierta credibilidad y es de esperar que estos resultados sean más confiables que los obtenidos a partir de valores arbitrarios. Respecto a esto último, la temperatura promedio de la región de formación de las emisiones prohibidas de [O III] en simbióticas tipo S, y usada cuando no hay otra forma de hallarla, es $15\,000\text{ K}$, la cual produce una densidad $n_e \sim 4 \cdot 10^6\text{ cm}^{-3}$.

Es posible estimar el tamaño de la región de formación del [O III] suponiendo una nebulosa homogénea y de forma esférica. En este caso la luminosidad de la línea está dada por:

$$4\pi dF(\lambda 5007) = n_i N(O^{++}) A_{ij} h\nu_{ij} V \quad (4.32)$$

donde d es la distancia al sistema, n_i es el nivel de población relativa, A_{ij} el coeficiente de Einstein, V el volumen de la nebulosa, $N(O^{++})$ es la densidad numérica y $F(\lambda 5007)$ el flujo observado (corregido por enrojecimiento). Usando los datos para el [O III] obtenidos por Nussbaumer & Storey [1981] y la abundancia dada por Nussbaumer [1982] para la temperatura y densidad halladas en el párrafo anterior se obtiene la fórmula dada por Mikołajewska [1985] para el radio (en cm) de la nebulosa de [O III]

$$r = \left[1.3 \cdot 10^{60} \frac{F(\lambda 5007)}{n_e} \left(\frac{d}{1\text{ kpc}} \right)^2 \right]^{1/3} \quad (4.33)$$

la cual produce un radio de $22 \pm 3\text{ UA}$ para una distancia de 6 kpc . La estimación del error sólo toma la incerteza de 1 kpc en la distancia hallada en este trabajo. Los coeficientes que llevan a la fórmula 4.33 son prácticamente independientes de la

temperatura, de modo que no aparecen diferencias significativas en el tamaño de la nebulosa de [O III] con la actividad del sistema.

Como ya se ha hecho notar en la **sección 3.2.9**, las emisiones prohibidas de [N II] tienen similitudes y diferencias respecto de las emisiones de [O III]. En particular, debe ser notado que emisiones de ambos iones no son eclipsadas por la gigante, aunque debe tenerse presente que las líneas de [N II] son débiles y, por lo tanto, los flujos medidos tienen un error mayor. Por otro lado, las curvas de velocidad radial de ambos iones son notoriamente distintas (**Figuras 3.17 y 3.14**), estando la correspondiente a las emisiones de [N II] prácticamente en fase con la obtenida para la componente caliente ($\Delta\varphi \leq 0.1$), por lo que las regiones de formación de las emisiones de [N II] y [O III] no pueden ser las mismas, lo cual es esperable ya que el potencial de ionización de N^+ es la mitad del necesario para producir la ionización de O^{++} .

Una estimación de los parámetros físicos de la región [N II] puede hacerse a partir de la razón entre las intensidades las líneas $I(\lambda 5755)/I(\lambda 6584)$ y usando además información adicional de la emisión prohibida de [O I] $\lambda 6300$. Una vez más, ambas emisiones no se forman en la misma región, sin embargo sus intensidades relativas permiten dar algunos límites a los parámetros. La razón entre las intensidades de $I([N II]\lambda 6584)/I([O I]\lambda 6300) = 0.4 \pm 0.0$ indica que las emisiones de [N II] deben formarse en una región con una temperatura inferior a los 15 000 K, ya que en caso contrario la razón entre esas líneas debiera ser al menos 1 (Hamann [1994]). A partir de la razón de [N II] $I(\lambda 5755)/I(\lambda 6584) = 0.6 \pm 0.1$ y de la Figura 6 de Hamann [1994] se puede estimar un rango de densidades entre $5 \cdot 10^5$ y 10^6 cm^{-3} . Es de destacar que la razón entre las emisiones de [O I] $I(\lambda 5577)/I(\lambda 6300) = 0.2 \pm 0.0$ produce valores cercanos ($9 \cdot 10^5$ y $5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$) al hallado para la región de [N II].

De acuerdo a lo discutido, pareciera haber alguna inconsistencia en la densidad para las zonas externas de la nebulosa. Por un lado, la presencia permanente de la profunda absorción de las emisiones de Balmer de H I indican que el sistema está rodeado (al menos en el plano orbital) por una significativa cantidad de material neutro. Por el otro lado, las intensas y dobles emisiones prohibidas de [O III] requieren una región ionizada extendida de baja densidad. Una solución viable a esta aparente inconsistencia es suponer la existencia de una estructura de ionización bipolar de la nebulosa, la cual tiene menor densidad hacia los polos que en el plano orbital. Es de notar que la presencia simultánea de intensas emisiones de [O III] y profundas absorciones centrales en las emisiones de H I fueron observadas también durante la última explosión y posterior declinación de la actividad en las simbióticas CI Cyg y AX Per, las cuales tienen extendidas nebulosas de [O III] asociadas a pérdida de masa de un disco de acreción alrededor de la componente caliente. Además en AR Pav, los eclipses de las emisiones de H I y He II durante las épocas de actividad y su

posterior decaimiento son estrechos y bien definidos eclipses de contacto (Thackeray & Hutchings [1974], **Figura 3.1**) tal como se observaron durante la explosión y la declinación en CI Cyg y AX Per (Mikołajeska & Kenyon [1992a], [1992b]), lo cual indica que pueden provenir de una región nebulosa no esférica, tal vez bipolar. Esta geometría es consistente con las radio observaciones obtenidas recientemente de CI Cyg (Mikołajewska & Ivison [2001]). Estas estructuras bipolares podrían estar asociadas con la presencia de un disco de acreción en AR Pav y sistemas semejantes, el cual estaría presente al menos durante las fases de actividad.

Debe tenerse en cuenta que según recientes modelos hidrodinámicos, en un sistema binario separado, la transferencia del viento de una estrella gigante puede ser modificada por su compañera, de forma tal que aún si la gigante no llena su lóbulo de Roche, el viento es atraído hacia la componente caliente y/o el plano orbital, (Mastrodomos & Morris [1998], [1999], Gawryszczak, Mikołajewska & Różyczka [2002]). En particular, modelos hidrodinámicos tridimensionales muestran que en un sistema con parámetros orbitales similares a los de AR Pav, interacciones gravitacionales de la gigante con la secundaria pueden producir un contraste entre la densidad ecuatorial y la polar en un factor tan grande como 100 o incluso 1000, dando origen de esta manera a una estructura bipolar de la nebulosa circunestelar aún en ausencia de un disco de acreción.

La presencia de una estructura bipolar de la nebulosa de AR Pav puede ser justificada también a partir de las velocidades de las emisiones de [O III] y, en menor medida, de las de [N II]. Las emisiones de [O III] son formadas a grandes distancias de la componente caliente. Ellas deberían reflejar la velocidad del viento de la gigante y no el movimiento orbital de alguna de las componentes estelares. En este caso, la curva de velocidad radial debería tener el máximo de velocidad radial cuando la gigante eclipse la componente caliente ($\varphi = 0$) y la parte ionizada del viento se mueve alejándose del observador y, por lo tanto, debería estar desfasada 90° con respecto a la de la gigante. Esto es exactamente lo que se observa en las velocidades de [O III] (**Figura 4.6**). En particular, las velocidades observadas son consistentes con líneas que se forman en una zona de interacción viento-viento (Walder & Follini [2000]). El hecho de que las curvas de velocidad radial de las emisiones de [O III] y [N II] no estén en fase entre sí puede adjudicarse a que los dos iones deben corresponder diferentes regiones de formación.

Una evidencia adicional de la presencia de una nebulosa bipolar es la estructura de doble pico que presentan los perfiles de [O III] en los espectros de muy alta resolución tomados por Schild et al. [2001] (ver su **Figura 4**, donde se observa también la variación de sus intensidades relativas).

Polarimetría

Otra fuente de información de la geometría puede ser obtenida a partir de los datos polarimétricos (**sección 3.4**) ya que la polarización es provocada tanto por las asimetrías propias del sistema como por las asimetrías vistas según la ubicación

Tabla 4.5: Inclinación orbital obtenida a partir de los datos polarimétricos

Filtro	Brown, McLean & Emslie [1978]				Harries & Howarth [1996a]
	$i_{1^{\circ}arm}$	$i_{2^{\circ}arm}$	$i_{1^{\circ}arm}^{(1)}$	$i_{2^{\circ}arm}^{(1)}$	
U	72±3	73±1	73±5	83±7	90 ± 2
B	68±2	57±0	69±9	75±5	87 ± 6
V	73±4	69±1	66±4	71±5	85 ± 3
R	67±4	66±1	63±7	77±5	84 ± 2
I	67±4	82±1	69±5	80±4	87 ± 1

⁽¹⁾ Se fijaron a cero los coeficientes del otro armónico (ver texto)

relativa entre el observador y el sistema. El método clásico, y aún utilizado, para hacerlo es el dado por Brown, McLean & Emslie [1978] a partir del ajuste de Fourier de segundo orden de los parámetros de Stokes Q y U de la forma:

$$Q = q_0 + q_1 \cos \lambda + q_2 \sin \lambda + q_3 \cos 2\lambda + q_4 \sin 2\lambda \quad (4.34)$$

y

$$U = u_0 + u_1 \cos \lambda + u_2 \sin \lambda + u_3 \cos 2\lambda + u_4 \sin 2\lambda \quad (4.35)$$

con $\lambda = 2\pi\varphi$ ⁴. Los coeficientes que acompañan el primer armónico dan información acerca de la distribución de materia fuera del plano orbital, mientras que los coeficientes que acompañan el segundo armónico dan información acerca de la distribución de materia en el plano orbital y sus cercanías. La inclinación es dada por⁵:

$$\left(\frac{1 - \cos i}{1 + \cos i}\right)^2 = \frac{(u_1 + q_2)^2 + (u_2 - q_1)^2}{(u_2 + q_1)^2 + (u_1 - q_2)^2} \quad (4.36)$$

o

$$\left(\frac{1 - \cos i}{1 + \cos i}\right)^4 = \frac{(u_3 + q_4)^2 + (u_4 - q_3)^2}{(u_4 + q_3)^2 + (u_3 - q_4)^2} \quad (4.37)$$

según el armónico que domine el ajuste.

Debido a las grandes variaciones de Q y U observadas en fases muy similares pero de distinto ciclo orbital, se han promediado los datos agrupándolos en intervalos de fases de 0.1 (llamados puntos normales), lo cual es una práctica habitual

⁴Generalmente en observaciones polarimétricas se toma como cero de la fase orbital el tiempo de máxima velocidad (o el tiempo de pasaje por el periastro para órbitas elípticas). Debido a que el ajuste de Fourier no depende de la elección del punto cero, se mantendrá como fase cero al mínimo fotométrico y será aclarado cuando se cambie el punto cero.

⁵La ecuación 4.37 no es exactamente la dada por Brown, McLean & Emslie [1978] debido a que la original tiene un error de impresión (Drissen et al [1986])

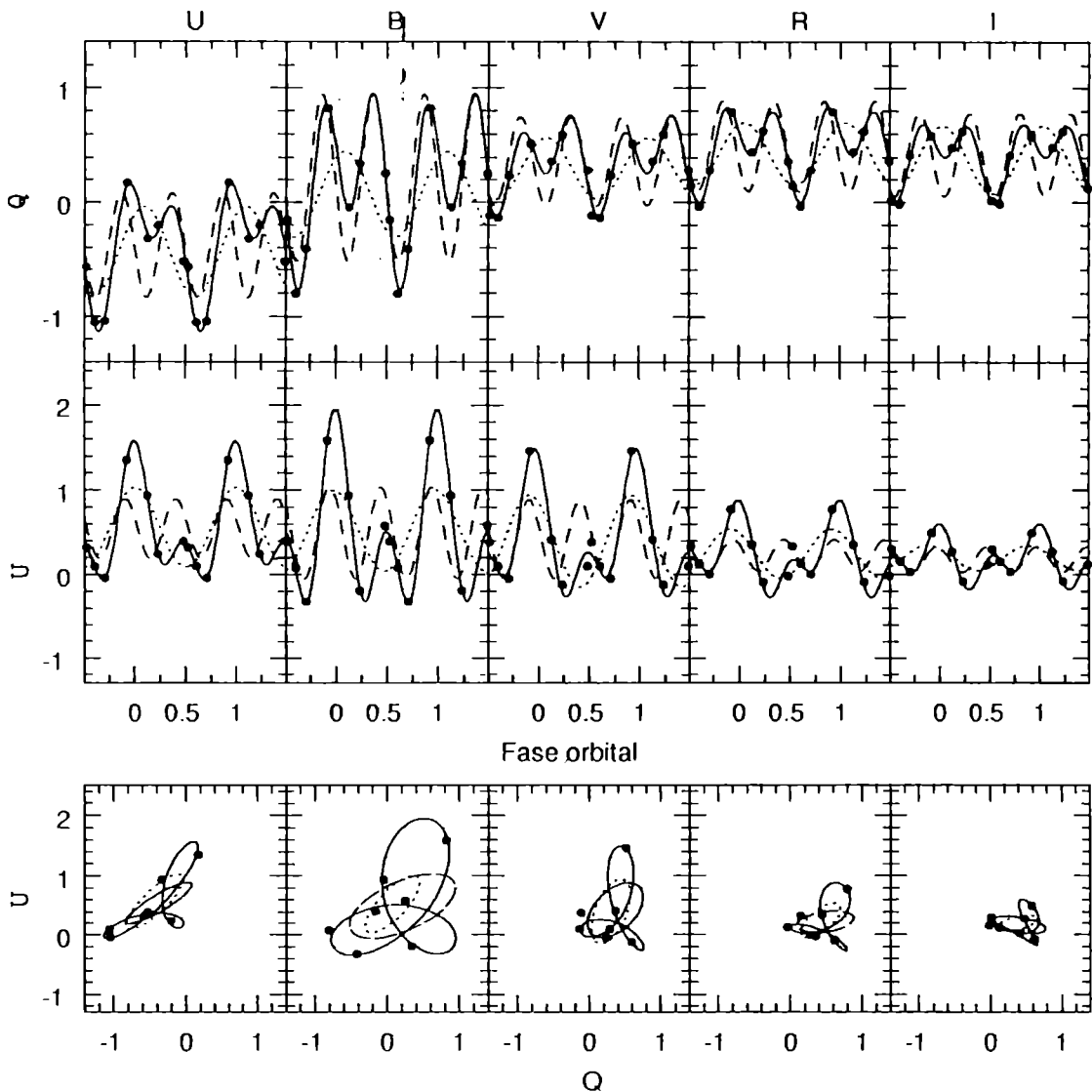


Figura 4.7: Variación de los parámetros de Stokes Q y U en función de la fase orbital. Abajo: lugar geométrico en el plano UQ . La línea continua muestra el ajuste de Fourier de segundo orden, la línea punteada considera sólo el primer armónico y la línea a trazos muestra el ajuste considerando sólo el segundo armónico

en el análisis de datos polarimétricos. Los resultados obtenidos a partir de todas las observaciones y de los puntos normales no muestran diferencias significativas. Las ecuaciones 4.34 y 4.35 fueron resueltas por mínimos cuadrados. La Figura 4.7 muestra los datos agrupados, los ajustes obtenidos y el lugar geométrico en el plano QU . Puede observarse que el armónico dominante es el segundo, lo cual es típico de binarias donde la polarización está estrechamente ligada a la fase orbital. Nótese también que los ajustes tienen la misma forma para todos los filtros, cambiando únicamente la amplitud en la variación de la polarización, sugiriendo que en todas las longitudes de onda el mecanismo de polarización es el mismo, siendo más efectivo en la banda B . La Tabla 4.5 la inclinación orbital obtenida a partir de los coeficientes de Fourier. En los filtros U, V y R , la inclinación hallada a partir del primer o del segundo armónico están dentro de sus respectivos errores. Promediando el valor hallado en los tres filtros, se obtiene una inclinación de 70° , lo cual está en buen acuerdo con un sistema que muestra eclipses parciales. Curiosamente, en los filtros que muestran la mayor y la menor variación en la polarización (B e I , respectivamente), los valores hallados para la inclinación difieren significativamente dependiendo del armónico utilizado. Además, la inclinación hallada con el segundo armónico en el filtro B es de sólo 57° , resultado que está en contradicción con eclipses parciales que se observan en AR Pav(!). Las diferencias encontradas pueden ser debidas entonces a la distinta contribución de la polarización en el plano orbital y fuera de él. Algunos autores sugieren calcular la inclinación orbital del sistema utilizando sólo el segundo armónico (el cual mide asimetrías en el plano orbital y en las cercanías del mismo) cuando las observaciones no tienen una completa cobertura orbital (ver por ejemplo Scaltriti et al. [1993]). Por tal motivo, se han hecho ajustes de Fourier adicionales bajo la suposición de que contribuye un sólo armónico (los coeficientes del otro armónico se los fija en cero). Los valores obtenidos con esta aproximación son mostrados también en la Tabla 4.5. Es interesante notar que con esta aproximación, la inclinación obtenida a partir del primer armónico no cambia respecto de la obtenida con todos los armónicos en ninguno de los filtros (al menos dentro de los errores). En cambio, en los filtros U , B y R , la inclinación se hace considerablemente más grande cuando se hace el ajuste considerando únicamente el segundo armónico. En el caso de los filtros U y R , la variación está casi dentro de los errores, pero en el filtro B la diferencia es real y el modelo vuelve a estar de acuerdo con los eclipses parciales observados en AR Pav. Esto podría ser debido a la hipótesis planteada de que las diferencias en las inclinaciones halladas con cada armónico sean debidas a la distinta contribución de la polarización en el plano orbital y fuera del mismo. En el caso del filtro I , no se han encontrado diferencias si se consideran todos los armónicos o no, lo cual puede ser debido a la poca variación observada en la polarización.

Otro motivo por el que en algunos filtros se obtienen distintas inclinaciones dependiendo del armónico analizado podría ser que el método no sea adecuado para el estudio de todas las binarias. En este punto vale la pena hacer la aclaración de que el método de Brown, McLean & Emslie [1978] es el más utilizado en el

estudio polarimétrico de sistemas binarios y que el método no ha sido modificado sustancialmente hasta el momento. El hecho de que la inclinación obtenida para AR Pav con este método sea la esperada para un sistema que muestra eclipses parciales ($i \geq 70^\circ$) le otorga tan sólo una validación más al método. Sin embargo, la posterior aplicación de este método (usando los mismos programas) a otros cinco sistemas simbióticas, por el grupo de trabajo al que pertenezco muestra resultados que no siempre están de acuerdo con lo que se sabe de ellos a partir de la observación fotométrica. En particular, en los cinco sistemas estudiados (AG Peg, AE Ara, RS Oph, CD -43.14304 y CL Sco) se encontraron inclinaciones mayores a los 70° (Brandi et al [2004]). De esos sistemas, sólo AE Ara presenta eclipses (Mikołajewska et al. [2003]). A esto, debe agregarse que recientes simulaciones numéricas de Manset & Bastien ([2000], [2001], [2003]) muestran que los resultados obtenidos a partir del modelo de Brown, McLean & Emslie [1978] deben ser tomados con precaución. Ellos usaron un modelo con las mismas suposiciones hechas por Brown, McLean & Emslie [1978] (dispersión Thomson de la luz de dos estrellas puntuales en una nebulosa circunestelar ópticamente delgada) a lo que agregaron la posibilidad de efectos de absorción variables producidos por scattering múltiple. Con estas suposiciones, Manset & Bastien calcularon la polarización para sistemas binarios con distintas configuraciones geométricas e inclinaciones, a los que posteriormente le aplicaron un ajuste de Fourier y calcularon la inclinación y otras propiedades del sistema con el modelo de Brown, McLean & Emslie [1978]. A los fines de este trabajo, dos de las conclusiones de Manset & Bastien son para destacar. La primera de ellas es que el modelo de Brown, McLean & Emslie [1978] sobreestima la inclinación orbital. En particular, ellos obtuvieron que dicho modelo no puede distinguir inclinaciones menores de 45° . Además, encontraron que un factor importante para hallar la inclinación correcta del sistema es el efecto del ruido y de variaciones estocásticas no periódicas, lo cual causa una dispersión alrededor de la curva polarimétrica media: cuando el ruido estocástico es grande (un nivel de ruido de al menos 25%), o incluso si el ruido instrumental es grande, el método de Brown, McLean & Emslie [1978] no funciona, mientras que para niveles de ruido entre el 10% y el 25% el método dará buenos resultados en la inclinación pero con grandes incertezas y no es representativa la incerteza de la inclinación que se obtiene a partir de propagación de errores. Debe notarse que el ruido estocástico está comunmente presente en las observaciones polarimétricas y lo está particularmente en los datos polarimétricos de las seis simbióticas analizadas por el grupo de simbióticas de La Plata. La segunda conclusión importante de Manset & Bastien ([2000], [2001], [2003]) está referida a la información geométrica que se puede obtener usando el método de Brown, McLean & Emslie [1978]. A partir del análisis de distintas configuraciones geométricas en sistemas binarios ellos encontraron que la presencia del primer armónico en las curvas de polarización puede ser debida tanto a asimetrías fuera del plano orbital como a efectos de absorción variable. Como consecuencia de esto último, el método de Brown, McLean & Emslie [1978] puede señalar una envoltura asimétrica cuando en realidad se trata de una envoltura simétrica iluminada por dos estrellas de distintas

luminosidades o, por el contrario, el método puede indicar una envoltura simétrica cuando en realidad se está observando una envoltura asimétrica iluminada por dos estrellas de igual luminosidad.

Por todo lo mencionado en el párrafo anterior se ha buscado la inclinación orbital de AR Pav con un método alternativo propuesto por Harries & Howarth [1996a] y que ha sido utilizado con éxito en estudios espectro-polarimétricos de las emisiones originadas por dispersión Raman en sistemas simbióticos. El método supone que la dispersión se produce en el viento de la gigante. Entonces, el ángulo de posición Θ es perpendicular a la línea proyectada que une los centros de las componentes estelares. Ya que esto es determinado por la localización relativa de las dos estrellas en sus respectivas órbitas y por la orientación de la órbita vista desde la Tierra, a partir de los datos polarimétricos se pueden calcular los parámetros orbitales. Con estas suposiciones Harries & Howarth [1996a] llegan a la siguiente ecuación:

$$\tan(\Theta - \pi/2) = \frac{\beta_1 \cos \nu + \beta_2 \sin \nu}{\alpha_1 \cos \nu + \alpha_2 \sin \nu} \quad (4.38)$$

con $\beta_1 = \sin \Omega \sin \omega$, $\beta_2 = -\cos \Omega \cos i \cos \omega$, $\alpha_1 = \cos \Omega \cos \omega$, $\alpha_2 = \sin \Omega \cos i \cos \omega$, donde Ω , i , ν tienen los significados habituales (longitud del nodo ascendente, inclinación y anomalía verdadera, respectivamente). El método, tiene la ventaja adicional de ser efectivo aún con pocas observaciones.

Como se ha mencionado repetidas veces en este trabajo, el período orbital de AR Pav es bien conocido y la órbita es circular, de modo que $\nu = 2\pi\varphi + 0.25$. La ecuación 4.38 fue resuelta usando el caso general de mínimos cuadrados mediante un programa hecho en *fortran77*. No se han encontrado diferencias significativas cuando se utilizaron todos los valores o cuando se utilizaron los puntos normales. La Tabla 4.5 muestra los resultados obtenidos usando todos los puntos. En todos los filtros se han obtenido inclinaciones mayores a los 85° .

Dos factores pueden influir en las inclinaciones encontradas para cada filtro. El primero de ellos es la posible presencia de polarización interestelar, la cual causa una rotación del ángulo de posición observado respecto al intrínseco del sistema. Conocer la polarización interestelar requiere un estudio polarimétrico de estrellas de campo ubicadas aproximadamente a la misma distancia, pero se carece de esa información debido a que no fue planteada como objetivo. Se ha hecho la suposición de que la polarización medida en agosto de 1997 ($\varphi = 0.22$) y en octubre de 1999 ($\varphi = 0.51$) son exclusivamente de origen interestelar según las consideraciones hechas en la sección 3.4. Entonces, se calculó la polarización interestelar mediante la ecuación dada por Serkowski [1973] a cada una de estas dos observaciones:

$$p_{is}(\lambda) = p_{max} \exp\{-1.15[\ln(\lambda_{max}/\lambda)]^2\} \quad (4.39)$$

donde p_{is} es el grado de polarización interestelar y p_{max} es el máximo de polarización ubicado en la longitud de onda λ_{max} . Aplicando esta ecuación a cada observación separadamente se obtienen, dentro de los errores, los mismos resultados, por lo que

se ha hallado la polarización interestelar combinando ambas observaciones. De esta manera se ha obtenido $p_{max} = 0.729 \pm 0.060$, $\lambda_{max} = 5580 \pm 700 \text{ \AA}$, siendo el ángulo de posición $\Theta = 3^\circ \pm 1^\circ$. La longitud de onda obtenida para el máximo de polarización está de acuerdo con la esperada para polarización interestelar ($\sim 5500 \text{ \AA}$). Una forma de ver si el valor obtenido es razonable es comparando el máximo de polarización con el enrojecimiento mediante $p_{max} \sim 9E_{B-V}$ (Serkowski, Mathewson & Ford [1975]). El enrojecimiento interestelar en AR Pav es 0.10^m (ver distinción entre el exceso interestelar y el circunestelar en la **sección 4.2**), lo cual produce una máxima polarización de 0.9, en buen acuerdo con el valor hallado por la ley de Serkowski.

Las inclinaciones obtenidas a partir de los datos polarimétricos corregidos por polarización interestelar están prácticamente dentro de los errores de aquellos calculados sin corregir por polarización interestelar y mostrados en la **Tabla 4.5**. Sólo se observan importantes diferencias en la longitud del nodo ascendente Ω . Debe aclararse que la razón por la que se ha omitido de los resultados el valor de Ω , es porque este parámetro cobraría importancia únicamente si la geometría orbital fuera a ser comparada con estructuras circunestelares espacialmente resueltas.

El segundo factor tiene que ver con las suposiciones que utiliza el método, el cual, debe enfatizarse, se refiere sólo al caso de dispersión Raman, donde el mecanismo que produce la polarización intrínseca es siempre el mismo y está en la dirección que une las dos estrellas. De modo que si el régimen de scattering no es constante en el tiempo, o es asimétrico respecto de la línea que une los centros de las estrellas, habrá variaciones del ángulo de posición, no relacionadas al movimiento orbital.

En este punto es conveniente considerar los posibles mecanismos de producción de la polarización en AR Pav. Para ello es de notar que en más de la mitad de las observaciones la dependencia del grado de polarización con la longitud de onda es $\sim \lambda^{-1}$ (**Figura 3.24**), la cual es atribuida a dispersión Mie por granos de polvo. La polarización producida por dispersión Mie presenta un máximo en el grado de polarización (de unos pocos porcentajes) en el filtro B. Además, también se pueden producir grandes rotaciones del ángulo de posición (Shaw [1977], Daniel [1980]). Estas características aparecen en la mayoría de las observaciones, aunque no siempre en forma simultánea. Además, este tipo de dispersión, puede explicar las variaciones temporales no relacionadas con la fase orbital observadas en AR Pav, a partir de la creación y destrucción de granos de polvo de diferentes tamaños, en escalas de tiempo relacionadas con la propagación del viento de la gigante (Schulte & Ladbeck et al. [1990] y referencias). Por otro lado, debe tenerse en cuenta la fuente de asimetría para producir la polarización, la cual puede ser debida a la estructura de ionización del viento y/o a la posibilidad de que la gigante esté gravitacionalmente distorsionada. La presencia de asimetrías es también sugerida por los numerosos cambios entre las épocas de actividad y la declinación de la misma, que se han discutido a lo largo de este capítulo, en especial aquellas referidas a las absorciones tipo cF (ver **sección 4.1**). Por último, debe mencionarse que las grandes rotaciones en el ángulo de posición pueden indicar dos mecanismos de polarización, uno dominando en el

azul y el otro en el rojo (**Figura 3.24**).

Capítulo 5

Parámetros orbitales de otros sistemas simbióticos

El conocimiento de los parámetros orbitales es fundamental para el entendimiento de los sistemas simbióticos (y binarios en general). A partir de ellos se pueden derivar las masas, los radios y la separación entre las componentes así como el radio del lóbulo de Roche de la gigante. Tales datos llevan a determinar, si los sistemas son separados o si una de las componentes llena su lóbulo de Roche. Además, la excentricidad orbital puede proveer información acerca de los tiempos de evolución del sistema. No obstante, como ya se ha mencionado, de alrededor de 150 sistemas simbióticos conocidos, sólo se conocen la órbita de la gigante de 27 y la órbita de ambas componentes únicamente en 12 (Mikołajewska [2003]). Esto obedece principalmente al hecho de que los períodos orbitales de las simbióticas son mayores a 1 año, implicando por lo tanto pequeñas semiamplitudes de $5 \sim 10 \text{ km s}^{-1}$ en el movimiento orbital (Whitelock [1987]), así como mayores dificultades para cubrir satisfactoriamente las fases.

El estudio de los parámetros orbitales de otras binarias simbióticas permite encontrar características comunes entre las sistemas favoreciendo un entendimiento global de estos objetos, así como para resaltar las características de un sistema en particular. Para tal fin se ha aprovechado parte del material espectroscópico obtenido con el telescopio de 2.15 m del CASLEO, como parte de un programa de seguimiento observacional de simbióticas australes iniciado en 1990.

Se han obtenido las curvas de velocidad radial de las dos componentes de los sistemas AE Ara, RS Oph, FN Sgr y KX TrA. La **Tabla 5.1** lista las observaciones espectroscópicas obtenidas en CASLEO con el telescopio de 2.15 m. En algunos casos se han agregado además espectros obtenidos por Van Winckel, Duerbeck & Schwarz [1993] (en dicho caso se aclara en la correspondiente tabla de velocidades radiales observadas). El ajuste de las velocidades radiales de las absorciones de la componente gigante y las de tipo cF/A, de las emisiones y de las alas de las emisiones de Balmer, así como la obtención de los parámetros orbitales que se describen en

las siguientes subsecciones, es la misma que fue descrita para AR Pav.

Tabla 5.1: Lista de observaciones espectroscópicas de las simbióticas AE Ara, RS Oph, FN Sgr y KX TrA. Al final de la tabla se detallan las efemérides usadas en cada caso

Imagen	Fecha	DJ	Fase.	t_{exp} (s)	Detector	Rango Å	Resolución $\lambda/\Delta\lambda$
AE Ara³							
mar96.025	24/03/96	2450166.85	0.938	2500	R DC ¹	4200-7350	15000
set98.082	13/09/98	2451069.56	0.050	600	R DC ²	4075-7150	15000
mar99.88	02/03/99	2451239.88	0.259	1500	R DC ¹	4625-7550	15000
may99.11	26/05/99	2451324.70	0.364	900	R DC ¹	4550-7550	15000
set99.009	31/08/99	2451421.57	0.483	1000	R DC ¹	5700-8700	15000
set99.010	31/08/99	2451421.58	0.483	1200	R DC ¹	5700-8700	15000
set99.061	01/09/99	2451423.50	0.485	1200	R DC ¹	4250-7300	15000
set99.062	02/09/99	2451423.52	0.485	1200	R DC ¹	4250-7300	15000
mar00.52	26/03/00	2451629.81	0.740	600	R DC ¹	4450-7550	15000
mar00.53	26/03/00	2451629.81	0.740	900	R DC ¹	4450-7550	15000
mar00.89	27/03/00	2451630.80	0.741	600	R DC ¹	4450-7550	15000
mar00.91	27/03/00	2451630.82	0.741	600	R DC ¹	4450-7550	15000
jul00.53	30/07/00	2451755.70	0.895	1000	R DG ¹	4000-7100	15000
jul00.54	30/07/00	2451755.71	0.895	1300	R DC ¹	4000-7100	15000
jul00.82	31/07/00	2451756.65	0.896	1200	R DC ¹	4000-7100	15000
jul00.83	31/07/00	2451756.68	0.896	1500	R DC ¹	4000-7100	15000
oct00.36	07/10/00	2451825.49	0.981	1200	R DC ¹	4200-7300	15000
oct00.37	08/10/00	2451825.51	0.981	1500	R DC ¹	4200-7300	15000
oct00.95	09/10/00	2451827.49	0.983	1200	R DC ¹	5825-8950	15000
abr01.055	17/04/01	2452016.90	0.216	1200	R DC ¹	3900-7075	15000
may01.24	29/05/01	2452058.79	0.268	1500	R DC ¹	3975-7075	15000
may01.55	30/05/01	2452059.80	0.269	1200	R DC ¹	5550-8650	15000
may01.56	30/05/01	2452059.82	0.269	1200	R DC ¹	5550-8650	15000
RS Oph⁴							
sep98.062	10/09/98	2451066.53	0.022	480	R CD ²	4100-7100	15000
sep98.076	12/09/98	2451069.47	0.028	500	R CD ²	4100-7100	15000
sep98.078	13/09/98	2451069.54	0.029	700	R CD ²	4100-7100	15000
sep98.083	13/09/98	2451069.57	0.029	700	R CD ¹	4100-7100	15000
may99.08	26/05/99	2451324.67	0.590	900	R CD ¹	4550-7600	15000
may99.09	26/05/99	2451324.68	0.590	900	R CD ¹	4550-7600	15000
may99.10	26/05/99	2451324.69	0.591	900	R CD ¹	4550-7600	15000
sep99.037	01/09/99	2451422.58	0.806	1200	R CD ¹	4125-7300	15000
sep99.038	01/09/99	2451422.60	0.806	1200	R CD ¹	4125-7300	15000
sep99.064	11/09/00	2451798.52	0.634	600	R CD ¹	4050-7100	15000

continúa en la siguiente página

Imagen	Fecha	D.J.	Fase	t_{exp} (s)	Detector	Rango Å	Resolución $\lambda/\Delta\lambda$
sep99.065	11/09/00	2451798.53	0.634	900	R CD ¹	4050-7100	15000
mar00.23	25/03/00	2451628.86	0.260	600	R CD ¹	4475-7600	15000
mar00.24	25/03/00	2451628.87	0.260	900	R CD ¹	4475-7600	15000
mar00.56	26/03/00	2451629.85	0.263	600	R CD ¹	4475-7600	15000
mar00.57	26/03/00	2451629.86	0.263	600	R CD ¹	4475-7600	15000
mar00.58	26/03/00	2451629.87	0.263	480	R CD ¹	4475-7600	15000
mar00.59	26/03/00	2451629.88	0.263	480	R CD ¹	4475-7600	15000
mar00.90	27/03/00	2451630.81	0.265	480	R CD ¹	4475-7600	15000
mar00.92	27/03/00	2451630.83	0.265	480	R CD ¹	4475-7600	15000
jul00.19	29/07/00	2451754.66	0.537	600	R CD ¹	4050-7100	15000
jul00.20	29/07/00	2451754.67	0.537	800	R CD ¹	4050-7100	15000
jul00.21	29/07/00	2451754.68	0.537	700	R CD ¹	4050-7100	15000
sep00.08	03/09/00	2451790.62	0.617	540	R CD ¹	3975-7100	15000
sep00.09	03/09/00	2451790.62	0.617	540	R CD ¹	3975-7100	15000
sep00.10	03/09/00	2451790.63	0.617	540	R CD ¹	3975-7100	15000
sep00.41	04/09/00	2451791.62	0.619	480	R CD ¹	5550-8600	15000
sep00.42	04/09/00	2451791.62	0.619	480	R CD ¹	5550-8600	15000
sep00.43	04/09/00	2451791.63	0.619	540	R CD ¹	5550-8600	15000
oct00.001	07/10/00	2451824.50	0.691	540	R CD ¹	4250-7300	15000
oct00.002	07/10/00	2451824.51	0.691	540	R CD ¹	4250-7300	15000
oct00.003	07/10/00	2451824.52	0.691	540	R CD ¹	4250-7300	15000
oct00.096	10/10/00	2451827.51	0.698	540	R CD ¹	5850-8950	15000
oct00.097	10/10/00	2451827.52	0.698	540	R CD ¹	5850-8950	15000
oct00.098	10/10/00	2451827.53	0.698	540	R CD ¹	5850-8950	15000
abr01.051	17/04/01	2452016.84	0.115	600	R CD ¹	4000-7050	15000
abr01.052	17/04/01	2452016.85	0.115	600	R CD ¹	4000-7050	15000
abr01.053	17/04/01	2452016.86	0.115	600	R CD ¹	4000-7050	15000
may01.27	29/05/01	2452058.86	0.207	600	R CD ¹	4025-7100	15000
may01.28	29/05/01	2452058.87	0.207	600	R CD ¹	4025-7100	15000
may01.29	29/05/01	2452058.88	0.207	800	R CD ¹	4025-7100	15000
may01.58	30/05/01	2452059.85	0.210	600	R CD ¹	5550-8600	15000
may01.59	30/05/01	2452059.86	0.210	600	R CD ¹	5550-8600	15000
may01.60	30/05/01	2452059.87	0.210	600	R CD ¹	5550-8600	15000
aug01.06	11/08/01	2452132.57	0.370	600	R CD ¹	4050-7100	15000
aug01.07	11/08/01	2452132.58	0.370	600	R CD ¹	4050-7100	15000
FN Sgr⁵							
zago610	14/08/90	2448117.51	0.212	480	Z M	5850-7200	2700
znov4r03	06/11/90	2448201.50	0.360	360	Z M	5850-7100	2700
znov5-02	09/11/90	2448204.50	0.365	480	Z M	4380-5050	4100
fago95-083	15/08/95	2449944.60	0.427	2000	R CD ¹	4230-7300	15000
fago95-084	15/08/95	2449944.63	0.427	2000	R CD ¹	4230-7300	15000

continúa en la siguiente página

138CAPÍTULO 5. PARÁMETROS ORBITALES DE OTROS SISTEMAS SIMBIÓTICOS

Imagen	Fecha	DJ	Fase	t_{exp} (s)	Detector	Rango Å	Resolución $\lambda/\Delta\lambda$
fago95-085	15/08/95	2449944.66	0.428	500	R CD ¹	4230-7300	15000
fsep98-011	08/09/98	2451064.65	0.398	1800	R CD ¹	5750-8750	15000
fsep98-088	13/09/98	2451069.63	0.407	800	R CD ¹	4075-7100	15000
finay99-22	26/05/99	2451324.83	0.856	1200	R CD ¹	4550-7550	15000
fago99-013	31/08/99	2451421.64	0.026	1800	R CD ¹	5700-8700	15000
fago99-014	31/08/99	2451421.66	0.026	1800	R CD ¹	5700-8700	15000
fsep99-066	02/09/99	2451423.59	0.030	1800	R CD ¹	4250-7300	15000
fsep99-081	03/09/99	2451424.65	0.032	1800	R CD ¹	4250-7300	15000
fsep99-082	03/09/99	2451424.67	0.032	1800	R CD ¹	4250-7300	15000
fjul00-25	29/07/00	2451754.74	0.613	1800	R CD ¹	4000-7100	15000
fjul00-26	29/07/00	2451754.76	0.613	1400	R CD ¹	4000-7100	15000
fjul00-86	31/07/00	2451756.75	0.616	1400	R CD ¹	5500-8700	15000
fjul00-87	31/07/00	2451756.76	0.616	1200	R CD ¹	5500-8700	15000
fsep00-13	03/09/00	2451790.66	0.676	1800	R CD ¹	3975-7100	15000
fsep00-46	04/09/00	2451791.67	0.678	1000	R CD ¹	5500-8600	15000
foct00-040	08/10/00	2451825.57	0.737	1000	R CD ¹	4250-7300	15000
foct00-041	08/10/00	2451825.58	0.737	1000	R CD ¹	4250-7300	15000
foct00-066	09/10/00	2451826.58	0.739	1000	R CD ¹	4250-7300	15000
foct00-101	10/10/00	2451827.56	0.741	1000	R CD ¹	5850-8950	15000
foct00-102	10/10/00	2451827.57	0.741	700	R CD ¹	5850-8950	15000
fabr01-079	18/04/01	2452017.88	0.076	1800	R CD ¹	4000-7050	15000
fabr01-080	18/04/01	2452017.91	0.076	1500	R CD ¹	4000-7050	15000
finay01-61	30/05/01	2452059.88	0.150	1800	R CD ¹	5550-8600	15000
fago01-12	11/08/01	2452132.67	0.278	1200	R CD ¹	4050-7100	15000
fago01-13	11/08/01	2452132.68	0.278	1200	R CD ¹	4050-7100	15000
fago01-50	13/08/01	2452134.66	0.281	2000	R CD ¹	4175-7300	15000
apr02-43	25/04/02	2452389.86	0.730	1500	R CD ¹	4825-7550	15000
apr02-46	25/04/02	2452389.91	0.730	1200	R CD ¹	4825-7550	15000
sep02-05	10/09/02	2452527.58	0.973	1500	R CD ¹	4200-7300	15000
sep02-42	12/09/02	2452529.58	0.976	1500	R CD ¹	4200-7300	15000
sep02-71	14/09/02	2452531.60	0.980	1500	R CD ¹	5350-8350	15000
KX TrA⁶							
jul90.56	09/07/90	2448081.62	0.981	360	Z M	5580-7080	15000
ago90.011	09/08/90	2448112.71	0.004	600	Z M	4375-5090	15000
ago90.310	11/08/90	2448114.72	0.006	120	Z M	5800-7200	15000
ago90.39	11/08/90	2448114.71	0.006	360	Z M	5800-7200	15000
abr91.316	05/04/91	2448351.87	0.183	1200	Z M	4380-5100	15000
may93.01	22/05/93	2449129.74	0.764	3600	BC	4740-5090	15000
jun95.36a	19/06/95	2449887.66	0.331	1200	R CD ¹	4830-8000	15000
jun95.36b	19/06/95	2449887.68	0.331	1200	R CD ¹	4830-8000	15000
ago95.078	14/08/95	2449944.50	0.373	0	R CD ¹	4230-7300	15000

continúa en la siguiente página

Imagen	Fecha	DJ	Fase	t_{exp} (s)	Detector	Rango Å	Resolución $\lambda/\Delta\lambda$
ago95.079	15/08/95	2449944.52	0.373	0	R CD ¹	4230-7300	15000
mar96.024a	24/03/96	2450166.81	0.539	300	R CD ¹	4200-7350	15000
mar96.024b	24/03/96	2450166.82	0.539	2000	R CD ¹	4200-7350	15000
mar98.20	04/03/98	2450876.88	0.070	600	R CD ¹	4120-6530	15000
mar98.21	04/03/98	2450876.89	0.070	700	R CD ¹	4120-6530	15000
mar98.87a	08/03/98	2450880.85	0.073	600	R CD ¹	4275-7500	15000
mar98.87b	08/03/98	2450880.85	0.073	600	R CD ¹	4275-7500	15000
set98.063	10/09/98	2451066.55	0.212	600	R CD ¹	4120-7120	15000
mar99.87	02/03/99	2451239.86	0.341	1200	R CD ¹	4625-7550	15000
may99.12	26/05/99	2451324.72	0.405	1000	R CD ¹	4550-7550	15000
ago99.007	31/08/99	2451421.53	0.477	1200	R CD ¹	5700-8700	15000
ago99.008	31/08/99	2451421.54	0.477	1800	R CD ¹	5700-8700	15000
set99.035	01/09/99	2451422.54	0.478	1500	R CD ¹	4120-7300	15000
set99.036	01/09/99	2451422.56	0.478	1500	R CD ¹	4120-7300	15000
mar00.20	25/03/00	2451628.82	0.632	900	R CD ¹	4450-7550	15000
mar00.21	25/03/00	2451628.83	0.632	600	R CD ¹	4450-7550	15000
mar00.50	26/03/00	2451629.78	0.633	1200	R CD ¹	4450-7550	15000
mar00.51	26/03/00	2451629.79	0.633	600	R CD ¹	4450-7550	15000
mar00.87	27/03/00	2451630.78	0.634	600	R CD ¹	4450-7550	15000
mar00.96	27/03/00	2451630.88	0.634	600	R CD ¹	4450-7550	15000
set00.35	08/09/00	2451795.51	0.757	1200	R CD ¹	3980-7080	15000
set00.062	10/09/00	2451798.49	0.759	1200	R CD ¹	3980-7080	15000
abr01.075	18/04/01	2452017.81	0.923	1500	R CD ¹	4000-7050	15000
abr01.076	18/04/01	2452017.82	0.923	1500	R CD ¹	4000-7050	15000

Z M: Reticon Z-Machine

T CCD: Thompson CCD (384x576 elementos)

R CD: Espectrógrafo echelle en dispersión cruzada

BC: Espectrógrafo Boller & Chivens

1 Imagen tomada con factor bin 2

2 Imagen tomada con factor bin 4

3 $DJMin_{fot} = 2450217.3 \pm 812 E$ (Mikołajewska et al. [2003])

4 $Efem_{spec} = 2445153.6 \pm 454.07 E$ (este trabajo)

5 $DJMin_{fot} = 2450270 \pm 568.3 E$ (Brandi et al. [2003])

6 $Efem_{spec} = 2449445 \pm 1338 E$ (este trabajo)

5.1 AE Arae

AE Ara es una simbiótica de tipo S descubierta por Cannon [1933]. Hasta ahora no ha sido publicado ningún trabajo extenso relativo al sistema y es muy poco lo que se conoce acerca del mismo. El tipo espectral de la componente fría está entre M2 y M5.5 (Allen [1980], Gutierrez-Moreno, Moreno & Costa [1999], Mürset & Schmid [1999]). Al presente hay consenso acerca de los parámetros de la componente caliente, a la que se le ha atribuido temperaturas que van desde los 50 000 a 110 000 K (Pereira [1995], Mikołajewska, Acker, & Stenholm, [1997], Gutierrez-Moreno, Moreno & Costa [1999]). Recientemente, Mikołajewska et al. [2003] analizaron la fotometría visual obtenida por la RASNZ y obtuvieron un período de 812 días.

La **Tabla 5.2** muestra las velocidades radiales de las absorciones de la gigante, de las alas de $H\alpha$, $H\beta$ y He II $\lambda 4686$, y de las emisiones de He I, Fe II y [O III].

El mejor período orbital obtenido a partir de las velocidades radiales de la gigante M (**ecuación 4.1**), $P = 816 \pm 18$ días, está en excelente acuerdo con el período fotométrico de 812 días obtenido por Mikołajewska et al. [2003]. Además, la solución orbital de la gigante es consistente con una órbita circular y el tiempo de conjunción coincide con el mínimo fotométrico hallado por esos autores. Por tal motivo, se tomará su efemérides, dada por:

$$DJMin = 2\,450\,217.3 + 812 E. \quad (5.1)$$

Si bien una solución elíptica produce un valor menor en la función mínima (M en la **ecuación 4.2**), la excentricidad derivada, $e = 0.087 \pm 0.153$, tiene un error demasiado grande. Además, el nivel de confiabilidad de Lucy & Sweeney [1971] es menor que 80% para una solución elíptica. Por tal motivo, de aquí en adelante se adoptará una órbita circular para AE Ara. La **Tabla 5.3** y la **Figura 5.1** muestran las soluciones orbitales encontradas.

La curva de velocidad radial de las alas de las emisiones de He II $\lambda 4686$ es la que muestra la mayor amplitud y está prácticamente en antifase con la gigante, lo cual sugiere que las mismas se forman muy cerca de la componente caliente. Sin embargo, algunos puntos presentan grandes apartamientos respecto de la curva teórica de velocidad radial. De hecho, la mejor solución obtenida tiene una excentricidad ~ 0.3 . Los datos que producen la órbita elíptica son los anteriores a marzo de 1999, cuando el sistema se encontraba en erupción. Un análisis de los perfiles de He II $\lambda 4686$ (ver **Figura 5.2**) muestra que los mismos son notablemente más anchos hasta setiembre de 1998, cuando el sistema se encontraba en actividad, permaneciendo relativamente anchos en marzo de 1999. Si en la solución orbital se eliminan los datos de cuando el sistema se encontraba en actividad, se obtiene una órbita prácticamente circular ($e \sim 0.08$). El cambio observado en la base de los perfiles explicaría los apartamientos observados respecto de la órbita circular, es decir que las alas de las emisiones de He II $\lambda 4686$ serían afectadas por la explosión. Por completitud, ambas soluciones son mostradas en la **Tabla 5.3**.

Tabla 5.2. Velocidades radiales de AE Ara

D.J	Fase	Gigante	He II	H β	H α	He I (s)
2447357 [†]	0.478				-11.6	
2447366 [†]	0.489		11.9			
2450166.852	0.938	-17.3 \pm 1.9 (13)	23.0	-6.7	-24.7	-17.1 \pm 0.9 (6)
2451069.562	0.050	-13.3 \pm 3.3 (5)	28.8	-5.0	2.6	-9.2 \pm 0.2 (2)
2451239.880	0.260	-9.7 \pm 0.9 (32)	-21.9	-19.9	-20.1	-17.4 \pm 0.8 (5)
2451324.704	0.364	-12.3 \pm 1.1 (24)	-33.5	-20.5	-24.4	-15.2 \pm 0.9 (5)
2451421.571	0.483	-15.2 \pm 0.7 (37)			-17.6	-15.3 \pm 0.8 (2)
2451423.500	0.486	-13.9 \pm 2.0 (9)	-26.1	-14.6	-19.4	-16.5 \pm 0.5 (6)
2451629.805	0.740	-20.7 \pm 0.9 (24)	6.1	-4.3	-17.2	-8.1 \pm 0.7 (5)
2451630.799	0.741	-21.8 \pm 1.1 (22)	6.7	-4.8	-14.4	-7.8 \pm 0.9 (5)
2451755.696	0.895	-17.5 \pm 1.5 (9)	20.5	2.6	-12.0	-11.7 \pm 1.4 (4)
2451756.653	0.896	-16.4 \pm 0.7 (30)			-10.8	-10.8 \pm 1.0 (2)
2451825.494	0.981	-17.8 \pm 1.7 (13)	11.4	-12.3	-18.7	-18.4 \pm 0.5 (5)
2451827.494	0.983	-16.6 \pm 0.8 (32)			-18.3	-15.6 \pm 1.9 (2)
2452016.903	0.217	-10.4 \pm 2.4 (8)	-23.9	-28.0	-20.9	-15.7 \pm 1.9 (5)
2452058.794	0.268	-11.4 \pm 1.7 (7)	-28.6	-19.7	-11.6	-14.7 \pm 1.4 (5)
2452059.801	0.269	-8.8 \pm 0.8 (33)			-12.5	-13.9 \pm 0.6 (2)

[†] espectros obtenidos por Van Winckel, Duerbeck & Schwarz [1993]

La diferencia entre la velocidad sistémica de las alas en las emisiones de He II y la obtenida para la gigante, puede ser atribuida a un viento desde la componente caliente, producido presumiblemente durante la explosión. Esto puede ser particularmente observado en las velocidades radiales obtenidas hasta setiembre de 1998, las cuales son considerablemente más positivas que las esperadas en esa fase orbital. El viento desde la componente caliente es también sugerido por la presencia de líneas de emisión anchas de C IV λ 5802, 5812, las cuales son típicas en estrellas Wolf-Rayet pero rara vez son observadas en las estrellas simbióticas (Mikołajewska et al [2003]). Además la gran contribución de la componente caliente al continuo óptico sugiere también la presencia de una atmósfera extendida expandiéndose. De hecho, los colores *UBV* derivados de la componente caliente restándo la contribución de la gigante, son también muy similares a los de las estrellas Wolf-Rayet (Mikołajewska et al [2003]).

Adoptando una órbita circular para las velocidades obtenidas a partir de las alas de He II λ 4686, se observa un desfase $\Delta\varphi \sim 0.13$, aún cuando las observaciones en la época de actividad son omitidas. Esto podría ser debido en parte a la poca cantidad de datos fuera de la época de actividad (en total 9), aunque muy probablemente hay también una contribución debida a la asimetría de los perfiles. Dicha asimetría podría estar indicando contaminación en las alas debida a transferencia de materia (Shafter [1983]) o a la formación de alguna mancha caliente donde el

Tabla 5.3: Soluciones orbitales de AE Ara

Componente	γ [km s ⁻¹]	K [km s ⁻¹]	e	ω [grad]	$T_0^{(1)}$ [DJ24...]	$f(M)$ [M_\odot]	$A \sin i$ [AU]	$\Delta T^{(2)}$ dfas
gigante ⁴	-15.4 ± 0.3	5.2 ± 0.5	0 ³		44735 ± 12			-1
gigante	-15.4 ± 0.3	5.2 ± 0.4	0 ³			0.012 ± 0.003	0.39 ± 0.03	0 ³
gigante	-15.5 ± 0.4	5.3 ± 0.6	0.09 ± 0.15	100 ± 56	49832 ± 128			-4
alas He II ⁴	-1.8 ± 4.2	23.5 ± 5.3	0 ³		46862 ± 36			96
alas He II	-0.3 ± 5.2	20.6 ± 7.3	0 ³			0.737 ± 0.784	1.53 ± 0.54	0 ³
alas He II	0.2 ± 4.7	26.2 ± 6.2	0.43 ± 0.27	106 ± 33	47122 ± 64			135
alas He II ^{4,5}	-8.0 ± 1.0	25.0 ± 1.3	0 ³		50121 ± 8			107
alas He II ⁶	-7.5 ± 4.1	20.3 ± 5.1	0 ³			0.705 ± 0.532	1.51 ± 0.38	0 ³
alas He II ⁶	-8.7 ± 1.2	25.5 ± 1.6	0.13 ± 0.09	-2 ± 26	50926 ± 57			88
alas H β ⁴	-11.9 ± 1.5	10.1 ± 1.8	0 ³		50062 ± 31			48
alas H β	-11.2 ± 1.6	10.1 ± 2.1	0 ³			0.087 ± 0.054	0.75 ± 0.16	0 ³
alas H β	-11.7 ± 1.9	9.9 ± 2.1	0.22 ± 0.22	125 ± 77	49522 ± 172			117

- (1) tiempo de máxima velocidad para órbitas circulares y tiempo de pasaje por el periaastro para órbitas elípticas
- (2) $\Delta T = T_{conj. esp.} - T_{eclipse}$
- (3) adoptado
- (4) solución sin adoptar el tiempo de conjunción dada por la efemérides de Mikołajewska et al. [2003]
- (5) solución con datos fuera de la época de actividad

viento de la gigante encuentra el viento de la componente caliente. Por otra parte, en el párrafo anterior se ha mencionado que la componente caliente muestra algunas características de las estrellas Wolf-Rayet, por lo que los perfiles de He II podrían mostrar características tipo P-Cygni que varían con la fase orbital, las cuales no están resueltas en los espectros de CASLEO. La absorción P-Cygni puede introducir asimetrías en las alas de los perfiles de He II, las cuales pueden producir una velocidad diferente a la esperada si el perfil fuera simétrico. Esta hipótesis podría ser chequeada con espectros de alta resolución de la línea de He II $\lambda 1640$.

Combinando las semiamplitudes de la curva de velocidad radial de la gigante con la obtenida para las alas de las emisiones de He II, y suponiendo una órbita circular, se obtiene una razón de masa $q = M_y/M_{cal} = 3.9 \pm 1.0$ y las masas $M_g \sin^3 i = 1.1 \pm 0.7M_\odot$ y $M_{cal} \sin^3 i = 0.3 \pm 0.1M_\odot$ para las componentes gigante y caliente respectivamente. La separación entre las componentes es $A \sin i \sim 1.9$ UA.

La curva de velocidad radial de las alas de las emisiones de H β está en antifase con la gigante. Aunque produce un ajuste mejor que el obtenido para las alas de He II $\lambda 4686$, su amplitud es sólo la mitad de la que ellas presentan. A diferencia de lo observado para las alas de He II, las dos velocidades medidas cuando el sistema

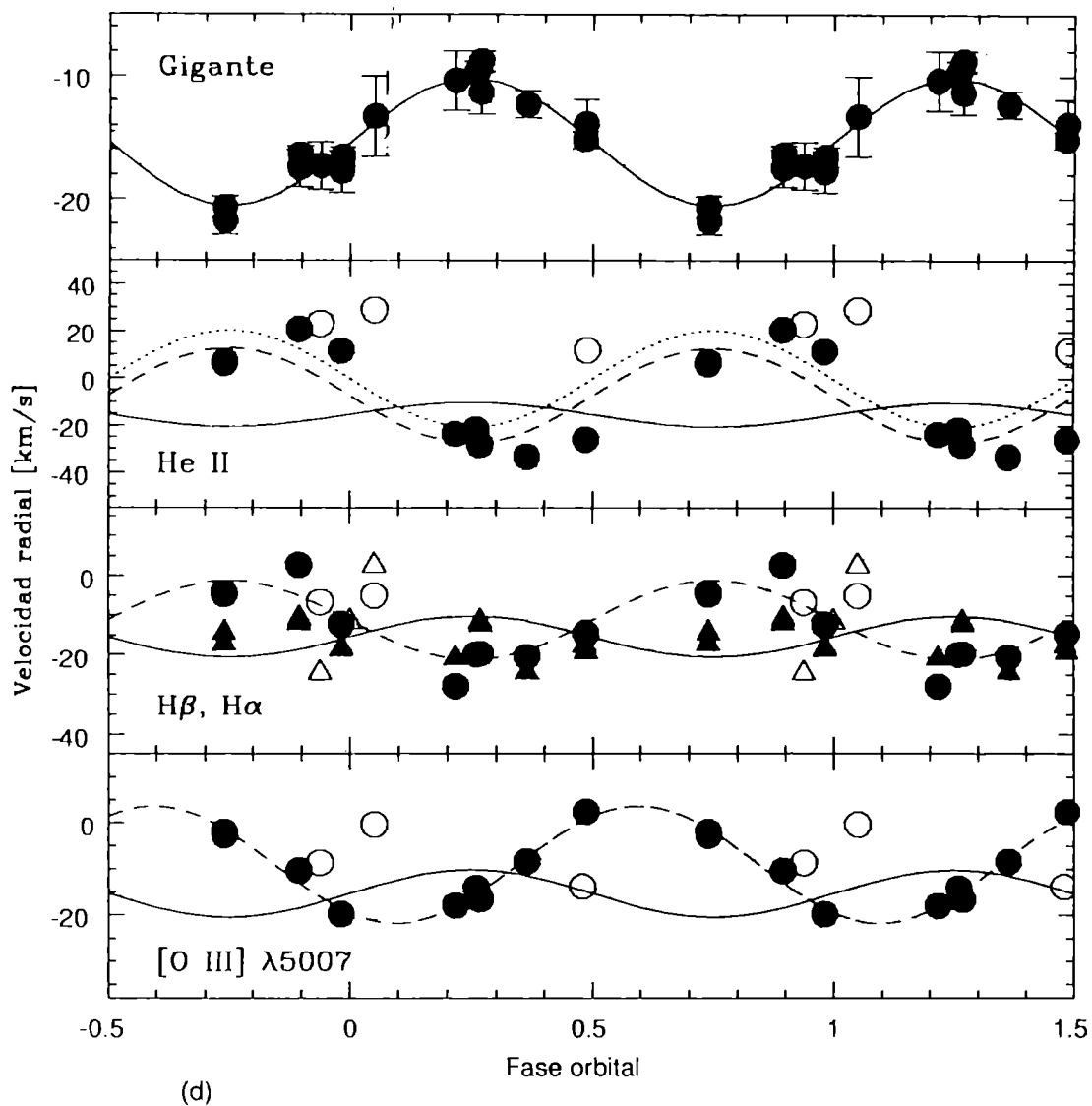


Figura 5.1: Curvas de velocidad radial de AE Ara. Arriba: la gigante M. Centro arriba: las alas de He II $\lambda 4686$. La línea punteada toma en cuenta las velocidades en la época de actividad; la línea a trazos sólo las velocidades en la época de quietud. Centro abajo: curva de velocidad radial de las alas de H β . Por completitud se ha representado junto a las velocidades de las alas de H β (círculos) las de las alas de H α (triángulos). Abajo: las emisiones prohibidas de [O III]. Los símbolos blancos señalan las épocas de actividad de la componente caliente (ver texto).

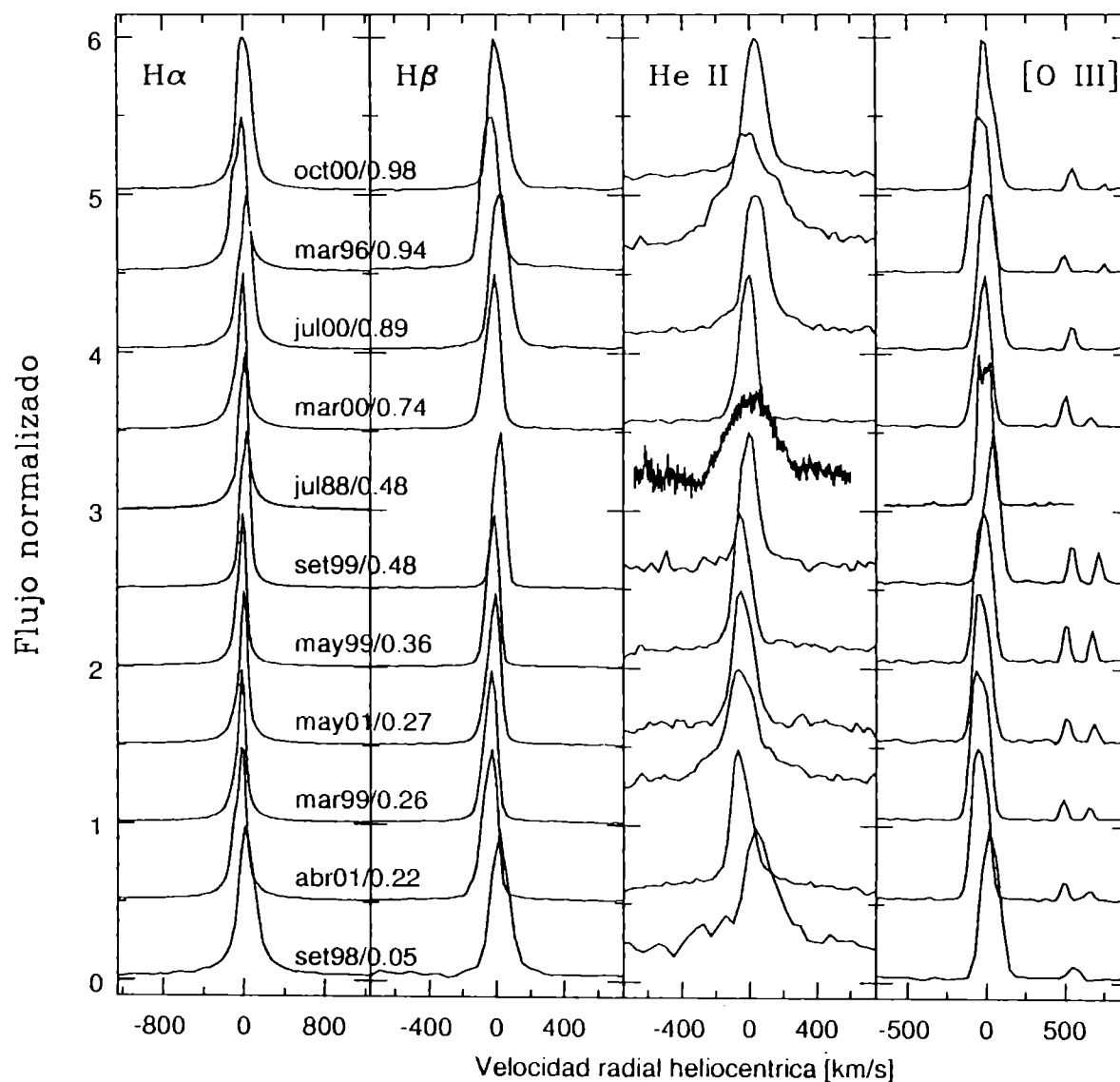


Figura 5.2: Perfiles de las emisiones de $H\alpha$, $H\beta$, $He II \lambda 4686$ y $[O III] \lambda 5007$ de AE Ara. El continuo fue sustraído y cada perfil fue normalizado al máximo de intensidad. Los perfiles fueron desplazados verticalmente en 0.5 para una mejor visualización.

estaba en actividad parecen no ser afectadas por la erupción de la componente caliente (Figura 5.1). Además, el tiempo de conjunción coincide, dentro de los errores, con el mínimo fotométrico hallado por Mikołajewska et al. [2003].

A partir de las curvas de velocidad radial de la gigante y de las alas de las emisiones de $H\beta$ se obtiene una razón de masa $q = M_g/M_{cat} = 1.9 \pm 0.4$, y las componentes gigante y caliente tienen masas $M_g \sin^3 i = 0.2 \pm 0.1 M_\odot$ y $M_{cat} \sin^3 i = 0.1 \pm 0.0 M_\odot$, respectivamente. AE Ara es una simbiótica eclipsante. Entonces, su inclinación orbital debe ser al menos 70° , en cuyo caso la masa de la gigante no puede ser mayor a $0.3 M_\odot$. El hecho que sólo estrellas con masas $\sim 0.6 M_\odot$ pueden evolucionar como gigante roja en el tiempo de vida de nuestra galaxia, implica que la gigante debería haber perdido al menos la mitad de su masa desde que evolucionó al presente estado evolutivo. Además, debe tenerse en cuenta que la gran mayoría de las simbióticas contienen gigantes con masas entre 1 y $3 M_\odot$. Por otro lado, la masa encontrada para la componente caliente es también demasiado pequeña. Por todo esto es poco probable que las alas de las emisiones de $H\beta$ tracen el movimiento de la componente caliente.

La curva de velocidad radial para las alas de $H\alpha$ presenta una muy pequeña amplitud, cuya variación no parece ajustar el período orbital. Adoptando un período de 812 días se obtiene una semiamplitud de $\sim 2 \text{ km s}^{-1}$, con un error del mismo orden, estando además desfasadas en $\varphi = 0.25/0.14$ según se consideren o no las velocidades medidas en la época de actividad. Esto podría ser debido a que los perfiles presentan cierta asimetría (Figura 5.2) o a que se forman en una región más externa a la de formación de las alas de $H\beta$ y por lo tanto no son buenos trazadores de la curva de velocidad radial de la componente caliente.

El objetivo de este capítulo es únicamente hallar los parámetros orbitales de algunos sistemas simbióticos. Sin embargo, vale la pena hacer algunos comentarios cualitativos acerca del comportamiento en velocidad radial de algunas líneas de emisión.

Las velocidades radiales de las emisiones de He I muestran un comportamiento diferenciado entre los singuletes y los tripletes. Las distintas emisiones de los singuletes de He I muestran el mismo patrón de velocidad radial. La curva de velocidad radial de las emisiones de los singuletes de He I tiene prácticamente la misma velocidad baricentral que la de la gigante M y está en antifase con ella. No obstante, se observa una gran dispersión en los puntos, muchos de los cuales presentan grandes $O - C$. Curiosamente, el mejor ajuste obtenido produce un período de 608 días, el cual muestra $O - C$ muy pequeños. Más observaciones, combinadas con el análisis de los flujos, son necesarias para investigar la credibilidad de dicho período.

En cambio, las velocidades radiales de las emisiones de los tripletes de He I muestran un patrón más complicado. En primer lugar se observa que las distintas líneas tienen distintas velocidades baricéntricas, como así también distintas semiamplitudes. Las emisiones de He I $\lambda\lambda$ 4472 y 4713 tienen velocidades baricéntricas

cercanas a la de la gigante M y están claramente en antifase con la misma. Mientras que las emisiones de He I $\lambda\lambda 5876$ y 7065 muestran velocidades baricéntricas positivas y están desfasadas en ~ 0.25 respecto de la curva de velocidad radial de la gigante. En todos los casos, los datos presentan grandes $O - C$ respecto de las curvas de velocidad radial ajustadas.

Algunos perfiles de las emisiones de [O III] muestran una marcada asimetría (**Figura 5.2**). Por este motivo se calculó la velocidad radial del perfil y de sus alas, las cuales en general están en relativamente buen acuerdo (aunque no coinciden como fue observado en AR Pav). Sin embargo, a partir de octubre del año 2000 las diferencias son grandes. Las velocidades de las alas de [O III] fuera de la época de actividad producen un muy buen ajuste orbital (**Figura 5.1**), el cual está desfasado en $\Delta\varphi \sim 0.2$ respecto de la gigante. Los mismos comentarios que se hicieron para las emisiones de [O III] de AR Pav probablemente puedan ser hechos para AE Ara.

No se han detectado absorciones de tipo A/cF en los espectros estudiados de AE Ara.

5.2 RS Ophiuchi

La nova recurrente RS Oph fue descubierta por Fleming [1907] (ver también Pickering [1901]). El sistema contiene una gigante roja evolucionada (Dobrzycka et al. [1996] y referencias) y una componente caliente cuyas erupciones recurren cada 10-20 años (Kenyon [1986]). García [1986] encontró un período de 230 días a partir de 8 mediciones de velocidades radiales. Dobrzycka & Kenyon [1994] obtuvieron la primer solución orbital de la gigante a partir de técnicas de correlación cruzada de espectros echelle centrados en 5200 \AA con una estrella de comparación de tipo espectral M. Sin embargo, algunos de sus espectros correlacionaban mejor con estrellas de tipo espectral A. Ellos encontraron que ambos grupos de velocidades tenían el mismo período (460 días), ajustaron una órbita circular a cada grupo de velocidades y adjudicaron el período encontrado por García [1986] a la combinación de ambos. Las curvas de velocidad radial encontradas por ellos están desfasadas por ~ 0.4 del período y, a partir del análisis de diferentes configuraciones, concluyeron que las absorciones tipo A no están asociadas a ninguna de las dos componentes. Fekel et al. [2000] determinaron una nueva solución para la gigante a partir de espectros en la región $1.6\mu\text{m}$. Su solución tiene una semiamplitud que es casi el doble que la obtenida por Dobrzycka & Kenyon [1994].

RS Oph junto con T CrB, son los principales candidatos entre las novae recurrentes simbióticas a ser progenitores de Supernovas tipo I (Hachisu & Kato [2001] y referencias).

En el estudio de las velocidades radiales de RS Oph se han utilizado además de las obtenidas a partir de los espectros de CASLEO (**Tabla 5.4**), las velocidades publicadas por Dobrzycka & Kenyon [1994] y Fekel et al. [2000]. Cada uno de los

Tabla 5.4: Velocidades radiales de RS Oph de las absorciones de la gigante, las absorciones tipo A y las alas de las emisiones de H. Entre paréntesis se indica el número de líneas utilizadas

DJ 2400000	Fase	M-abs [km s ⁻¹]	A-abs [km s ⁻¹]	alas H α *	alas H β *
51069.47	0.028	-15.3 \pm 5.4 (4)	-28.7 \pm 3.5 (6)	:	-50.0
51324.67	0.590	-55.3 \pm 1.5 (24)	-30.2 \pm 3.7 (4)	-43.0	-36.0
51422.58	0.806	-33.6 \pm 1.4 (9)	-34.4 \pm 1.2 (7)	-53.5	-52.0
51628.86	0.260	-37.5 \pm 1.7 (31)	-42.4 \pm 1.8 (7)	-48.0	-32.5
51629.86	0.263	-39.8 \pm 1.5 (28)	-43.6 \pm 2.4 (7)		
51630.81	0.265	-37.6 \pm 1.8 (27)	-47.2 \pm 0.5 (4)		
51754.66	0.537	-59.4 \pm 3.8 (6)	-29.4 \pm 1.6 (7)	-36.0	-28.0
51790.62	0.617	-52.4 \pm 2.9 (10)	-18.6 \pm 0.7 (7)	-38.6	-30.5
51791.62	0.619	-48.2 \pm 1.1 (42)			
51798.52	0.634	:	:	-38.2	-41.2
51824.50	0.691	-40.8 \pm 1.3 (10)	-32.7 \pm 1.1 (7)	-39.3	-24.1
51827.51	0.698	-40.4 \pm 1.2 (39)			
52016.84	0.115	-19.8 \pm 2.4 (11)	-32.4 \pm 1.5 (7)	-54.9	-52.7
52058.86	0.207	-36.6 \pm 4.3 (9)		-39.5	-60.7
52059.85	0.210	-33.5 \pm 1.2 (36)	:		
52132.58	0.370	-60.7 \pm 1.2 (7)	-41.8 \pm 5.1 (6)	-39.4	-63.1

* Se han sumado los espectros de cada turno de observación

grupos de velocidades fue analizado tanto en forma conjunta como separadamente. Debido a que cada uno de estos datos fueron obtenidos con diferentes telescopios y detectores se han probado diferentes esquemas de peso, los cuales producen prácticamente la misma solución orbital para la gigante M. El esquema finalmente adoptado ha consistido en adjudicar un peso de 1 cuando el error en la velocidad radial es menor que 2 km s⁻¹, un peso de 0.67 cuando el error es entre 2 y 4 km s⁻¹ y un peso de 0.33 para errores mayores a 4 km s⁻¹.

La curva de velocidad radial de la gigante obtenida a partir de los espectros de CASLEO tomados entre setiembre de 1998 y agosto de 2001 (Tabla 5.5) está en buen acuerdo con la obtenida por Fekel et al. [2000], mostrando también una semiamplitud del doble que la obtenida originalmente por Dobrzycka & Kenyon [1994]. Aunque el período orbital encontrado con los datos de CASLEO es un poco menor al obtenido por ellos, la solución orbital encontrada produce residuos más pequeños. Además de la solución circular, se encuentra también una solución elíptica.

La Tabla 5.5 y la Figura 5.3 muestran las soluciones obtenidas combinando

los datos de CASLEO con los publicados por Dobrzycka & Kenyon [1994] y Fekel et al. [2000]. El hecho de que las curvas de velocidad radial obtenidas en este trabajo y en el de Fekel et al. [2000] tengan el doble de la semiamplitud obtenida por Dobrzycka & Kenyon [1994], es consecuencia de que las absorciones medidas en el rango de longitudes de onda de 5200 Å son contaminadas por las absorciones debidas a la actividad de la componente caliente. Esto fue notado en cierta manera por Dobrzycka & Kenyon [1994] cuando señalan que algunos espectros correlacionaban mejor con una estándar de tipo A que con una estándar tipo M. Fekel et al. [2000], señalan además el hecho que las observaciones de Dobrzycka & Kenyon [1994] tienen poca cobertura en las cuadraturas (ver su Figura 8). A esto debe agregarse que en los datos de Dobrzycka & Kenyon [1994] se observa una gran dispersión, sugiriendo también que la diferencia entre las distintas curvas obtenidas se debe más que nada a la contaminación por líneas de absorción en el azul. Lo dicho, sumado al hecho de que tanto las observaciones de Fekel et al. [2000] como las de CASLEO fueron realizadas en el rango rojo e infrarrojo -en el cual la gigante es más visible-, sugiere que la semiamplitud de la curva de velocidad radial de la gigante es probablemente mayor que la obtenida tomando todos los datos disponibles, con un valor más cercano al hallado combinando únicamente los datos de CASLEO con los de Fekel et al. [2000]. No obstante, en el cálculo de los parámetros orbitales se usará la solución obtenida a partir de la totalidad de los datos.

En la solución orbital de la gigante resulta una excentricidad del orden ~ 0.1 . De acuerdo al test de Lucy & Sweeney [1971], tiene un nivel de significancia de 3.49%, el cual expresa una órbita realmente elíptica. Si bien esta excentricidad está presente analizando individualmente cada uno de los conjuntos de datos, el nivel de significancia cambia. Un análisis detallado de cada uno de los conjuntos y sus combinaciones muestra que la excentricidad se hace significativa únicamente cuando se involucran las observaciones de CASLEO, mientras que el nivel de significancia expresa una órbita circular en los otros conjuntos de datos. Teniendo en cuenta la gran dispersión que presentan las velocidades de Dobrzycka & Kenyon [1994], sumado al hecho de que la gran mayoría de las simbióticas con períodos inferiores a los 1000 días tienen órbita circular (Mikołajewska [2003]), más observaciones son necesarias para verificar la realidad de la órbita elíptica. Por los motivos mencionados, de aquí en adelante se adoptará una órbita circular¹ como solución orbital de la gigante.

Se ha medido la velocidad radial de las alas de las emisiones de $H\alpha$ y $H\beta$ (en ninguno de los espectros analizados está presente la emisión de $He\ II\ \lambda 4686$) y sus curvas de velocidad radial están en antifase respecto de la solución obtenida para la gigante. Si bien ambas curvas de velocidad radial ajustan, dentro de los errores, los mismos parámetros (Tabla 5.5), la solución encontrada para $H\beta$ presenta mayor dispersión que la correspondiente a $H\alpha$, lo cual podría ser debido a que los anchos de las gaussianas (ecuación 2.4) con las que se convolucionan la emisión de $H\beta$ son

¹Por razones que serán explicadas más adelante se ha calculado la curva de velocidad radial de la gigante agrupando las observaciones en intervalos de fase 0.1. El test de Lucy & Sweeney [1971] en este caso muestra que la órbita elíptica no es significativa.

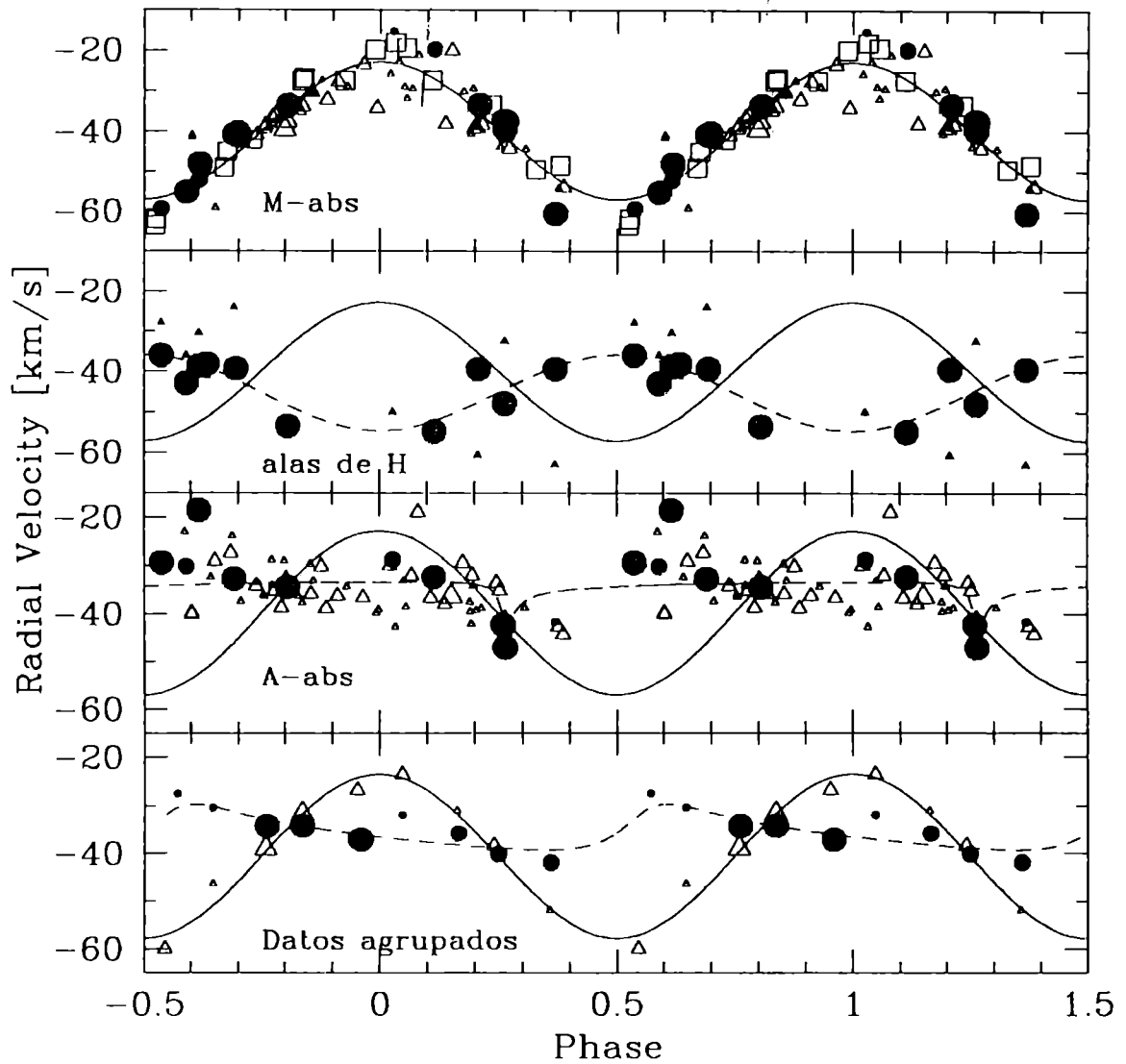


Figura 5.3: Curvas de velocidad radial de RS Oph. Arriba: la gigante M; centro arriba: alas de H α (cículos) y H β (triángulos); centro abajo: las absorciones tipo A; abajo: soluciones de la gigante y las absorciones tipo A con los datos agrupados en intervalos de fase 0.1. En todos los gráficos se repite la solución de la gigante (línea continua). Los símbolos rellenos representan las observaciones de Casleo, los símbolos vacíos los datos de otros autores (los cuadrados, los datos de Fekel et al. [2000] y los triángulos, los datos de Dobrzycka & Kenyon [1994]). El tamaño de los símbolos representan los pesos aplicados (ver texto)

Tabla 5.5: Soluciones orbitales de RS Oph para la gigante, las absorciones tipo A y las alas de H α y H β

Componente	$P[das]$	$\gamma[\text{km s}^{-1}]$	$K[\text{km s}^{-1}]$	e	ω	$T_0^{(2)}$
Gigante						
casleo	434 ± 5	-35.8 ± 0.8	23.5 ± 1.5	0^1	...	51082 ± 9
casleo	438 ± 3	-37.5 ± 0.7	23.5 ± 1.0	0.16 ± 0.03	108 ± 12	50769 ± 12
F00+cas	449 ± 2	-38.4 ± 0.6	20.2 ± 1.0	0^1	...	51058 ± 3
F00+cas	449 ± 1	-39.1 ± 0.5	21.4 ± 0.9	0.15 ± 0.03	151 ± 13	50797 ± 16
todas	454.07 ± 0.59	-39.9 ± 0.5	17.1 ± 0.9	0^1	...	45153.6 ± 6.1
todas	454.35 ± 0.59	-40.5 ± 0.6	18.0 ± 0.9	0.122 ± 0.044	136.4 ± 20.3	44867.4 ± 27.8
<hr/>						
Alas H α	454.07^1	-45.7 ± 1.5	-9.1 ± 2.4	0^1		45267.2^1
Alas H β	454.07^1	-44.6 ± 3.9	-10.1 ± 5.7	0^1		45267.2^1
H α +H β	454.07^1	-45.2 ± 1.8	-9.4 ± 2.7	0^1	...	45267.2^1
<hr/>						
abs A						
	684.20 ± 5.83	-35.2 ± 0.7	5.0 ± 1.0	0^1		45045.3 ± 35.1
	454.07^1	-35.0 ± 0.7	3.0 ± 0.9	0^1	...	45051.0 ± 28.5
	456.24 ± 0.23	-34.2 ± 0.7	7.4 ± 5.1	0.899 ± 0.055	167.6 ± 20.0	44787.8 ± 4.5
	513.44 ± 2.92	-34.3 ± 0.7	6.3 ± 4.0	0.779 ± 0.152	188.3 ± 20.3	44959.7 ± 27.9
	454.35^1	-34.2 ± 0.7	7.0 ± 2.4	0.920 ± 0.038	163.4 ± 22.7	44815.5 ± 1.7
<hr/>						
Agrupados						
Gigante		-40.6 ± 0.9	17.4 ± 1.3			-1.378 ± 0.010
		-40.6 ± 0.7	17.7 ± 1.1	0.136 ± 0.063	163 ± 23	0.077 ± 0.062
abs A		-36.0 ± 1.2	4.1 ± 1.7			-9.618 ± 0.072
		-35.4 ± 1.1	6.0 ± 1.2	0.55^1	252 ± 25	0.072 ± 0.112

(1) adoptado;

(2) Tiempo de máxima velocidad para órbitas circulares y tiempo de pasaje por el periastró para órbitas elípticas

demasiado pequeños porque las alas no están muy extendidas. Por comparación de las varianzas de las velocidades para cada solución, se ha atribuido en la solución conjunta un peso 1 a las velocidades de H α y un peso de 0.4 a las de H β .

Combinando las semiamplitudes de la curva de velocidad radial de la gigante con la obtenida para las alas de las emisiones de H, y suponiendo una órbita circular (Tabla 5.5), se obtiene una razón de masa $q = 0.55 \pm 0.16$, y las masas $M_g \sin^3 i = 0.31 \pm 0.15 M_\odot$ y $M_{cal} \sin^3 i = 0.57 \pm 0.13 M_\odot$ para las componentes gigante y caliente respectivamente. La proyecciones de los semiejes mayores son $A_g \sin i = 0.71 \pm 0.04 UA$ y $A_{cal} \sin i = 0.57 \pm 0.13 UA$ para las componentes gigante y caliente respectivamente.

La explicación más comúnmente aceptada para la naturaleza de las novas recurrentes de largo período (también conocidas como novas recurrentes cuya compañera es una gigante roja) es que ellas son activadas por eventos termónucleares (de aquí en adelante serán referidos como TNR -*thermonuclear runaway*-) en las capas de

materia proveniente de la gigante que la enana blanca está acumulando en su superficie (Starrfield, Sparks & Truran [1985], Kato [1990], Kato [1991] y Hachisu & Kato [2001]). Explosiones recurrentes que se producen con ciclos que van desde una década hasta un siglo requieren una enana blanca muy masiva de masa cercana al límite de Chandrasekhar (Nomoto [1982]). Si bien las explosiones en RS Oph son bien explicadas por el modelo TNR (Anupama & Mikołajewska [1999] y referencias), esto es inconsistente con la luminosidad y temperatura halladas por Dobrzycka et al. [1996], así como con la ausencia de líneas de alta excitación. Anupama & Mikołajewska [1999] atribuyen estas inconsistencias a que la enana blanca se encuentra embebida en una envoltura ópticamente gruesa formada por el viento de la gigante, la cual absorbe los fotones duros. Sin embargo, la naturaleza de la componente caliente permanece aún elusiva.

Suponiendo que la componente caliente en RS Oph es una enana blanca muy masiva - M_{cal} entre 1.2 y 1.4 M_{\odot} , se obtiene que el sistema tiene una inclinación entre 51° y 47° y una masa para la gigante entre 0.67 M_{\odot} y 0.77 M_{\odot} . La inclinación encontrada es consistente con la ausencia de eclipses de la curva de luz en el óptico. La razón de masa obtenida a partir de las curvas de velocidad radial de la gigante y de las alas de hidrógeno, así como la masa de la gigante que se obtiene suponiendo una enana blanca muy masiva con esa inclinación orbital, es muy similar a la obtenida para T CrB por Belczyński & Mikołajewska [1998] a partir del análisis de la curva de luz sintética. Cabe destacar que RS Oph y T CrB son sistemas gemelos entre las estrellas simbióticas con explosiones recurrentes.

Se han medido también las velocidades radiales de las líneas de absorción de tipo A. Sin embargo, el valor medio calculado para cada espectro presenta una gran dispersión. Además en algunas fases el valor medio depende del ión medido. No obstante, aún para un mismo ión las fluctuaciones en las velocidades radiales de un mismo espectro son grandes. Para evitar este tipo de inconvenientes se han utilizado sólo algunas líneas de Ti II, las cuales fueron las más representativas en la obtención de la curva de velocidad radial de las absorciones cF en AR Pav. La mejor solución obtenida para las absorciones de tipo A produce un período de 684 días. Se ha encontrado también una solución que produce el mismo período de la gigante, aunque la función mínima M (ecuación 4.1) es ligeramente más grande. Para ambos períodos las curvas de velocidad radial obtenidas producen excentricidades demasiado altas ($e \sim 0.9$) y $O - C$ grandes. Como ya se ha mencionado, Dobrzycka & Kenyon [1994] obtuvieron una solución circular para las absorciones de tipo A con el mismo período que el obtenido para la gigante. Sin embargo, no fue posible reproducir la solución obtenida por ellos para las absorciones de tipo A. Aún cuando se adopta una órbita circular y un período de 460 días, la semiamplitud que se obtiene es la mitad de la obtenida por ellos y el tiempo de conjunción difiere por 80 días. De hecho, al recalcularse la solución con únicamente sus datos se obtienen prácticamente las mismas soluciones que las obtenidas con todos los datos. A fin de investigar en la ambigüedad de las soluciones encontradas, se ha efectuado una búsqueda del período

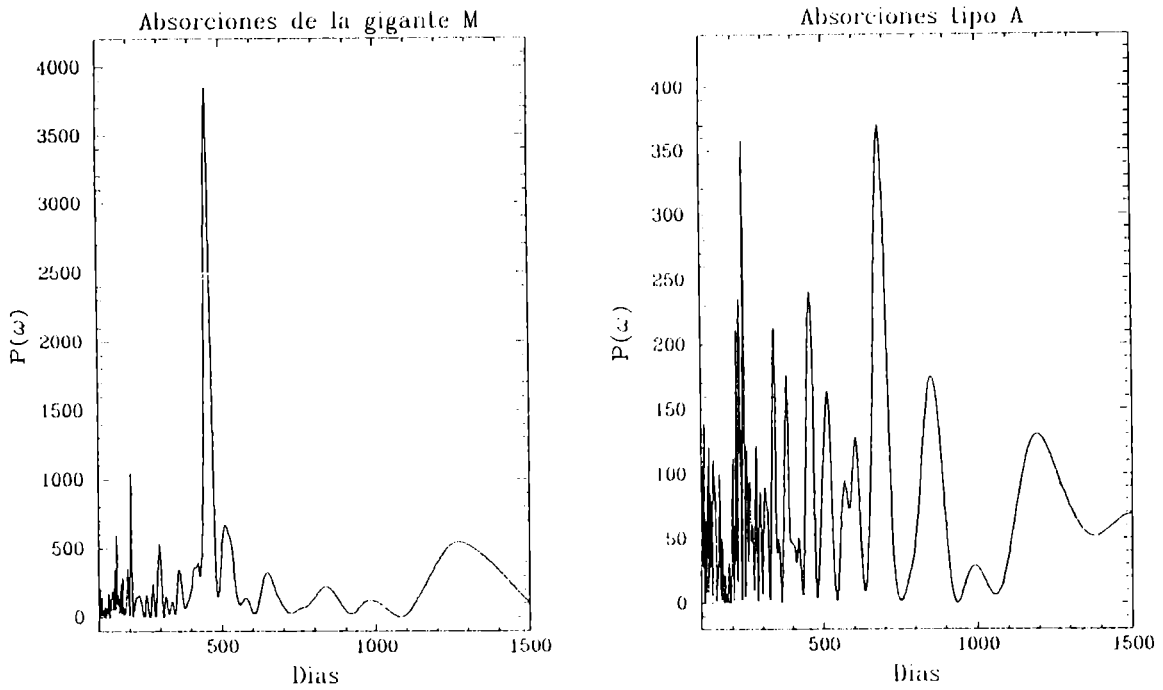


Figura 5.4: Periodograma de las absorciones la gigante (izquierda) y de la absorciones tipo A (derecha)

de las velocidades radiales de la gigante y de las absorciones tipo A. Para ello se ha utilizado el periodograma normalizado de Lomb-Scargle (Horne & Baliunas [1986]) dado por:

$$P(\omega) = \frac{1}{2\sigma^2} \left\{ \frac{[\sum_{j=1}^N (V_j - \bar{V}) \cos \omega(t_j - \tau)]^2}{\sum_{j=1}^N \cos^2 \omega(t_j - \tau)} + \frac{[\sum_{j=1}^N (V_j - \bar{V}) \sin \omega(t_j - \tau)]^2}{\sum_{j=1}^N \sin^2 \omega(t_j - \tau)} \right\} \quad (5.2)$$

donde

$$\bar{V} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N V_i; \quad \sigma^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (V_i - \bar{V})^2; \quad \tan(2\omega\tau) = \frac{\sum_{i=1}^N \sin 2\omega t_j}{\sum_{i=1}^N \cos 2\omega t_j} \quad (5.3)$$

donde ω es la frecuencia angular y $P(\omega)$ el espectro de potencias. La Figura 5.4 muestra que las velocidades radiales de la gigante presentan un claro máximo en el período orbital encontrado de 454 días, mientras que absorciones de tipo A presentan varios máximos con menor amplitud, con el más notable en 686 días (el mismo que el hallado a partir de la solución orbital).

La Figura 5.3 (centro-abajo) muestra la solución obtenida para las absorciones tipo A (notar la gran dispersión de las velocidades produciendo como mejor ajuste

Tabla 5.6: Velocidades radiales de RS Oph de las absorciones de la gigante y las absorciones tipo A promediadas tomando un intervalo de 0.10 en la fase orbital

φ	M-giant	φ	A-abs
0.048	-23.7 ± 1.9 (9)	0.048	-32.0 ± 2.9 (7)
0.163	-31.1 ± 2.6 (9)	0.166	-35.9 ± 1.2 (10)
0.241	-38.4 ± 1.1 (11)	0.249	-40.2 ± 1.4 (9)
0.358	-52.0 ± 2.3 (6)	0.360	-42.0 ± 1.2 (4)
0.545	-60.0 ± 1.8 (4)	0.572	-27.6 ± 2.2 (3)
0.647	-46.4 ± 2.1 (9)	0.647	-30.5 ± 2.6 (8)
0.760	-39.0 ± 0.7 (10)	0.762	-34.3 ± 1.0 (10)
0.837	-31.7 ± 0.9 (13)	0.837	-34.3 ± 0.9 (11)
0.953	-26.9 ± 2.0 (6)	0.960	-37.2 ± 1.0 (5)

prácticamente una recta). En un intento por mejorar esa solución, se ha buscado una solución orbital para la cual se ha adoptado el mismo período que el de la gigante y se han agrupado los datos en intervalos de fase de 0.1. La **Tabla 5.6** muestra las velocidades radiales de la gigante y de las absorciones tipo A agrupadas de esta manera. En estas condiciones se obtienen soluciones con excentricidades algo menores ($e \sim 0.6$), las cuales contienen también errores grandes que pueden ser atribuidos a que se calculan muchos parámetros con sólo diez puntos. A fin de evitar este último inconveniente se probó obtener la solución orbital fijando la excentricidad. Para ello se calcularon varias soluciones variando la excentricidad con paso 0.1 y se eligió la solución que minimiza la ecuación M en la **ecuación 4.2**. De esta forma se ha obtenido un buen ajuste de las velocidades de las absorciones tipo A con una excentricidad de 0.55. Por completitud se ha hecho lo mismo para la gigante (**Tabla 5.5**). En la **Figura 5.3** se observa que la solución de las absorciones tipo A presenta una excentricidad mucho más grande que la curva de la gigante y que se encuentra desfasada en $\Delta\varphi \sim 0.4$ respecto de la gigante

5.3 FN Sagittarii

FN Sgr es una simbiótica tipo S que muestra cambios significativos en la curva de luz visual. Las principales características del sistema han sido resumidas por Kenyon [1986]. El sistema ha registrado tres explosiones en 1924-1926, 1936-1941 y 1996-1998. Barbá et al. [1992] infirieron que la componente caliente es un objeto compacto a partir de las razones de flujo de $H\beta/HeII(\lambda 4686)$, como así también por la presencia de las emisiones de alta excitación de [Fe VII] y la banda Raman $\lambda 6825$. Lo mismo concluyeron Munari & Buson [1994] a partir de análisis de espectros

ultravioletas tomados por el satélite IUE. Ellos además sugieren que la componente caliente está *quemando* hidrógeno proveniente de la gigante. Brandi et al. [2003] encontraron un período de 568.3 días a partir del análisis de la fotometría visual obtenida por la RASNZ.

Las velocidades radiales de FN Sgr (Tabla 5.7) fueron obtenidas en colaboración con la Dra. Brandi. La curva de velocidad de las absorciones de la gigante, obtenida resolviendo la ecuación 4.1, produce un período de 564 ± 4 días y 565 ± 5 días para una órbita circular y elíptica respectivamente. Si bien la solución elíptica produce una función mínima menor en la ecuación 4.2, el error en la excentricidad es del orden de la misma. Además, el nivel de confiabilidad de Lucy & Sweeney [1971] es $\sim 80\%$ para una solución elíptica. Por tal motivo, de aquí en adelante se adoptará una órbita circular para FN Sgr.

El mismo período orbital de 564 días es encontrado para las velocidades de las absorciones tipo A/F y de las alas de He II $\lambda 4686$. Las velocidades radiales de las alas de H α y H β producen un período ligeramente menor (~ 540 y 530 días respectivamente), lo cual pueden ser adjudicado a que las curvas de velocidad radial de ellas presentan una dispersión considerablemente más grande. Los períodos encontrados, así como los tiempos de conjunción espectroscópica, están en excelente acuerdo con el obtenido por Brandi et al. [2003], motivo por el cual se tomará dicho período y se calcularán las soluciones orbitales con la efemérides más precisa dada por ellos:

$$DJMin = 2\,450\,270 (\pm 2) + 568.3 (\pm 0.3) E \quad (5.4)$$

La Tabla 5.8 y la Figura 5.5 muestran las soluciones orbitales para las líneas de absorción de la gigante, las absorciones tipo A/F y las alas de las emisiones de H α , H β y He II $\lambda 4686$. Por completitud, se muestra también la solución elíptica de la gigante.

Las curvas de velocidad radial de las alas de las emisiones de He II ($\lambda 4686$) y de las absorciones de tipo A/F muestran la amplitud más grande y una velocidad baricentral similar a la obtenida para la componente gigante. Además, ellas están en antifase respecto a la solución obtenida para la gigante, lo cual sugiere que son formadas aparentemente en una misma región muy cerca de la componente caliente. El único problema es que ambas soluciones orbitales tienen una significativa excentricidad. Sin embargo, los errores en la excentricidad de las soluciones de las alas de He II son considerablemente grandes y de acuerdo al test de Lucy & Sweeney [1971] la órbita elíptica podría no ser significativa. En cambio, según el mismo test, para las absorciones tipo A/F, la órbita elíptica sí es significativa. El comportamiento de las absorciones tipo A/F es muy similar al descrito para AR Pav, lo cual sugiere que las mismas trazan la órbita de la componente caliente pero serían probablemente formadas en un disco de acreción ópticamente grueso y en una corriente de gas en las cercanías de la componente caliente.

Tabla 5.7: Velocidades radiales de FN Sgr de las absorciones de la gigante, las absorciones tipo A y las alas de las emisiones de H y He II $\lambda 4686$. Entre paréntesis se indica el número de líneas utilizadas

DJ	Fase	M-abs*	A/F abs*	H α	H β	He II
2448117.505	0.212	-46 \pm 5 (22)		-51		
2448201.500	0.360	-47 \pm 3 (9)		-82		
2448204.500	0.365		-75 \pm 2 (71)		-42	-65
2449944.631	0.427	-51 \pm 2 (13)	-42 \pm 2 (137)	-62	-64	-72
2451064.648	0.398	-46 \pm 1 (38)		-69		
2451069.634	0.407	-46 \pm 2 (4)		-57	-55	
2451324.827	0.856	-61 \pm 1 (23)	-34 \pm 1 (59)	-46	-31	-26
2451421.647	0.026	-54 \pm 1 (66)		-64		
2451423.592	0.030	-54 \pm 2 (10)	-54 \pm 1 (87)	-62		-64
2451424.661	0.032	-54 \pm 2 (13)	-52 \pm 1 (88)	-64	-58	-51
2451754.752	0.613	-60 \pm 2 (10)	-32 \pm 1 (68)	-44	-30	-37
2451756.754	0.616	-60 \pm 1 (66)		-44		
2451790.664	0.676	-63 \pm 2 (12)	-30 \pm 1 (51)	-48	-24	-33
2451791.668	0.678	-59 \pm 1 (78)		-35		
2451825.578	0.737	-64 \pm 2 (14)	-30 \pm 1 (55)	-43	-33	-36
2451826.576	0.739	-64 \pm 3 (14)	-31 \pm 1 (59)	-41	-30	-36
2451827.566	0.741	-64 \pm 1 (62)		-45		
2452017.895	0.076	-53 \pm 3 (25)	-56 \pm 2 (134)	-61	-45	-42
2452059.878	0.150	-44 \pm 1 (72)		-58		
2452132.676	0.278	-43 \pm 2 (14)	-74 \pm 2 (91)	-60	-65	-62
2452134.660	0.281	-45 \pm 1 (50)	-72 \pm 2 (125)	-58	-65	-64
2452389.884	0.730	-62 \pm 2 (78)	-33 \pm 2 (36)	-56	-53	
2452527.583	0.973	-56 \pm 2 (33)	-55 \pm 2 (134)	-69	-58	-40
2452529.574	0.976	-52 \pm 2 (29)	-53 \pm 2 (154)	-73	-53	-43
2452531.601	0.980	-51 \pm 1 (119)		-59		

* Velocidades medidas por la Dra. E. Brandi

Adoptando una órbita circular para las velocidades de las absorciones tipo A/F y las alas de He II, se obtiene una solución orbital razonable. Además ambas soluciones están, dentro de los errores, en buen acuerdo. Combinando los dos conjuntos de velocidades se obtiene una solución con una excentricidad mucha menor ($e = 0.149 \pm 0.141$), la cual no es significativa de acuerdo al test de Lucy & Sweeney [1971]. Por tal motivo, de aquí en adelante se considerará que el movimiento de la componente caliente es descrito por la solución circular de las alas de He II y las absorciones tipo A/F.

Combinando las semiamplitudes de las soluciones circulares de la gigante y de la componente caliente (A/F+He II) se obtiene una razón de masas $q = M_g/M_{cal} = 2.0 \pm 0.2$ con masas $M_g \sin^3 i = 0.9 \pm 0.2 M_\odot$ y $M_{cal} \sin^3 i = 0.4 \pm 0.1 M_\odot$ para las componentes gigante y caliente respectivamente. La separación entre las com-

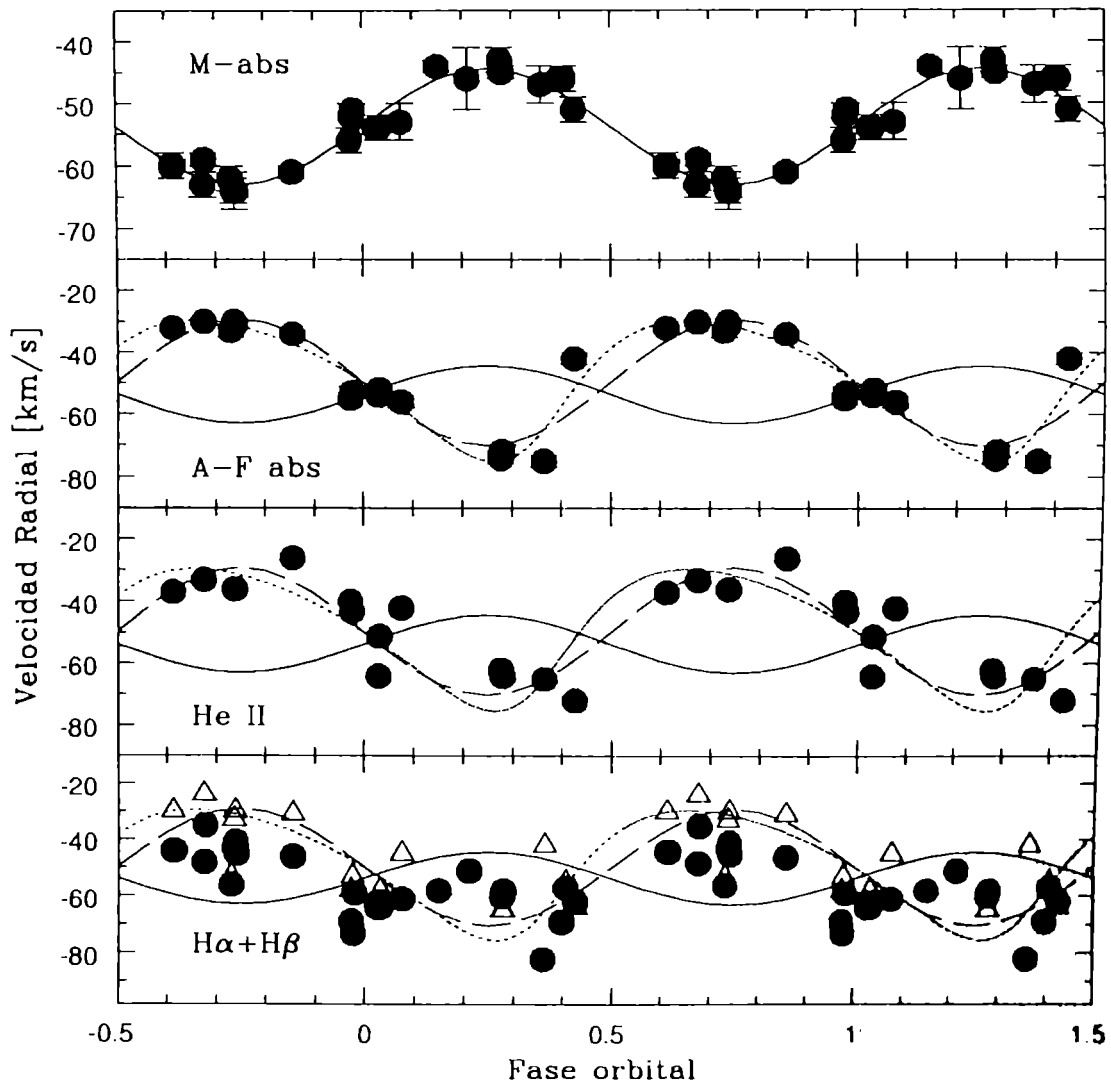


Figura 5.5: Curvas de velocidad radial de FN Sgr. Arriba: la gigante M; centro arriba: las absorciones tipo A/F; centro abajo: alas de He II λ 4686; abajo: alas de H α (círculos) y H β (triángulos). La línea continua repite la solución de la gigante, la línea a trazos la solución circular de las absorciones tipo A/F y la línea punteada repite la solución elíptica de las absorciones tipo A/F

Tabla 5.8: Soluciones orbitales para FN Sgr

Componente	γ [km s ⁻¹]	K [km s ⁻¹]	e	ω [grad]	$T_0^{(1)}$ [DJ24...]	$f(M)$ [M_\odot]	$A \sin i$ [AU]	$\Delta T^{(2)}$ [dias]
M abs	-53.7 ± 0.4	9.3 ± 0.6	0 ⁽³⁾			0.047 ± 0.009	0.48 ± 0.03	0 ⁽³⁾
M abs ⁽⁴⁾	-53.0 ± 0.4	9.5 ± 0.6	0.04 ± 0.07	156 ± 107	47820 ± 170	0.050 ± 0.010	0.46 ± 0.03	0.4
A/F abs	-50.4 ± 1.7	20.6 ± 2.4	0 ⁽³⁾			0.516 ± 0.180	1.07 ± 0.13	0 ⁽³⁾
A/F abs ⁽⁴⁾	-48.8 ± 1.4	22.9 ± 2.2	0.23 ± 0.09	227 ± 24	48195 ± 37	0.653 ± 0.193	0.71 ± 0.07	-5.3
alas He II	-48.7 ± 2.2	17.2 ± 3.1	0 ⁽³⁾			0.300 ± 0.162	0.90 ± 0.16	0 ⁽³⁾
alas He II ⁽⁶⁾	-50.0 ± 2.8	18.6 ± 4.0	0.34 ± 0.22	261 ± 32	47737 ± 59	0.316 ± 0.219	0.42 ± 0.12	42
A/F I He II	-49.6 ± 1.4	19.0 ± 1.9	0 ⁽³⁾			0.405 ± 0.121	0.99 ± 0.10	0 ⁽³⁾
A/F I He II ⁽³⁾	-49.3 ± 1.6	18.8 ± 2.0	0.15 ± 0.14	-109 ± 40	2447683 ± 67	0.392 ± 0.125	0.98 ± 0.10	4.6
alas He I	-56.8 ± 1.8	10.0 ± 2.5	0 ⁽³⁾			0.059 ± 0.044	0.52 ± 0.13	0 ⁽³⁾
alas He I ⁽⁵⁾	-57.5 ± 1.9	12.0 ± 3.1	0.46 ± 0.27	337 ± 28	47791 ± 28	0.071 ± 0.064	0.18 ± 0.09	-59.7
alas He II	-48.2 ± 2.7	13.9 ± 3.6	0 ⁽³⁾			0.159 ± 0.123	0.72 ± 0.19	0 ⁽³⁾
alas He II ⁽⁶⁾	-48.1 ± 3.7	15.2 ± 4.7	0.42 ± 0.40	320 ± 45	47768 ± 80	0.155 ± 0.172	0.27 ± 0.17	-47.7

(1) Tiempo de pasaje por el periastro

(2) $\Delta T = T_{conj. esp.} - T_{eclipse}$

(3) adoptado

(4) solución pesada sin restricciones

(5) solución sin restricciones

ponentes es $A \sin i = 316 R_\odot$.

La curva de velocidad radial de las alas de H β muestra una velocidad baricentral similar a la observada en las absorciones tipo A/F y las alas de He II, aunque la amplitud es algo menor. Además algunos puntos muestran una gran dispersión respecto al valor teórico calculado.

Una dispersión aún mayor es observada en la curva de velocidad radial de H α . Además la velocidad sistémica de H α está desplazada hacia el azul respecto de la de H β . La curva parece tener un máximo/mínimo principal (en antifase con la gigante) y otro secundario. Hay algunos indicios de que la curva de H β (ver **Figura 5.5**) podría tener un comportamiento similar, aunque desafortunadamente la cobertura en fase no es suficiente para asegurarlo.

5.4 KX Triangulii Australis

KX TrA es una simbiótica tipo S, posible candidata a convertirse en una nova simbiótica en un futuro cercano (Feibelman [1991]). La componente gigante ha sido clasificada entre M3 y M6 (Allen [1980], Schulte-Ladbeck [1988], Harries & Howarth [1996b], Mikolajewska, Acker & Stenholm [1997] y Mürset & Schmid [1999]). El espectro ultravioleta de KX TrA indica una temperatura muy alta de la compo-

nente caliente, entre 114 000 y 165 000 K, (Pereira [1995], Mikołajewska, Acker, & Stenholm, [1997], Gutierrez-Moreno, Moreno & Costa [1999]). Las condiciones de alta excitación son también notables en el espectro óptico, el cual es rico en líneas de emisión. Además, el espectro ultravioleta muestra semejanzas con los espectros de algunas simbióticas de tipo D.

KX TrA no tiene período fotométrico conocido. Sólo Harries & Howarth [2000], a partir de 7 observaciones espectropolarimétricas de la banda Raman $\lambda 6825$, han determinado un período de 1347 y 1372 días para una órbita circular y elíptica respectivamente. Por tal motivo, en primer lugar se ha hecho una búsqueda del período con el periodograma de Lomb-Scargle (Horne & Baliunas [1986]) para cada conjunto de velocidades medidas (Tabla 5.9). Los mejores valores obtenidos oscilan entre 1100 y 1300 días para la componente gigante y 1200 y 1500 días para la componente caliente. Luego se calcularon los parámetros orbitales usando los mismos métodos que en las secciones anteriores. Para el cálculo de las curvas de velocidad radial de la gigante se ha adjudicado un peso 1 cuando el error en la velocidad radial es menor que 2 km s^{-1} , 0.67 cuando el error en la velocidad es entre 2 y 4 km s^{-1} y 0.33 para errores mayores a 4 km s^{-1} . A todas las velocidades radiales de las alas se les ha adjudicado el mismo peso.

La curvas de velocidad radial obtenidas para la componente gigante producen períodos de 1282 y 1352 días para la solución circular y elíptica respectivamente. Estos períodos coinciden, dentro de sus respectivos errores, con los hallados por Harries & Howarth [2000]. De acuerdo al test de Lucy & Sweeney [1971], la órbita elíptica es significativa. Es interesante notar que cuatro de los cinco sistemas simbióticos analizados presentan órbitas circulares. Esta proporción se mantiene en los sistemas simbióticos a los que se les ha calculado la curva de velocidad radial y se observa que excentricidades significativas (mayores que 0.1) son encontradas en aquellos sistemas cuyos períodos son más largos que 1000 días (Mikołajewska [2003]). Sin embargo, la órbita circular obtenida ajusta muy bien las velocidades calculadas y son necesarias más observaciones para confirmar la realidad de la solución elíptica. La Tabla 5.10 y la Figura 5.6 muestran las curvas de velocidad radial calculadas.

La curva de velocidad radial para las alas de las emisiones de He II $\lambda 4686$ produce períodos que están en buen acuerdo con los obtenidos para la componente gigante y presentan la mayor semiamplitud. Los parámetros obtenidos tanto para la solución circular como para la solución elíptica son compatibles con la curva de velocidad radial de la componente gigante. Además, la variación de las velocidades radiales con el tiempo parece estar en antifase con las velocidades de la gigante, lo cual sugiere que las velocidades de las alas de He II trazan el movimiento de la componente caliente. El test de Lucy & Sweeney [1971] también indica en este caso que la solución elíptica es significativa.

A fin de obtener los parámetros orbitales del sistema se ha calculado la curva de velocidad radial de las alas de las emisiones He II adoptando el período orbital

Tabla 5.9: Velocidades radiales de KX TrA de las absorciones de la gigante y las alas de las emisiones de H y He II $\lambda 4686$. Entre paréntesis se indica el número de líneas utilizadas

DJ	Fase	M-abs	H α	H β	He II
2448081.62	0.981		-110.9		
2448112.71	0.004			-112.3	-147.9
2448114.71	0.006		-136.4		
2448351.87	0.183			-117.6	-135.4
2449129.74	0.764			-110.5	
2449887.67	0.331	-127.8 \pm 1.6 (20)	-110.2	-113.3	
2449944.51	0.373	-130.1 \pm 1.5 (10)	-114.2	-111.2	-110.3
2450166.82	0.539	-132.9 \pm 2.1 (10)	-123.7	-122.0	-117.1
2450876.88	0.070			-135.0	-142.3
2450880.85	0.073	-119.5 \pm 2.3 (18)	-123.4	-127.6	-134.3
2451066.55	0.212	-121.1 \pm 5.3 (5)	-116.1	-125.8	-130.4
2451239.86	0.341	-125.4 \pm 1.6 (18)	-114.0	-116.7	-118.2
2451324.72	0.405	-131.1 \pm 1.4 (21)	-114.2	-112.4	-113.6
2451421.53	0.477	-131.1 \pm 1.3 (18)	-117.3		
2451422.55	0.478	-133.7 \pm 2.1 (8)	-110.0	-106.8	-108.0
2451628.82	0.632	-125.2 \pm 1.4 (20)	-116.7	-112.2	-110.9
2451629.79	0.633	-125.2 \pm 1.6 (18)	-114.1	-111.1	-110.4
2451630.83	0.634	-125.8 \pm 1.5 (17)	-114.0	-112.3	-109.7
2451795.51	0.757	-121.5 \pm 1.9 (8)	-122.0	-112.6	-113.5
2451798.49	0.759	-122.3 \pm 1.4 (6)	-116.1	-111.1	-110.8
2452017.82	0.923	-118.8 \pm 1.8 (6)	-120.0	-127.2	-143.8

encontrado en la solución orbital de la componente gigante y viceversa. En el caso de las soluciones circulares no se ha encontrado diferencia respecto de cuál período es el adoptado (lo cual es esperable debido a que los períodos encontrados están dentro de los errores) y se observa que las velocidades de la gigante y de las alas de He II están en antifase. La diferencia promedio entre los tiempos de máxima velocidad obtenidos para la gigante y para las alas de He II $\lambda 4686$ es $\Delta\varphi = 0.09$, confirmando la presunción de que las velocidades de las alas de He II representan el movimiento de la componente caliente. Esto además sugiere que la mejor solución orbital podría ser la circular.

En el caso de la solución elíptica la situación no es tan clara. Si bien las curvas obtenidas en cada caso representan bien las observaciones y, dentro de los errores, las excentricidades son las mismas, las curvas están desfasadas considerablemente. Aún cuando se adoptan las excentricidades obtenidas en cada solución, las longitudes y tiempo de pasajes por el periastro obtenidos en cada caso no se corresponden unos a otros. Esto puede ser producido por una insuficiente y despareja distribución de puntos con la fase orbital.

Para evitar los inconvenientes mencionados en el párrafo anterior se ha buscado

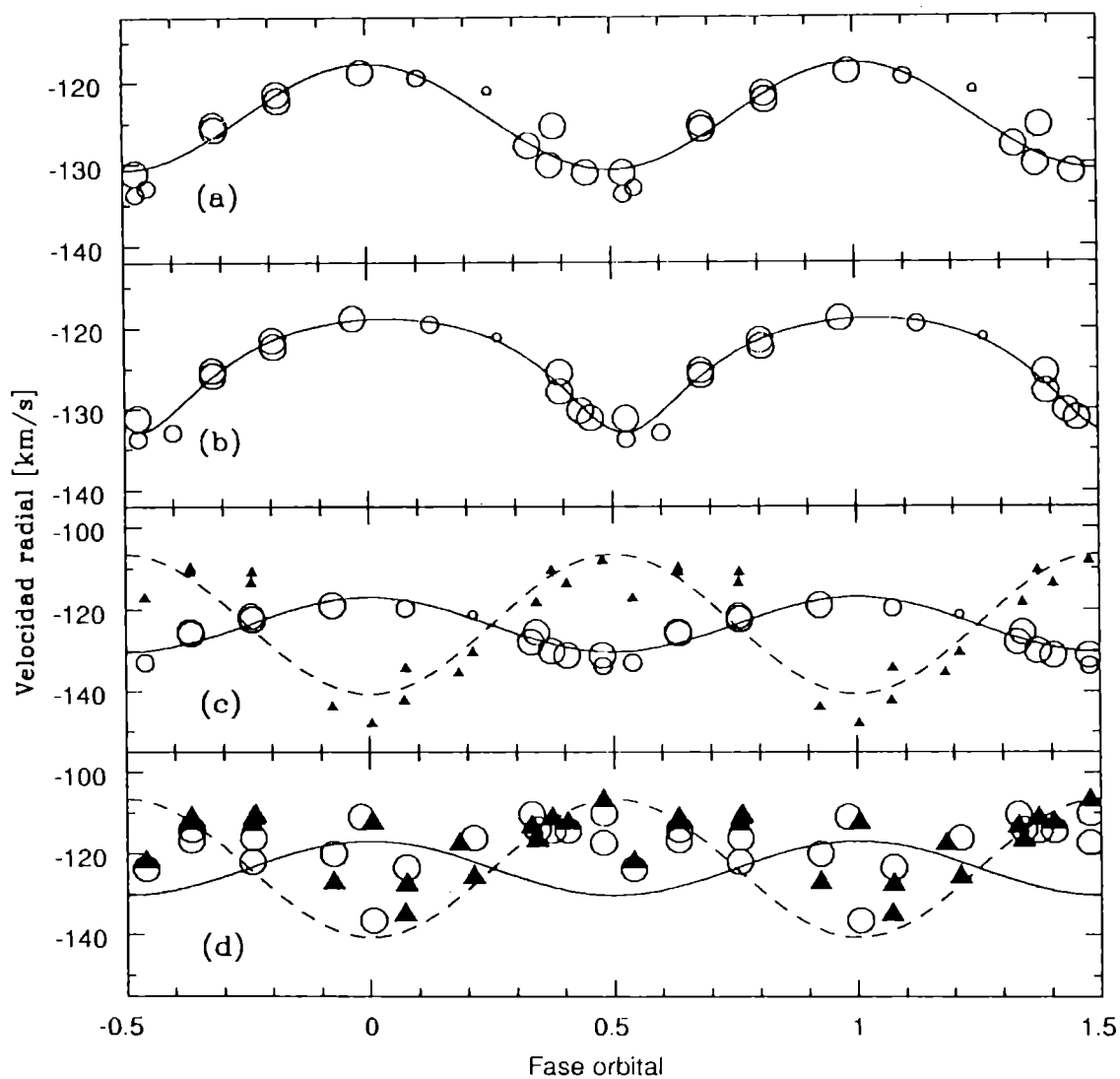


Figura 5.6: Curvas de velocidad radial de KX TrA. En cada cuadro, el tamaño de los símbolos representa los pesos utilizados. (a): solución circular de la gigante M sin restricciones ($P=1285$ días); (b): solución elíptica de la gigante M sin restricciones ($P=1352$ días); (c): solución combinada ($P=1338$ días) de la gigante M (círculos) y de las alas de las emisiones de He II (triángulos). El tamaño de los triángulos está exagerado para una mejor visualización; (d): velocidades de las alas de $H\alpha$ (círculos) y $H\beta$ (triángulos). La línea continua repite la curva de la gigante y la línea a trazos la curva de la componente caliente de la solución combinada

Tabla 5.10: Soluciones orbitales para KX TrA

Component	P [días]	γ [km s ⁻¹]	K [km s ⁻¹]	e	ω [grad]	$T_0^{(1)}$ [DJ21...]	$f(M)$ [M_\odot]	$A \sin i$ [AU]
gigante ⁽³⁾	1285 ± 55	-124.2 ± 0.8	6.5 ± 0.8	0 ⁽²⁾		48176 ± 129	0.037 ± 0.014	0.77 ± 0.10
alas HeII ⁽³⁾	1352 ± 26	-123.7 ± 0.5	7.0 ± 0.6	0.31 ± 0.06	176 ± 18	50058 ± 52	0.048 ± 0.012	0.87 ± 0.08
	1308 ± 19	-122.8 ± 1.3	10.4 ± 2.3	0.41 ± 0.13	141 ± 18	48090 ± 92	0.746 ± 0.258	2.18 ± 0.26
alas II α ⁽³⁾	1373 ± 217	-118.3 ± 2.3	4.4 ± 2.7	0 ⁽²⁾		47273 ± 604		
alas II β ⁽³⁾	1209 ± 48	-117.1 ± 1.4	7.7 ± 2.0	0 ⁽²⁾		47893 ± 120		
alas II β ⁽³⁾	1211 ± 33	-116.3 ± 1.2	11.8 ± 5.8	0.69 ± 0.37	150 ± 22	47195 ± 136		
II α + II β ⁽³⁾	1464 ± 72	-118.7 ± 1.3	5.9 ± 1.6	0 ⁽²⁾		47115 ± 191		
II α + II β ⁽³⁾	1470 ± 56	-118.5 ± 1.4	7.1 ± 1.9	0.38 ± 0.26	212 ± 56	47994 ± 201		
combinada								
gigante	1338 ± 30	-123.6 ± 0.7	6.7 ± 1.0	0 ⁽²⁾		49445 ± 44	0.042 ± 0.019	0.82 ± 0.12
alas HeII			17.1 ± 2.3				0.695 ± 0.281	2.10 ± 0.29
gigante	1357 ± 31	-123.3 ± 0.7	7.0 ± 1.0	0.18 ± 0.10	125 ± 34	49910 ± 113	0.046 ± 0.020	0.59 ± 0.09
alas HeII			16.8 ± 2.3				0.636 ± 0.264	1.41 ± 0.20
alas II α ⁽⁴⁾	1338	-118.1 ± 1.5	4.1 ± 2.0	0 ⁽²⁾		49445		
alas II β ⁽⁴⁾	1338	-117.3 ± 1.5	6.6 ± 2.2	0 ⁽²⁾		49445		
II α + II β ⁽⁴⁾	1338	-117.7 ± 1.0	5.3 ± 1.5	0 ⁽²⁾		49445		

- (1) tiempo de pasaje por el periastro para órbita excéntrica y tiempo de máxima velocidad para órbita circular
- (2) adoptada
- (3) solución sin restricciones
- (4) se adopta el período y tiempo de máxima velocidad obtenidos en la solución combinada circular de la gigante y las alas de las emisiones de He II

una solución única combinando las velocidades radiales de la gigante y las de las alas de las emisiones de He II $\lambda 4686$. A partir de la comparación de las varianzas de las velocidades para cada solución individual, se ha atribuido un peso de 0.11 a las velocidades de las alas de He II, manteniendo el mismo esquema de peso hasta aquí utilizado para la gigante. Las soluciones circular y elíptica encontradas son también mostradas en la Tabla 5.10. Es interesante notar que si bien una gran excentricidad ($e \sim 0.18$) está aún presente, la misma tiene un error muy grande y es considerablemente menor a las excentricidades obtenidas para cada solución individual. De hecho, de acuerdo al test de Lucy & Sweeney [1971] la órbita elíptica no es significativa. Por los motivos mencionados, se adoptará la solución circular, aunque se debe insistir en el hecho de que más observaciones son necesarias para hallar una solución orbital confiable para el sistema.

Combinando las semiamplitudes de la curva de velocidad radial de la gigante y la de las alas de las emisiones de He II, se obtiene una razón de masa $q = 2.55 \pm 0.51$, y masas $M_g \sin^3 i = 1.35 \pm 0.46 M_\odot$ y $M_{cal} \sin^3 i = 0.53 \pm 0.16 M_\odot$ para las componentes gigante y caliente respectivamente, con una separación entre

las componentes A sin $i = 2.92$ UA.

El mejor ajuste de las velocidades radiales de las alas de $H\alpha$ produce un período de 1945 días. No obstante, una solución con una función mínima (M en la ecuación 4.2) ligeramente más grande produce un período de 1372 días que está de acuerdo al encontrado para el sistema. No se ha podido ajustar una solución elíptica a las velocidades de las alas de $H\alpha$. Un comportamiento similar es encontrado para las velocidades de las alas de $H\beta$, produciendo períodos de 1855 y 1209 días. En la Tabla 5.10 se muestran las soluciones que mejor ajustan el período de KX TrA.

Se han ajustado las velocidades radiales de las alas del hidrógeno adoptando el período y el tiempo de máxima velocidad radial encontrados en la solución adoptada para KX TrA, es decir, la solución circular obtenida combinando las velocidades radiales de la gigante y las de las alas de He II $\lambda 4686$. La solución obtenida produce velocidades baricentrales desplazadas hacia el rojo por $\sim 5 \text{ km s}^{-1}$ respecto de la velocidad sistémica del sistema, está en antifase respecto de la gigante y tiene una semiamplitud muy inferior a la obtenida para la componente caliente.

Algunos perfiles de emisión de $H\alpha$ (Figura 5.7) presentan una absorción central que varía tanto en la ubicación como en su profundidad. Además, en los perfiles en que esta estructura está presente, en ocasiones el pico rojo es el más intenso y en otras lo es el azul. Desafortunadamente, algunos perfiles están saturados y no se puede establecer algún tipo de variación de los mismos con la fase orbital. Las alas también son asimétricas, incluso en aquellos perfiles que no presentan absorción central. Los perfiles de $H\beta$ no presentan absorción central, aunque la gran asimetría en algunos de ellos podría indicar algún tipo de absorción sin resolver. Como se observa en $H\alpha$, las alas son también asimétricas.

Según lo mencionado en el párrafo anterior no es de esperar que las alas de las emisiones de hidrógeno tracen el movimiento de la componente caliente. Esto es debido a que la asimetría podría estar indicando contaminación en las alas debida a la presencia de materia circunestelar o a una mancha caliente donde la corriente impacta el disco o nebulosa que rodea la componente caliente (Shafter [1983]). Al ser las alas de los perfiles de He II $\lambda 4686$ simétricos, esta dificultad no aparece y las velocidades radiales trazan el movimiento de la componente caliente.

No se han encontrado absorciones de tipo A/cF en los espectros de KX TrA.

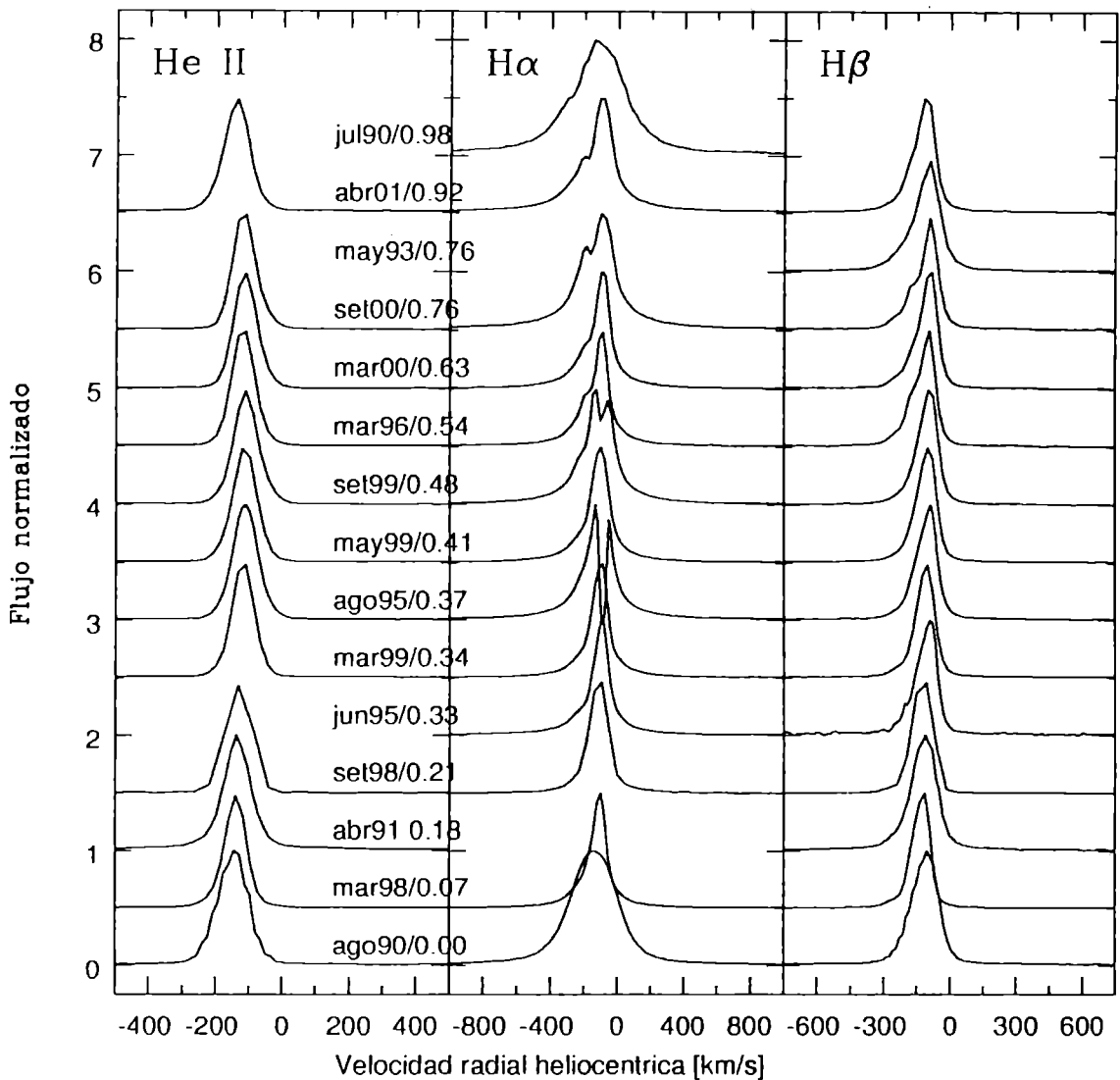


Figura 5.7: Perfiles de las emisiones de He II λ 4686, H α y H β KX TrA. El continuo fue sustraído y cada perfil fue normalizado al máximo de intensidad. Los perfiles están desplazados verticalmente por 0.5 para una mejor visualización

Capítulo 6

Conclusiones

En el presente trabajo se ha realizado un estudio espectroscópico y polarimétrico del sistema simbiótico AR Pav. Este es el primer estudio sistemático que se ha hecho en alta resolución y ha sido posible gracias a la paciente recopilación de datos observacionales del grupo de “Sistemas Simbióticos y Objetos Relacionados” de la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de La Plata.

Del análisis realizado se pueden destacar las siguientes conclusiones:

- Se han determinado las curvas de velocidad radial de la componente gigante y, por primera vez, de la componente caliente del sistema. A partir de ellas se han derivado los parámetros orbitales y masas de $M_g \sin^3 i = 2.5 \pm 0.5 M_\odot$ y $M_{cal} \sin^3 i = 1.0 \pm 0.1 M_\odot$ para las componentes gigante y caliente, respectivamente. La solución encontrada para la gigante es similar a la que obtuvieron Schild et al. [2001]. Pero la masa encontrada para la componente caliente es significativamente distinta a la publicada en trabajos anteriores. Las masas obtenidas están dentro de los rangos típicos entre las estrellas simbióticas (entre 0.6 y $3.2 M_\odot$ para la gigante, 0.4 y $0.8 M_\odot$ para la componente caliente). Es destacable que la componente caliente de AR Pav es una de las enanas blancas más masivas entre los sistemas simbióticos.
- La componente fría de AR Pav sería una gigante de tipo espectral M6 III, con una temperatura efectiva de $3240 K$, un radio de $130 R_\odot$ y una luminosidad de $1670 L_\odot$. Los dos últimos valores surgen de suponer una inclinación orbital de 90° , y son por lo tanto límites inferiores. Si este fuera el caso, la gigante no llenaría su lóbulo de Roche. Si la inclinación fuera de 70° , lo cual es posible porque los eclipses no son totales, la gigante llenaría su lóbulo de Roche.

Debe señalarse además que la componente caliente produciría un calentamiento del hemisferio de la gigante que la enfrenta, lo cual pone de manifiesto las dificultades e incertezas en derivar el tipo espectral de la gigante en base a espectroscopía en el rango óptico.

Además se han encontrado indicios de variabilidad en la tasa de pérdida de masa de la gigante.

- La componente caliente sería una enana blanca con una temperatura de 120 000 K , y una luminosidad de $2.650 L_{\odot}$.

El modelo para AR Pav tradicionalmente más aceptado hasta ahora fue aquel que contiene una estrella de secuencia principal como componente caliente (Kenyon & Webbink [1984], Skopal [2003]). Nótese sin embargo que, además de las razones dadas en este trabajo para descartar la estrella de secuencia principal, el trabajo de Kenyon & Webbink [1984] es muy criticado por Mürset & Nussbaumer [1991] (ver la **Introducción**), mientras que el trabajo de Skopal [2003] requiere, para reproducir las observaciones, una excesiva tasa de acreción, aún considerando que la gigante llena su lóbulo de Roche.

- Las regiones de formación de las emisiones permitidas se ubicarían principalmente en las cercanías de la componente caliente. Las emisiones de He II se formarían en una región más cercana a la componente caliente que las emisiones de He I. La nebulosa de He I rodearía a la totalidad del sistema. En este sentido, la estratificación propuesta por Thackeray [1959] sería relativa ya que es observada en las cercanías de la componente caliente pero deja de ser válida en la totalidad del sistema.
- Las absorciones tipo cF se formarían en el borde del disco y/o envoltura, aunque hay fuertes indicios que durante las épocas de actividad se formarían principalmente en la región donde la corriente gaseosa proveniente de la gigante se encuentra con el borde externo de un disco de acreción o de una envoltura extendida alrededor de la componente caliente. Esta región podría ser inestable y asimétrica, siendo además muy afectada por la actividad de la componente caliente. Por ello las mencionadas absorciones no serían buenos trazadores del movimiento de la componente caliente en AR Pav.
- El sistema estaría rodeado por una significativa cantidad de hidrógeno neutro, con mayor concentración cerca de su plano orbital. Esta nebulosa sería la principal responsable de la profunda absorción central observada en los perfiles de hidrógeno de la serie de Balmer. Sin embargo, no debe descartarse algo de contribución en la autoabsorción proveniente del disco de acreción que rodea a la componente caliente. En este sentido, espectros de mayor resolución espectral son necesarios para analizar el núcleo de la absorción (nótese aquí la presencia de perfiles tipo P-Cygni en las líneas de Fe II cuando se observa con muy alta resolución).

- Las emisiones prohibidas se formarían en una región muy extendida y de baja densidad. Esto es inferido a partir del hecho de que la región de formación de [O III] es menos inferida por el eclipse. Las velocidades radiales de [O III] sugieren que muy probablemente se trataría de una nebulosa bipolar, lo cual también es sugerido por la presencia de una estructura de doble pico en sus perfiles cuando es observado en muy alta resolución.
- Se ha comprobado que AR Pav tiene polarización intrínseca, la cual estaría asociada al movimiento orbital. Sin embargo, en ocasiones, el valor de la polarización muestra una gran dispersión en fases muy cercanas, la cual no puede ser atribuída al movimiento orbital. Estas variaciones podrían ser atribuídas a la creación y destrucción de granos de polvo o asimetrías en la nebulosa debidas a la estructura de ionización del viento y/o producidas por una gigante gravitacionalmente distorsionada.
- La distancia al sistema sería de 6 kpc. Debe notarse, sin embargo, que la determinación de la distancia se ha utilizado el índice de color ($V - I$), el cual puede estar subestimado por la contribución en el azul de la componente caliente. Se ha determinado para el sistema un enrojecimiento de $E_{B-V} = 0.29$, siendo el enrojecimiento de origen interestelar de sólo $E_{B-V} = 0.05$.

Además de las características mencionadas deben hacerse algunas observaciones. La primera de ellas es importante para hallar los parámetros orbitales de los sistemas simbióticos en el futuro. En este trabajo se ha encontrado que el movimiento de la componente caliente puede ser trazado en forma favorable a partir de las velocidades radiales de las alas de las emisiones de H y/o He II $\lambda 4686$. El método tiene la ventaja de no requerir ajustes de distintas componentes al perfil, las cuales a veces pueden ser artificiales. Además, se ha aplicado el método con éxito a otras cuatro simbióticas, por lo que se pueden esperar avances significativos en el conocimiento de las curvas de velocidad radial de la componente caliente en muchos sistemas. A esto debe agregarse, que el estudio del ancho de las alas permite obtener una cota superior y una inferior al radio de la componente caliente (o de la nebulosa más interna que la rodea).

La segunda observación tiene que ver con las épocas de actividad de AR Pav. La componente caliente de AR Pav es una de las más activas entre los sistemas simbióticos, tal como es sugerido por las grandes variaciones observadas en la curva de luz de un ciclo a otro. Espectroscópicamente, es claro que la actividad del sistema afecta las absorciones tipo cF, las emisiones de [O III] y, en menor medida, las emisiones permitidas de He I. En particular, la actividad del sistema estaría directamente relacionada con la presencia y la profundidad de las absorciones tipo cF, tal como se observa en los sistemas simbióticos que muestran erupciones múltiples. Sin

embargo, a diferencia de estos últimos, en AR Pav el espectro tipo cF se mantuvo visible, aunque menos intenso, desde 1953 a 1973 (Thackeray & Hutchings [1974]), así como durante las observaciones analizadas en este trabajo (entre 1990 y 2000). A esto debe agregarse que un continuo azul mostrando una alta temperatura estuvo presente en las observaciones obtenidas por el IUE entre 1980 y 1982 (Hutchings et al [1983]). Desafortunadamente, no se disponen de espectros ópticos de esa época para saber si las absorciones tipo cF estuvieron presentes también. Esto lleva a concluir que, aparentemente, AR Pav permanece en actividad la mayor parte del tiempo, lo cual probablemente esté relacionado con un proceso de acreción variable.

En este punto puede ser conveniente resaltar algunas propiedades que AR Pav tiene en común con las estrellas SX Cas y RX Cas -las cuales parecen tener una componente que acumula masa proveniente de su compañera, estando a su vez rodeada por una envoltura ópticamente gruesa que produce un espectro tipo A/F y con una intensa emisión nebulosa de un plasma circunestelar. En estas estrellas, hay una fuerte evidencia de que esta envoltura se forma en un disco de acreción ópticamente grueso, particularmente en la región externa donde se encuentra con la materia proveniente de su compañera (Andersen et al. [1988] y referencias). Kenyon & Webbink [1984] propusieron la misma interpretación para las épocas de actividad de AR Pav, CI Cyg y otros pocos sistemas. El análisis de las absorciones tipo cF, así como el comportamiento de varias líneas de emisión, se ajustan a esta interpretación. Naturalmente hay grandes diferencias entre un sistema simbiótico y las estrellas SX Cas y RX Cas. La principal diferencia es que las emisiones de He II $\lambda 1640$, $\lambda 4686$ están ausentes en las dos últimas estrellas y son muy intensas en AR Pav y otros sistemas simbióticos, estando sólo ausente en estos últimos durante las explosiones más fuertes. Esta diferencia puede ser atribuida a la distinta naturaleza de la estrella que acumula el material: una estrella de secuencia principal tipo B en las estrellas SX Cas y RX Cas y estrellas de baja masa ($M_{cal} \leq 1 M_{\odot}$), muy calientes y generalmente degeneradas para los sistemas simbióticos. Además, AR Pav y SX Cas tienen curvas de luz muy complejas y variables, las cuales pueden ser explicadas por inestabilidades en un disco de acreción y/o variaciones en la transferencia de masa y en el material circunestelar. Además, la polarización en AR Pav sugiere también una compleja envoltura circunestelar.

Nótese también que las características mencionadas no son exclusivas de AR Pav sino de los sistemas simbióticos en general que presentan explosiones múltiples. Además de los ya mencionados Z And, YY Her, AX Per, y CI Cyg, en este trabajo se han encontrado comportamientos similares para FN Sgr y para la nova recurrente RS Oph. Por esto, sería útil investigar la posibilidad de que las simbióticas con explosiones múltiples contengan gigantes distorsionadas gravitatoriamente y una componente caliente rodeada por un disco de acreción, al menos en sus épocas de actividad (Mikołajewska et al. [2002a]).

Un último comentario debe hacerse acerca de las absorciones tipo A/F. Algunos autores las consideran buenos trazadores del movimiento de la componente caliente. Sin embargo, de los tres objetos analizados en este trabajo que presentan esta ca-

racterística espectral, sólo en FN Sgr se ha mostrado eficiente. Este resultado no es en realidad sorprendente, ya que dichas líneas fueron usadas con éxito en sólo dos objetos: AX Per y BX Mon (Mikołajewska & Kenyon [1992a] y Dumm et al. [1998], respectivamente). A esto debe agregarse que en el caso de BX Mon fue calculada a partir de sólo dos observaciones (ya que supusieron que su curva de velocidad radial está en antifase con la gigante, de modo que sólo calcularon la semiamplitud). De acuerdo a lo desarrollado en este y otros trabajos es claro que estas absorciones están relacionadas con la componente caliente. Sin embargo, deberían ser tenidas en cuenta todas las consideraciones analizadas en los párrafos anteriores antes de calcular parámetros orbitales a partir de este tipo de absorciones. No obstante, los resultados obtenidos en este trabajo (y se pone particular énfasis en que sólo tres sistemas que presentan este tipo de absorciones han sido analizados) indican que aún con todas las desventajas, la semiamplitud calculada es del orden de la obtenida para sus respectivas componentes calientes, por lo que pueden ser utilizadas para obtener una estimación aproximada de los parámetros orbitales cuando no se disponen de otras características que reflejen mejor el movimiento de la componente caliente.

Algunos comentarios pueden ser hechos respecto al análisis de los datos polarimétricos para AR Pav. Los resultados obtenidos a partir del modelo de Brown, McLean & Emslie [1978] son consistentes con sus características fotométricas y espectroscópicas. Sin embargo, el mismo método utilizado en este trabajo y aplicado a otras binarias simbióticas de períodos conocidos, dan resultados discordantes (Brandi et al [2004]), lo cual concuerda con las críticas que hacen Manset & Bastien ([2000], [2001], [2003]) al modelo de Brown, McLean & Emslie [1978]. En este sentido, parece claro que toda información polarimétrica debe ser complementada con observaciones fotométricas y espectroscópicas, así como con mejores modelos que ayuden a interpretarlas.

AR Pav es un objeto que merece ser estudiado en otros rangos de longitudes de onda, cada uno de los cuales da información sobre las distintas componentes del sistema. Particularmente importante es obtener una curva de luz en la banda infrarroja I, a fin de detectar posibles efectos provocados por distorsión gravitatoria y de esta manera indagar en la forma en que la gigante transfiere masa a la componente caliente. Observaciones en mm, cm y radio pueden proveer información acerca de la tasa de pérdida de masa y de la geometría de la región ionizada. Estudios de alta resolución en el óptico y el ultravioleta pueden contribuir a analizar las abundancias relativas en la nebulosa y, de esta manera, detectar si la gigante es una gigante normal o una gigante de muy baja metalicidad, como sugieren las absorciones de Ca II en el rango de longitudes de onda del infrarrojo. Finalmente, observaciones en el lejano ultravioleta pueden proveer información sin algunas simplificaciones que son necesarias hacer en el óptico. En este aspecto, nótese que AR Pav ha sido observada con el IUE. Sin embargo, todos los espectros obtenidos son de baja resolución y casi todos ellos obtenidos en las cercanías del eclipse. Espectroscopía de alta resolución

en el ultravioleta podría contribuir al estudio de la componente caliente, además de verificar la presencia de una estructura bipolar.

Finalmente y no menos importante, en este trabajo se han obtenido las curvas de velocidad radial de las dos componentes para los sistemas simbióticos AE Ara, FN Sgr, RS Oph y KX TrA. En el último caso es la primera vez que se obtiene un período espectroscópico. No ha sido objetivo de este trabajo indagar más allá de los parámetros orbitales de dichos sistemas, sin embargo estos resultados son importantes para cualquier futura investigación de los mismos.

Si bien no era un objetivo de esta tesis, el presente trabajo ha probado la utilidad de encarar un plan de observación de sistemas simbióticos en CASLEO. Por un lado, la disponibilidad de tiempo de observación a lo largo de más de diez años ha permitido reunir la cantidad de datos adecuados para las escalas de tiempo del fenómeno simbiótico. Por otro lado, la resolución del espectrógrafo REOSC en dispersión cruzada ha mostrado ser suficiente para la obtención de parámetros orbitales en sistemas de largo período como las binarias simbióticas.

Bibliografía

- [1978] Allen, D. A., 1978, en IAU Coll. N° 45, "Changing Trends in Variable Star Research", Hamilton, New Zealand, p. 125
- [1980] Allen, D. A., 1980, MNRAS, 192, 521
- [1988] Andersen, J., Nordström, B., Mayor, M., Polidan, R.S. 1988, A&A 207, 37
- [1974] Andrews, P. J. 1974, MNRAS, 167, 635
- [1982] Andriolat, Y., 1982, The Nature of Symbiotic Stars, Eds Friedjung and Viotti, Astrophysics and Space Science Library, Vol 95, p 47
- [1997] Anupama, G. C., 1997, en Physical processes in symbiotic binaries, ed. J. Mikołajewska (Copernicus Found. for Polish Astronomy, Warsaw), p. 117
- [1999] Anupama, G. C., Mikołajewska, J., 1999, A&A, 344, 177
- [1992] Barbá, R., Brandi, E., García, L. G., Ferrer, O. E., 1992, PASP, 104, 330
- [1994] Barbá, R., 1994, Tesis Doctoral, Universidad Nacional de La Plata
- [1990] Barbon, R., Benetti, S., Cappellaro, E., Rosino, L., Turantto, M., 1990, A&A, 237, 79
- [1998] Belczyński, K., Mikołajewska, J., 1999, MNRAS, 296, 77
- [1932] Berman, L., 1932, PASP, Vol. 44, No. 261, 318
- [1989] Bessell, M. S., Brett, J. M.; Wood, P. R., Scholz, M. 1989, A&ASS, 77, 1
- [1985] Boyarchuk, A. A., 1985, en Proc. ESA Workshop: Recent Results on Cataclysmic Variables, p97
- [2000] Brandi, E., Garcia, L. G., Pirola, V., Scaltriti, F., Quiroga, C. 2000, A&ASS, 145, 197
- [2003] Brandi, E., Mikołajewska, J., Quiroga, C., Kulczycki, K., Belczynski, K., Ferrer, O. E., Garcia, L. G., Pereira, C. B., 2003, en Symbiotic stars probing stellar evolution, eds Corradi, R. L. M., Mikołajewska, J. and Mahoney T., J., ASP Conference Series, Vol 303, p. 105

- [2004] Brandi, E., García, L. G., Quiroga, C., Ferrer, O. F., 2004, en preparación
- [1973] Bromage, G. E., Nandy, E., 1973, *A&A*, 26, 17
- [1978] Brown, J. C., McLean, I. S., Emslie, A. G., 1978, *A&A*, 68, 415
- [1994] Bruch, A., Niehues, M., Jones, A.F. 1994 *A&A*, 287, 829
- [1982] Burstein, D., Heiles, C., 1982, *AJ*, 87, 1165
- [1933] Cannon, A. J., 1933, *Bull. Harv. Coll. Obs.* N° 891
- [1982] Chaffee Jr, F. H., White, R. E., 1982, *ApJSS*, 50, 169
- [1997] Corradi, R. L. M., Schwarz, H. E., 1997, en *Physical processes in symbiotic binaries*, ed. J. Mikołajewska (Copernicus Found. for Polish Astronomy, Warsaw), p. 147
- [1999] Corradi, R. L., M., Ferrer, O. E., Schwarz, H. E., Brandi, E., García, L., 1999, *A&A*, 348, 978
- [1955] Crawford, J. A., 1955, *ApJ*, 121, 71
- [1980] Daniel, J. Y., 1980, *A&A*, 87, 204
- [1977] Davidsen, A., Malina, R., Bowyer, S., 1977, *ApJ*, 211, 866
- [1991] de Freitas Pacheco, J. A., Maciel, W. J., Costa, R. D. D., Barbuy, B., 1991, *A&A*, 250, 159
- [1989] Díaz, A. I., Terlevich, E., Terlevich, R., 1989, *MNRAS*, 239, 325
- [1994] Dobrzycka, D., Kenyon, S. J. 1994, *AJ* 108, 2259
- [1996] Dobrzycka, D., Kenyon, S.J., Proga, D., Mikołajewska, J., Wade, R. A., 1996, *AJ* 111, 2090
- [1995] Dougherty, S. M., Bode, M. F., Lloyd, H. M., Davis, R. J., Eyres, S. P.
- [1986] Drissen, L., Lamontagne, R., Moffat, A. F., Bastien, P., Seguin, M., 1986, *ApJ*, 304, 188
- [1998] Dumm, T., Mürset, U., Nussbaumer H., Schild, H., Schmid, H. M., Schmutz, W., Shore, S. N., 1998, *A&A*, 336, 637.
- [1998] Dumm, T., Schild, H., 1998, *New Astron.*, 3, 137
- [1983] Eggleton, P. P., 1983, *ApJ*, 268, 368
- [1991] Feibelman, W. A., 1991, *ApJ*, 375, 335

- [2000] Fekel, F. C., Joyce, R. R., Hinkle, K. H., Skrutskie, M. F. 2000, *AJ*, 119, 1371.
- [2001] Fekel, F.C., Hinkle, K.H., Joyce, R.R., Skrutskie, M.F. 2001, *AJ*, 121, 2219
- [2003] Fekel, F.C., Hinkle, K.H., Joyce, R.R., 2003, en *Symbiotic stars probing stellar evolution*, eds Corradi, R. L. M., Mikołajewska, J. and Mahoney T., J., *ASP Conference Series*, Vol 303, p. 113
- [1978] Ferland, G. J., Shields, G. A., 1978, *ApJ*, 226, 172
- [1907] Fleming, W. P. 1907, *Ann. Harv. Coll. Obs.*, 47, 1
- [1986] García, M., 1986, *AJ*, 91, 1400
- [2002] Gawryszczak, A.J., Mikołajewska, J., Różyczka, M. 2002, *A&A*, 385, 205
- [1982] Gilliland, R. L., 1982, *ApJ*, 258, 576
- [1973] Glass, I. S., Webster, B. L., 1973, *MNRAS*, 165, 77
- [2001] Greiner, J., Cuby, J. G., McCaughrean, M. J., Castro-Tirado, A. J., Mennickent, R. E., 2001, *A&A*, 373, L37
- [1999] Gutierrez-Moreno, A., Moreno, H., Costa, E., 1999. *PASP*, 111, 571
- [2001] Hachisu, I., Kato, M., 2001, *ApJ*, 558, 323
- [1994] Hamann, F., 1994, *ApJSS*, 93, 485
- [1992] Hamuy, M., Walker, A. R., Suntzeff, N. B., Gigoux, P., Heathcote, S. R., Phillips, M. M., 1992, *PASP*, 104, 533
- [1994] Hamuy, M., Suntzeff, N. B., Heathcote, S. R., Walker, A. R., Gigoux, P., Phillips, M. M., 1994, *PASP*, 106, 566
- [1996a] Harries, T. J., Howarth, I. D., 1996, *A&A*, 310, 235
- [1996b] Harries, T. J., Howarth, I. D., 1996, *A&ASS*, 119, 61
- [2000] Harries, T. J., Howarth, I. D., 2000, *A&A*. 361, 139
- [1975] Herbig, G. H., 1975, *ApJ*, 196, 129
- [1993] Herbig, G. H., 1993, *ApJ*, 407, 142
- [2001] Hilditch, R. W., 2001, *An Introduction to close binary stars*, Cambridge University Press
- [1934] Hogg, F. S., 1934, *Publ. AAS*, 8, 14

- [1997] Hollis, J. M., Pedelty, J. A., Lyon, R.G., 1997, *ApJL*, 482, 85
- [1986] Horne, J. H., Baliunas, S. L., 1986, *ApJ*, 302, 757
- [1998] Huang, R. Q., Yu, K. N., 1998, *Stellar Astrophysics*, Springer-Verlag Singapore
- [1987] Humer, D. G., Storey, P. J., 1987, *MNRAS*, 224, 801
- [1982] Hutchings, J.B., Cowley, A.P., 1982, *PASP*, 94, 107
- [1983] Hutchings, J.B., Cowley, A.P., Ake, T.B., Imhoff, C.L. 1983, *ApJ*, 275, 271
- [1982] Iben, I. Jr, 1982, *ApJ*, 259, 244
- [1981] Iijima, T., 1981, en *Photometric and Spectroscopic Binary Systems*, eds E. B. Carling, Z. Kopal, Reidel, p. 517
- [2000] Ikeda, Y., Tamura, S. 2000, *PASJ*, 52, 589
- [1993] Ivison, R., J., Bode, M. F., Evans, A., Skopal, A., Meaburn, J., 1993, *MNRAS*, 264, 875.
- [1994] Ivison, R.J., Bode, M.F., Meaburn, J. 1994, *A&ASS*, 103, 201
- [1980] Kafatos, M., Lynch, J. P., 1980, *ApJSS*, 42, 611
- [1990] Kato, M., 1990, *ApJ*, 355, 277
- [1991] Kato, M., 1991, *ApJ*, 369, 471
- [1984] Kenyon, S.J., Webbink, R.F. 1984, *ApJ*, 279, 252
- [1986] Kenyon, S. J., 1986 *The Symbiotic Stars* (Cambridge University Press, Cambridge)
- [1986] Kenyon, S. J., García, M. R., 1986, *AJ*, 91, 125
- [1987] Kenyon, S. J., Fernández Castro, T., 1987, *AJ*, 93, 938
- [1988] Kenyon, S. J., Fernández Castro, T., Stencel, R. E., 1988, *AJ* 95, 1817
- [1991] Kenyon, S.J., Oliverson, N.A., Mikołajewska, J., et al. 1991, *AJ*, 101, 637
- [1993] Kenyon, S. J., Mikołajewska, J., Mikołajewski, M., Polidan, R. S., Slovak, M. H., 1993, *AJ*, 103, 1573
- [1995] Kenyon, S., Hartmann, L., 1995, *ApJ*, 101, 117
- [1967] Kippenhahn, R., Weigert, A., 1967, *Zts.f.Ap.*, 65, 251

- [1990] Kippenhahn, R., *Stellar Structure and Evolution*, Eds Springer-Verlag. Londres.
- [1958] Kraft, R. P. 1958, *ApJ*, 127, 620
- [1971] Lucy, L. B., Sweeney, M. A., 1971, *ApJ*, 76, 544
- [2000] Manset, N., Bastien, P., 2000, *AJ*, 120, 413
- [2001] Manset, N., Bastien, P., 2001, *AJ*, 122, 2692
- [2003] Manset, N., Bastien, P., 2003, *AJ*, 125, 3274
- [1998] Mastrodemos, N., Morris, M. 1998, *ApJ*, 497, 303
- [1999] Mastrodemos, N., Morris, M. 1999, *ApJ*, 523, 357
- [1937] Mayall, M. W. 1937, *Ann. Harv. Coll. Obs.*, 105, 49 1
- [1995] Mennickent, R. E., 1994, *A&A*, 294, 126
- [1982] Menzies, J. W., Coulson, I. M., Caldwell, J. A. R., Corben, P. M., 1982, *MNRAS*, 200. 463
- [1985] Mikołajewska, J., 1985, *Acta Astron.*, 35, 65
- [1988] Mikołajewska, J., Friedjung, M., Kenyon, S. J., Viotti, R., 1988, en *The Symbiotic Phenomenon*, ed. J. Mikołajewska et al. (Kluwer, Dordrecht)
- [1988] Mikołajewska, J., Mikołajewski, M. 1988, in *The Symbiotic Phenomenon*. ed. J. Mikołajewska et al. (Kluwer, Dordrecht) 187
- [1989] Mikołajewska, J., Kenyon, S. J., Mikołajewski, M., 1989, *AJ*, 98, 1427
- [1992a] Mikołajewska, J., Kenyon, S. J. 1992a, *AJ*, 103, 579
- [1992b] Mikołajewska, J., Kenyon, S. J. 1992b, *MNRAS*, 256, 177
- [1996] Mikołajewska, J., Kenyon, S. J. 1996, *AJ*, 112, 1659
- [1997] Mikołajewska, J., 1997, in *Physical processes in symbiotic binaries*. Mikołajewska (Copernicus Found. for Polish Astronomy, Warsaw), p. 3
- [1997] Mikołajewska, J., Acker, A., Stenholm, B., 1997b, *A&A*, 327, 191
- [2001] Mikołajewska, J. 2001, in *Small-Telescope Astronomy on Global Scales*, ed. B. Paczyński, W.P. Chen, & C. Lemme, *ASP Conf. Ser.*, 246, 167/astro-ph/0103496
- [2001] Mikołajewska, J., Ivison, R.J. 2001, *MNRAS*, 324. 1023

- [2002a] Mikołajewska, J., Kolotilov, E.A., Shenavrin, V.I., Yudin, B.F. 2002, en *The Physics of Cataclysmic Variables and Related Objects*, B.T. Gansicke, K. Beuermann, K. Reinsch, eds, ASP Conf. Ser, 261, 645
- [2002b] Mikołajewska, J., Kolotilov, E.A., Shugarov, S. Yu., Yudin, B.F. 2002, *A&A*, 392, 197
- [2002c] Mikołajewska, J., Brandi, E., García, L., Ferrer, O., Quiroga, C., Anupama, G. C., 2002, en *Classical Nova Explosions: International Conference on Classical Nova Explosions*. AIP Conference Proceedings, Edited by Margarita Hernanz and Jordi José. American Institute of Physics, V 637, p. 42
- [2003] Mikołajewska, J., 2003, in *Symbiotic stars probing stellar evolution*, eds Corradi, R. L. M., Mikołajewska, J. and Mahoney T., J., ASP Conference Series, Vol 303, p. 9
- [2003] Mikołajewska, J., Quiroga, C., Brandi, E., García, L. G., Ferrer, O. E., Belczynski, K., 2003, in *Symbiotic stars probing stellar evolution*, eds Corradi, R. L. M., Mikołajewska, J. and Mahoney T., J., ASP Conference Series, Vol 303, p. 147
- [1997] Mikołajewski, M., Tomov, T., Kolev, D., 1997, *Inf. Bull. Variable Stars*, N° 4428
- [1960] Morton, D. C., 1960, *ApJ*, 132, 146
- [1992] Munari, U., Yudin, B. F., Taranov, O. G., Massone, G, Marang, F., Roberts, G., Winkler, H, Whitelock, P. A., 1992, *A&ASS*, 93, 383
- [1994] Munari, U., Buson, L. M., 1994, *A&A*, 287, 87
- [1997] Munari, U., Zwitter, T., *A&A*, 1997, 318, 276
- [1991] Mürset, U., Nussbaumer, H., Schmid, H. M., Vogel, M. 1991, *A&A*, 248, 458
- [1994] Mürset, U., Nussbaumer, H., 1994, *A&A*, 282, 586
- [1999] Mürset, U., Schmid, H. M. 1999, *A&ASS*, 137, 473
- [2000] Mürset, U., Dumm, T., Isenegger, S., Nussbaumer, H., Schild, H., Schmid, H. M., Schmutz, W., 2000, *A&A*, 353, 952
- [1975] Netzer, H., 1975, *MNRAS*, 171, 395
- [1982] Nomoto, K., 1982, *ApJ*, 253, 798
- [1981] Nussbaumer, H., Storey, P. J., 1981, *A&A*, 99, 177
- [1982] Nussbaumer, H., 1982, *A&A*. 110, L1

- [1987] Nussbaumer, H., Stencel, R. E., 1987, en *Exploring the Universe with the IUE Satellite*, editado por Y. Kondo (Reidel, Dordrecht), p. 293
- [1988] Nussbaumer, H., Schild, H., Schmid, H. M., Vogel, M., 1988, *A&A*, 198, 179
- [1989] Osterbrock, D. E., 1989, en *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, University Science Books, USA.
- [2000] Orosz, J.A., Hauschildt, P.H. 2000, *A&A*, 364, 265
- [1995] Pereira, C. B., 1995, *A&ASS*, 111, 471
- [1901] Pickering, E. C. 1901, *Circ. Harv. Coll. Obs.* N° 54
- [1973] Piirola, V., 1973, *A&A*, 27, 383
- [1994] Proga, D., Mikołajewska, J., Kenyon, S., 1994, *MNRAS*, 268, 213
- [1997] Quiroga, C., Tesis de Licenciatura, 1997, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la UNLP, La Plata, Argentina
- [2002] Quiroga, C., Mikołajewska, J., Brandi, E., Ferrer, G., 2002, *A&A*, 387, 139
- [1999] Richichi, A., Fabbroni, L., Ragland, S., Scholz, M. 1999, *A&A*, 344, 511
- [1949] Sahade, J., 1949, *ApJ*, 109, 541
- [1979] Savage, B. D., Mathis, J. S., 1979, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 17, 127
- [1993] Scaltriti, F., Piirola, V., Coyne, G. V., Koch, R. H., Elias, N. M., Holenstein, B. D., 1993, 102, 343
- [1992] Schaller, G., Schaerer, D., Meynet G., Maeder, A. 1992, *A&ASS*, 96, 269
- [1996] Schild, H., Schmid, H. M., 1996, *A&A*, 310, 211
- [1999] Schild, H., Dumm, T., Folini, D., Nussbaumer, H., Schmutz, W., 1999, en *Proceedings of the Conference 'The Universe as seen by ISO'*, ESA SP-427, 397
- [2001] Schild, H., Dumm, T., Mürset, U., Nussbaumer, H., Schmid, H. M., Schmutz, W., 2001, *A&A*, 366, 972
- [1989] Schmid, H. M., 1989, *A&A*, 211, L31
- [1997] Schmid, H.M., 1997, in *Physical processes in symbiotic binaries*, ed. J. Mikołajewska (Copernicus Found. for Polish Astronomy)

- [1982] Schmidt-Kaler, Th., 1982, en *Physical Parameters of the Stars*, eds Landolt-Börnstein Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, New Series, Springer-Verlag, Berlin, V2b
- [2003] Schmidt, M., Mikołajewska, J., 2003, en *Symbiotic stars probing stellar evolution*, eds Corradi, R. L. M., Mikołajewska, J. and Mahoney T., J., ASP Conference Series, Vol 303, p. 163
- [1994] Schmutz, W., Schild, H., Mürset, U., Schmid, H. M., 1994, *A&A*, 288, 819
- [1980] Schneider, D. P., Young, P. 1980, *ApJ*, 238, 946
- [1988] Schulte-Ladbeck, R. E., 1988, *A&A*, 189, 97
- [1990] Schulte-Ladbeck, R. E., Aspin, C., Magalhaes, A. M., Schwarz, H. E., 1990, *A&ASS*, 86, 227
- [1990] Seaquist, E. R., Taylor, A. R., 1990, *ApJ*, 349, 313
- [1975] Seaton, M. J., 1975, *MNRAS*, 170, 475
- [1973] Serkowski, K., 1973, en *Interstellar Dust and Related Topics*, ed. J. M. Greenberg & H. C. van de Hulst (Dordrecht: Reidel), IAU Symp., 52, 145
- [1975] Serkowski, K., Mathewson, D. L., Ford, V. L., 1975, *ApJ*, 196 261
- [1983] Shafter, A. W. 1983, *ApJ*, 267, 222
- [1993] Shara, M. M., Prialnik, D., Kovetz, A., 1993, *ApJ*, 406, 220
- [1956] Sharpless, S., 1956, *ApJ*, 124, 342
- [1977] Shawl, S. J., 1975, *AJ*, 80, 595
- [1997] Sion, E. M., 1997, en *Physical Processes in Symbiotic Binaries and Related System*, ed. J. Mikołajewska (Copernicus Found. for Polish Astronomy, Warsaw), p 49
- [1990] Skopal, A., 1990, *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso*, 19, 29.
- [1997] Skopal, A., Vittone, A., Errico, L., Bode, M. F., LLoyd, H. M., Tamura, S., 1997, *MNRAS*, 292, 703
- [2000a] Skopal, A., Djurašević, G., Jones, A., Rovithis-Livaniou, E., Rovithis, P. 2000a, *MNRAS*, 311, 225
- [2000b] Skopal, A., Pribulla, T., Wolf, M., Shuarov, S.Y., Jones, A. 2000b, *Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso*, 30, 29

- [2003] Skopal, A., 2003, *New Astronomy*, 8, 841
- [1982] Slovak, M. H., 1982, PHD Thesis, University of Texas
- [1996] Smith, V. V., Cunha, K., Jorissen, A., Boffin, H. M. J., 1997, *A&A*, 321, 21
- [1985] Starrfield, S., Sparks, W. M., Truran, J. W., 1985, *ApJ*, 291, 136
- [1941] Sterne, T. E., 1941, *Proc. Natl. Acad. Sci.*, 27, 168
- [1954] Thackeray, A. D., 1954, *Notes from Observatories*, 74, 257
- [1959] Thackeray, A. D., *MNRAS*, 119, 629
- [1974] Thackeray, A.D., Hutchings, J.B. 1974, *MNRAS*, 167, 319
- [1998] Tomov, N. A., Tomova, M. T., Raikova, D. V., 1998, *A&A*, 129, 479
- [1993] Van Winckel, H., Duerbeck, H. W., Schwarz, H. E. 1993. *A&ASS*. 102. 201
- [1993] Vassiliadis, E. & Wood P. R. 1993. *ApJ*, 413, 641
- [1990] Vogel, M., 1990, Tesis Doctoral, ETH Zurich, N° 9089
- [2000] Walder, R., Follini, D. 2000, in *Thermal and Ionization Aspects of Flows from Hot Stars: Observations and Theory*, ed. Henny J.G.L.M. Lamers, & A. Sapar, *ASP Conf. Ser.*, 204, 331
- [1975] Webster, B. L., Allen, D. A., 1975, *MNRAS*, 171, 171
- [1987] Whitelock, P. A., 1987, *PASP*, 99, 573
- [1992] Whitelock, P. A., Munari, U., 1992, *A&A*, 255, 171
- [1978] Wright, A. E., Allen, D. A., 1978, *MNRAS*, 184, 893
- [1979] Yamashita, Y., Maehara, H., 1979, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 31, 307
- [1977] Zahn, J. P., 1977, *A&A*, 57, 383
- [1931] Zanstra, H., 1931, *Publ. Dominion Astrophys. Obs.*, 4, 209
- [1991] Zhou, X., 1991, *A&A*, 248, 367
- [1999] Zhu, Z. X., Friedjung, M., Zhao, G., Hang, H. R., Huang, C. C., 1999. *A&ASS*, 140, 69