

TESIS DE DOCTORADO

Título: Estudio de las regiones de formación de Fe II e hidrógeno en las atmósferas extendidas de estrellas Be

Autora: María Laura Arias

Director: Juan Zorec

Co-directora: Adela E. Ringuelet

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas
Universidad Nacional de La Plata
La Plata, mayo de 2004

Resumen

Las estrellas Be son estrellas tempranas que presentan o han presentado alguna vez en sus espectros líneas de hidrógeno de la serie de Balmer en emisión. Estas líneas son originadas en el material circunestelar que rodea a la atmósfera de la estrella central. La presencia de una envoltura y los fenómenos que en ella ocurren no sólo se manifiestan a través de las líneas de Balmer en emisión, sino que también se revelan a través de las numerosas características espectroscópicas, fotométricas y polarimétricas que presentan estos objetos.

La vasta fenomenología presentada por el fenómeno Be ha sido ampliamente investigada y los estudios que ha inspirado se resumen en numerosos simposios y coloquios (IAU Coll. 92 1987, IAU Symp. 162 1994, IAU Coll. 175 2000). Sin embargo aún no ha podido elaborarse un modelo o teoría que logre explicar de manera consistente todas las observaciones. Los principales temas abiertos referentes a estos objetos apuntan a definir por un lado, la naturaleza de la estrella central y su estado evolutivo, y por el otro, los mecanismos que dan origen a la envoltura y las condiciones físicas, la estructura dinámica y la geometría de la misma.

El objetivo principal del presente trabajo de tesis consiste en estudiar la estructura de la envoltura extendida de las estrellas Be a través del análisis de las líneas en emisión presentes en sus espectros. Es sabido que la envoltura de las estrellas Be no tiene una geometría esférica, sin embargo no se ha decidido aún sobre cual es su forma más adecuada: disco o anillo, achatada o elipsoidal, homogénea o irregular. Tampoco se conoce con certeza cuales son las condiciones físicas de estas regiones ni cual es la ley de velocidades que domina en ellas. Las líneas en emisión presentes en los espectros de las estrellas Be proveen una muy buena fuente de información acerca de estos temas. El estudio detallado de la forma de los perfiles, su intensidad, su variabilidad, etc, son datos muy útiles para derivar propiedades de la envoltura. Por otra parte, el hecho de contar con una muestra representativa de perfiles resulta importante para confrontar modelos teóricos simples con las observaciones y derivar o acotar condiciones físicas de la envoltura en base a dicha confrontación. En este trabajo de tesis se estudian las envolturas de las estrellas Be siguiendo estos lineamientos. Dado que, además del H, el Fe II es uno de los elementos del espectro de las estrellas Be que presenta más cantidad de líneas en emisión distribuidas en un amplio rango espectral, resulta un elemento muy adecuado para analizar la estructura de la envoltura. Más aún, los trabajos existentes que estudian estas líneas analizan unas pocas de ellas o sólo estudian en detalle algún objeto particular que las posee.

Utilizando observaciones obtenidas en CASLEO de un grupo de 16 estrellas Be, elaboramos, en primer lugar, un catálogo de perfiles de líneas de Fe II para ampliar la muestra existente y correlacionar sus propiedades con las de los perfiles de Balmer observados en forma simultánea. Mediante mediciones realizadas sobre los perfiles, como por ejemplo anchos equivalentes, anchos a mitad intensidad o la separación de los picos en emisión, hemos podido corroborar y encontrar nuevas correlaciones

entre estas cantidades con la velocidad de rotación proyectada de la estrella. Las correlaciones obtenidas confirman la naturaleza no esférica de las envolturas, permiten obtener una primera aproximación de la extensión de estas regiones e indican que el Fe II se forma en una zona muy estrecha. En segundo lugar hemos inferido, mediante la aplicación de métodos semiempíricos (Friedjung & Muratorio 1987, Cidale & Ringuelet 1989), profundidades ópticas medias, temperaturas y extensión de la región de formación para las líneas de Fe II. Hemos concluido, en base a los resultados derivados del método SAC (curva de autoabsorción), que la región de formación del Fe II es muy cercana a la estrella central, entre uno y tres radios estelares, para la mayoría de los objetos estudiados y que la profundidad óptica de las líneas es considerable y puede influir en la forma de los perfiles, contrariamente a lo sugerido por otros autores. Aún para el caso de estrellas vistas de "polo", las profundidades ópticas encontradas son del orden de uno o mayores, indicando que la envoltura no es un disco chato, al menos para estos objetos y para las regiones responsables de la formación de las líneas de Fe II estudiadas. Hemos calculado los coeficientes de excitación y ionización para las líneas de Fe II usando secciones eficaces y de colisión extraídas de trabajos recientes. Esto nos permitió, usando un modelo básico de átomo de dos niveles más continuo, estudiar la función fuente de las líneas de Fe II analizando su variación con la temperatura efectiva y distancia a la estrella (a través del factor de dilución) y su carácter radiativo o colisional. Encontramos que para temperaturas efectivas elevadas, características de los objetos estudiados, la función fuente de las líneas de Fe II está dominada por procesos radiativos en las regiones cercanas a la estrella, mientras que los procesos colisionales dominan en las regiones más alejadas. La función fuente de las líneas decae con la distancia a la estrella, y sus valores se hacen muy pequeños para distancias mayores que siete radios estelares aproximadamente, más allá de las cuales no se podrían producir las líneas. Esto nos permite acotar la extensión de la envoltura extendida a zonas relativamente cercanas a la estrella.

Desarrollamos además códigos sencillos capaces de modelar la envoltura extendida, tomando como hipótesis que esta tiene forma de disco o anillo de radio y altura variable. A partir de dichos códigos se obtienen perfiles teóricos que nos permiten derivar, a través de la comparación con los perfiles observados, los parámetros más adecuados para la región emisora de algunos de los objetos estudiados. En la mayoría de los casos los resultados de los ajustes indican que la envoltura extendida cubre las zonas polares de la estrella, lo que sugiere la existencia de una envoltura que no es un disco delgado como sugieren otros autores.

Por último, presentamos un trabajo sobre una estrella Be binaria, para la cual se ha logrado, a través del estudio de la variabilidad de los perfiles de las líneas de Fe II y de $H\alpha$ describir, usando métodos semiempíricos, la estructura de su envoltura en forma consistente con las observaciones.

Mediante nuestro trabajo, hemos aportado datos importantes acerca de las propiedades globales de la estructura del material circunestelar que rodea a las estrellas Be. Con el método SAC y los ajustes de algunas líneas observadas usando nuestros modelos, hemos obtenido escalas de magnitud de algunos parámetros de las envolturas y una imagen global de la estructura, geometría y cinemática de la región de formación de las líneas de Fe II. Además, hemos analizado las limitaciones del

método SAC y propuesto nuevos modelos que resultan en tratamientos más realistas del problema. Dado que las estrellas Be conforman, sin duda, un grupo heterogéneo, contemplamos, en el futuro la posibilidad de aplicar nuestro análisis a objetos de interés, de los que podamos disponer de numerosas observaciones con buena dispersión temporal. Además se buscará ampliar el rango espectral estudiado incluyendo la región ultravioleta y el infrarrojo. Tomando como base la información derivada del el presente trabajo, podremos estudiar la evolución de las envolturas y tener un panorama más completo del fenómeno Be.

Índice general

1. Las estrellas Be	1
1.1. El fenómeno Be: definición	1
1.2. Características observacionales	2
1.2.1. Líneas espectrales	2
1.2.2. Continuo	3
1.2.3. Variabilidad	4
1.3. Parámetros fundamentales de la estrella central	8
1.3.1. Proporción de estrellas Be	8
1.3.2. Rotación	9
1.3.3. Temperatura efectiva, masa y luminosidad	9
1.3.4. Edades	11
1.4. Modelos de envoltura	11
1.4.1. Modelos basados en la rotación	11
1.4.2. Modelos con vientos impulsados por radiación	14
1.4.3. Modelos con Vientos + Rotación	14
1.4.4. Mecanismos adicionales	15
1.5. Estructura de la envoltura	17
1.5.1. Parámetros derivados de observaciones interferométricas, po- larimétricas y excesos infrarrojos	18
1.5.2. Parámetros derivados de los perfiles de líneas	20
1.5.3. Nuestra propuesta: estudio de los perfiles de Fe II	21
2. Análisis de los perfiles de Fe II e hidrógeno	24
2.1. Observaciones	24
2.1.1. Selección de los objetos	24
2.1.2. Obtención de las observaciones	25
2.1.3. Reducción de las observaciones	26
2.1.4. Identificación de las líneas	29
2.2. Líneas de Fe II e H	29
2.2.1. Atlas de perfiles	30
2.2.2. Características generales de los perfiles	31
2.2.3. Mediciones sobre los perfiles	34
2.2.4. Correlaciones con $V \sin i$	35
2.2.5. Relación entre las líneas de Fe II y de H	48
2.2.6. Estrellas con perfiles variables	49
2.3. Comentarios	52

2.4.	Atlas de perfiles	53
2.5.	Tablas I: Mediciones sobre los perfiles de Fe II	126
2.6.	Tablas II: Mediciones sobre los perfiles de Balmer	131
3.	El método SAC	136
3.1.	Introducción	136
3.2.	La curva SAC	137
3.2.1.	La curva SAC teórica	138
3.2.2.	La curva SAC observacional	140
3.3.	Aplicación del método SAC	141
3.3.1.	Pendiente de la curva y τ_o	141
3.3.2.	Temperatura de excitación de la región emisora	111
3.3.3.	Velocidad característica en la zona formación de las líneas	145
3.3.4.	Extensión de la región de formación de las líneas	145
3.4.	Resultados y comentarios	146
4.	Modelos de envolturas circunestelares	150
4.1.	Introducción	150
4.2.	Envoltura en forma de anillo	151
4.2.1.	Formación de líneas en emisión	160
4.2.2.	La función fuente de una línea espectral	165
4.2.3.	Perfiles de líneas en emisión producidos por envolturas circunestelares anulares	169
4.3.	Envoltura en forma de disco	178
4.3.1.	Estructura y campos de velocidades en el disco	180
4.3.2.	Formación de líneas en emisión	182
4.3.3.	Perfiles de líneas en emisión producidas por un disco circunestelar	184
4.4.	Cálculo de curvas SAC teóricas para los modelos de disco y de anillo	200
4.4.1.	Formulación del problema	201
4.4.2.	Resultados	203
5.	Ajuste de perfiles de líneas de emisión observadas	213
5.1.	Introducción	213
5.2.	Función fuente de las líneas de Fe II	214
5.2.1.	Tasas de fotoionización y recombinación radiativa	215
5.2.2.	Tasas de excitación e ionización colisional	216
5.2.3.	Valores calculados de la función fuente	216
5.3.	Estimación del ángulo de inclinación de las estrellas Be	222
5.4.	Ajustes obtenidos para los perfiles de líneas de Fe II observadas	223
6.	Análisis de los resultados y conclusiones	229
	Apéndice: Estudio de la envoltura extendida de V923 Aql	235
	Referencias	247

Capítulo 1

Las estrellas Be

El presente trabajo de tesis trata sobre el estudio de las envolturas extendidas de las estrellas Be a través del análisis de las líneas en emisión presentes en sus espectros. Estas estrellas constituyen un grupo particular de objetos con ciertas características comunes. En este capítulo presentaremos una descripción general de la fenomenología relacionada con estos objetos, así como también describiremos nuestra propuesta particular para abordar el estudio de las envolturas.

1.1. El fenómeno Be: definición

Las estrellas Be se definen comúnmente como estrellas tempranas no supergigantes que muestran o han mostrado alguna vez emisión en las líneas de Balmer (Jaschek et al. 1981). Esta definición abarca no sólo a las estrellas de tipo B, sino que se extiende hasta las estrellas O tardías (O8) y las A tempranas (A2). Las supergigantes B no están incluidas en este grupo por tratarse de objetos en estados evolutivos diferentes: son mucho más masivas e intrínsecamente más luminosas que las Be enanas o gigantes y en general sólo muestran $H\alpha$ en emisión.

Los espectros de las estrellas Be pueden mostrar líneas en emisión con una inversión central más o menos intensa (espectro Be) o pueden presentar lo que se llama un espectro tipo “shell” caracterizado por la presencia de líneas de absorción de hidrógeno y de metales ionizados con núcleos angostos y profundos, que pueden o no presentar emisiones en las alas (tipos Be-shell o B-shell respectivamente). Un mismo objeto puede mostrar un espectro tipo Be en una época y uno B-shell o Be-shell en otra. Estos espectros son fases diferentes de un misma fenomenología, llamada genéricamente “fenómeno Be”.

El origen de las líneas en emisión es atribuído a la presencia de envolturas gaseosas extendidas que rodean a las atmósferas de los objetos centrales. Dada la amplia variedad de objetos comprendidos por la definición de estrellas Be y la complejidad de sus espectros, es muy probable exista más de un fenómeno físico responsable de la emisión.

Existen otros grupos de objetos B con líneas de H en emisión que no están incluidos en la definición antes mencionada. Estos comparten, sin embargo, características comunes con las estrellas Be y los fenómenos físicos que en ellos ocurren

pueden eventualmente tener vinculación con el origen de las Be. Entre ellos se encuentran las estrellas B[e] que se diferencian de las Be por presentar líneas prohibidas en emisión en el visible y un fuerte exceso infrarrojo atribuido al polvo circunestelar. Las B[e] conforman una categoría muy heterogénea de objetos en la que encontramos cinco subtipos diferentes de estrellas, caracterizadas por estados evolutivos muy distintos (Lamers et al. 1998): estrellas B[e] supergigantes de la clase LBV, nebulosas planetarias compactas, estrellas simbióticas, objetos Ae/Be de Herbig y un grupo que no ha podido ser aún clasificado dada la complejidad de sus espectros.

El estudio del fenómeno Be se puede plantear en términos de dos temas globales: la naturaleza de la estrella central y el origen, estructura y evolución de la envoltura circunestelar. Detallaremos los aspectos más relevantes de estos temas en las secciones siguientes.

1.2. Características observacionales

1.2.1. Líneas espectrales

En la región del visible, la característica más destacada del fenómeno Be es la presencia de líneas de Balmer en emisión. El carácter de la emisión difiere de una estrella a otra, y sufre variaciones en el tiempo para una misma estrella. La emisión puede variar en intensidad y cantidad de líneas de la serie de Balmer en las que aparece, aunque siempre decrece desde $H\alpha$ hacia los miembros superiores. La emisión puede ser también débil y confinada a la línea $H\alpha$. En términos estadísticos, la intensidad de la emisión en $H\alpha$ decrece desde los tipos espectrales B más tempranos hacia el tipo A, pero hay una gran dispersión en esta tendencia (Briot 1971, Briot & Zorec 1981). Esta dispersión es consecuencia de la variabilidad y la individualidad de las estrellas Be.

Las líneas de emisión en las estrellas Be exhiben una gran variedad de perfiles (Hubert-Delplace & Hubert 1979, Fontaine et al. 1982, Andrillat 1983, Slettebak 1992, Hanuschik 1986, 1987, 1996, Ballereau et al. 1995). Es frecuente encontrar perfiles de dos picos en emisión, relativamente simétricos, aunque también se observan perfiles de un pico tipo "botella", perfiles shell (cuya depresión central pasa por debajo del nivel del continuo) o perfiles altamente asimétricos. Dado que las emisiones del H están a menudo superpuestas al espectro de absorción de la estrella, generalmente resulta difícil separar las contribuciones de la fotosfera estelar y de la envoltura. Esto también ocurre con las líneas de He I que pueden presentar en algunos casos perfiles compuestos con alas en emisión.

Se observan también en muchos espectros de estrellas Be líneas en emisión de metales una vez ionizados. Alrededor de un cuarto de las estrellas examinadas por Slettebak (1982) presentaban emisión en Fe II. Si bien los primeros miembros de la serie de Balmer aparecen en emisión para todos los tipos B, las líneas de Fe II se observan en emisión sólo en tipos más tempranos que B5. Sin embargo, Hubert-Delplace & Hubert (1979) notan la presencia de Fe II en emisión en el espectro de Pleione (B8) después de su episodio shell. Por otra parte, Walborn (1980) observó Fe II en emisión en estrellas de tipos tan tempranos como O7.5e.

En los espectros de las estrellas Be pueden aparecer también líneas de otros metales ionizados. Algunos objetos presentan líneas en emisión de Si II y Mg II, y algunos espectros Be-shell muestran líneas delgadas en absorción de metales como Ti II y Cr II.

En la región infrarroja del espectro de líneas, algunas estrellas Be no se distinguen de las B normales, otras presentan emisiones principalmente en las líneas de Paschen, las líneas de O I $\lambda\lambda$ 7774, 8446, las líneas del triplete del Ca II (λ 8498, 8542, 8662, y la línea del Fe II λ 7712. En términos estadísticos, la emisión en las líneas de Paschen decrece desde las B tempranas hacia las A y es difícil de encontrar emisiones más allá del tipo espectral B6. Es interesante notar que si bien las emisiones en las líneas de Balmer aparecen generalmente sólo en los tres primeros miembros de la serie, las emisiones en las líneas de Paschen llegan frecuentemente hasta el término 20.

El espectro ultravioleta de las estrellas Be es rico en líneas en absorción de metales de baja ionización. Se observan además intensas líneas de resonancia de elementos altamente ionizados como O VI, N V, Si IV y C IV que pueden ser asimétricas, indicando la presencia de vientos, o presentar componentes múltiples en absorción desplazadas hacia el violeta. Las transiciones correspondientes a elementos varias veces ionizados también se observan en las estrellas OB sin emisiones con tipos espectrales más tempranos que B3. Sin embargo, en las estrellas Be aparecen hasta tipos espectrales tan tardíos como B8 (Kogure & Hirata 1982). Este fenómeno es conocido como superionización e implica la existencia de una fuente de energía no radiativa, ya que el campo de radiación de una estrella tipo de B tardío no alcanzaría para producir suficiente cantidad de estos iones.

En contraste, el espectro UV de las estrellas Be-shell está dominado por líneas angostas similares a las encontradas en la región visible (Doazan 1991).

1.2.2. Continuo

Una característica interesante del continuo de las estrellas Be es que pueden presentar una estructura doble en el salto de Balmer. La primera discontinuidad de Balmer (correspondiente a la estrella central) es útil para determinar la temperatura efectiva (Barbier & Chalonge 1939, Divan 1979, Divan & Zorec 1982, Zorec 1985, Dachs et al. 1989) y la gravedad superficial de la estrella central (Divan & Zorec 1982b, Zorec 1985, 1986), de acuerdo con el método de clasificación BCD (Chalonge & Divan 1954, Divan & Zorec 1982a, Zorec et al. 1983). La segunda discontinuidad aparece hacia longitudes de onda más cortas, lo cual implica que se forma en un medio con menor densidad que la fotosfera estelar. Esta discontinuidad puede estar en absorción o en emisión y está íntimamente relacionada con los fenómenos que ocurren en la envoltura circunestelar. De acuerdo con la fase Be en la que se encuentre, una misma estrella puede tener la segunda componente de la discontinuidad de Balmer en emisión o en absorción. Emisiones intensas en las líneas de Balmer suelen estar acompañadas de una discontinuidad en emisión, mientras que las fases intensas "shell" espectroscópicas se caracterizan por presentar en una segunda discontinuidad en absorción.

Las estrellas Be presentan también importantes excesos en el infrarrojo cercano (Gehrz, Hackwell & Jones 1974) y lejano (Cote & Waters 1987) atribuidos a emisión

libre-libre y libre-ligado originada en la envoltura circunestelar. En el infrarrojo lejano el índice espectral a ($S_\nu \propto \nu^a$) observado se eleva de valores de 0.6 a valores > 1 para las longitudes de onda correspondientes a la región de radio, indicando un cambio estructural en zonas alejadas de la estrella central (Waters et al. 1991, Waters & Marlborough 1994). Algunas observaciones realizadas en el IR y radio de estrellas Be dan indicios de la presencia de polvo, Miroshnichenko & Bjorkman (2000) sugieren que este podría ser un remanente de etapas evolutivas previas de las estrella y no tener relación con el fenómeno Be.

La mayoría de las estrellas Be emiten luz polarizada en el continuo (Wood, Bjorkman & Bjorkman 1997, Bjorkman 2000, Yudin 2001). La polarización, que en general es variable, puede alcanzar un 2%. Se ha sugerido una correlación entre el porcentaje de polarización y la intensidad de emisión de las líneas, aunque en algunos casos particulares se da un desfasaje de la misma (Pockert, Bastien & Landstreet 1979). Los ángulos de polarización resultan sin embargo constantes (Wood et al. 1997). Hasta el momento, los intentos de detección de polarización en las líneas han dado resultados nulos (Shorlin et al. 2002) dando un límite superior del orden de los kilogauss a la intensidad de los posibles campos magnéticos.

El avance de las técnicas interferométricas ha permitido obtener las primeras evidencias directas de la forma de las envolturas extendidas de las estrellas Be así como los diámetros angulares de las estrellas centrales. Los primeros estudios de este tipo parecen indicar que las Be están rodeadas por envolturas achatadas (Dougherty & Taylor 1992). De acuerdo con Quirrenbach et al. (1993, 1991) las estrellas con espectros Be-shell tienen envolturas con mayores achatamientos que las estrellas con espectros Be y los ángulos de polarización son siempre perpendiculares al eje mayor de la envoltura (Quirrenbach et al. 1997). Recientemente, se ha logrado obtener la primera medición del achatamiento rotacional de la estrella B central para Achenar, con un cociente de semiejes ($2a/2b$) de 1.56 (Domiciano de Souza et al. 2003).

En comparación con las estrellas B normales, la mayoría de las estrellas Be no binarias muestran luminosidades en rayos X cualitativamente similares aunque levemente mayores (Cohen, Cassinelli & Macfarlane 1997, Cohen 2000). Por otra parte, las estrellas Be en sistemas binarios muestran incrementos en el flujo de rayos X de un factor de 10 o mayor, que se repiten en escalas de tiempo de semanas a años (Coe 2000).

1.2.3. Variabilidad

La variabilidad es una propiedad inherente de las estrellas Be. Estas presentan variaciones tanto en el espectro de líneas como en el continuo, en todos los rangos espectrales, desde el ultravioleta al infrarrojo y en varias escalas de tiempo diferentes, de horas a décadas. La variabilidad difiere en general entre una estrella y otra, y para una estrella dada entre una época y otra. En algunos casos, se observan largos períodos relativamente tranquilos (del orden de décadas) seguidos de períodos cortos, muy activos (del orden de años). En otros casos hay una oscilación más o menos regular de las variaciones, que se dan en escalas de tiempos de días, meses o años. Las estrellas Be se comportan de una manera muy individual, lo que hace imposible predecir su comportamiento. Describiremos en lo que sigue algunas de las

variaciones más relevantes.

Variaciones de fase: $B \leftrightarrow Be \leftrightarrow Be\text{-shell}$

Son las transformaciones de un espectro Be en uno shell o en uno B normal. El intervalo de tiempo entre dos fases Be, dos fases shell o dos fases normales (meses, años o décadas), puede variar de un época a otra, para la misma estrella. Por ejemplo, γ Cas exhibió sólo dos fases shell separadas por cuatro años en un siglo (Baldwin 1939, 1940 y 1941). Los intervalos de tiempo difieren de una estrella a otra. Para 59 Cyg (Barker 1982) el intervalo de tiempo entre sus dos últimas fases shell fue de un año, mientras que para Pleione fue de 35 años (Gulliver 1977). La apariencia de los espectros Be y Be-shell fue originalmente atribuída a un efecto geométrico que dependía del ángulo de inclinación del eje de rotación de la estrella (ver sección 1.4.1), por lo cual no se esperaba encontrar transiciones entre un tipo de espectro y otro. Hummel (1998) propuso que las variaciones $Be \leftrightarrow Be\text{-shell}$ podían explicarse suponiendo que el plano ecuatorial de la estrella y el plano orbital de la envoltura, supuesta en forma de disco, están inclinados uno respecto del otro y por lo tanto se da una precesión que hace que el disco presente distintas orientaciones hacia el observador. La dificultad más importante de este modelo reside en el hecho de que la precesión generaría una variación periódica, mientras que los cambios de fase Be a Be-shell o B-shell no se dan necesariamente en forma periódica. El modelo de disco en precesión ha sido ideado para explicar las variaciones fotométricas extraordinarias de γ Cas. Zorec & Frémat (2000) explican con mejor fidelidad la curva de luz observada de esta estrella suponiendo que hubo una eyección discreta de masa en forma de protuberancia gigante. Esta masa quedó luego rotando en torno de la estrella por un tiempo dado, disipándose posteriormente. Este escenario puede explicar de manera más razonable las variaciones fotométricas irregulares observadas.

Las variaciones $Be \leftrightarrow B$ podrían indicar un fuerte cambio en la distribución del material circunestelar, implicando en algunos casos, la pérdida completa de la envoltura y su posterior reconstrucción. Por ejemplo, θ CrB mostró un intenso espectro shell hasta 1980, cuando su espectro se transformó en B normal. Luego de 20 años recomenzó con cierta actividad circunestelar. Se observaron fenómenos similares en α And (Gulliver, Bolton, & Poecckert 1980) y en ν Pup (Rivinius et al. 1999). El estudio de este fenómeno puede aportar información útil sobre el mecanismo que da origen a la envoltura (Gayley, Owocki & Cranmer 1999, Bjorkman 2000).

Variaciones V/R

Los perfiles en emisión de dos picos de muchas estrellas Be presentan lo que se llama variación V/R. Esta es la variación del cociente entre la intensidad de la emisión del ala violeta y del ala roja del perfil. Este tipo de variación fue inicialmente estudiada por McLaughlin (1937), quien descubrió una oscilación cuasiperiódica (de años a décadas) de este cociente en ciertas estrellas Be, las cuales fueron llamadas variables cíclicas V/R. Hubert et al. (1987), Hubert (1994), Mennickent & Vogt (1991) entre otros, presentan las características típicas de esta variación. El comportamiento cuasiperiódico dura por algún tiempo y luego desaparece; no siendo una característica permanente que permita distinguir una categoría particular dentro de

las Be. Esta variación se da principalmente en la línea $H\alpha$ del hidrógeno. Para intentar explicar el origen de estas variaciones se sugirió la presencia de un anillo ecuatorial elíptico de material circunestelar que rota en torno de la línea de las ápsides y en el cual los átomos siguen órbitas Keplerianas (Struve 1931a, Johnson M. 1958, Mc Laughlin 1961). Este modelo, desarrollado luego por Huang (1972, 1973) y por Albert & Huang (1974), logra buen acuerdo con algunas observaciones por medio de ajuste de parámetros geométricos. Sin embargo, no puede explicar, entre otras cosas, el caso en el cual $V/R < 1$ para los miembros bajos de la serie de Balmer y $V/R > 1$ para los altos: tampoco explica el hecho de que se observen perfiles de dos picos en emisión en estrellas vistas de polo (Cidale 1998). Otra teoría que intenta explicar la variación V/R , es la de oscilaciones globales del disco (Okazaki 1991, 2000). Estas son ondas de densidad originadas por perturbaciones en discos casi Keplerianos. En nuestro grupo de trabajo, hemos propuesto como alternativa para explicar estas variaciones en un sistema binario, una envoltura el deformada por la acción de la estrella secundaria más la influencia del campo de velocidades (Arias et al. 2004, ver Apéndice).

Variaciones fotométricas y espectrofotométricas

Al igual que el espectro de líneas, el espectro continuo de las estrellas Be sufre variaciones. Éstas han sido observadas más frecuentemente en la región del visible, y son en general irregulares, con escalas de tiempo que van desde fracciones de día hasta varias décadas. Un estudio estadístico de las estrellas Be (Feinstein 1968), mostró que cerca de la mitad de las 72 estrellas observadas durante 3 años, variaban más de 0.06 magnitudes en el V; un tercio de ellas variaban más de 0.06 magnitudes en (U-V) y un quinto de ellas variaban más de 0.06 magnitudes en (B-V). La variación fotométrica de las estrellas Be ha sido confirmada por estudios posteriores (Nordh & Olofsson 1977, Harmanec et al. 1982). En general, las estrellas Be presentan un exceso de flujo variable, positivo o negativo en el continuo de Paschen que está correlacionado con la temperatura efectiva de la estrella central debido a la emisión libre-libre + ligado-libre y a la difusión electrónica en el medio circunestelar (Zorec & Briot 1991).

Las variaciones fotométricas observadas pueden ser periódicas o irregulares y se dan en diferentes escalas de tiempo. Las variaciones periódicas o multiperiodicas de corto período se dan en escalas de tiempo del orden de un día (Balona 1990, 1995, Oudmajer & Drew 1997) y pueden estar también acompañadas de variaciones espectroscópicas. El hecho de que presenten períodos tan cortos sugiere que ellas se originan en una zona muy próxima a la fotosfera estelar. Dado que, como veremos más adelante, no se sabe con seguridad si la rotación rápida de estas estrellas es suficiente para dar origen a la envoltura circunestelar (Slettebak 1987) (aunque es probable que los $V \sin i$ calculados hasta hoy en día pueden estar fuertemente subestimados), las variaciones de corto período resultan claves para identificar los mecanismos adicionales para que una estrella B en rotación rápida se transforme en una Be. Estas variaciones se encuentran en la mayoría de las Be tempranas (Baade 1982, Penrod 1986) pero no aparecen en estrellas Be de tipos más tardíos que B5 (Baade 1989). Las variaciones de corto período son objeto de estudio en las campañas

con nuevos espectrógrafos echelle como MuSiCos (Hubert et al. 1997, Neiner et al. 2002) y HEROS (Steffl & Rivinius 2000). Su origen es atribuido a pulsaciones no radiales (Baade 1982, Rivinius 2003, Smith 2001), aunque también se ha propuesto la idea de que son moduladas por la rotación estelar y esta modulación es mantenida por un campo magnético (Sareyan et al. 2002).

Además de las variaciones de corto período (fracción de día) también se dan, en las estrellas Be, variaciones fotométricas quasi-cíclicas o irregulares con escalas de tiempo relativamente largas, de meses, años o décadas (Feinstein 1970, 1975, Percy et al. 1988). Estas variaciones también están acompañadas de variaciones espectrofotométricas que comprenden un amplio rango espectral (Barbier & Chalonge 1941, Divan et al. 1978, Divan 1979). El comportamiento espectrofotométrico de largo período ha sido estudiado en numerosas estrellas Be (Moujtahid et al. 1998, 1999). Este tipo de variaciones estaría relacionado con la estructura de densidad y temperatura de la envoltura circunestelar en la región próxima a la estrella central y puede resultar esencialmente de variaciones en la opacidad de la envoltura y reflejar variaciones en el flujo de masa o cambio de su estructura, como así también, en algunos casos, asimetrías en la envoltura debido a la presencia de una compañera (Arias et al. 2004).

Variaciones de velocidad radial

Las mediciones de las líneas de emisión o las líneas shell indican si la envoltura se está expandiendo, contrayendo o si está estática. Las velocidades radiales de la envoltura medidas en el rango del visible son en general bajas, del orden de 50 km/s y pueden alcanzar o exceder 100 Km/s en ciertas épocas de alta actividad. El comportamiento de las velocidades radiales en la envoltura ha sido estudiado en gran detalle a partir de los espectros shell debido a la buena precisión con que se puede determinar la posición de los núcleos angostos del espectro shell. En muchas estrellas las velocidades radiales de dichos núcleos tienen distintos valores para distintas líneas en la serie de Balmer. La variación de la velocidad en función del número de líneas en dicha serie define la llamada progresión de Balmer. Merrill (1952) estudió la variación de la progresión de Balmer en el tiempo para un gran número de estrellas Be. Si se puede localizar el punto en el cual se forma cada una de las líneas de la serie, el signo de la progresión indica si la expansión o contracción está acelerada o desacelerada. Así el comportamiento de la progresión de Balmer puede proveer información importante acerca del campo de velocidades en la envoltura. En general se supone que los miembros más altos de la serie de Balmer se forman en capas más profundas.

Erupciones ('Outbursts')

A través de numerosos relevamientos fotométricos se confirmó la existencia de brillantamientos súbitos en las estrellas Be (Mennickent et al. 1994, Pavlovski et al. 1997, Percy et al. 1997). Los primeros indicios de tal comportamiento fueron observados en la estrella Be Ω Ori, donde las variaciones fotométricas fueron seguidas de variaciones en las emisiones de las líneas y variaciones polarimétricas (Guinan & Hayes 1984, Brown & Wood 1992) y en μ Cen (Hanuschick et al. 1993). Usando

observaciones del Hipparcos, Hubert & Floquet (1998) y Hubert et al. (2000) detectaron aumentos súbitos de brillo de corto (días) y largo (años) período en un gran número de estrellas Be. Estos “outbursts” pueden ser interpretados como debidos a variaciones de profundidad óptica de capas eyeectadas por la estrella (Hubert et al. 2000) o como eyecciones discretas de masa (Zorec et al. 2000). Recientemente se publicaron relevamientos efectuados durante las experiencias MACHO y OGLE de comportamientos fotométricos similares detectados en miles de estrellas Be en las Nubes de Magallanes (Cook et al. 1995, Keller et al. 2002, Mennickent et al. 2002).

Componentes discretas en absorción

Al igual que las estrellas OB luminosas (por ej. Prinja & Howarth 1986), muchas estrellas Be presentan DACs (componentes discretas en absorción), líneas delgadas superpuestas al perfil de las líneas de resonancia de Si IV, C IV y otros metales varias veces ionizados, recurrentes en el lapso de horas o días. Estas líneas sin embargo no están presentes en estrellas B normales (Underhill & Doazan 1982), sugiriendo que son parte integral de fenómeno Be. Las DAC's probablemente reflejan variaciones de densidad que pueden deberse a inestabilidades del viento, o ser desencadenadas por la variabilidad de la estrella central (Owocki 1999). Grady et al. 1987, Grady et al. las interpretan como debidas a eyecciones de masa que pueden ser favorecidas en zonas ecuatoriales.

1.3. Parámetros fundamentales de la estrella central

1.3.1. Proporción de estrellas Be

Las estrellas Be representan, en promedio, un 17 % de las estrellas B. De acuerdo con Zorec & Briot (1997) el número relativo de estrellas Be alcanza un máximo en el tipo B1 (del 34 %) siendo esta distribución independiente de la clase de luminosidad (V a III). Este resultado indicaría que el fenómeno Be no está confinado a una fase evolutiva particular. Sin embargo, la proporción de estrellas Be tanto en nuestra Galaxia como en las Nubes de Magallanes, varía significativamente de cúmulo a cúmulo, llegando en algunos casos a ser del 40 %. Esta superabundancia de estrellas Be en ciertos cúmulos es atribuida a un efecto evolutivo (Keller et al. 2000) y se ha sugerido una correlación entre metalicidad y abundancia de Be (Maeder, Grebel & Mermilliod 1999). Con la estadística actual aún no es posible llegar a una conclusión firme al respecto, quedando aún sin respuesta definitiva la pregunta sobre la naturaleza de la estrella central: esta nace Be o evoluciona de B a Be?

La distribución de la frecuencia observada de estrellas Be en función del tipo espectral se explica fácilmente relacionando la probabilidad de observar una estrella Be con la intensidad de emisión en las líneas de Balmer. Estas intensidades, como ya lo hemos indicado, están correlacionadas con la temperatura efectiva de la estrella central, dado el carácter radiativo dominante de sus funciones fuente. Multiplicando esta probabilidad por la distribución de todas las estrellas B no supergigantes, se

obtiene la distribución de las estrellas Be (Zorec & Frémat 2004). Esto implicaría que el fenómeno Be tiene la misma probabilidad de producirse en todos los tipos espectrales desde las O hasta las A. En los tipos espectrales O la proporción de estrellas Be es baja por dos razones: ionización elevada del medio circunestelar que hace decrecer el número de recombinaciones del hidrógeno y la evolución rápida de las estrellas más masivas, que las hace pasar a estado pos-secuencia principal en comparativamente pocos años. La distribución de las fracciones en los tipos espectrales tardíos se explica únicamente con la función fuente de las líneas de Balmer, las cuales decrecen de manera sensible para temperaturas más bajas que las del tipo B7.

1.3.2. Rotación

Las estrellas Be tienen velocidades de rotación mayores que las correspondientes a una estrella B normal del mismo subtipo espectral. Los $V_{\text{sen } i}$ promedios en función del tipo espectral y de la clase de luminosidad son de un factor 1.5 a 2 más grandes que en las estrellas B sin líneas de emisión (Zorec 2004). Se los denomina “rotadores rápidos”, ya que presentan velocidades próximas a la velocidad de rotación crítica. Las líneas fotosféricas en absorción muestran anchos (en unidades de velocidad) de varios cientos de km/s (Slettebak 1982, Uesugi & Fukuda 1981). Estos anchos representan la velocidad de rotación de las estrellas proyectada en la dirección de la visual ($V_{\text{sen } i}$), aunque no siempre $V_{\text{sen } i}$ está linealmente relacionada con el ancho de las líneas fotosféricas. Varios autores han intentado obtener V con diferentes planteos (Balona 1975, Chen & Huang 1987, Porter 1996, Chauville et al. 2001). Los resultados de estos trabajos sugieren que las estrellas Be no alcanzan sus velocidades críticas de rotación sino que sus velocidades de rotación están, en promedio, entre un 70 % y un 80 % de su velocidad crítica. Stoeckley (1968), Collins & Truax (1995), Owocki (2001), Zorec (2001), Townsend et al. (2004) encontraron que en estrellas con rotación cercana al 80 % de la velocidad crítica, las líneas tienen anchos que subestiman la velocidad de rotación real de estrella, debido al efecto del oscurecimiento gravitacional causado por la rotación. La determinación de la distribución de las velocidades de rotación de las estrellas Be, es muy importante, ya que esta impone restricciones a los modelos de formación de la envoltura extendida. Aunque aún no se sepa con certeza si las estrellas Be son rotadores críticos, como por otro lado parecen sugerirlo las observaciones interferométricas de Domiciano de Souza (2003), las estrellas Be tardías y/o de clases de luminosidad aparente III se aproximan mucho más a la rotación crítica que las Be más tempranas (Zorec 2004).

1.3.3. Temperatura efectiva, masa y luminosidad

La determinación de los parámetros fundamentales de las estrellas Be no es sencilla y está sujeta a grandes incertezas. La presencia de las envolturas extendidas afecta tanto al espectro de líneas como de continuo de la estrella central, dificultando la determinación del tipo espectral y la clase de luminosidad, y por tanto, de una temperatura efectiva apropiada para cada estrella Be. La variabilidad y exceso de flujo del continuo y de las líneas hace difícil también la determinación de su magnitud visual. No se puede tomar la magnitud visual obtenida en una época arbitraria, sino

que es necesario conocer la historia observacional de la estrella y el tipo de correlación entre el brillo y la intensidad de la emisión. Además, para la mayoría de las estrellas Be, no existe información directa de la inclinación de sus ejes de rotación y de la dependencia con la latitud de su temperatura superficial, debida a la rotación rápida. Esto constituye una incerteza adicional respecto de su clase espectral.

Las determinaciones de la masa de las estrellas Be no son demasiado precisas. En general las estrellas Be que se encuentran en sistemas binarios, pertenecen a sistemas semi-separados o interactuantes en los cuales hay una fuerte transferencia de masa entre las componentes que deforma las curvas de luz y afecta las estimaciones de masas y radios (Slettebak 1987). No obstante se han hecho algunos progresos en los métodos de análisis de las curvas de luz y de velocidad en sistemas con discos de acreción, que permiten obtener radios y masas con cierta confiabilidad (Bell et al. 1987, Maxted et al. 1995, Hill et al. 1997). Aún no hay métodos indirectos adecuados para obtener las masas de las estrellas Be por lo que en la mayoría de los casos, se suponen masas normales correspondientes a su temperatura efectiva (Harmanec 1988). Estos valores varían entre $3.5 M_{\odot}$ (B8V) y $16 M_{\odot}$ (B0V) (Popper 1980). Una manera posible de obtener masas más confiables sería estudiando la curva de velocidad radial de la Be y sus compañera en binarias visuales. Los candidatos para este método son sistemas con períodos orbitales suficientemente cortos y con elementos orbitales bien determinados, derivados de la interferometría speckle, como por ejemplo δ Sco.

Los radios de las estrellas Be también pueden obtenerse como función de la magnitud visual observada (corregida por enrojecimiento), una estimación de la temperatura efectiva, la corrección holométrica y la paralaje. Las incertezas en la temperatura efectiva y en la magnitud visual ya mencionadas así como los errores en la paralaje afectan bastante estas determinaciones. En general los radios más confiables son los correspondientes a estrellas Be en cúmulos abiertos no muy lejanos, con paralajes bien determinadas (Harmanec 2000). Otra manera de obtener radios estelares consiste en usar los paralajes y las determinaciones interferométricas de los diámetros angulares (Code et al. 1976., Vakili 1981). En general, los radios se encuentran entre $2.7 R_{\odot}$ (B8V) y $7 R_{\odot}$ (B0V).

La temperatura efectiva se puede estimar suponiendo un campo de radiación isotrópico y conociendo el diámetro angular y el flujo total de la estrella, integrado sobre todas las longitudes de onda recibidas fuera de la atmósfera (Code et al. 1976). Se pueden obtener temperaturas de manera menos directa mediante la comparación de modelos con observaciones en el espectro continuo y de líneas. Como ya hemos mencionado, estos espectros se ven distorsionados por la presencia de las envolturas. Así las estrellas Be muestran comúnmente exceso de flujo tanto en el visible (Zorec & Briot 1991) como en el infrarrojo, saltos de Balmer atípicos y deficiencias o excesos de flujo en el ultravioleta (Underhill & Doazan 1982, Slettebak 1985, Snow & Stalio 1987). Por otra parte, si consideramos que la fotosfera subyacente a las Be es similar a la de las estrellas B, se pueden adoptar las temperaturas de éstas como representativas. Sin embargo, debemos tener en cuenta que la rápida rotación de las estrellas Be puede producir efectos de oscurecimiento gravitacional, y que bajo tales circunstancias, el término temperatura efectiva dejaría de tener significado. Igualmente, se toman los valores de las temperaturas de estrellas B normales como valores estimativos de las temperaturas de las estrellas Be. Estos valores se encuentran entre

1.2×10^4 K (B8) y 3.0×10^4 K (B0) (Schmidt-Kaler 1981, Underhill & Doazan 1982).

Antes de la misión Hipparcos, las magnitudes absolutas de las estrellas Be eran determinadas por métodos indirectos, para estrellas miembros de sistemas binarios, cúmulos abiertos o asociaciones o métodos estadísticos basados en su distribución espacial y cinemática. Dada la baja calidad y poca cantidad de estrellas analizadas los resultados así obtenidos resultaban muchas veces contradictorios. Usando las paralajes del Hipparcos, Briot (2000) determinó valores más precisos de las magnitudes absolutas. Sus resultados confirmaron que las estrellas Be, en promedio, son más brillantes (0.5 mag) que las estrellas B del mismo tipo espectral y que además esta diferencia aumenta con el tipo espectral (Zorec & Briot 1991).

1.3.4. Edades

Mencionamos antes que la proporción de estrellas Be no parece depender de la clase de luminosidad, lo cual podría indicar que el fenómeno Be puede aparecer en cualquier etapa de la evolución de una estrella B. Estudiando estrellas Be de cúmulos, Feinstein (1990) y Fabregat & Torrejón (2000) encuentran que el fenómeno Be tiene mayores probabilidades de producirse en la segunda mitad de la vida de una estrella B sobre la secuencia principal. En un estudio detallado de edades individuales de 50 estrellas Be con observaciones BCD, Zorec (2004) observó que la relación edad/ τ_{SP} (τ_{SP} = tiempo de vida de una estrella de masa M sobre la secuencia principal antes de llegar a la fase de la contracción secundaria), crece a medida que la masa de la estrella Be es más pequeña. Si tomamos el promedio de las relaciones edad/ τ_{SP} sobre todas las masas obtenemos obviamente el resultado estadístico ya mencionado de Feinstein (1990) y Fabregat & Torrejón (2000). Sin embargo, es significativo notar que el fenómeno Be en estrellas B masivas aparece para una fracción edad/ τ_{SP} más pequeña que en las estrellas B tardías. Por otro lado, hemos mencionado también que la rotación de las estrellas menos masivas es más elevada que la de las estrellas Be tempranas, sugiriendo que éstas deben rotar más rápidamente y por más tiempo para que se declare el fenómeno Be. Esto puede tener implicancias en lo que podamos concluir de los fenómenos de redistribución de momento angular interno y sus consecuencias en el desencadenamiento del fenómeno Be.

1.4. Modelos de envoltura

Los modelos propuestos para explicar la formación y estructura de la envoltura extendida de las estrellas Be, se basan en diferentes mecanismos capaces de dar origen a la envoltura; los principales de ellos son la rotación y los vientos estelares.

1.4.1. Modelos basados en la rotación

Modelos de disco

El modelo básico de la atmósfera de una estrella Be fue planteado por Struve (1931b) quién propuso que, dado que estos objetos eran rotadores rápidos, la envoltura extendida se originaba a partir de la eyección de material en la región e-

cuatorial de la estrella, debida a esta *rotación*. Este material eyectado formaría una envoltura en forma de disco alrededor de la estrella, donde el gas, ionizado por la radiación ultravioleta de la estrella central, sería el responsable de las líneas en emisión. La diversidad de los perfiles observados se explicaría de acuerdo a la orientación entre el disco circunestelar y la visual al observador. Si se observaba a la estrella desde el ecuador, el material de la envoltura que cubre el disco estelar produciría una absorción profunda, y las porciones restantes contribuirían a las emisiones laterales del perfil. El espectro resultante es un espectro "shell". Si la estrella es observada desde el polo, las líneas en emisión no mostrarían inversión en sus núcleos, dado que la envoltura que cubre al disco estelar es delgada. Si se la observaba desde un ángulo intermedio, aparecería una inversión central pequeña que daría lugar al espectro Be. Este modelo explica la diversidad de perfiles observados en las estrellas Be, pero no logra explicar, por ejemplo, la variaciones en la intensidad y forma de los perfiles, ni tampoco los cambios de fase entre un espectro Be-shell y uno B o Be, y vice versa. El modelo de Struve (1931) fue analizado teóricamente por primera vez por Limber (1964, 1967, 1969). Este autor obtuvo que el corte vertical de las superficies de igual densidad en estado estacionario tiene formas de lemniscatas, que implican densidades elevadas en las regiones ecuatoriales. Estos modelos se basan en una aproximación balística de eyección de materia por una estrella en rotación crítica y no pueden considerarse de carácter genuinamente hidrodinámico.

Marlborough (1969), Poeckert & Marlborough (1978) y Waters (1986), propusieron modelos de disco basados en los modelos de Limber, considerando que la envoltura no sólo estaba en rotación sino también poseía una suave expansión. La envoltura estaba fuertemente confinada a la región ecuatorial de la estrella y se la suponía isoterma. Dada la geometría del modelo, el parámetro de más peso en la forma de los perfiles calculados es la inclinación del eje de rotación respecto de la visual al observador. Este modelo logra buen acuerdo con las observaciones para perfiles de $H\alpha$, la polarización del continuo y la distribución de energía en algunas regiones de continuo, pero no logra buen acuerdo con los perfiles de $H\beta$.

Modelos ad-hoc de disco

Los modelos principales de este tipo son los propuestos por Waters (1987) y Hanuschik (1996), donde la envoltura en forma de disco tiene una altura que aumenta con el radio. En el modelo de Waters (1987) sólo hay una velocidad de expansión, mientras que en el de Hanuschik (1996), que es muy similar al modelo original de Struve, sólo hay velocidad de rotación Kepleriana. Una de las dificultades de estos modelos está en el hecho que la componente de radiación continua en el visible producida por la envoltura circunestelar se produce, según las observaciones, cerca de la estrella central (Stee et al. 1998). Según los modelos de disco abiertos, casi no hay masa cerca de la estrella, lo cual imposibilita la emisión de la radiación continua observada.

El modelo de Waters (1987) fue pensado para reproducir los excesos de flujo en el IR lejano, observados por el satélite IRAS. En realidad, el disco de Waters es una zona de gas donde el incremento de densidad hacia el ecuador con respecto al polo es del orden de 10^1 (Lamers & Waters 1987). Estos autores no encuentran razones

físicas suficientes para producir ese contraste de densidades. Este es, por otro lado, el mismo contraste que se espera en el modelo de Doazan & Thomas (1982) entre las partes aceleradas y deceleradas (ver sección 1.4.2).

Los modelos de disco fallan en reproducir la correlación observada entre el ancho equivalente de $H\alpha$ y el exceso infrarrojo: esto desestima la hipótesis de que el viento estelar esté confinado a un cono entorno de la región ecuatorial (Van Kerkwijk, Waters & Marlborough 1995). Notemos además que si todas las estrellas Be tuvieran envolturas muy achatadas hacia el ecuador, no podríamos explicar la existencia de muchas de ellas, las cuales poseen un $V_{\text{sen } i} > 200 \text{ km s}^{-1}$ y presentan fases de espectro Be permanentes. De igual modo, no podríamos dar cuenta de aquellas con $V_{\text{sen } i} < 200 \text{ km s}^{-1}$ que presentan fases “shell”. Chauville et al. (2001) ha mostrado que la intensidad de la absorción central en la línea $H\gamma$ no se correlaciona con la inclinación i , como sería de esperarse si en todos los casos estuviéramos en presencia de un disco. El mismo tipo de falta de correlación ha sido notado por Moujtahid & Zorec (2000) y Zorec et al. (2000) entre el exceso de emisión libre-ligado+libre-libre en la magnitud V y el ángulo de inclinación. Si las envolturas fueran discos muy achatados, esperaríamos que el exceso $\Delta V < 0$ para $i < 45^\circ$, lo cual no se verifica. Cabe notar también que en muchos casos se observan líneas de Balmer con un sólo pico, indicando ángulos i pequeños, mientras que las líneas del Fe II tienen dos picos, como si estuviéramos mirando la envoltura de canto. Este contraste se aprecia, en particular, mirando la línea $H\gamma$ de estrellas Be “pole-on” que poseen una línea en emisión de Fe II con dos picos en su ala roja.

Usando “primeros principios” de física y la teoría cinética de los gases aplicados a medios autogravitantes en rotación diferencial cilíndrica, Schmitz (1983) y Rohrman (1997), obtienen estructuras que si bien muestran un cierto achatamiento hacia el ecuador, no pueden en ningún caso ser comparadas con estructuras de tipo disco chato. Sin embargo, es importante señalar que debido a la alta rotación del gas, la cual es próxima a la rotación Kepleriana, la estructura de la envoltura tiene que tener un cierto achatamiento polar. La dependencia con el ángulo de inclinación se manifiesta a través de las diversas observaciones, en particular algunos aspectos del comportamiento espectrofotométrico de las estrellas Be (Moujtahid et al. 1999).

Modelo de anillo

Huang (1972,1973) y Albert & Huang (1974) consideraron un modelo de anillo elíptico inicialmente sugerido por Struve. Un análisis cualitativo de este modelo fue dado por Huang (1975). De acuerdo con este escenario, el material circunestelar de la estrella Be se halla fuertemente concentrado en el plano ecuatorial, en un anillo elíptico con movimiento Kepleriano. Este modelo logra explicar las variaciones periódicas V/R, como causa del movimiento apsidal uniforme del anillo, pero no puede explicar los casos en que las variaciones V/R no son cíclicas, sino que presentan cambios abruptos. Además para preservar la forma del anillo, este debe ser delgado tanto en la dirección radial como en la perpendicular al plano de movimiento.

1.4.2. Modelos con vientos impulsados por radiación

Modelos con simetría esférica

Basándose en la omnipresencia de características de superionización, las cuales se asocian a fenómenos de pérdida de masa por vientos estelares, Doazan & Thomas (1982) propusieron un modelo de envoltura circumestelar formado por varias regiones fuera de equilibrio radiativo e hidrostático que conforman la transición entre una fotosfera, en equilibrio radiativo e hidrostático, y el medio interestelar. La envoltura comienza con una cromosfera, es seguida luego por una corona con viento acelerado y finaliza con una región de frenado. Geométricamente se trataría de una estructura esférica. Este modelo trata de conciliar varios hechos, en particular la presencia de líneas de iones superionizados en el lejano UV y la presencia de líneas provenientes de una región templada o fría con movimientos lentos, sin embargo, no logra explicar la polarización observada.

Aunque las observaciones interferométricas sugieren que al menos algunas estrellas Be tienen una envoltura extendida que no es esférica (Quirrenbach et al. 1997), el desarrollo de modelos con simetría esférica ha dado resultados interesantes con respecto a la influencia del campo de velocidades sobre los perfiles en emisión de las líneas de H de Balmer. Resolviendo el transporte de radiación fuera de ETL, en el marco de referencia del fluido, Cidale & Ringuelet (1993) concluyen que la forma del perfil en emisión de H α en las estrellas Be está fuertemente determinada por el gradiente de velocidades en la base del viento, mientras que la envoltura templada sólo contribuye a la intensidad global del perfil en emisión. Dado que la estructura básica del perfil se formaría en las partes más internas de las envolturas, según este modelo, la geometría de las mismas no sería un factor de relevancia en lo que se refiere a la forma de los perfiles de H α .

1.4.3. Modelos con Vientos + Rotación

Modelos que implican zonas de superionización

La observación de grandes flujos de materia y del fenómeno de superionización en el ultravioleta no estaban contempladas dentro del modelo de disco. Estas observaciones sugieren la presencia de una componente caliente de gas circumestelar, además de la componente templada que da origen a la emisión en el infrarrojo y en las líneas. El modelo de disco fue adaptado de modo que el material fuese impulsado en forma de viento por la *presión de radiación* (Castor, Abbott & Klein 1975), una vez que este ha escapado del ecuador de la estrella, que rota a velocidad crítica. Las soluciones de los vientos podrían incluir pequeñas fluctuaciones en la densidad, que eventualmente podrían crecer y formar ondas de choque, originando de esta manera la emisión en rayos X y la presencia de especies superionizadas (Marlborough 1987, Bjorkman 1994). El modelo de disco presenta muchas dificultades (Underhill & Doazan 1982). Entre ellas podemos citar la limitación de que todas las estrellas roten con velocidad crítica, y el hecho de que la eyección de materia resulte sólo ecuatorial. Las observaciones en el ultravioleta sugieren que la materia es eyectada en todas las direcciones desde la superficie estelar (Snow 1981). Tampoco es posible

explicar las transiciones de fase entre un espectro tipo Be-shell y Be, B o shell y vice versa.

Bi-estabilidad de vientos y envolturas

Lamers & Pauldrach (1991) y Lamers & Cassinelli (1999) propusieron el modelo de bi-estabilidad inducido por rotación como mecanismo de formación del disco. En un viento conducido por radiación, Pauldrach & Puls (1990) encontraron la existencia de dos soluciones estables, con condiciones físicas diferentes. La rotación rápida de las estrellas Be podría inducir la transición del viento de una solución a otra, dentro de la envoltura extendida; la coexistencia de estas dos soluciones permitiría tener un viento polar tenue y rápido y un viento ecuatorial denso y lento, configuración que explicaría algunas de las observaciones. Este modelo resultó útil para las estrellas B[e], pero no logra la densidad suficiente en el ecuador para poder generar el disco en las estrellas Be. El mecanismo de bi-estabilidad combinado con la rotación es usado en los modelos de Stee & Araujo (1994), en forma ad-hoc mediante la parametrización libre del incremento de la densidad del viento en la parte ecuatorial.

Modelo de viento comprimido

En el modelo de viento comprimido (WCD) de Bjorkman & Cassinelli (1993) la rotación de un viento (impulsado por radiación) produce un flujo de gas hacia el ecuador. Si la rotación es suficientemente alta las líneas de flujo de hemisferios opuestos se intersectan en el ecuador formando una región de choque densa y confinada al plano ecuatorial, donde podría darse la superionización. Este modelo fue calculado suponiendo que el gradiente de presión era despreciable, hipótesis válida lejos del disco. Sin embargo, cuando el material llega al ecuador de la estrella, la densidad crece y estos gradientes se vuelven importantes, por lo que se requiere un estudio hidrodinámico del problema. Este estudio fue realizado por Owocki et al. (1994) quienes concluyeron que si se tienen en cuenta las componentes de fuerza no radiales, la compresión del viento desaparece y si se considera además el oscurecimiento gravitatorio se produce una intensificación del viento polar (Owocki, Cranmer, & Gayley 1996, Petrenz & Puls 2000). Este resultado es opuesto a las predicciones originales de la teoría de WCD. El modelo de viento comprimido tampoco puede reproducir el exceso infrarrojo observado (Porter 1997) y no produce una estructura cinemática que concuerde con las observaciones.

1.4.4. Mecanismos adicionales

De lo citado hasta aquí resulta evidente que la rotación o los vientos impulsados por la presión de radiación, aunque son factores importantes y necesarios para explicar la formación de la envoltura, no son suficientes para proveer un modelo que sea consistente con todas las observaciones. En particular, resulta imposible explicar algunas de las variabilidades de las estrellas Be como por ejemplo los cambios de fase de Be a B o a Be-shell sin recurrir a algún otro mecanismo como desencadenante de los fenómenos que le dan origen.

Otras teorías alternativas o complementarias que favorecen la formación de la envoltura extendida son las eyecciones discretas de masa, los mecanismos de transferencia de masa en binarias, las pulsaciones no radiales y los campos magnéticos.

Eyecciones esporádicas de masa

La mayoría de los modelos citados hasta aquí producen una envoltura extendida con forma de disco. Basando sus argumentos en el comportamiento espectrofotométrico de las estrellas Be y las erupciones de corto y largo período (Hubert & Floquet 1998, Hubert et al. 2000), Zorec et al. (2000) sugieren que la envoltura circunestelar puede resultar de eyecciones esporádicas de masa y vientos “cargados” de masa (mass loaded winds). De acuerdo con este escenario, la envoltura tendría una estructura bastante irregular, con nubes densas moviéndose entorno a la estrella. Rivinius et al. (2001a), en base a observaciones espectrocópicas de HEROS, descarta el modelo de una estructura de disco estática con flujo constante para algunos objetos y sugiere la existencia de una variación del radio interno de disco, formando por momentos un anillo.

Las eyecciones esporádicas serán tratadas con más detalle en un capítulo posterior, dado que estos fenómenos probablemente dominan la formación de envolturas circunestelares de las estrellas Be.

El fenómeno Be y la binaridad

El modelo de Kříž & Harmanec (1975) propone a las estrellas Be como integrantes de sistemas binarios en los que se da una transferencia de masa de una compañera no detectada, que llena su lóbulo de Roche. El material que pierde la compañera formaría un disco de acreción Kepleriano entorno de la estrella B. Aunque este escenario ocurre ciertamente para algunos objetos (estrellas Be en sistemas binarios Algol), es muy poco probable que pueda explicar todas las estrellas Be, por lo cual es necesario formular modelos de formación de envolturas en estrellas Be simples. En general, el fenómeno de transferencia de masa dura una fracción muy corta de la vida de una estrella por lo que es difícil explicar con ellos la alta frecuencia de estrellas Be (Gies 2000). Recientemente, Harmanec et al. (2002) estudiaron la posibilidad de formar envolturas en sistemas binarios separados, donde la componente de tipo espectral B rota con una velocidad muy cercana a la velocidad crítica. En estas condiciones aparece un nuevo punto de equilibrio en la superficie de la estrella B que rota rápidamente, como si fuera un punto de Lagrange y que permite el escape de materia. Esta materia no tiene energía suficiente para atravesar el verdadero punto de Lagrange, pero puede formar por “efecto de riego” una envoltura en torno de la estrella que gira rápidamente. Dado que este modelo requiere un rotador crítico, no es necesario tener una Be en un sistema binario, puesto que una estrella aislada en rotación crítica también puede lograr desestabilizar su región ecuatorial para eyectar materia.

Pulsaciones no radiales

Baade (1986) propone que la eyección de materia en el disco es causada por *pulsaciones no radiales* en la estrella central. En las estrellas se pueden dar perturbaciones sin simetría esférica (como por ej. movimientos turbulentos, fluctuaciones locales de la temperatura, etc.), que producen movimientos oscilatorios con componentes v_r , v_θ , v_ϕ que pueden depender de r , θ y ϕ . Las fuerzas restauradoras hacen retornar al medio al equilibrio; las más importantes son la presión, la gravedad y la rotación. De acuerdo con éstas, se pueden desarrollar distintos modos de oscilación de diferentes períodos y efectos (Cox, 1980). La detección de multiperiodicidad en μ Cen (Rivinius et al. 1998) y en η Cen (Levenhagen et al. 2003) parece confirmar la existencia de pulsaciones no radiales en algunas Be. En el caso particular de μ Cen se pudo confirmar la existencia de aumentos de brillo de la estrella cada vez que se detectaba una interferencia positiva entre dos modos de pulsación no radiales. Este fenómeno parece existir también en 28 Cyg (Tubbesing et al. 2000). Desgraciadamente estos dos casos no confirman la regla según la cual las pulsaciones no radiales desencadenarían eyecciones esporádicas de masa en todas las estrellas Be.

Campos magnéticos

La interacción de un *campo magnético* débil con un plasma de baja densidad, puede transformar la energía mecánica en calor y transferir momento al plasma. Este mecanismo junto con la rotación estelar podría ser suficiente para iniciar el viento (Poe & Friend 1986). Muchos autores propusieron la presencia de campos magnéticos para dar cuenta de algunos aspectos de la variabilidad de los vientos de las estrellas Be, tales como las componentes discretas (Barker 1987). Ringuet & Iglesias (1991, 1993), propusieron un modelo de vientos impulsados por campos magnéticos y encontraron que la geometría de la envoltura estaba esencialmente determinada por la intensidad del campo. Este modelo resultó consistente con las observaciones polarimétricas (Fox 1993). Balona (2000) planteó la posibilidad de que el campo magnético pueda contribuir en la aceleración de la materia eyectada por la estrella central, para que ésta alcance las velocidades Keplerianas que este autor supone que existen en el medio circunestelar.

Los campos magnéticos en estrellas Be son aún difíciles de detectar, aunque recientemente se han logrado avances en ese sentido (Nenier et al. 2003), los cuales indican que estos campos no superarían los 500 Gauss.

1.5. Estructura de la envoltura

El origen y la estructura de la envoltura extendida de las estrellas Be ha sido objeto de numerosos estudios desde los trabajos de Struve (1931). Si bien se ha avanzado mucho en la interpretación de algunos fenómenos y se han propuesto nuevas teorías, todavía quedan muchos problemas sin resolver en este campo. Actualmente es aceptado que las estrellas Be están rodeadas de una envoltura de gas circunestelar que no posee simetría esférica. Sin embargo, aún es tema de debate la geometría, el tamaño, la cinemática y la estructura de densidad y temperatura de dicha envoltura.

Los modelos teóricos de transporte de radiación en las atmósferas de las estrellas Be, como algunos de los descritos en la sección anterior, aportan sin duda información importante acerca de la estructura de velocidad, densidad y temperatura de la envoltura. Sin embargo, estos modelos son en general muy complejos (especialmente para el caso del Fe II) e implican suposiciones que restringen demasiado su aplicabilidad.

Una manera alternativa de derivar propiedades de la envoltura es usar directamente datos observacionales, como los interferométricos, o aplicar modelos semi-empíricos que, basados en suposiciones simples, permitan interpretar en forma más directa la información que está contenida en las observaciones. Las líneas espectrales en emisión que caracterizan los espectros de las estrellas Be contienen información útil que puede ser analizada comparando las predicciones de estos modelos con los perfiles observados.

1.5.1. Parámetros derivados de observaciones interferométricas, polarimétricas y excesos infrarrojos

Las observaciones polarimétricas (Mc Lean & Brown 1978) e interferométricas de envolturas de estrellas Be, indicarían que el gas circumestelar no tiene una distribución esféricamente simétrica. Las primeras observaciones de una estrella Be con técnicas interferométricas en radio (Dougherty & Taylor 1992), mostraron que la envoltura de la estrella ψ Per era achatada, con un cociente de ejes menor que 2. Usando interferometría óptica en H α se observó el achatamiento de la envoltura de γ Cas y se derivó además un ángulo de inclinación de 20° suponiendo una envoltura con simetría axial. Stee et al. (1998) encontró para γ Cas, un radio de la región emisora de H β menor que 8.5 radios estelares y para la región de He I 6678 un radio de 2.3 radios estelares. Posteriormente, Quirrenbach et al. (1997) obtuvieron restricciones sobre la geometría de la envoltura de 7 estrellas Be, con la misma técnica. Las extensiones de estas envolturas resultan menores que 12 radios estelares para los 7 objetos; para 4 de ellos, que son sistemas binarios, se ajustan envolturas elongadas, mientras que dos de ellos son objetos vistos de polo, y por tanto la proyección de sus envolturas resultaría esferoidal. En el trabajo de Quirrenbach et al. (1997), los autores presuponen que las envolturas son discos chatos y que la elipticidad aparente es un efecto de proyección. Hay que tener en cuenta, sin embargo, que una envoltura en forma elipsoidal puede conducir al mismo efecto aparente, para dos ángulos de inclinación diferentes.

Suponiendo un modelo de disco con una cierta apertura, algunos autores intentaron inferir valores del ángulo de dicha apertura en base a observaciones interferométricas y polarimétricas. Quirrenbach et al. (1997) determinó un límite superior de 20° para la apertura del disco, mientras que Wood et al. (1997) obtuvo dos ajustes aceptables: un disco con un ángulo de 3° y el otro con un ángulo de 57°. Yudin (2001) concluye, a partir de un análisis estadístico de datos infrarrojos, polarimétricos y de las velocidades de rotación, que los ángulos de apertura se encuentran entre 10° y 40°. Cabe destacar que la mayoría de los modelos de apertura no tienen fundamento teórico alguno y fueron adoptados por la facilidad de manejo matemático. Podemos preguntarnos entonces si tiene sentido intentar determinar un ángulo de apertura

para la envoltura. En el caso de los modelos usados por Wood et al., se supone que las envolturas achatadas son originadas por vientos comprimidos. Sin embargo, los mismos autores han demostrado que este último modelo no puede predecir coherentemente la polarización en ambos lados de la discontinuidad de Balmer y no se ha efectuado ningún cálculo de líneas en emisión para ser comparado con las observaciones.

La polarización observada no implica necesariamente la existencia de una envoltura achatada, sino que también podría deberse a la presencia de un campo magnético débil. Tomando como base el modelo de campo magnético de Iglesias & Ringuet (1991), Fox (1993) encuentra que la polarización observada en las estrellas Be puede ser explicada por campos magnéticos de intensidad menor que 100 Gauss y depende principalmente de la profundidad óptica y de la ubicación del límite interior de la envoltura extendida.

Las estrellas Be presentan excesos en el continuo IR que son interpretados como emisión libre-libre y libre-ligado del H producida en la envoltura (Gehrz, Hackwell & Jones 1974). Se han propuesto numerosos modelos tanto empíricos como teóricos que intentan reproducir los excesos observados proponiendo diferentes mecanismos de emisión y estructuras de la envoltura. Muchos de ellos modelan discos estáticos con una ley de densidades de la forma $\rho \propto r^{-n}$ (Waters 1986, Okazaki 2001) y algunos permiten una caída exponencial de la densidad con la altura respecto del ecuador (Marlborough 1969, Poekert & Marlborough 1978). Los ajustes de estos modelos a los datos infrarrojos (Waters 1986b) dan valores de n entre 2 y 4 y tamaños de la zona de formación que van entre 4 y 10 radios estelares. Mediante la ecuación de continuidad se derivan además tasas de pérdida de masa del orden de $10^{-8} M_{\odot}/\text{año}$, dos órdenes de magnitud mayores que las obtenidas a partir de las líneas de resonancia del ultravioleta.

En base a la solución rigurosa de la ecuación de transporte radiativo en un medio con simetría esférica y con una estructura cromosférica, Vázquez et al. (1993) concluye que la presencia de una cromosfera influye de manera importante sobre el continuo infrarrojo. Sus cálculos permiten modelar el continuo IR de las estrellas Be y determinar tamaños de las regiones de formación, que resultan menores que los estimados mediante modelos de disco (Waters et al. 1987). En el trabajo de Vázquez et al. se toma como principal mecanismo de emisión los procesos libre-libre del H y ligado-libre del H^{-} . Posteriormente, Cruzado et al. (1998) demostró que la recombinación dielectrónica del Mg II puede contribuir de manera significativa a la emisión del continuo IR para las estrellas Be.

Si bien, a partir de las observaciones mencionadas es razonable esperar que la geometría de la envoltura presente apartamientos respecto de la simetría esférica, los datos provistos por las observaciones polarimétricas, interferométricas e infrarrojas no permiten, hasta el momento, dar una interpretación unívoca de la estructura de las envolturas en las estrellas Be. Hay muchos factores que deben tenerse en cuenta al interpretar las observaciones, entre los cuales están no sólo la geometría de la envoltura sino también diversos procesos que pueden estar relacionados con el fenómeno Be como la presencia de campos magnéticos o los distintos mecanismos de emisión en el infrarrojo, entre otros.

1.5.2. Parámetros derivados de los perfiles de líneas

Es sabido que las líneas de Balmer y otras líneas en emisión más débiles presentes en los espectros de las estrellas Be, como las de Fe II, contienen información importante acerca de las propiedades físicas del gas circumestelar en el cual se forman. El estudio detallado de los perfiles de las líneas puede ayudar a dilucidar algunos interrogantes aún no resueltos sobre las estrellas Be, como la geometría de la envoltura (tipo disco, elipsoidal, irregular, etc.), su extensión y su masa, su cinemática (rotación Kepleriana, rotación con conservación del momento angular, flujos en expansión, etc) y su estructura de densidad (equilibrio hidrostático, viento comprimido, ondas de densidad, etc).

Como lo muestran los numerosos atlas de líneas espectrales de estrellas Be (Andrillat & Feherenbach 1982, Dachs et al. 1986, Hanuschik 1986,1996, Slettebak 1992), los perfiles de las líneas de Balmer en emisión que presentan estos objetos son sumamente variados. Se pueden encontrar perfiles de uno o dos picos, simétricos o asimétricos y variables en intensidad y aspecto para una misma estrella.

Dada la diversidad de perfiles existentes resulta fundamental conocer en detalle sus características para lograr hacer alguna interpretación provechosa de la información que contienen. La observación de un gran número de líneas, su clasificación y la medición de sus características (anchos equivalentes, intensidades, separación de los picos, cocientes V/R, ancho a mitad de intensidad, variabilidad a corto y largo plazo en objetos particulares) ayuda a poner restricciones sobre los parámetros físicos de la envoltura y es una buena fuente de comparación para muchos modelos.

Varios autores han propuesto modelos semiempíricos de envoltura que intentan reproducir los perfiles de hidrógeno y Fe II característicos del espectro de las Be. Algunos de ellos adoptan una configuración estática de la envoltura, suponiendo por ejemplo que ella está representada por una estructura esférica o tipo disco, y generan perfiles mediante el cálculo del flujo saliente de la envoltura usando una solución plano paralela de la ecuación de transporte (Cidale & Ringuelet 1989). Otros se basan en métodos similares al de la curva de crecimiento (Wellman 1951). Friedjung & Muratorio (1987) proponen el modelo de la curva de autoabsorción (ver cap. 3) para el estudio de las líneas en emisión de la nova HR Del 1967 y que luego fue aplicado al estudio de otros objetos (Muratorio & Friedjung 1988, Muratorio et al. 1992, Muratorio et al. 2002a). Todos estos modelos, hacen posible la estimación de parámetros de la región de formación de las líneas tales como su ubicación, densidad electrónica, temperatura característica y profundidad óptica media.

Existen otros modelos, (Poeckert & Marlborough 1978, Hummel 1994b, Hummel & Vrancken 2000, entre otros) que proponen una estructura cinemática de la envoltura, basada en las propiedades de los perfiles, y determinan los parámetros de densidad a partir del ajuste con las observaciones. En los distintos modelos se han propuesto desde discos Keplerianos sin expansión (Hanuschik 1995), hasta una estructura de viento denso con una ley β de velocidades (Poeckert & Marlborough 1978). Uno de los primeros modelos de este tipo fue el de Huang (1972) quien reproduce perfiles con estructura de dos picos suponiendo un disco ópticamente delgado en rotación alrededor de la estrella con una ley dada por $v(r) \propto r^{-j}$. A partir de este modelo es posible estimar el radio externo del disco en función de la separación

de los picos en emisión del perfil como: $\Delta V = (2V \sin i)r^{-j}$ (donde $j=1/2$ para un disco Kepleriano y $j=1$ si la rotación esta determinada por la conservación del momento angular). Aunque probablemente la naturaleza de los perfiles de Fe II no sea exclusivamente cinemática, este modelo muestra que la rotación cumple sin duda un rol muy importante. La expresión dada por Huang resulta útil para dar el orden de magnitud de la extensión de la envoltura extendida de las estrellas Be (Jaschek & Jaschek. 1993). Slettebak et al. (1992) obtuvo radios para las regiones de formación entre 7 y 19 radios estelares para H α , entre 5 y 12 radios para H β y H γ y entre 3 y 4 radios estelares para el Fe II ($\lambda 6516$). El ajuste de los perfiles con una ley del tipo $v(r) \propto r^{-j}$, con j como parámetro libre permite también dar pautas sobre la ley de velocidad más adecuada para cada objeto. Sin embargo, no es sencillo determinar la cinemática del disco sin ambigüedad. Hummel & Vrancken (2000) muestran que para líneas ópticamente delgadas se producen los mismos perfiles con un disco Kepleriano que con un disco con conservación del momento angular usando distintas estructuras de densidad del disco. Esto no ocurre, sin embargo, para profundidades ópticas no despreciables, en cuyo caso los mejores ajustes son consistentes con un disco Kepleriano.

Varios autores han atribuído una naturaleza cinemática a los perfiles de dos picos en emisión característicos de las estrellas Be (Andrillat & Feherenbach 1982, Hanuschik 1989). En base al estudio de las líneas de Balmer, encuentran la existencia de una correlación entre los anchos a mitad de intensidad de las líneas y la separación de los picos en emisión con $V \sin i$ (velocidad de rotación proyectada), lo cual implicaría un acoplamiento de la rotación de la estrella con su envoltura. Otros trabajos posteriores confirman esta correlación (Dachs et al. 1992, Slettebak 1992). Hay que tener en cuenta, sin embargo, que la rotación no es el único mecanismo que puede originar perfiles de dos picos. Los perfiles de H α en emisión pueden también originarse en regiones cercanas a la fotosfera con gradientes suaves de velocidad (Cidale & Ringuélet 1993).

No sólo las líneas en emisión contienen información sobre la envoltura. Los perfiles de estrellas Be-shell vistas de ecuador son buenos para revelar flujos radiales. Estas líneas se originan a partir de la absorción del flujo fotosférico a través de toda la envoltura, por lo cual dan información sobre la estructura de velocidades radiales. La forma de los perfiles shell puede ayudar a decidir si la cinemática en la envoltura está dominada por movimiento Kepleriano o por expansión y contracción. Si hubiera movimientos radiales importantes, se producirían líneas asimétricas con la componente roja mayor que la azul (independientes del tiempo) y perfiles similares a los P Cygni para flujos radiales muy grandes. Hanuschik (2000), estudiando las velocidades radiales de las líneas de Fe II para perfiles shell, encontró que los perfiles simétricos están centrados cerca de 0 km/s y los asimétricos tienen una variabilidad periódica, que se explicaría con un disco Kepleriano distorsionado por ondas de densidad.

1.5.3. Nuestra propuesta: estudio de los perfiles de Fe II

Como hemos visto en la sección anterior, el estudio de la forma y la variabilidad de los perfiles observados en las estrellas Be aportan una gran cantidad de datos que

permiten dar pautas para delinear la estructura de las envolturas circunestelares. La mayoría de los estudios y modelos semiempíricos ya mencionados tienen como objetivo el estudio de las líneas de hidrógeno. Los estudios sobre líneas de Fe II en estrellas Be que existen en la literatura son escasos, en general sólo se basan en unas pocas líneas de este ión (Hanuschik 1987, Ballereau et al 1995) o se aplican a algún objeto particular que puede o no ser una estrella Be (Kotric-Karuzza et al. 2002, Muratorio et al. 2002a, 2002b, Cidale & Ringuélet 1989, Arias et al. 2000).

El objetivo de nuestro trabajo consiste en realizar un análisis más completo y abarcativo de las líneas de Fe II en emisión en las envolturas de las estrellas Be. Estudiaremos el comportamiento de las líneas de varios multipletes de Fe II para un grupo dado de objetos. A través de nuestro estudio pretendemos replantear la estructura de las envolturas de las estrellas Be, en particular, su geometría y condiciones termodinámicas, de manera consistente con las observaciones.

Las temperaturas electrónicas promedio que reinan en las envolturas de las estrellas Be hacen que prácticamente todo el Fe se encuentre una vez ionizado. El Fe II tiene muchas líneas con características de excitación diferentes, tanto en el visible como en el UV lejano. En la región visible del espectro de las estrellas Be, las líneas de Fe II se encuentran en emisión, mientras que en el UV se las observa en absorción. Además, estas líneas son características de la envoltura, por lo que están libres de la influencia de la fotosfera subyacente. No ocurre lo mismo con las líneas de Balmer, que presentan una contribución de la fotosfera de la estrella (perfil de absorción) y una contribución de la envoltura (perfil de emisión), lo cual hace algo más difícil su análisis. El Fe II resulta entonces un elemento muy adecuado para el estudio de las propiedades físicas de las atmósferas extendidas.

El origen de las líneas de Fe II en emisión en las estrellas Be no es aún bien entendido. Los modelos de envolturas circunestelares usados hasta ahora, así como las suposiciones que se han hecho en la literatura sobre el régimen de opacidad de estas líneas, no permiten concluir de manera convincente sobre la región de formación de las mismas ni sobre los procesos físicos que dominan su excitación. Por un lado, el ancho considerable de estas líneas sugiere que su región de formación está próxima a la estrella central; por otro, la baja excitación necesaria para producir las transiciones en el visible sitúan a la región de formación relativamente lejos de la estrella.

En una gran variedad de objetos astrofísicos la región de formación del Fe II se supone que está ubicada en la zona de transición H II \rightarrow H I alrededor de la fuente fotoionizante (Netzer 1988). Hanuschik (1987) concluyó en base a argumentos cinemáticos que estas líneas podrían formarse dentro de la zona de formación de la emisión de H α y H β y por tanto, en promedio, más cerca de la estrella central. Tarafdar & Apparao (1994) propusieron que las líneas en emisión de Fe II no se pueden formar en la región H II alrededor de la estrella central, debido a que el tamaño de dicha región es muy pequeño.

Por ello, consideramos importante, mediante observaciones, profundizar la investigación de la formación de las líneas de Fe II a través del estudio de las características físicas de la envoltura circunestelar en estrellas Be y de los mecanismos de excitación de las líneas de Fe II que prevalecen allí (Viotti 1976). Buscamos conocer el régimen de opacidad que gobierna las líneas de Fe II en estas envolturas (ópticamente delgadas u ópticamente gruesas), así como también el régimen de excitación

dominante en cada línea (radiativo, colisional o mixto).

El análisis detallado del conjunto de estrellas que hemos seleccionado, permite también llevar a cabo un trabajo estadístico para buscar correlaciones que son importantes para decidir cual es la geometría de la envoltura que domina en la zona de formación de las líneas de Fe II. La determinación de dicha geometría es importante para saber qué proceso de pérdida de masa domina en la formación de las envolturas circunestelares de las estrellas Be y que tipo de actividad conduce a las distintas formas posibles de pérdida de masa. En los estudios estadísticos serán usadas otras líneas características con las cuales podremos identificar diferentes regiones en las envolturas. Con este objetivo, estudiaremos además las líneas de Balmer presentes en la región espectral observada. Correlacionando el comportamiento de las líneas de Balmer con las líneas de Fe II pensamos poder dar precisiones sobre el aspecto cinemático y dinámico de las zonas de formación que conciernen a estas últimas.

Dada la compleja estructura atómica del Fe II, hemos optado por la utilización de métodos de análisis semiempíricos para la interpretación de los espectros estelares. Dado que contamos con observaciones de la región del visible, donde el Fe II se encuentra en emisión, utilizaremos el método de las curvas de autoabsorción (SAC) desarrollado por Muratorio & Friedjung (1988) que se describirá en detalle en el capítulo 3. Este método analiza el decrecimiento del grado de eficiencia de la emisión de un medio en función de su opacidad. La construcción de una curva SAC para un elemento dado, requiere del análisis de varios multipletes. Los desplazamientos relativos de las curvas SAC individuales de cada multiplete, permiten determinar la temperatura de excitación promedio de todas las transiciones estudiadas sin necesidad de recurrir al cálculo previo de las poblaciones de los niveles atómicos. El método SAC permite además, obtener separadamente, las poblaciones de los niveles atómicos superiores e inferiores de las transiciones estudiadas, así como las zonas de formación de éstas en la envoltura circunestelar y el flujo de masa del medio.

Por otra parte y como otra aproximación al problema, proponemos también un modelo básico de envoltura con dos geometrías posibles: un “anillo” o un “disco” de radio y altura variables. Estos modelos consisten en reducir la envoltura circunestelar a capas de absorción/emisión superpuestas y en movimiento relativo (rotación y expansión). A partir del análisis de la influencia de los diferentes parámetros sobre la forma de los perfiles y del ajuste de perfiles teóricos obtenidos con ambos modelos a nuestras observaciones buscaremos decidir qué valores de los parámetros libres de nuestro cálculo representan mejor las condiciones físicas de las regiones de formación.

Limitando al máximo las suposiciones dependientes de modelos específicos de envoltura, pensamos poder aportar limitaciones observacionales bien fundadas para un modelado más detallado de las envolturas circunestelares de las estrellas Be y de sus características de excitación. Uno de los elementos básicos de esta discusión estará dado por la naturaleza de la función fuente de las transiciones de Fe II estudiadas, cuyas características serán determinadas en detalle.

Capítulo 2

Análisis de los perfiles de Fe II e hidrógeno

El objetivo principal de nuestro trabajo es describir la estructura de la envoltura circunestelar de las estrellas Be analizando la información provista por las líneas en emisión de hidrógeno y Fe II presentes en sus espectros. El primer paso en la realización de nuestro plan de trabajo fue la selección adecuada de los objetos de estudio y la posterior adquisición y reducción de las observaciones. La diversidad de perfiles observados se presenta en forma de un catálogo de líneas de Fe II e H. Asimismo, se obtienen mediciones de las características relevantes de estos perfiles y se analizan correlaciones de las mismas con la velocidad de rotación proyectada de la estrella.

2.1. Observaciones

2.1.1. Selección de los objetos

La selección de los objetos a estudiar fue realizada teniendo en cuenta los siguientes criterios:

- elegir objetos suficientemente brillantes ($m_v < 7\text{mag}$), de modo de tener espectros de buena calidad y requerir tiempos de exposición cortos
- contar con más de una observación de algunos objetos de particular interés para analizar su variabilidad
- buscar entre las estrellas Be tempranas aquellas que presenten preferentemente líneas de Fe II en emisión intensa, dado que se busca realizar un análisis con métodos semiempíricos sobre estas líneas
- seleccionar un grupo de objetos que presenten un tipo espectral semejante y que muestren distintos ángulos de inclinación, con el fin de analizar la incidencia de la distribución del material de la envoltura sobre las características de los perfiles de las líneas de Fe II

En la Tabla 2.1 se listan los objetos seleccionados para este trabajo. Allí figura el nombre de cada objeto así como también algunos de sus parámetros fundamentales: tipo espectral, magnitud visual, velocidad de rotación proyectada en la dirección de la visual ($V \text{sen } i$), inclinación del eje de rotación y los logaritmos de la temperatura efectiva, $\log(T_{\text{ef}})$, y de la gravedad superficial, $\log g$. Los datos de las últimas tres columnas fueron extraídos del trabajo de Chauville et al. (2001).

Tabla 2.1: Lista de estrellas Be seleccionadas

HD	TE	m_v	$V \text{sen } i$ [kms ⁻¹]	i [°]	$\log T_{\text{ef}}$	$\log g$
41335	B1.5IIIne B2Vne	5.21	358	83	4.367	3.62
45725	B3Ve	4.60	330	68	4.307	3.91
48917	B2IIIe B2Ve	5.20	205	50	4.329	3.70
50013	B1.5IV-Vne	3.96	243	55	4.377	3.82
56139	B2IV-Ve	3.85	85	18	4.333	3.81
58978	B0IVpe	5.61	375	62	4.483	3.92
63462	B0Vpe	4.50	435	73	4.483	3.92
88661	B2IVpe	5.72	237	57	4.333	3.81
91465	B3IIIe B4Vne	3.32	266	68	4.253	3.54
105435	B2IVne	2.60	258	66	4.333	3.81
110335	B6IVe	4.93	250	-	4.114	3.81
112091	B5Vne	5.17	210	52	4.185	4.02
120991	B2IIIe	6.10	70	15	4.342	3.70
124367	B4Vne	5.07	295	69	4.214	3.81
137387	B1IVpne	5.49	250	49	4.426	3.95
148184	B0.5Vpe B2IVpe	4.42	144	25	4.455	3.94
157042	B2VIe B2IIIe	5.25	340	74	4.300	3.82
158427	B3Vne B2Vne	2.95	290	88	4.279	4.00
164284	B2Ve	4.64	262	53	4.426	3.95
50138	B5III(B[e])	6.67	150	-	4.122	3.40

2.1.2. Obtención de las observaciones

Los espectros estudiados fueron obtenidos en el Complejo Astronómico el Leoncito (CASLEO), San Juan. Señalamos en lo que sigue los detalles de las observaciones:

- **Instrumento:** telescopio reflector J. Sahade de 2,15 m, con espectrógrafo Cassegrain REOSC en dispersión cruzada (red de 400 l/mm) y detector CCD

TEK de 1024 x 1024 pix.

- **Ancho de la ranura:** 200-300 μ
- **Decker:** 8
- **Rango espectral:** 3900-8000 Å, se tomaron dos ángulos diferentes de la red para cubrir este rango.
- **Resolución:** 11500
- **Relación señal - ruido:** 450
- **Fechas de observación:** 5-7/03/96, 21-22/09/96 y 22-23/03/02.

La adquisición de las observaciones correspondientes a las fechas 5-7 de marzo y 21-22 de septiembre de 1996 fue realizada por N. Morrell y D. Ballereau. M. L. Arias cumplimentó además un turno de dos noches de observación en CASLEO el 22-23 de marzo de 2002, con el fin de completar la lista de objetos y observar nuevamente algunos de ellos.

2.1.3. Reducción de las observaciones

La reducción de los espectros se llevó a cabo utilizando el paquete de programas IRAF (V2.11). (noao.imred.ccdred.echelle). En resumen, el proceso de reducción consistió en corregir las imágenes de los objetos y las comparaciones por el ruido de fondo determinado por las columnas del "overscan". Para esto se promedió una secuencia de imágenes "cero" (bias) de la noche (rutina *combine*) y se sustrajeron las columnas del overscan del cero promediado usando la rutina *ccdproc*. Aplicando nuevamente esta rutina se restó el overscan y se corrigió por ruido de fondo a los objetos y a las comparaciones. Dado que los campos planos (flat) del espectrógrafo REOSC no son confiables, no se realizó la normalización por campo plano (flat). Una vez corregidas las observaciones se extrajeron los espectros de los objetos y de la comparación usando la rutina *apall*. Se realizó la identificación del espectro de comparación de la lámpara de Torio - Argón (rutina *ecidentify*) para posteriormente calibrar en longitud de onda a los espectros de los objetos (rutinas *refspec* y *ecdispcor*). Finalmente, se realizó la calibración en flujo (rutinas *standard*, *sensfunc* y *calibrate*). Cabe destacar que la calibración en flujo así realizada resultó de mala calidad para algunas noches, por lo que en ese caso se realizó la normalización de los espectros trazando el continuo por medio del ajuste de un polinomio. En los casos en los que se contaba con varias observaciones consecutivas de un mismo objeto, las mismas fueron sumadas con el fin de mejorar la relación señal ruido.

He procesado los espectros correspondientes a todas las fechas de observación, que suman un total de 68. En la Tabla 2.2 se listan las observaciones correspondientes a cada objeto seleccionado. En la columna 1 figura el nombre del objeto, en la columna 2 la fecha de observación, en la columna 3 el rango espectral correspondiente a dicha fecha y en la columna 4 el día juliano en el momento de la observación.

Tabla 2.2: Lista de las observaciones

Objeto HD	Fecha	Rango espectral [\AA]	Día Juliano
41335	05/03/96	3900-6450	2450148.533
	06/03/96	5600-8100	2450149.518
	22/03/02	3800-6300	2452356.497
	23/03/02	5500-7800	2452357.497
45725	07/03/96	3900-6450	2450150.506
		5600-8100	2450150.666
	22/03/02	3800-6300	2452356.532
	23/03/02	5500-7800	2452357.536
47054	07/03/96	3900-6450	2450150.523
		5600-8100	2450150.681
48917	07/03/96	3900-6450	2450150.554
		5600-8100	2450150.696
	22/03/02	3800-6300	2452356.552
	23/03/02	5500-7800	2452357.552
50013	05/03/96	3900-6450	2450148.579
	06/03/96	5600-8100	2450149.572
	22/03/02	3800-6300	2452356.597
	23/03/02	5500-7800	2452357.589
50138	05/03/96	3800-6450	2450148.597
	06/03/96	5600-8100	2450149.589
	22/03/02	3800-6300	2452356.607
56139	07/03/96	3900-6450	2450150.609
		5600-8100	2450150.732
	22/03/02	3800-6300	2452356.628
	23/03/02	5500-7800	2452357.603
58978	07/03/96	3900-6450	2450150.622
		5600-8100	2450150.743
	22/03/02	3800-6300	2452356.643

63462	05/03/96	3900-6450	2450148.635
	06/03/96	5600-8100	2450149.629
	22/03/02	3800-6300	2452356.658
88661	05/03/96	3900-6450	2450148.655
	06/03/96	5600-8100	2450149.648
	22/03/02	3800-6300	2452356.686
	23/03/02	5500-7800	2452357.670
91465	05/03/96	3900-6450	2450148.691
	06/03/96	5600-8100	2450149.685
	22/03/02	3800-6300	2452356.730
	23/03/02	5500-7800	2452357.657
105435	05/03/96	3900-6450	2450148.704
	06/03/96	5600-8100	2450149.700
	22/03/02	3800-6300	2452356.742
	23/03/02	5500-7800	2452357.720
110335	07/03/96	3900-6450	2450150.806
		5600-8100	2450150.862
	22/03/02	3800-6300	2452356.752
		23/03/02	5500-7800
112091	07/03/96	3900-6450	2450150.821
		5600-8100	2450150.891
	22/03/02	3800-6300	2452356.794
		23/03/02	5500-7800
120991	05/03/96	3900-6450	2450148.877
	06/03/96	5600-8100	2450149.876
	22/03/02	3800-6300	2452356.813
	23/03/02	5500-7800	2452357.756
124367	05/03/96	3900-6450	2450148.777
	06/03/96	5600-8100	2450149.769
	22/03/02	3800-6300	2452356.847

	23/03/02	5500-7800	2452357.826
137387	22/03/02	3800-6300	2452356.911
	23/03/02	5500-7800	2452357.900
148184	05/03/96	3900-6450	2450148.828
	06/03/96	5600-8100	2450149.825
	21/09/96	3700-6150	2450348.521
	22/09/96	5850-8100	2450349.527
157042	21/09/96	3700-6150	2450348.478
158427	21/09/96	3700-6150	2450348.508
	22/09/96	5850-8100	2450349.551
164284	21/09/96	3700-6150	2450348.557
	22/09/96	5850-8100	2450349.569

2.1.4. Identificación de las líneas

Una vez completada la reducción de los espectros, se realizó la identificación de las líneas presentes en ellos.

Elementos principales: Los objetos observados presentan tipos espectrales comprendidos entre B0 y B6 (ver Tabla 2.1). Para estos objetos los elementos dominantes del espectro son H, He I y Fe II. Las características de las líneas de H y Fe II se describirán más adelante. Las líneas de He I son líneas fotosféricas que aparecen generalmente en absorción, aunque en algunos casos particulares ciertas líneas (He I $\lambda\lambda$ 4713, 5876 y 6678) presentan sus alas en emisión. En varios espectros se observa también la línea de MgII λ 4481. En unos pocos objetos aparecen líneas débiles en absorción de otros metales como NII, O II o Si III y pueden además estar presentes las líneas interestelares H y K del Ca II y el doblete de Na I.

2.2. Líneas de Fe II e H

Dado que en la literatura se encuentran muy pocos estudios detallados sobre las líneas de Fe II en espectros de estrellas Be (Haunschik 1988, Ballereau et al. 1995), consideramos importante, en primer lugar, la elaboración de un catálogo de perfiles de estas líneas. Esto resultará útil, no sólo para ampliar la información hasta ahora existente, al incluir más transiciones y otros objetos, sino también para comparar la calidad de nuestras observaciones con los pocos perfiles de Fe II publicados en trabajos anteriores (Ballereau et al. 1995, Hanuschik 1996, Hanuschik 1988). Además, podremos analizar el comportamiento de los distintos multipletes en un mismo objeto y en distintas épocas y, mediante las mediciones obtenidas de los

perfiles, podremos verificar o encontrar nuevas correlaciones entre estas mediciones con la velocidad de rotación de la estrella. Presentamos, además, un catálogo de las líneas de hidrógeno correspondientes a los primeros miembros de la serie de Balmer. Si bien los perfiles de estas líneas, especialmente los de $H\alpha$, han sido más estudiados que los de Fe II, creemos importante agregar este catálogo con el fin de comparar el comportamiento de las líneas de Fe II y de H ya que fueron observadas en forma simultánea.

2.2.1. Atlas de perfiles

En la sección 2.4 se muestran los perfiles observados de las líneas de Fe II e hidrógeno para los objetos estudiados. En cada figura se indica el nombre del objeto (HD) y la fecha de observación. Para todos los casos se representa en el eje de las ordenadas la intensidad relativa de la línea en unidades del continuo estelar (todos los perfiles de mismo elemento están expresados en la misma escala de intensidad) y en el eje de las abscisas se indica el corrimiento en velocidad respecto de la longitud de onda en reposo de cada línea presentada. En cada gráfico se indica además la escala de intensidad adoptada. Para el caso del Fe II, la primera figura, que no muestra ningún perfil, sirve de referencia para indicar las longitudes de onda y multipletes que aparecerán graficados en las figuras subsiguientes. Para el caso del H, $H\delta$ y $H\epsilon$ se grafican juntas en el último panel, el nivel de continuo corresponde a 0.5 y 2 respectivamente.

Los perfiles de Fe II observados en el rango espectral estudiado (3900Å- 8000Å) corresponden a las líneas de los multipletes: (27), (28), (37), (38), (12), (18), (19), (55), (73) y (74) del visible. En la sección 2.5 se listan las energías del nivel inferior y superior (E_i y E_s) y el $\log gf$ para las transiciones que dan lugar a las líneas medidas.

Los perfiles de hidrógeno graficados corresponden a las líneas de Balmer: $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$ y $H\epsilon$.

- “Blends”

La línea $\lambda 4351$ del multiplete (27) del Fe II aparece superpuesta a la línea $H\gamma$ del H y las líneas $\lambda\lambda 4924$ y 5018 del multiplete (12) del Fe II se superponen con respectivas líneas de He I. También algunas líneas de Fe II están muy cerca unas de otras y en ocasiones, cuando la velocidad de rotación es alta y los perfiles están muy ensanchados, sus contribuciones se superponen. En todos estos casos, para no perder la información provista por esas líneas de Fe II, cuando el tipo de “blend” resultaba claro para separar, restamos al espectro original la contribución del H o del He I, o separamos dos líneas de Fe II, para obtener un perfil puro de Fe II. Para el caso de “blend” de Fe II con H o He I se le resta al espectro original el ajuste de una gaussiana de la línea de H o He I correspondiente. Para “blends” de dos líneas de Fe II se reconstruyen los perfiles tomando como referencia el ala que no está afectada por el “blend”. En estos casos, se grafica con línea punteada en las figuras el espectro original.

2.2.2. Características generales de los perfiles

Perfiles de Fe II

Las líneas de Fe II observadas presentan perfiles en emisión, característicos de la envoltura extendida que rodea las atmósferas de las estrellas Be. La mayoría de ellos presentan dos picos con una depresión central de forma e intensidad variada. En algunos casos la depresión tiene forma de V y puede ser más (por ej. HD45725) o menos intensa (por ej. HD124367), en otros es más redondeada o aplanada (por ej. HD50013, HD63462, HD48917). De acuerdo con los modelos de Rybicki & Hummer (1983) la forma de la depresión central estaría vinculada con la profundidad óptica de la línea y/o el ángulo de inclinación de la envoltura. Estos autores atribuyen la forma de V de la depresión central a líneas ópticamente gruesas y la forma de U a líneas ópticamente delgadas. Sin embargo, el hecho de que la depresión central varíe para líneas del mismo multiplete (Ballereau et al. 1995) hace dudosa esta interpretación, al menos para algunos casos. Horne & Marsh (1986) proponen que la forma de V de la depresión central de los perfiles es originada por los efectos de cizalla en el disco que resultan más importantes para inclinaciones grandes.

Por otra parte, encontramos también algunos perfiles bastante asimétricos (por ej. HD50013, HD88661, HD105435). Un sólo objeto de la muestra, que es del tipo B[e] (HD50138) presenta perfiles tipo shell con una depresión central muy intensa y delgada.

En general, las líneas de Fe II no son muy intensas, se elevan aproximadamente entre 0.05 y 0.2 unidades del continuo. La forma característica de sus perfiles los hace claramente identificables en la mayoría de los casos, aún cuando sus intensidades son muy bajas.

Otra característica distintiva de los perfiles es que sus alas no son extendidas, como en el caso de los perfiles de H α , sino que caen en forma bastante abrupta, lo que facilita la medición de sus anchos en la base.

En general, para la mayoría de los objetos, la forma de los perfiles se mantiene similar en todas las líneas de Fe II. Sin embargo, hay algunos objetos particulares (HD120991, HD148184) para los cuales se observa una variación de la intensidad relativa de los picos y/o de la depresión central de una línea a otra, para la misma fecha. Por otra parte, en algunos casos, se pueden observar variaciones de la depresión central o intensificaciones de la asimetría para el mismo objeto, en distintas fechas de observación. En particular las líneas de Fe II de HD91465 o de HD105435 muestran perfiles notablemente diferentes de una época de observación a la otra. Esto indica posiblemente cambios importantes en las condiciones físicas de las envolturas que rodean a estos objetos.

Basándonos en la clasificación propuesta por Hanuschik (1988), podemos sugerir dos tipos principales de líneas: las que tienen perfiles de dos picos, más o menos simétricos y aquellas cuyos perfiles son asimétricos y se destaca una componente en emisión dominante, que presenta a menudo un pico bastante agudo. Según Hanuschik (1988), el origen de los perfiles simétricos correspondería a una envoltura con simetría axial donde domina la rotación, mientras que los perfiles asimétricos podrían revelar gradientes de velocidad radial importantes (Cidale & Ringuelet 1993) y/o la presencia de una envoltura sin simetría axial como por ejemplo un anillo o un

disco elíptico en el que la estrella se encuentre en uno de los focos. En este tipo de configuraciones, las partículas no siguen trayectorias perfectamente circulares por lo cual la distribución de materia en el ecuador resultaría no homogénea, dando lugar a perfiles asimétricos. Esta hipótesis es válida suponiendo que las líneas de Fe II son ópticamente delgadas: veremos más adelante que las líneas de Fe II pueden llegar a tener una profundidad óptica importante (ver cap.3). Viotti (1986) propone, en cambio, que las asimetrías V/R observadas en las líneas pueden deberse a la absorción producida por una zona de la envoltura que presenta una velocidad radial distinta a la de la región emisora.

Una clasificación más abarcativa de los perfiles en emisión fue dada por Hanuschik (1996). En este trabajo se propone una clasificación que no sólo se basa en su simetría sino también a su profundidad óptica e inclinación.

Perfiles de H

Los perfiles de las líneas de Balmer del H, en particular de la línea $H\alpha$, han sido estudiados con bastante detalle, y se encuentran en la literatura varios catálogos de las líneas $H\alpha$, $H\beta$ y $H\gamma$ para distintos objetos y fechas de observación (Andrillat & Fehrenbach 1982, Slettebak 1992, Dachs et al. 1992, Hanuschik 1996, Banerjee et al. 2000). Sin embargo, no es posible aún dar una explicación definitiva sobre algunas de sus características, ni sobre su variabilidad. Es por ello que resulta útil y necesario continuar con la observación de estos perfiles, de manera de ampliar la muestra y poder comparar observaciones de distintas épocas. Resumiremos, en lo que sigue, las características principales de estos perfiles, de acuerdo con nuestras observaciones.

El perfil de la línea $H\alpha$ aparece en emisión pura para todos los objetos observados, mientras que los perfiles de los miembros superiores de la serie de Balmer ($H\beta$, $H\gamma$ y $H\delta$) presentan una estructura compuesta, es decir, se evidencia en ellos claramente la absorción fotosférica y la emisión de la envoltura. En general, la emisión tiene su máxima intensidad en $H\alpha$, en $H\beta$ y $H\gamma$ tiene una intensidad considerable, mientras que se debilita para $H\delta$ y $H\epsilon$, y tiene prácticamente el nivel del ruido o desaparece en miembros superiores de la serie de Balmer ($H8$ o $H9$) (Slettebak 1992). Para los perfiles de $H\delta$ en adelante (hacia longitudes de onda menores) domina la componente fotosférica y dado que los anchos equivalentes de la emisión son en general pequeños, las mediciones se vuelven mucho más inciertas. La intensidad de emisión es variable en los distintos objetos, la línea $H\alpha$ tiene intensidades que van desde dos unidades por encima del continuo hasta casi doce unidades.

Aunque, en reglas generales, es posible dividir a los perfiles en las dos clases ya propuestas para los perfiles de Fe II (simétricos o asimétricos), es importante destacar que la estructura de los perfiles de H es bastante más compleja que la del Fe II. En nuestra muestra, observamos perfiles de $H\alpha$ de un pico en emisión, simétricos o asimétricos, entre ellos se encuentran los de tipo "pico de botella" observados generalmente en las estrellas vistas de polo (Hanuschik 1996, Hummel 1994) como es el caso de HD148184, HD56139 y HD120991. También se observan perfiles de un pico muy intensificado con inflexiones en las alas, donde este pico coincide en general con una característica similar en los correspondientes perfiles de Fe II y puede variar

de una fecha a otra (HD50013, HD88661, HD105435). Otros perfiles asimétricos no muestran picos bien definidos en $H\alpha$ (HD41335), muestran tres picos (HD58978) o varios picos pequeños (HD91465, HD50013). También se observan perfiles simétricos de dos picos (HD124367, HD110335, HD164284), muchos de los cuales presentan inflexiones en una o ambas alas o (HD48917, HD158427, HD112091). Por último observamos también algunos perfiles shell (HD50138 y HD45725).

De acuerdo con Hanuschik (1986), las inflexiones observadas en las alas de los perfiles representan la existencia de una segunda componente de la envoltura circunestelar con características diferentes. Para estos objetos se proponen dos regiones en la envoltura una más externa y extendida y otra interna y turbulenta donde también se formarían las líneas de Fe II (Slettebak 1992). Por otra parte, los perfiles asimétricos pueden deberse a fuertes movimientos radiales. Hanuschik (1987) sugirió la idea de la existencia de varios anillos anidados, producidos por eyecciones de masa discretas, para explicar la estructura compleja de estos perfiles.

En general, la estructura de los perfiles de los miembros superiores de la serie de Balmer no es tan compleja como la de $H\alpha$. $H\gamma$, $H\beta$ y $H\delta$ presentan comúnmente perfiles de dos picos en emisión (salvo para las estrellas vistas de polo), con una forma bastante parecida a la de los perfiles de Fe II. Algunos de ellos revelan sin embargo las mismas inflexiones en las alas que $H\alpha$ (HD 50013, HD91465, HD48917).

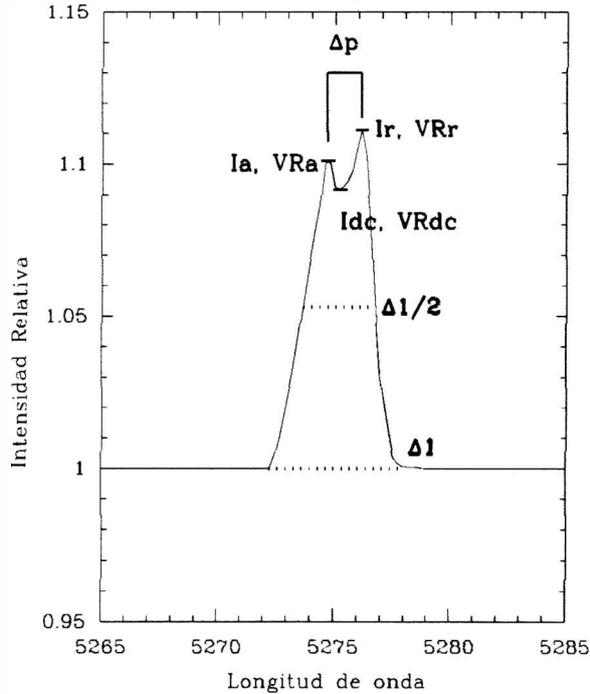


Figura 2.1: Mediciones sobre un perfil de Fe II

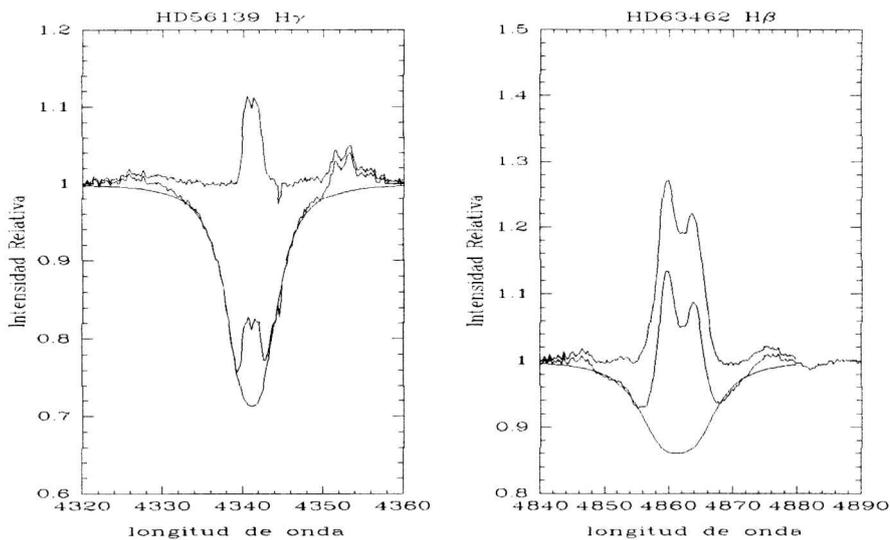


Figura 2.2: Ajuste de la componente fotosférica para una línea de Balmer

2.2.3. Mediciones sobre los perfiles

Las mediciones realizadas sobre los perfiles resultan necesarias para la búsqueda de correlaciones con la velocidad de rotación proyectada de la estrella central, $V \sin i$, así como también para la aplicación posterior de los métodos semiempíricos propuestos (ver cap.3). Las mediciones realizadas fueron las siguientes: el ancho equivalente de la línea (E), el ancho a mitad de intensidad ($\Delta_{1/2}$), el ancho en la base de la línea (Δ_1), la intensidad de la línea, la longitud de onda del centro de la línea (para perfiles de un pico), la intensidad y posición (velocidad) de los picos rojo y azul (I_a , VR_a , I_r , VR_r) y de la depresión central (I_{dc} , VR_{dc}) y la separación de los picos en emisión ($\Delta_p = |VR_r - VR_a|$) (para perfiles de dos picos). Se midió además el ancho equivalente de la depresión central para los perfiles de H.

En la Fig. 2.1 se muestra un ejemplo de las mediciones realizadas sobre un perfil típico de Fe II. En la sección 5 (Tablas I) se presentan las tablas con las mediciones correspondientes a cada línea de Fe II para cada objeto estudiado. Las mediciones correspondientes a aquellas líneas demasiado ruidosas o que presentan un “blend” difícil de separar, no se han incluido y se listan en la tabla con el valor 0.0. Se midieron en promedio 20 líneas de Fe II por cada objeto observado.

Las mediciones realizadas sobre los perfiles de las líneas de hidrógeno de Balmer, son básicamente las mismas que las realizadas sobre los perfiles de Fe II. Dado que, como mencionamos antes, la emisión decrece hacia los miembros superiores de la serie de Balmer, escogimos sólo las líneas de Balmer que presentaban emisión relativamente intensa o destacada sobre la absorción fotosférica ($H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ y $H\delta$). La línea $H\alpha$ de todos los objetos, presenta perfiles en emisión pura, mientras que las líneas $H\beta$, $H\gamma$ y $H\delta$ evidencian en sus perfiles absorción fotosférica y emisión de la envoltura. Para

estas líneas, se realizaron las mediciones mencionadas sobre los perfiles corregidos por la absorción subyacente. Dicha corrección se llevó a cabo utilizando la siguiente fórmula empírica para la forma del perfil de absorción (Chauville et al. 2001):

$$\phi(\lambda) = \exp-[a(\lambda - \lambda_c)^b + c]^{-1} \quad (2.1)$$

donde λ_c es la longitud de onda central del perfil observado y a, b y c son constantes que se determinan usando tres puntos del perfil observado. Definimos: $y_i = -[\ln\phi_{obs}(\lambda_i)]^{-1}$ y $x_i = \lambda_i - \lambda_c$. Elegimos dos puntos sobre el perfil: x_1 y x_2 y el tercero lo calculamos como $x_3 = (x_1 x_2)^{1/2}$. Así, las constantes pueden calcularse como:

$$c = (y_1 y_2 - y_3^2) / (y_1 + y_2 - 2y_3) \text{ y } \ln(y_i - c) = b \ln(x_i) + a$$

Una vez encontrado un ajuste satisfactorio del perfil de absorción, este se resta al perfil total y se realizan las mediciones sobre la emisión resultante. En la fig. 2.2 se muestra un ejemplo de este tipo de ajuste.

En la sección 6 (Tablas II) se listan las mediciones realizadas sobre los perfiles de Balmer para cada objeto.

- Objetos sin mediciones

De la lista de objetos seleccionada originalmente, fueron descartados dos de ellos, HD137387 y HD164284, a la hora de realizar las mediciones sobre las líneas de Fe II. El espectro de HD137387 no presenta, para la fecha de observación, líneas de Fe II en emisión y en el espectro de HD164281 la emisión en Fe II es demasiado débil y ruidosa para poder ser medida de manera confiable. Igualmente, los perfiles de hidrógeno observados de estos objetos se incluyen en el catálogo correspondiente.

2.2.4. Correlaciones con V_{seni}

Una vez realizadas las mediciones sobre los perfiles de H y Fe II ya mencionadas, buscamos correlaciones entre los anchos de las líneas y la separación de los picos con V_{seni} .

Así como el ancho de las líneas fotosféricas provee información acerca de V_{seni} , el ancho de las líneas en emisión nos da información acerca de la cinemática de la envoltura. Este ensanchamiento puede deberse tanto efectos cinemáticos (por ej. rotación) como a efectos no-cinemáticos (por ej. dispersión Thomson).

Resulta entonces que la existencia de una correlación entre los anchos de las líneas con V_{seni} , sería una evidencia a favor del origen cinemático de las líneas, es decir, implicaría que la envoltura tiene simetría axial y que su eje de rotación coincide con el de la estrella central. Si no existiera tal correlación podríamos conjeturar que la rotación en las envolturas no está acoplada con la rotación estelar, o bien que el ancho de las líneas tiene un origen preponderantemente no cinemático.

Vemos entonces, que a partir del estudio de las correlaciones de los anchos de las líneas en emisión con V_{seni} es posible decidir sobre el origen de las líneas y el grado de acoplamiento de la rotación de la envoltura con la rotación estelar.

Anchos equivalentes de líneas vs. Δ_p y $V \text{sen} i$

- Fe II

En las Fig. 2.3, Fig. 2.4 y Fig. 2.5 se grafica el ancho equivalente individual de cada línea de Fe II para cada objeto en función de la separación de los picos. Se puede observar que, para gran parte de los objetos, aunque los anchos equivalentes de las líneas difieran entre sí, la separación de los picos es similar o con muy poca variación para todas las líneas correspondientes a un dado objeto. Dado que Δ_p se correlaciona con $V \text{sen} i$, para un caso ópticamente delgado, esto implicaría que todas las líneas de Fe II tienen en común el mismo radio externo.

Considerando un origen cinemático de las líneas es posible obtener una estimación de la extensión de la región emisora a partir del modelo de Huang (1972). Con la expresión obtenida por Huang:

$$\Delta V_p = 2V \text{sen} i \ r^{-j} \quad (2.2)$$

(donde $j=0.5$ para un disco kepleriano y $j=1$ si se considera conservación del momento angular) es posible calcular el radio externo de la región emisora r (en unidades del radio estelar) conociendo la separación de los picos en emisión y la velocidad de rotación proyectada de la estrella. Aunque el ensanchamiento de las líneas podría no ser puramente rotacional y/o la ley de velocidades puede ser incierta, esta expresión es útil para dar un orden de magnitud de la extensión de las regiones emisoras. Los cálculos de los valores de r para nuestros perfiles usando la expresión (2.2) se presentan en el cap.3 (tabla 3.2).

Si tenemos en cuenta la fórmula (2.2), de donde $r^j = 2V \text{sen} i / \Delta V_p$, podemos estimar el radio máximo de la zona emisora, es decir el r correspondiente al ΔV_p mínimo. En la fig. 2.6 graficamos este radio (para $j=0.5$) en función de la temperatura efectiva para cada objeto. Vemos que r_{max} difiere para cada estrella y no se correlaciona con T_{ef} . Esto nos llevaría a pensar que o bien la zona de formación no queda delimitada por las condiciones de ionización del Fe II o bien el modelo de Huang, que considera que las líneas de Fe II tienen $\tau < 1$, no es adecuado para la interpretación de las observaciones.

En la Fig. 2.7 se grafica el valor promedio del ancho equivalente de todas las líneas para cada objeto en función de la separación promedio de los picos y de la extensión promedio de la región de formación r calculada con la expresión (2.2) para $j=0.5$. Vemos que la emisión, en promedio, tiende a ser mayor cuanto más grande es la región de formación de las líneas. Esto no se verifica para uno de los puntos que corresponde al objeto HD112091, cuyos anchos equivalentes son muy débiles y sin embargo la región de formación resulta bastante extensa.

- Hidrógeno

En la Fig. 2.8 se grafica el ancho equivalente de $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ y $H\delta$ en función del respectivo valor de $V \text{sen} i$. Resulta difícil establecer alguna correlación entre los anchos equivalentes de las líneas de Balmer medidos y $V \text{sen} i$. Probablemente en la muestra estudiada los objetos observados tienen comportamientos distintos entre sí o dicha correlación no existe. Dachs et al.(1986) observó que para las estrellas con emisión variable en $H\alpha$ los anchos a mitad de intensidad de esta línea (que están correlacionados con $V \text{sen} i$) decrecían cuando aumentaba el ancho equivalente

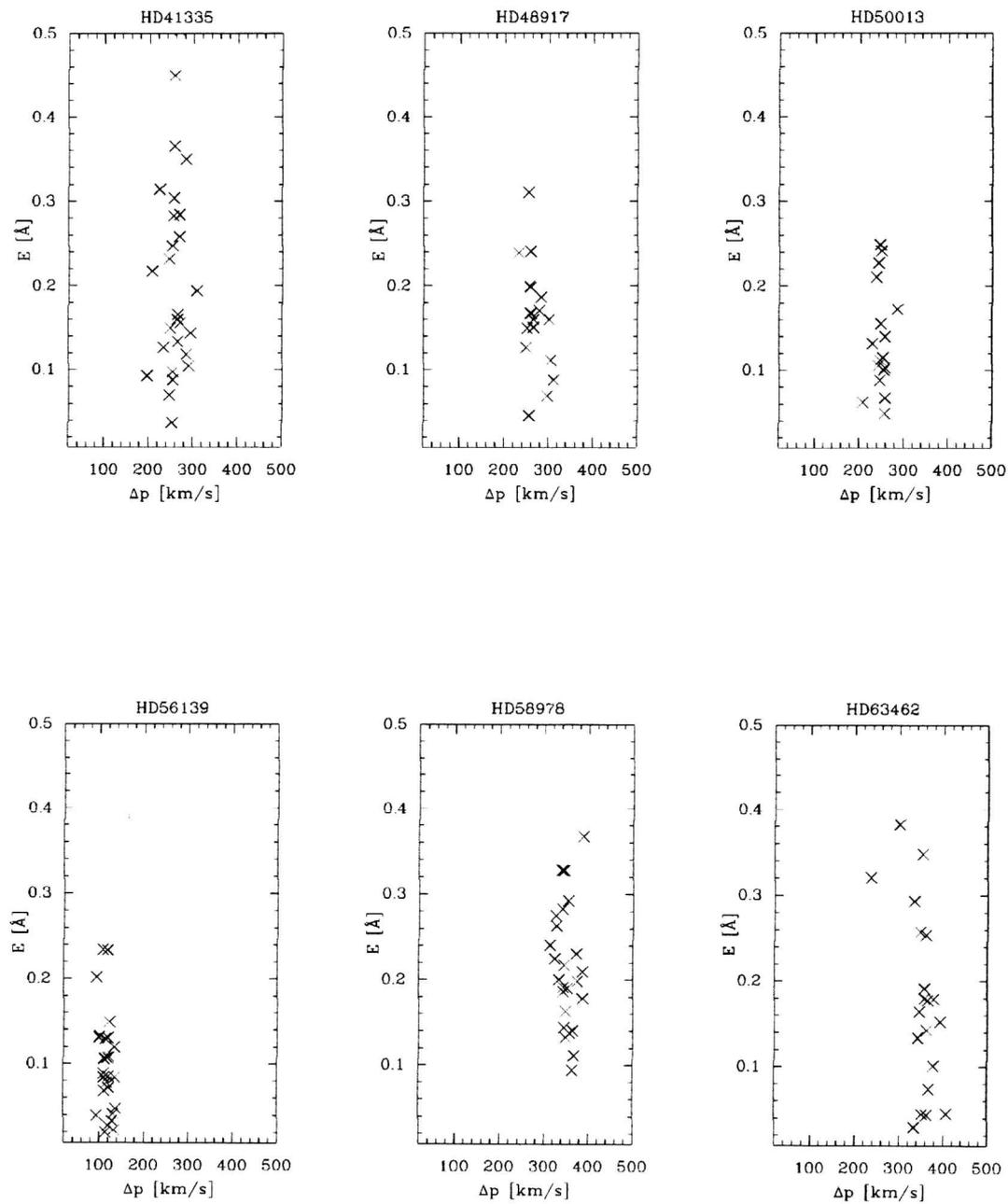


Figura 2.3: Ancho equivalente de las líneas de Fe II en función de Δ_p

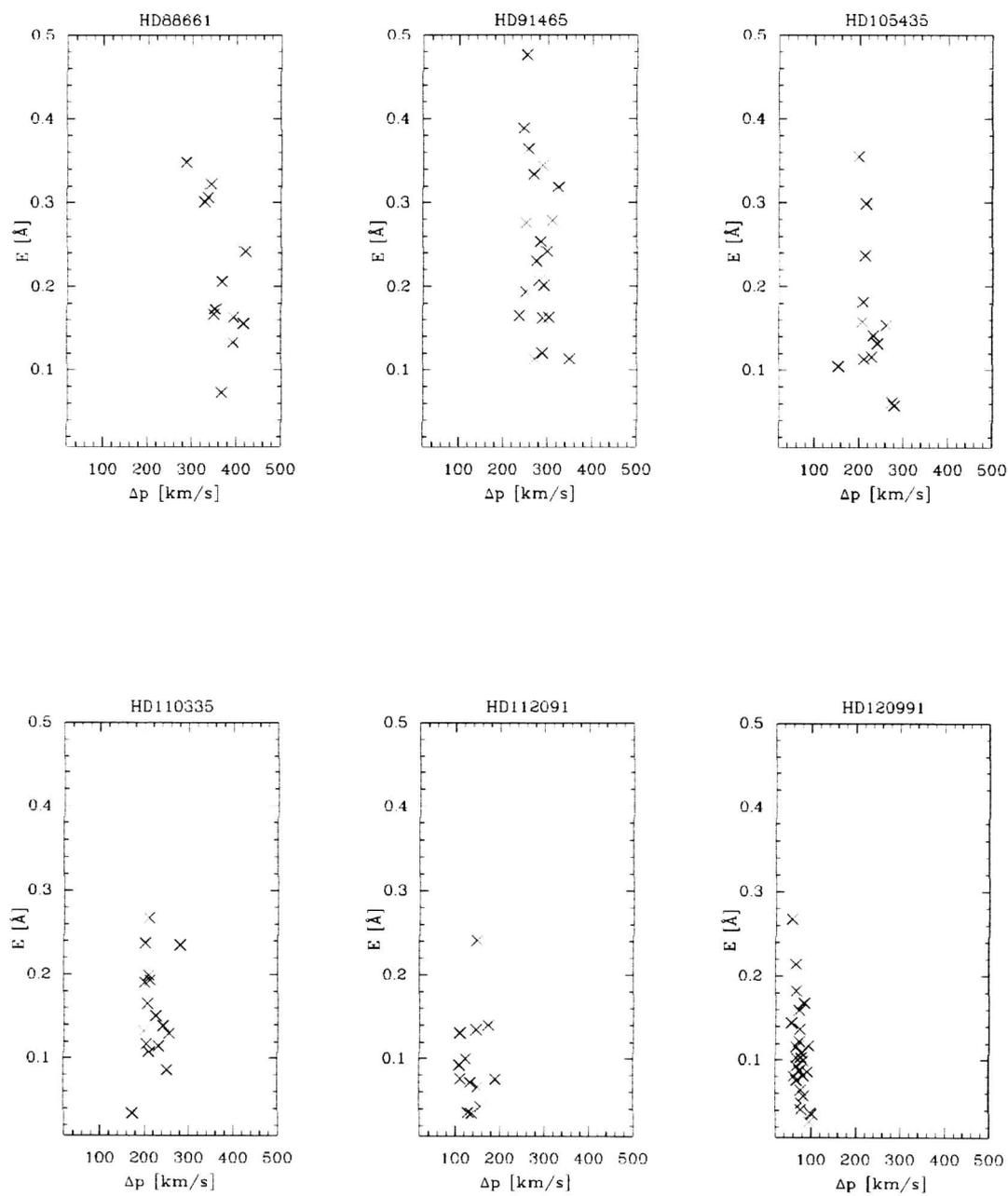


Figura 2.4: Ancho equivalente de las líneas de Fe II en función de Δ_p

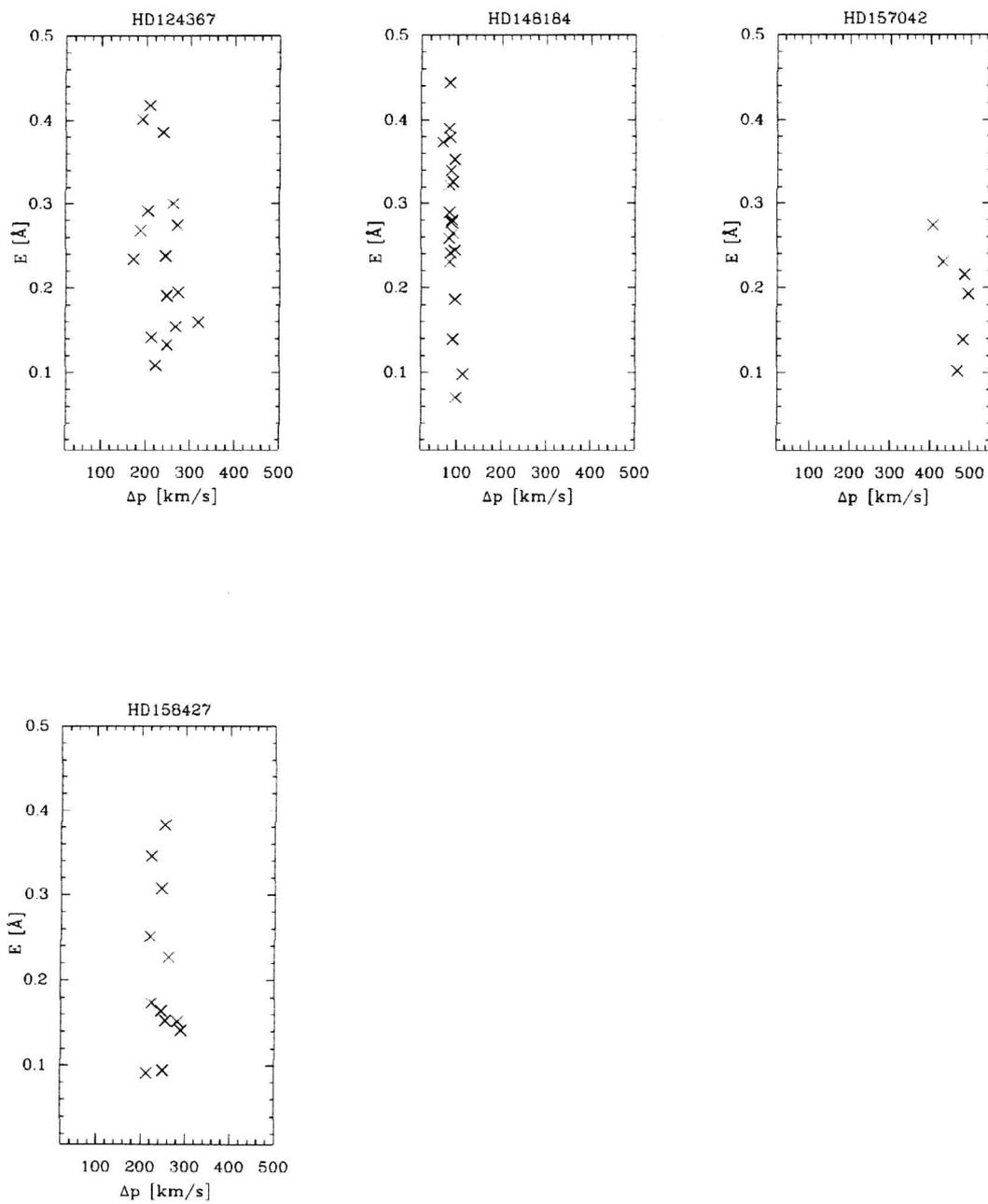


Figura 2.5: Ancho equivalente las líneas de Fe II en función de Δ_p

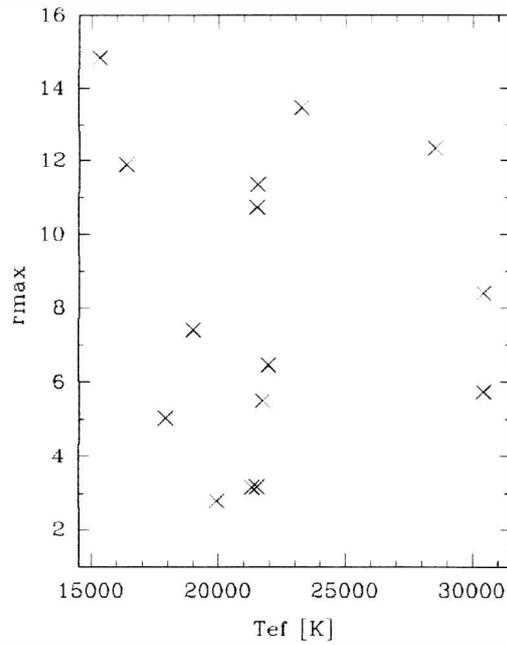


Figura 2.6: Valor de la máxima extensión de la región de formación correspondiente a la mínima separación medida de los picos de Fe II para cada objeto en función de la temperatura efectiva

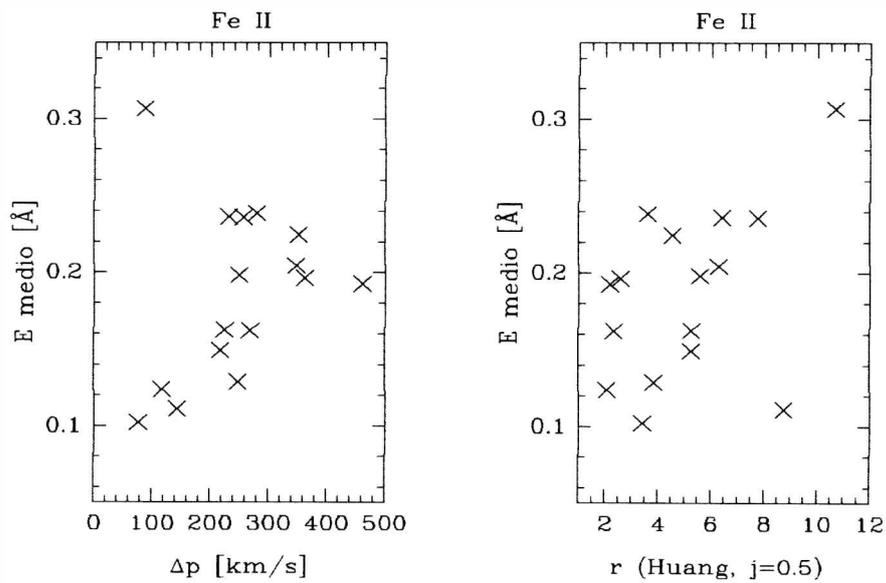


Figura 2.7: Ancho equivalente promedio las líneas de Fe II en función de Δ_p promedio y de $r=(R_e/R_*)$ calculada a partir de Δ_p con la fórmula de Huang ($j=0.5$) para cada objeto.

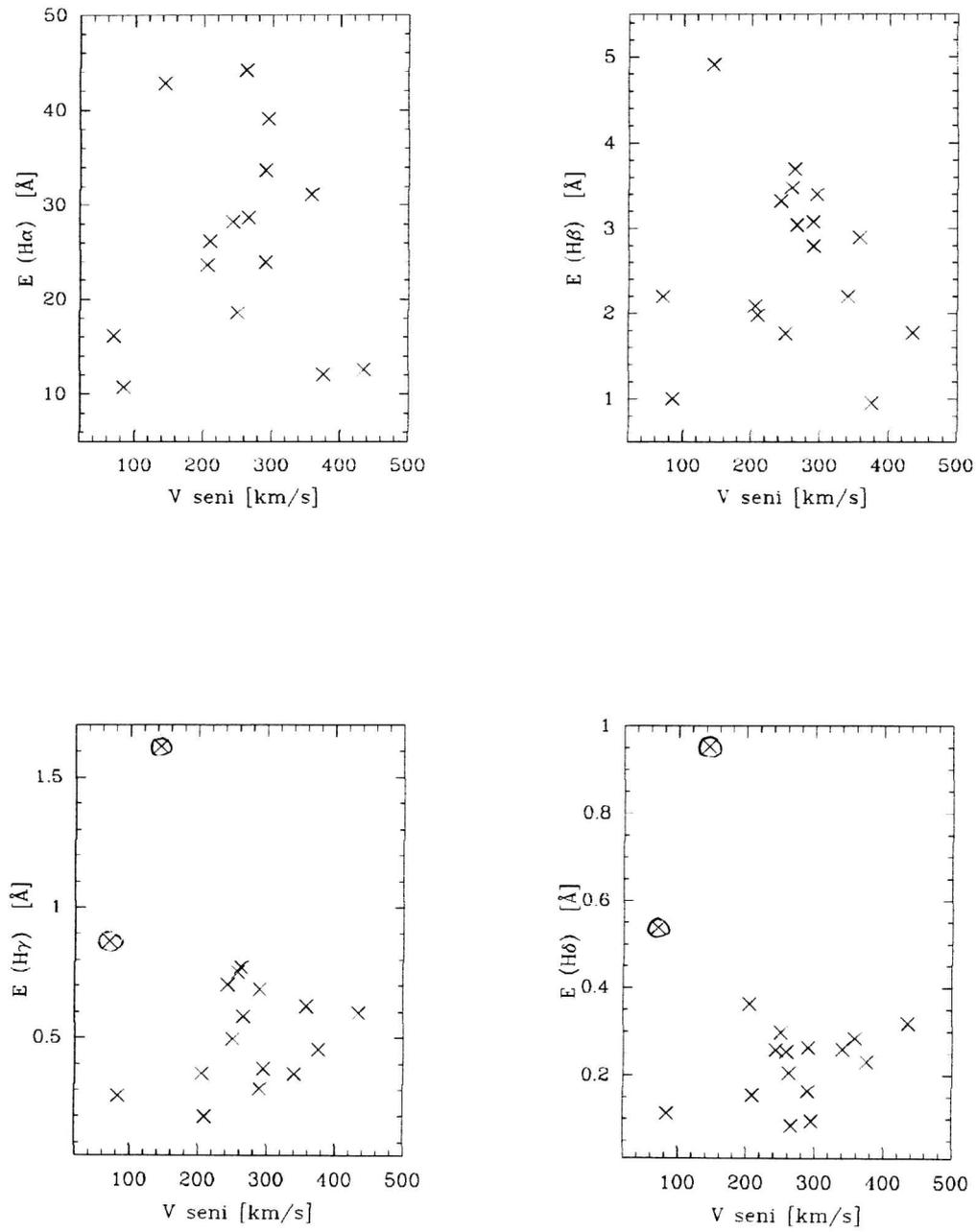


Figura 2.8: Ancho equivalente vs V_{seni} de las líneas de Balmer para cada objeto

de la línea. Posteriormente, Dachs et al. (1984) derivó una relación aproximada de la forma: $\Delta_{1/2}(\text{H}\alpha) \simeq E(\text{H}\alpha)^{-0.25}$ que ajustaba bien para estrellas con velocidades de rotación del orden de 200 km/s. De acuerdo con Dachs esta relación puede entenderse en el marco de un disco en rotación, si se supone que $\Delta_{1/2}(\text{H}\alpha)$ indica la velocidad de rotación de las regiones exteriores del disco, entonces las velocidades de rotación estarían distribuidas de acuerdo con la tercera ley de Kepler y $E(\text{H}\alpha)$ estaría relacionado linealmente con el área radiante visible del disco. (Dachs et al. 1984, 1985).

En la fig 2.8, los objetos HD148184 y HD120991 (indicados con un círculo), tienen un comportamiento algo distinto que el resto de los puntos. Estos objetos tienen en común inclinaciones bajas (y por tanto velocidades de rotación bajas), y en ellos la emisión es bastante mayor que en el resto tanto en las líneas de Balmer como en las de Fe II. En los gráficos correspondientes a las líneas H α y H β , se ven otros dos puntos que indican anchos equivalentes muy pequeños, HD58978 y HD63462, estas estrellas presentan una emisión bastante débil en las líneas de H y velocidades de rotación muy altas, mayores que 300 km/s. Todos estos casos caerían fuera de la correlación encontrada por Dachs. Igualmente la gráfica no mejora excluyendo estos puntos y no se observa una tendencia de decrecimiento de $E(\text{H}\alpha)$ con $V \text{sen} i$.

Anchos de las líneas (Δ_p , $\Delta_{1/2}$ y Δ_1) vs $V \text{sen} i$

• Fe II

En la Tabla 2.3 se muestran los valores de los anchos equivalentes (E), la separación de los picos (Δ_p), los anchos en la base (Δ_1) y a mitad de intensidad ($\Delta_{1/2}$) medidos, promediados para todas las líneas de Fe II de cada objeto estudiado. Se lista además el valor de $V \text{sen} i$ y de la inclinación del eje de rotación de los objetos (Chauville et al. 2001).

En la Fig. 2.9 se muestra el valor promediado de Δ_p , $\Delta_{1/2}$ y Δ_1 para todas las líneas de cada objeto en función de su valor correspondiente de la velocidad de rotación proyectada, $V \text{sen} i$. Se observa, en los tres gráficos una evidente correlación entre estos anchos y $V \text{sen} i$. En todos los gráficos se muestra un ajuste lineal (recta a trazos) de los puntos. Las correspondientes pendientes y los coeficientes de correlación (R) de los ajustes en cada caso son:

$$\begin{aligned} \langle \Delta_p \rangle &= 0.86 V \text{sen} i & R &= 0.82 \\ \langle \Delta_{1/2} \rangle &= 1.10 V \text{sen} i & R &= 0.85 \\ \langle \Delta_1 \rangle &= 1.25 V \text{sen} i & R &= 0.87 \end{aligned}$$

El valor 0.86 de la pendiente de Δ_p vs. $V \text{sen} i$ que hemos calculado coincide muy bien con el valor calculado por Hanuschik (1988) de 0.89 (quien usó sólo 4 líneas de Fe II por objeto). Estos resultados confirman la correlación obtenida por Hanuschik (1988) y Ballereau et al. (1995) para algunas líneas de Fe II.

En el gráfico que representa a Δ_1 vs. $V \text{sen} i$ se muestra además una línea punteada que corresponde a la expresión: $\Delta_1 = 2V \text{sen} i$. Esta recta nos da el límite teórico superior para el caso de ensanchamiento de las líneas debido puramente a la rotación del disco. Dado que las alas del perfil se forman en las partes más internas de la envoltura, para líneas en las cuales el ensanchamiento es puramente rotacional el

Tabla 2.3: Valores de la inclinación y $V_{\text{sen}i}$ de cada objeto y valores promedio del ancho equivalente de la emisión E, y de los anchos Δ_1 , $\Delta_{1/2}$ y Δ_p de las líneas de Fe II para cada objeto.

Objeto HD	E [Å]	Δ_p [km/s]	$\Delta_{1/2}$ [km/s]	Δ_1 [km/s]	$V_{\text{sen}i}$ [km/s]	i [°]
41335	0.2360	257	364	470	358	83
48917	0.1624	268	386	480	205	50
50013	0.1288	248	306	378	243	55
56139	0.1239	117	188	256	84	18
58978	0.2248	352	490	596	375	62
63462	0.2047	354	480	614	435	73
88661	0.1965	362	432	524	290	57
91465	0.2387	280	414	582	266	68
105435	0.1627	225	338	392	258	66
110335	0.1493	218	392	506	250	0.0
112091	0.1113	139	306	378	210	52
120991	0.1024	76	126	172	70	15
124367	0.2364	233	452	620	295	69
148184	0.3071	88	188	322	144	25
157042	0.1928	461	602	702	340	74
158427	0.1983	245	450	596	290	88

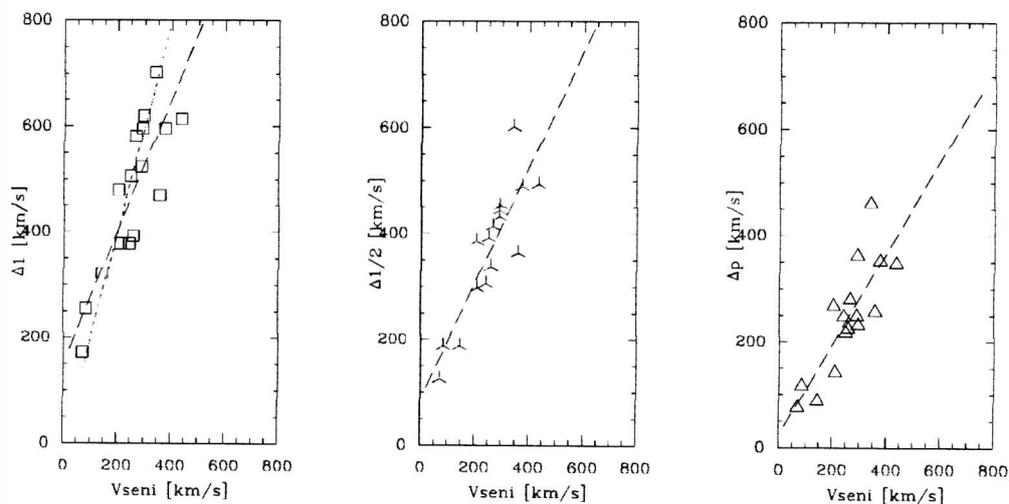


Figura 2.9: Anchos de las líneas de Fe II (Δ_p , $\Delta_{1/2}$ y Δ_1) en función de $V_{\text{sen}i}$

ancho en la base de las líneas (Δ_1) debería ser menor o igual que $2V \text{sen} i$ y reflejar así la estructura cinemática de la envoltura. Si Δ_1 resulta mucho mayor que $2V \text{sen} i$ debería existir algún otro mecanismo de ensanchamiento no cinemático y si Δ_1 resulta bastante menor que $2V \text{sen} i$ podría ocurrir que la envoltura esté desacoplada o separada de la estrella (por ej. en el caso de un anillo) (Hirata & Kogure 1984). Se observa que la mayoría de los valores graficados en la fig. 2.9 caen cerca de dicha recta, aunque unos pocos caen bastante por debajo. En base a lo dicho anteriormente algunos de estos objetos podrían tener entonces envolturas anulares.

- Hidrógeno

En las Figs. 2.10, 2.12 y 2.11 se muestran los gráficos de (Δ_1 , $\Delta_{1/2}$, Δ_p) vs $V \text{sen} i$ para $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ y $H\delta$. Los valores graficados son los que se encuentran tabulados en la sección 2.6, convertidos a unidades de velocidad. En todas las figuras se muestra un ajuste lineal de los puntos (línea a trazos) y en los que representan al ancho en la base, se muestra también la grafica de $\Delta_1 = 2 V \text{sen} i$ (línea punteada) .

Se observa que hay una buena correlación entre los anchos Δ_p y $\Delta_{1/2}$ de las líneas de Balmer con $V \text{sen} i$, en el sentido de que los anchos mayores se corresponden con mayores velocidades de rotación. Este resultado coincide con el de trabajos previos sobre estrellas Be (Andrillat & Fehrenbach 1982, Dachs et al. 1986, Slettebak et al. 1992). En nuestro trabajo presentamos además datos sobre $H\delta$ que no están presentes en trabajos previos. En el ajuste lineal de Δ_p y $\Delta_{1/2}$ para $H\alpha$ y $H\beta$ se ha eliminado el punto que corresponde al objeto HD58978, que se aleja mucho del resto de los puntos. No consideramos estos puntos, ya que los perfiles de $H\alpha$ y $H\beta$ para este objeto muestran una estructura compleja y la medición de los anchos es muy incierta.

El ancho en la base de la línea es una cantidad ambigua y difícil de medir. En la Fig. 2.12 no es posible decidir sobre la existencia de una correlación de Δ_1 con $V \text{sen} i$. En general se observa que para $H\alpha$ estos anchos son mucho mayores que $2V \text{sen} i$ y tienen bastante dispersión. Esto se atribuye a que las alas de esta línea sufren también ensanchamientos no cinemáticos, además de rotacionales, como la dispersión por electrones (Poeckert & Marlborough 1977). Este tipo de ensanchamiento es sensible a parámetros locales como la temperatura efectiva y la densidad electrónica. Los gráficos de Δ_1 vs. $V \text{sen} i$ para las otras líneas de Balmer, aunque con menor dispersión que el de $H\alpha$, tampoco muestran una correlación muy clara. Es de esperar que para

Tabla 2.4: Pendientes y coeficientes de correlación de los ajustes lineales de la figs. 2.10, 2.11 y 2.12

$H\alpha$		$H\beta$	
$\langle \Delta_p \rangle = 0.53 V \text{sen} i$	$R = 0.84$	$\langle \Delta_p \rangle = 0.55 V \text{sen} i$	$R = 0.87$
$\langle \Delta_{1/2} \rangle = 0.92 V \text{sen} i$	$R = 0.90$	$\langle \Delta_{1/2} \rangle = 0.97 V \text{sen} i$	$R = 0.92$
$\langle \Delta_1 \rangle = 1.37 V \text{sen} i$	$R = 0.46$	$\langle \Delta_1 \rangle = 1.35 V \text{sen} i$	$R = 0.69$
$H\gamma$		$H\delta$	
$\langle \Delta_p \rangle = 0.73 V \text{sen} i$	$R = 0.87$	$\langle \Delta_p \rangle = 0.78 V \text{sen} i$	$R = 0.92$
$\langle \Delta_{1/2} \rangle = 1.00 V \text{sen} i$	$R = 0.95$	$\langle \Delta_{1/2} \rangle = 0.99 V \text{sen} i$	$R = 0.89$
$\langle \Delta_1 \rangle = 1.19 V \text{sen} i$	$R = 0.95$	$\langle \Delta_1 \rangle = 0.94 V \text{sen} i$	$R = 0.71$

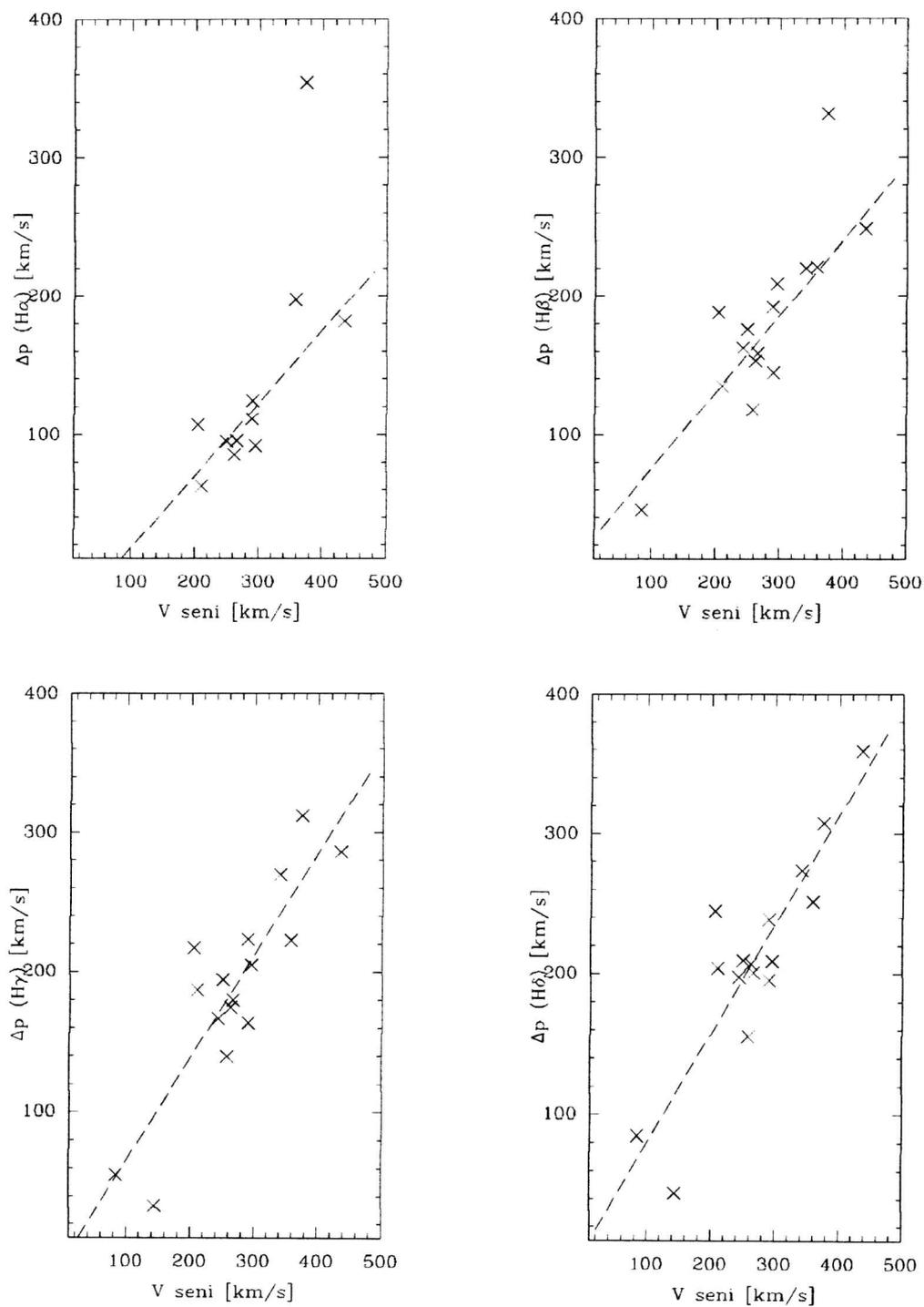


Figura 2.10: Δ_p vs V_{seni} de las líneas de Balmer para cada objeto

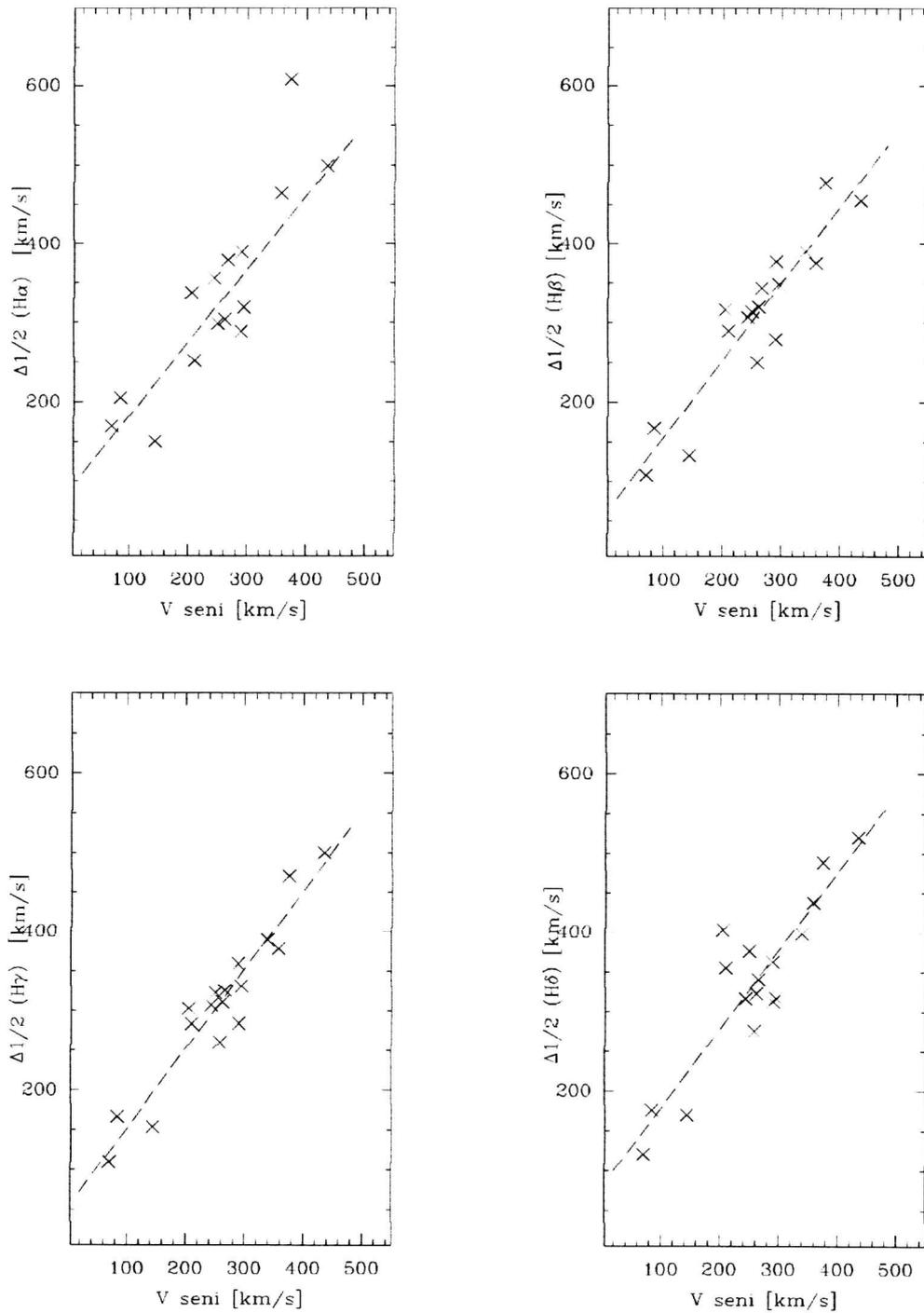


Figura 2.11: $\Delta_{1/2}$ vs V_{seni} de las líneas de Balmer para cada objeto

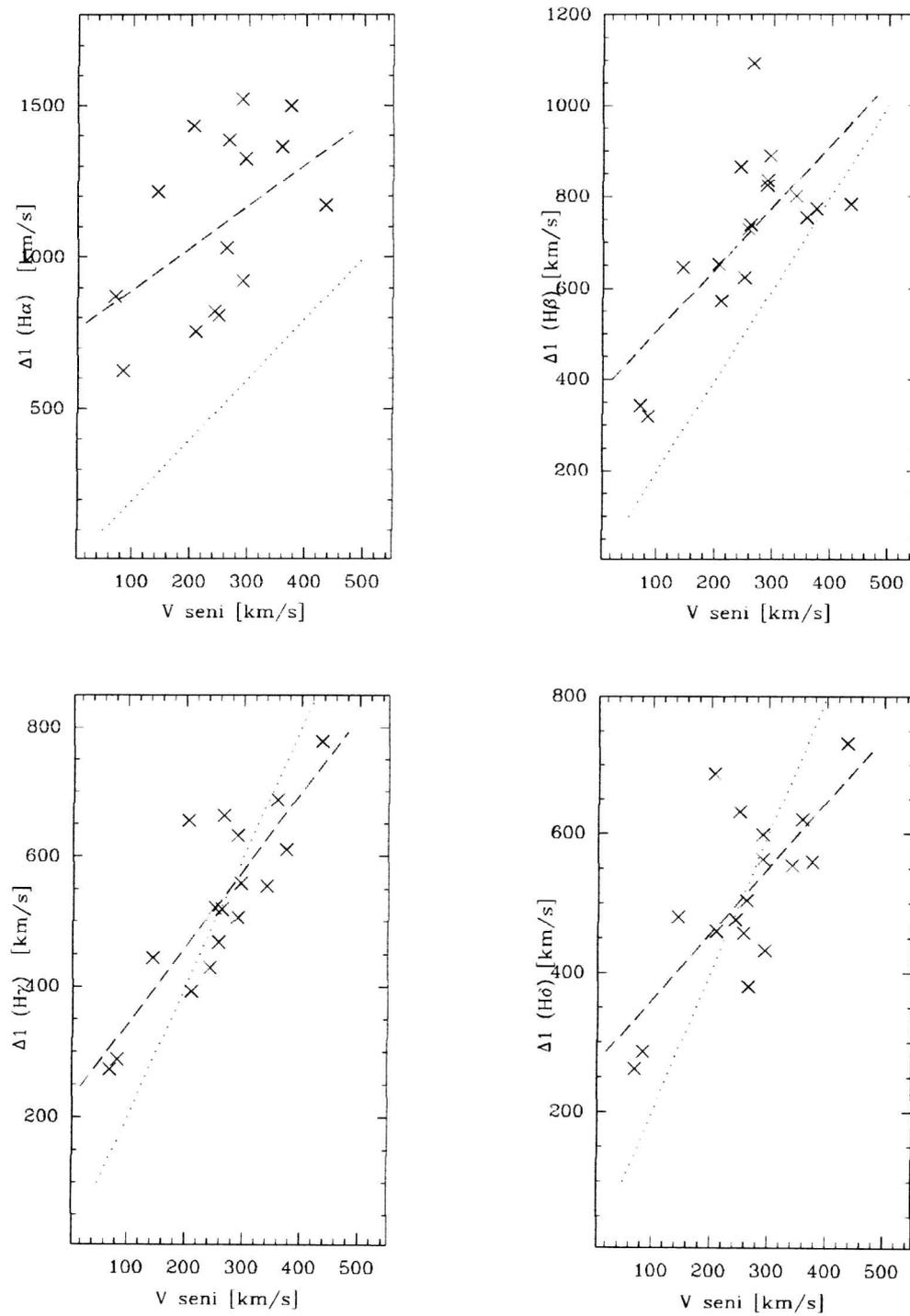


Figura 2.12: Δ_1 vs V_{seni} de las líneas de Balmer para cada objeto

Tabla 2.5: Extensión de la región de formación de las líneas de H calculadas con la expresión de Huang (1972)

Objeto HD	H α	H β	H γ	H δ
	$j=0.5/j=1$	$j=0.5/j=1$	$j=0.5/j=1$	$j=0.5/j=1$
41335	13.1/ 3.6	10.5/ 3.2	10.3/ 3.2	8.1 /2.8
48917	14.6/ 3.8	4.7/2.2	3.6/ 1.9	2.8 /1.7
50013	0.0 /0.0	8.9/3.0	8.5/ 2.9	6.0 /2.5
56139	0.0/0.0	0.0 /0.0	9.1/ 3.0	3.9 /2.0
58978	0.0/0.0	13.4/ 3.7	5.8/2.4	5.9/2.4
63462	22.8/ 4.8	12.2 /3.5	9.2/ 3.0	5.9/2.4
88661	27.0/ 5.2	16.1 /4.0	12.5/ 3.5	8.81/3.0
91465	30.8/ 5.5	11.2/3.4	8.7/ 2.9	7.0/2.6
105435	0.0/0.0	19.1/4.4	13.6/ 3.7	11.0/3.3
110335	27.5 /5.2	8.1 /2.8	6.6/ 2.6	5.7/2.4
112091	44.8/6.7	9.7 /3.1	5.0/ 2.2	4.2 /2.11
121367	41.0 /6.4	8.0/2.8	8.3 /2.9	8.0/2.8
148184	0.0/0.0	0.0/0.0	74.4 /8.6	41.8 /6.5
157042	0.0/0.0	9.5/3.1	6.4 /2.5	6.2 /2.5
158427	21.7/ 4.7	9.1/3.0	6.8 /2.6	5.9 /2.4
164284	37.5/6.1	11.7 /3.4	9.0/3.0	6.4 /2.5

estas líneas la dispersión por electrones sea menos importante. En la tabla 2.4 se muestran los valores de la pendiente y del coeficiente de correlación correspondientes a cada ajuste lineal.

En acuerdo con los resultados de Slettebak (1992) (entre otros), observamos que la separación de los picos se va haciendo mayor de H α hacia H δ . Slettebak (1992) sugiere que las regiones de formación de estas líneas van siendo cada vez más internas a medida que vamos hacia potenciales de excitación mayores. En la tabla 2.5 se listan los valores estimados de las regiones de formación de las líneas usando la expresión de Huang (1972) para $j=1$ y $j=0.5$ (ver 2.4.2). Estos valores son comparables en orden de magnitud con los calculados en otros trabajos (Dachs et al. 1992).

2.2.5. Relación entre las líneas de Fe II y de H

Comparación de los anchos Δ_1 , $\Delta_{1/2}$ y Δ_p

En la Fig. 2.13 se muestra la relación del valor promediado para todas las líneas de Fe II observadas de cada objeto de Δ_1 , $\Delta_{1/2}$ y Δ_p en función de los mismos anchos para las líneas de Balmer. En la tabla 2.6 se muestran los ajustes lineales y los respectivos coeficientes de correlación para cada caso. En términos generales podemos decir que existe una correlación positiva entre los anchos de las líneas de Fe II e H, salvo en el caso particular del ancho en la base para la línea H α , que presenta mucha dispersión. La mejor correlación se observa para los anchos a mitad de intensidad. Podemos apreciar también que la separación de los picos es mayor en

Tabla 2.6: Anchos de las líneas de Fe II en función de los anchos de las líneas de Balmer. La línea a trazos representa un ajuste lineal a los puntos.

H α		H β	
$\langle \Delta_{p(FeII)} \rangle = 0.50 \Delta_p$	$R = 0.62$	$\langle \Delta_p \rangle = 0.87 \Delta_p$	$R = 0.64$
$\langle \Delta_{1/2(FeII)} \rangle = 0.74 \Delta_{1/2}$	$R = 0.80$	$\langle \Delta_{1/2} \rangle = 1.06 \Delta_{1/2}$	$R = 0.88$
$\langle \Delta_{1(FeII)} \rangle = 0.30 \Delta_1$	$R = 0.65$	$\langle \Delta_1 \rangle = 0.57 \Delta_1$	$R = 0.74$
H γ		H δ	
$\langle \Delta_{p(FeII)} \rangle = 1.01 \Delta_p$	$R = 0.77$	$\langle \Delta_p \rangle = 0.96 \Delta_p$	$R = 0.76$
$\langle \Delta_{1/2(FeII)} \rangle = 1.04 \Delta_{1/2}$	$R = 0.86$	$\langle \Delta_{1/2} \rangle = 0.93 \Delta_{1/2}$	$R = 0.81$
$\langle \Delta_{1(FeII)} \rangle = 0.80 \Delta_1$	$R = 0.76$	$\langle \Delta_1 \rangle = 0.68 \Delta_1$	$R = 0.60$

Tabla 2.7: Valores promedio de los anchos Δ_p , $\Delta_{1/2}$ y Δ_1 para las líneas de Balmer y para el Fe II. Todos los anchos están expresados en km/s

	H α	H β	H γ	H δ	Fe II
$\langle \Delta_p \rangle$	115	169	189	199	245
$\langle \Delta_{1/2} \rangle$	315	309	309	335	369
$\langle \Delta_1 \rangle$	1089	720	528	511	471

las líneas de Fe II que en las líneas de Balmer. Si aceptamos el modelo de Huang, podríamos decir que las primeras se forman en regiones más internas de la envoltura. Se ve además que los anchos en la base son mucho mayores para H α que para todas las otras líneas, debido a que, como ya mencionamos antes, hay otros mecanismos no cinemáticos que ensanchan las alas, y este efecto es más importante en H α que en las otras líneas de Balmer. Para ilustrar mejor la comparación de los anchos mostramos en la tabla 2.7 los valores promedio para cada línea.

Anchos equivalentes de las líneas de Fe II y de hidrógeno

En la Fig. 2.14 se muestra la relación entre los anchos equivalentes de las líneas de Fe II e H. Se observa, como tendencia general, que la emisión del Fe II es más intensa a mayor intensidad del H. Hanuschik (1987) observó también esta correlación, sugiriendo la existencia de un ancho equivalente mínimo de H α necesario para que haya emisión de Fe II. Sin embargo, en nuestra muestra, la estrella HD164284 presenta una intensa emisión en H α ($E(H\alpha) \simeq 40 \text{ \AA}$) mientras que las líneas Fe II son tan débiles que no pudimos obtener mediciones confiables. La falta de una correlación clara entre la emisión del Fe II y la del H podría deberse a que los mecanismos que producen la emisión son diferentes.

2.2.6. Estrellas con perfiles variables

En esta sección describiremos brevemente los perfiles de algunos objetos que han mostrado cambios considerables de una fecha de observación a otra. Compararemos además nuestros perfiles con los obtenidos por otros autores (Hanuschik 1986, Ballereau et al. 1995).

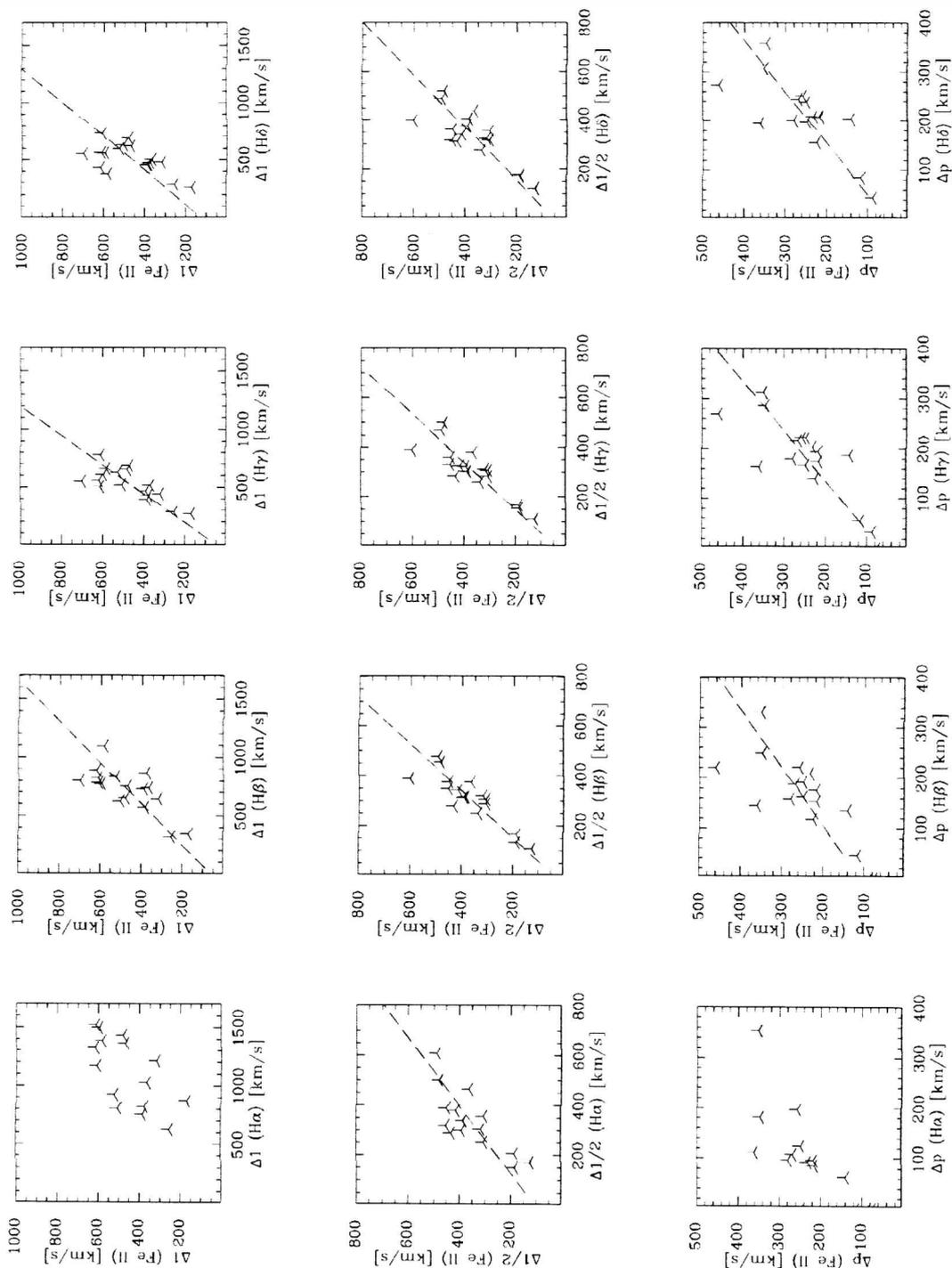


Figura 2.13: $\Delta_1, \Delta_{1/2}$ y Δ_p medio del Fe II vs $\Delta_1, \Delta_{1/2}$ y Δ_p de las líneas de Balmer para cada objeto

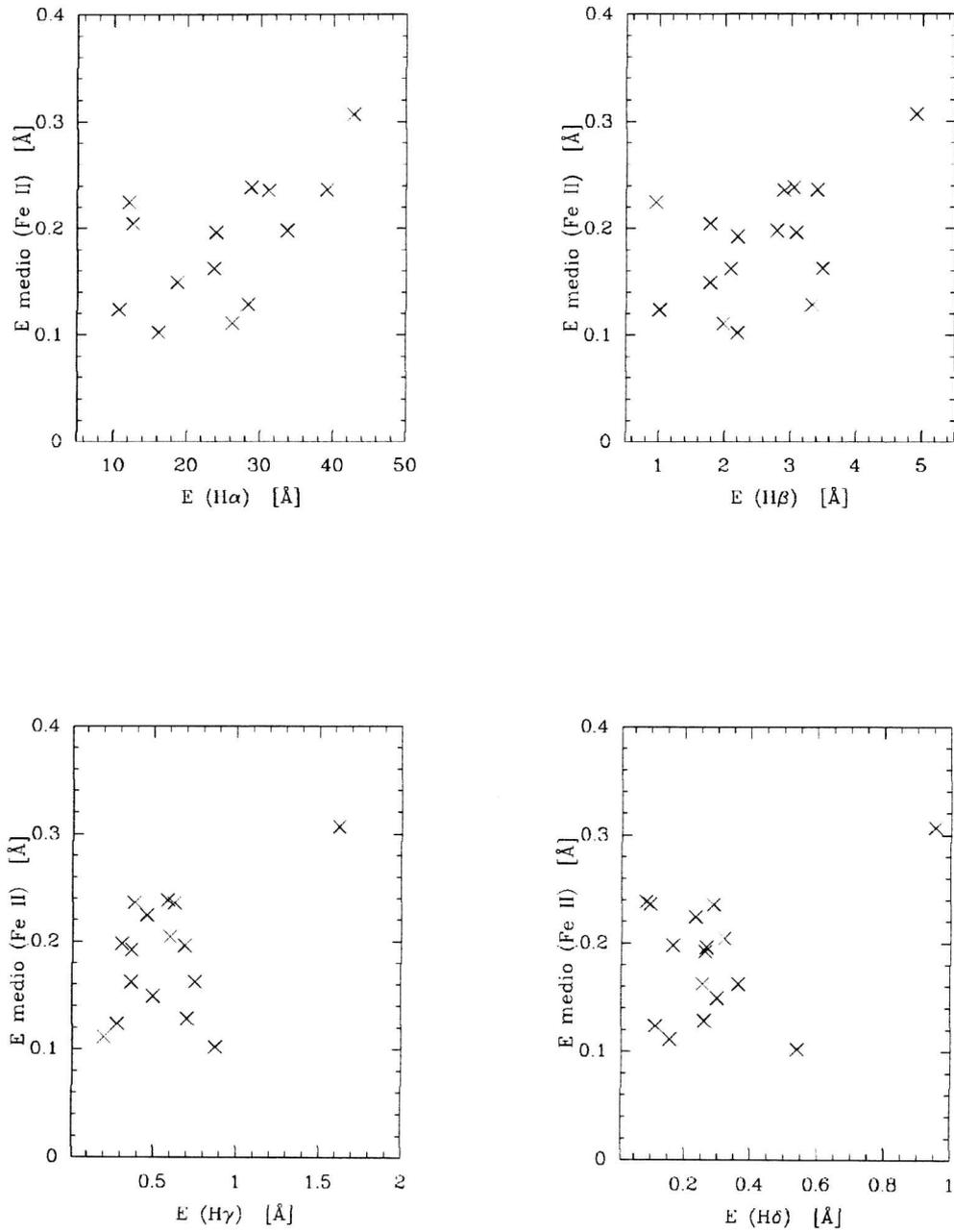


Figura 2.14: Ancho equivalente medio de las líneas de Fe II vs ancho equivalente de las líneas de Balmer para cada objeto

Con el fin de abreviar la notación designaremos con una letra mayúscula la fecha de observación correspondiente a las observaciones de nuestro trabajo o la cita bibliográfica correspondiente a los trabajos de otros autores: A) 05/03/96 o 07/03/96, B) 22/03/02, C) Hanuschik (1986, 1996), D) Ballereau et al. (1995) y E) 21/09/96.

• **HD88661**

Líneas de Fe II: A) muestra perfiles débiles e irregulares con $V/R < 1$ (V/R =intensidad relativa del pico violeta respecto del pico rojo). C) presenta perfiles cualitativamente similares pero con un pico rojo mucho más pronunciado. En B) los perfiles cambiaron presentan $V/R > 1$.

Líneas de Balmer: A) muestra perfiles de dos picos $H\alpha$ y $H\beta$ con $V/r > 1$ en anticorrelación con lo observado en las líneas de Fe II. Mientras que $H\gamma$ y $H\delta$ muestran perfiles de dos picos simétricos. En B) se observan $H\alpha$ con un perfil de un pico con inflexiones en las alas, mientras que $H\beta$, $H\gamma$ y $H\delta$ presentan perfiles con $V/R > 1$ al igual que el Fe II.

• **HD91465**

Líneas de Fe II: A) y D) muestran perfiles similares, con una depresión central intensa y en forma de V y con $V/R > 1$. C) Presenta perfiles similares pero con $V \simeq R$. En B) el aspecto de los perfiles cambia considerablemente. Son perfiles más angostos y menos intensos, con el pico rojo algo más intenso que el azul ($V/R < 1$).

Líneas de Balmer: A) y D) muestran $H\alpha$ con dos picos muy incipientes y una inflexión en el ala azul. En B) el perfil de $H\alpha$ es de dos picos bien definidos y simétricos. Los perfiles de $H\beta$, $H\gamma$ y $H\delta$ se comportan de forma similar a los de Fe II.

• **HD105435**

Líneas de Fe II: Los perfiles de B) y C) son cualitativamente similares, presentan un pico violeta intenso y una estructura irregular donde el segundo pico no es evidente. En C) el pico violeta es algo más intenso y pronunciado que en B). Los perfiles de A) son muy diferentes, más simétricos, con los picos y la depresión central más redondeados.

Líneas de Balmer: El perfil de $H\alpha$ en B) y C) es de un pico con inflexiones en el ala violeta y otro posible pico en el ala roja. La línea $H\beta$ tiene una estructura parecida a la de $H\alpha$, mientras que los perfiles de $H\gamma$ y $H\delta$ presentan dos picos en emisión y son muy diferentes de los del Fe II.

• **HD157042**

Líneas de Fe II: En E) las líneas son débiles y anchas, con perfiles irregulares y el pico violeta más intenso ($V/R > 1$). En C) el aspecto de los perfiles es similar a E) pero se invierte la intensidad relativa de los picos ($V/R < 1$)

Líneas de Balmer: No contamos con observaciones propias del perfil $H\alpha$. La emisión en $H\beta$ y $H\gamma$ son algo débiles y presentan un cociente V/R anticorrelacionado con las líneas correspondientes de Fe II. El perfil de $H\alpha$ observado por C) comparado con sus perfiles de Fe II también presenta la misma anticorrelación.

2.3. Comentarios

En el presente capítulo hemos presentado los objetos de estudio, sus observaciones y las correlaciones existentes entre distintas características de los perfiles con

Vsení. Asimismo, hemos confeccionado un atlas de líneas de Fe II e hidrógeno observadas en forma simultánea para las estrellas del programa, destacando algunos objetos en los cuales hemos notado variaciones importantes y comparándolas con otros trabajos.

Las correlaciones presentadas en este capítulo sugieren pautas sobre la geometría y dinámica de las envolturas extendidas de las estrellas Be. Una interpretación posible de las mismas sería que son originadas por la presencia de una envoltura no esférica en la cual el material está concentrado hacia el ecuador y donde domina la rotación, sugiriendo un acoplamiento del material circunestelar con la estrella central. Aunque para algunos casos, los valores de los anchos en la base de las líneas de Fe II sugerirían la existencia de estructuras desacopladas.

A través del modelo de Huang se obtienen órdenes de magnitud de la extensión de las zonas de formación en base a la separación de los picos en emisión. Los valores obtenidos dependen de la ley de velocidades que domina en la envoltura, resultando mayores para el caso de un disco kepleriano que para el caso de conservación de momento angular. El hecho de que la separación de los picos sea creciente desde H α al Fe II daría cuenta de una ley de velocidades que debe ser decreciente hacia afuera, de la forma $v(r) \propto r^{-j}$, aunque no es claro aún cual es el valor más adecuado o representativo para j .

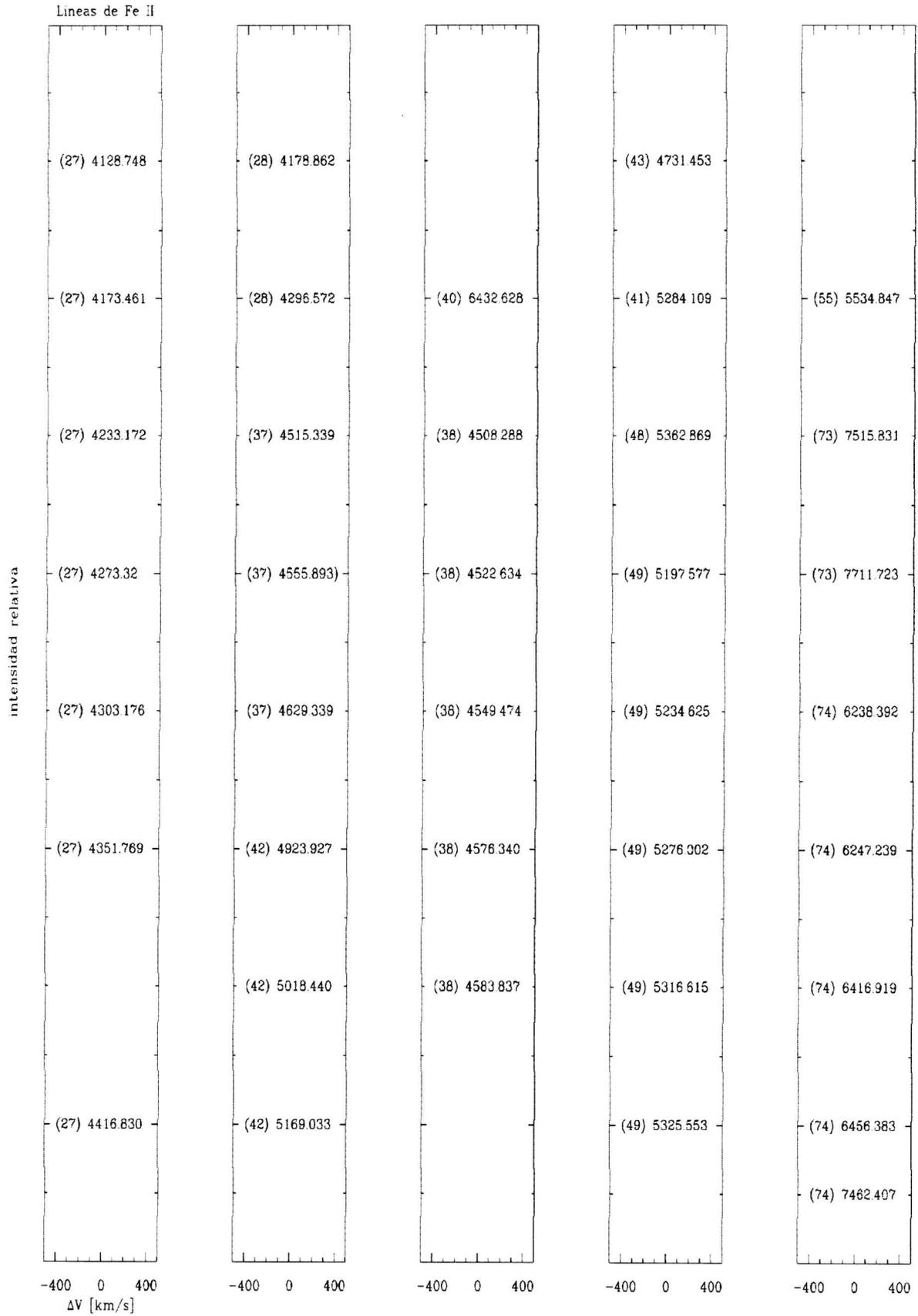
Hay que tener en cuenta, sin embargo, que las interpretaciones anteriores se basan en un modelo de envoltura en rotación donde las líneas en emisión son ópticamente delgadas, lo cual no es necesariamente cierto (ver cap. 3). Si bien resulta evidente que el ancho observado de las líneas revela la influencia de ensanchamientos por rotación, la opacidad del medio, la turbulencia o los movimientos radiales pueden afectar también la forma de los perfiles de manera importante. El hecho de no considerar la influencia de estos factores podría llevar a la obtención valores poco precisos de la ubicación de la zona emisora para las líneas de Fe II y a interpretaciones incompletas o erróneas de las correlaciones obtenidas.

Por otra parte, la información obtenida a partir de las correlaciones estudiadas nos permite descartar la geometría esférica como forma posible de las envolturas. Esta información, sin embargo, no resulta suficiente para decidir sobre la estructura más adecuada de la envoltura, dado que el tipo de perfiles observados podría ser originado por envolturas esferoidales, tipo disco o anulares.

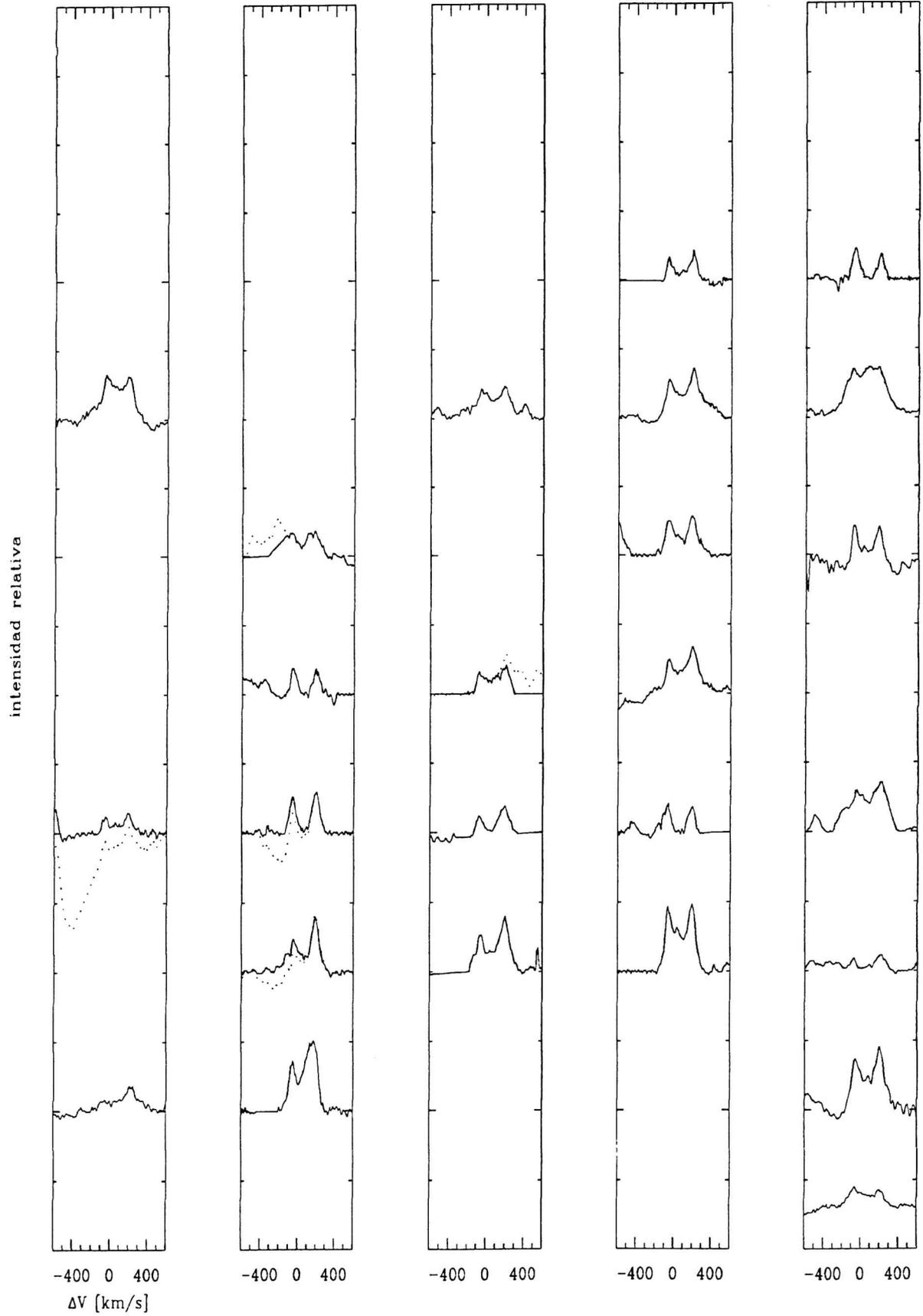
Teniendo en cuenta lo citado anteriormente, consideramos necesario complementar la información observacional obtenida en este capítulo con métodos semiempíricos y modelos de envoltura adecuados que aporten elementos adicionales que nos permitan optar por un modelo u otro de envoltura y que permitan estudiar la influencia de otros factores, como la profundidad óptica o la expansión del material, sobre la forma de los perfiles.

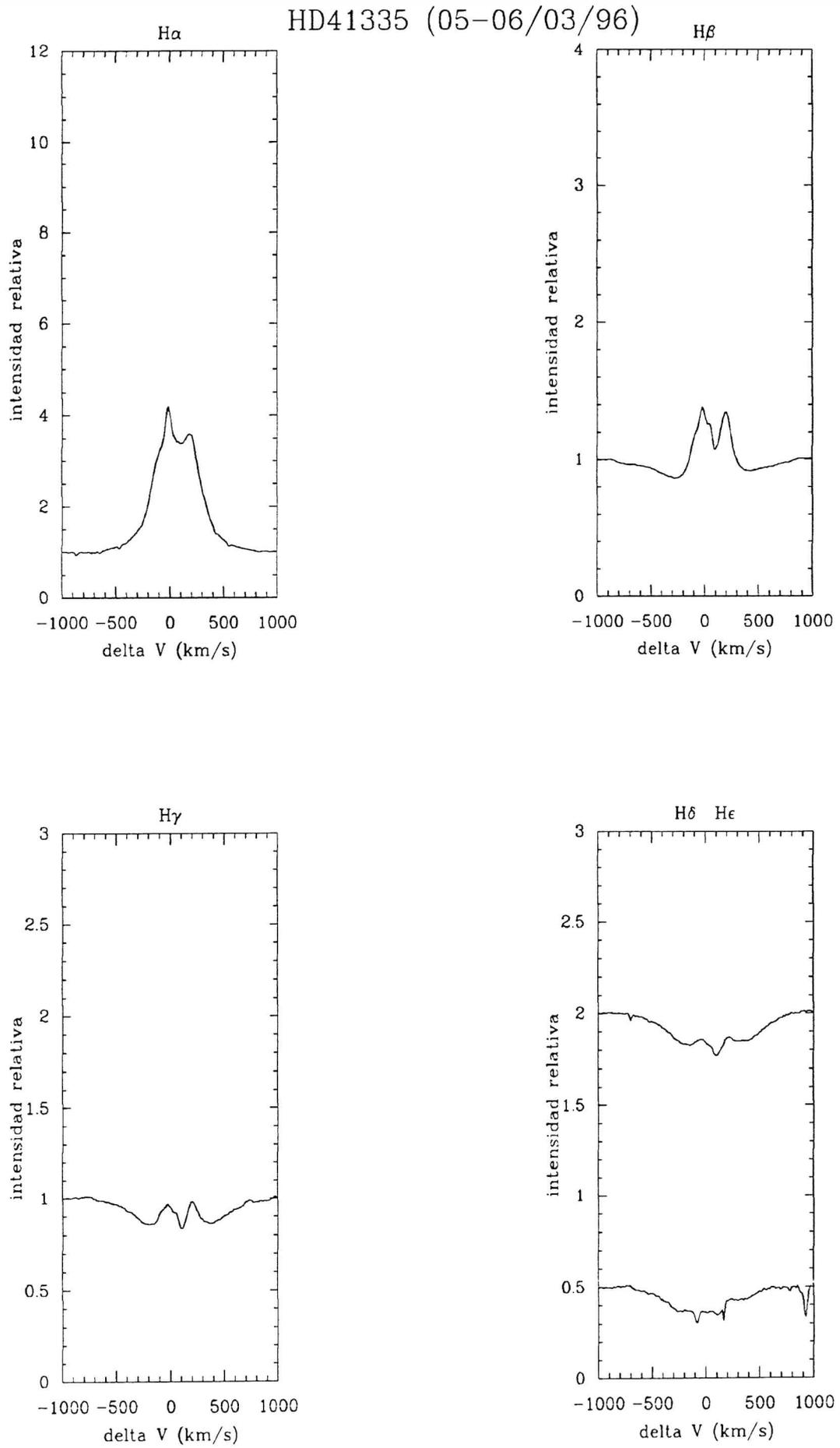
2.4. Atlas de perfiles

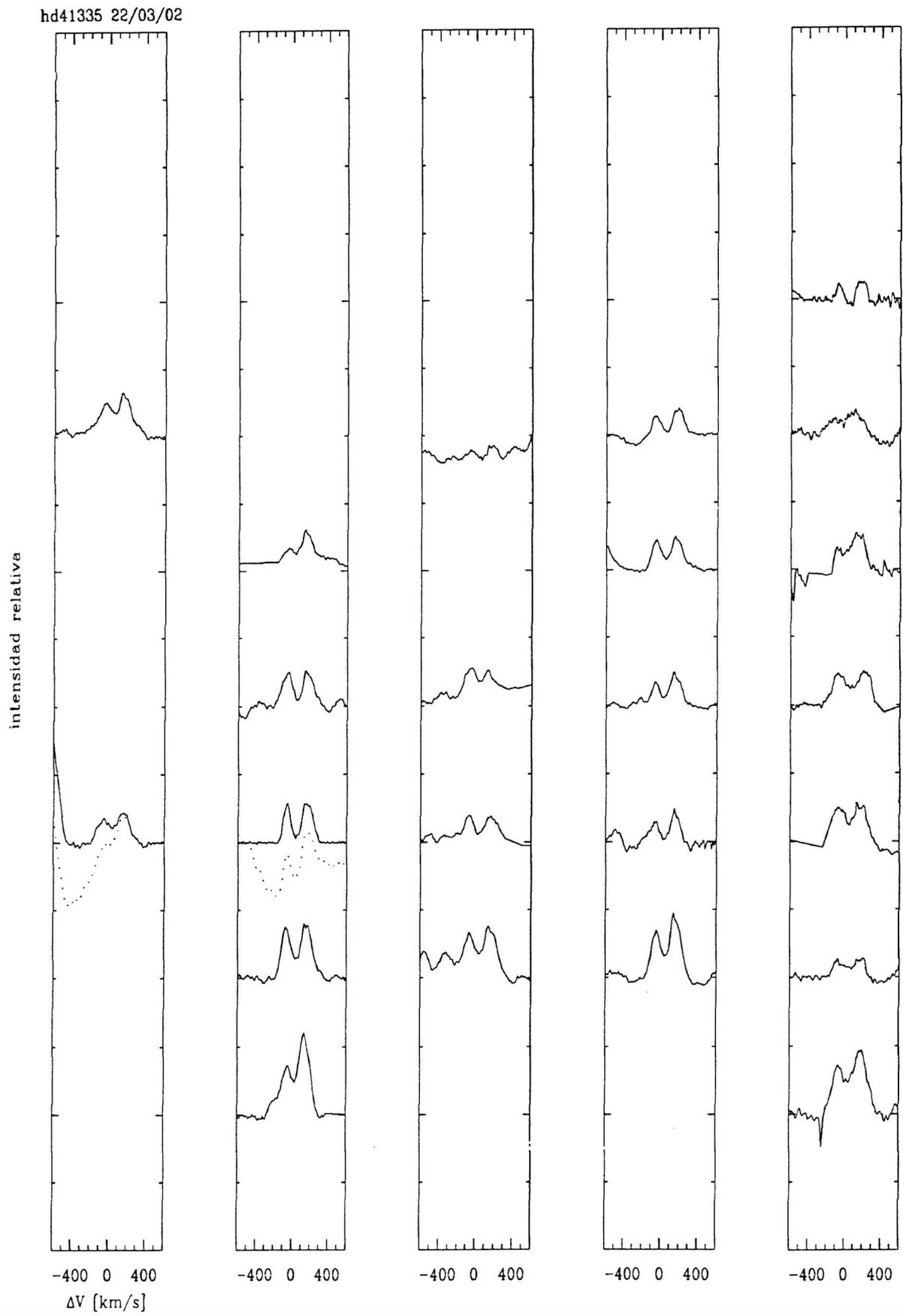
En la siguiente sección presentamos un catálogo de los perfiles de las líneas de Fe II e H observados en forma simultánea para cada una de las estrellas del programa y para cada fecha de observación (ver detalles en la sección 2.2.1).

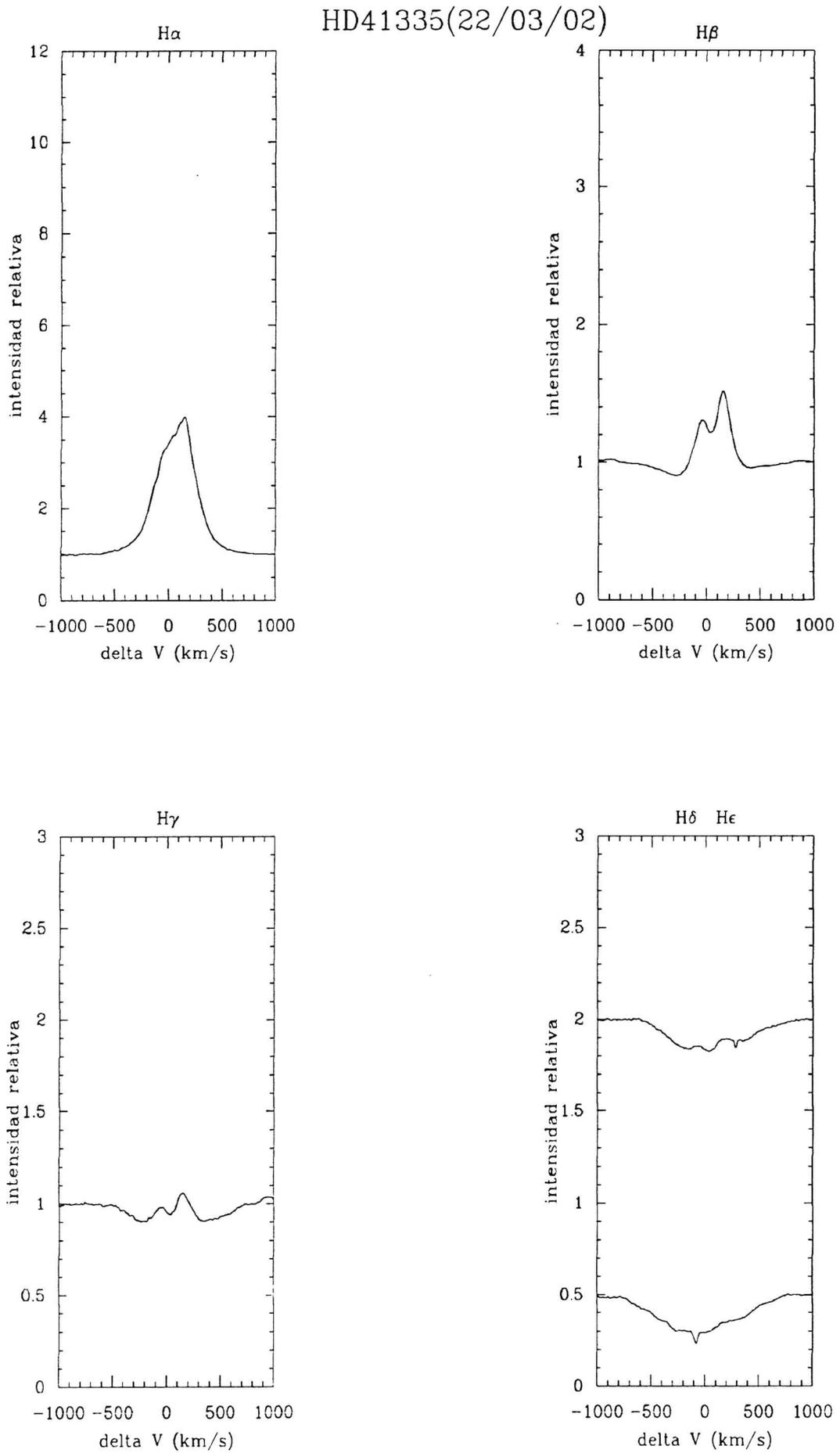


hd41335 05/03/96

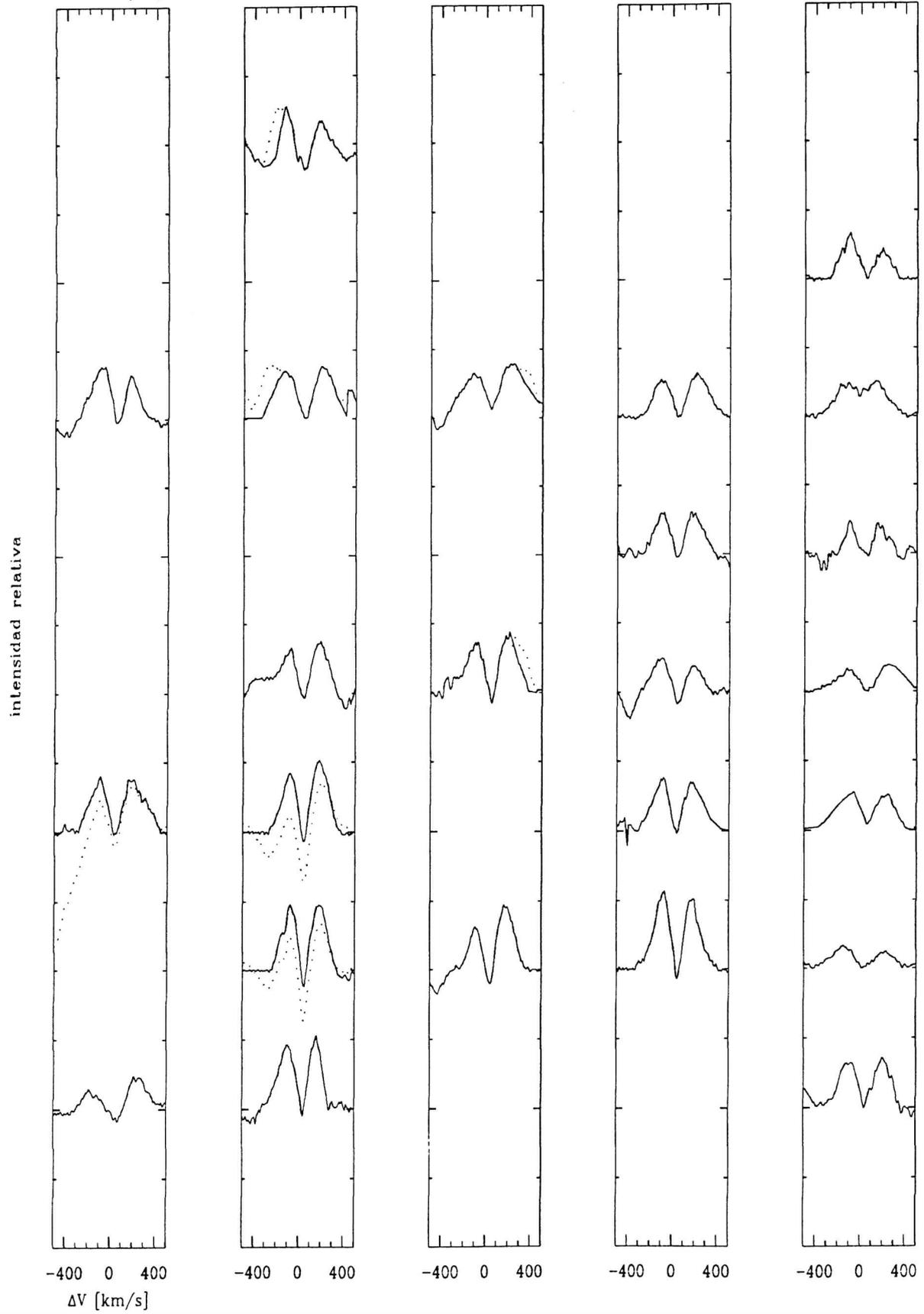




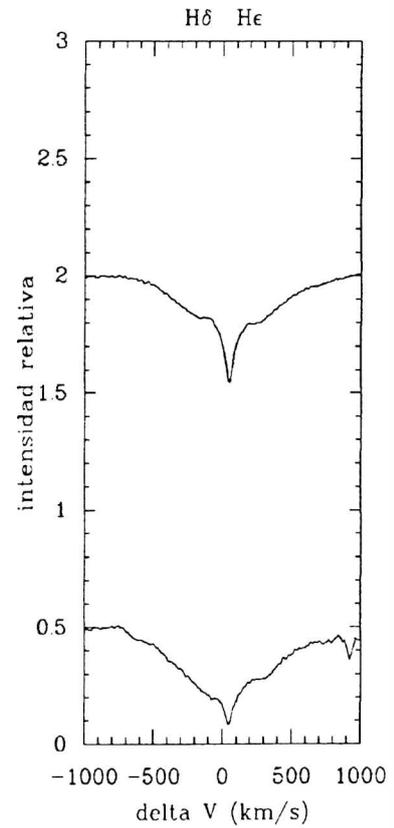
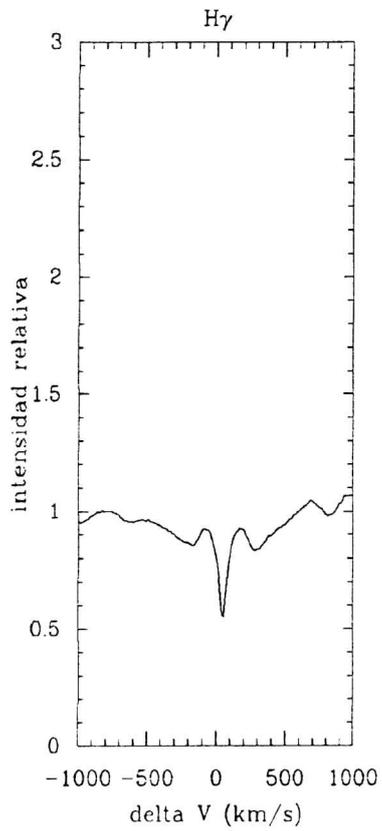
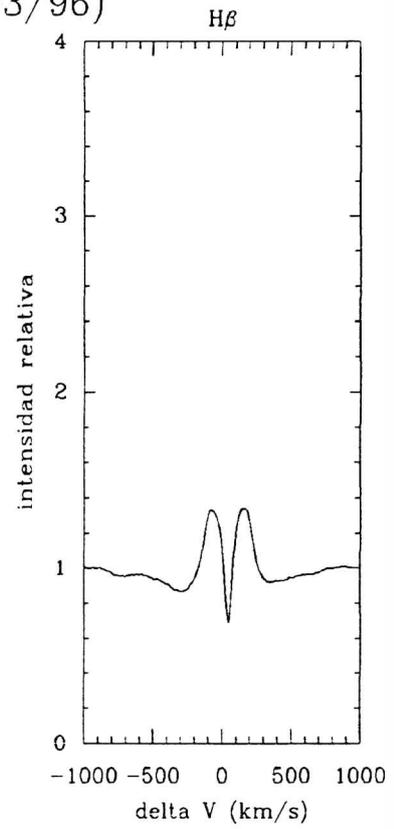
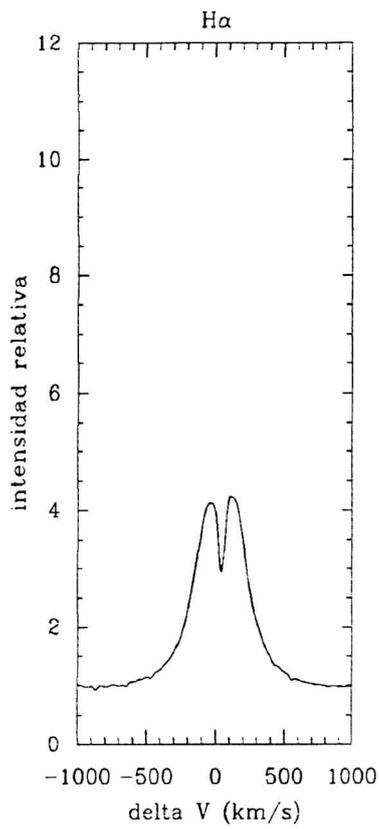


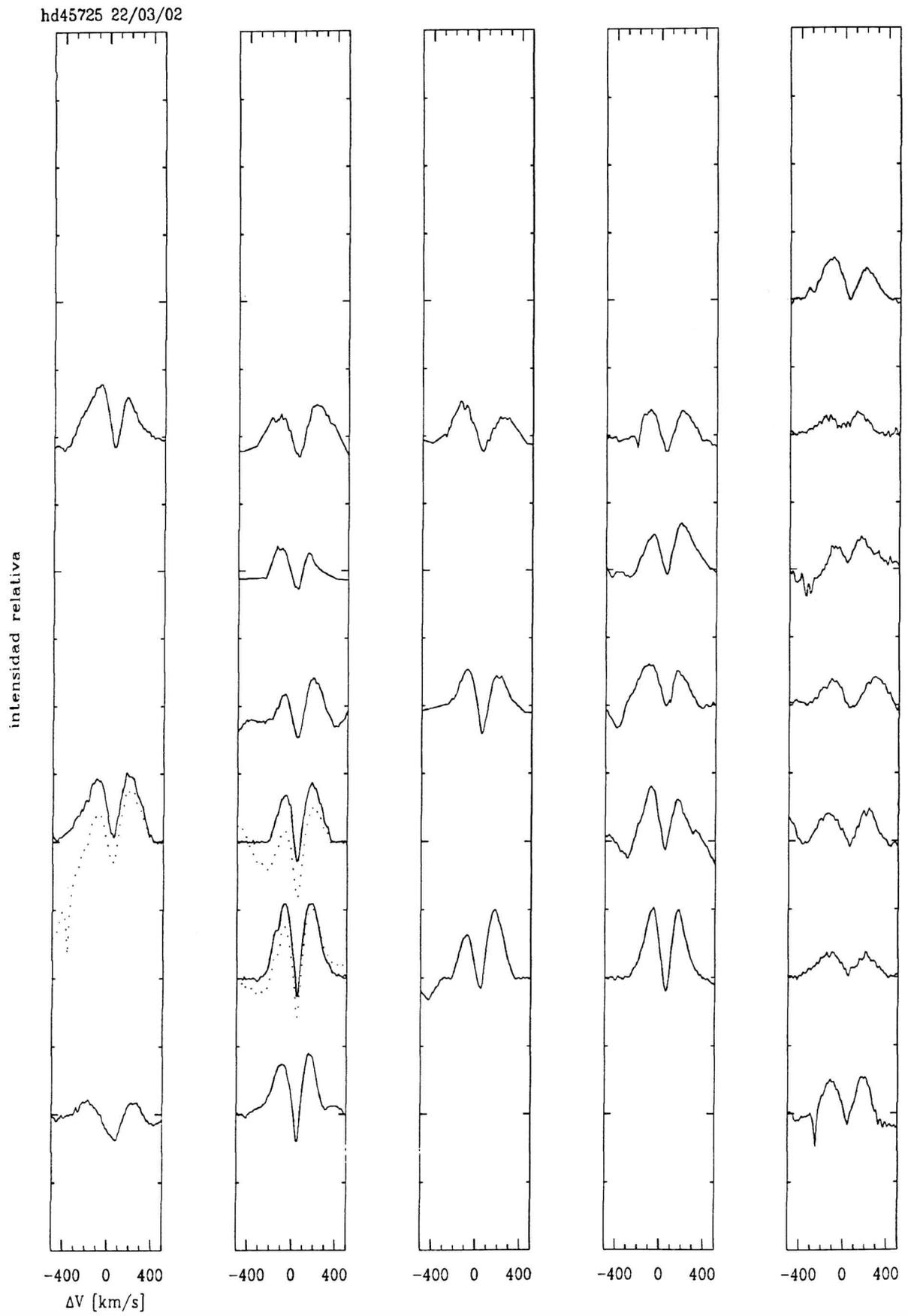


hd45725 07/03/96

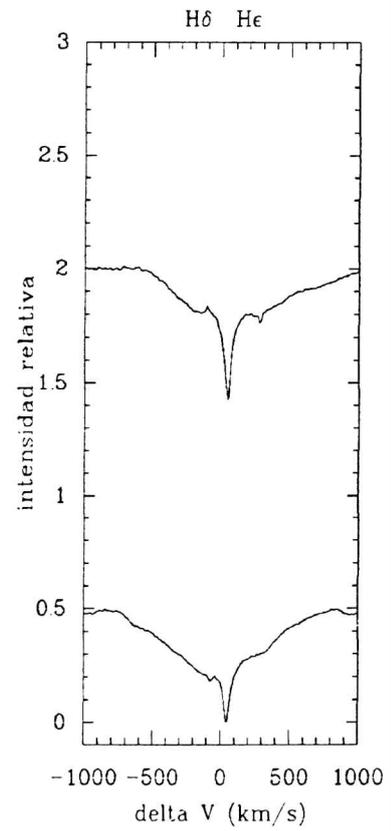
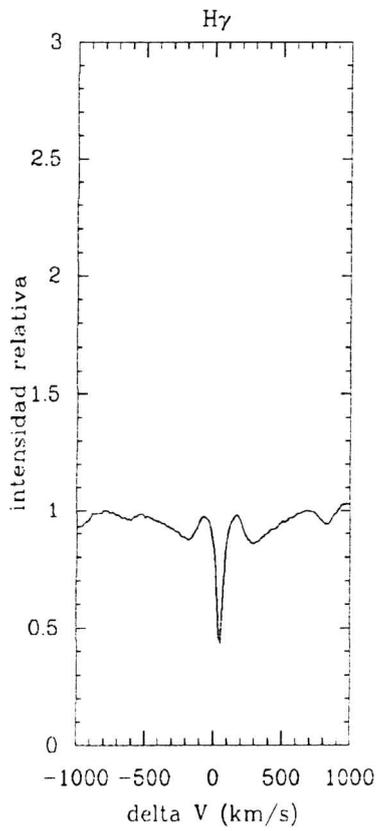
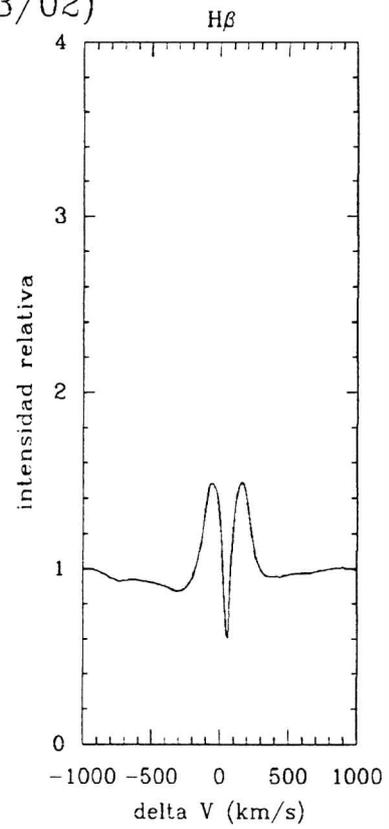
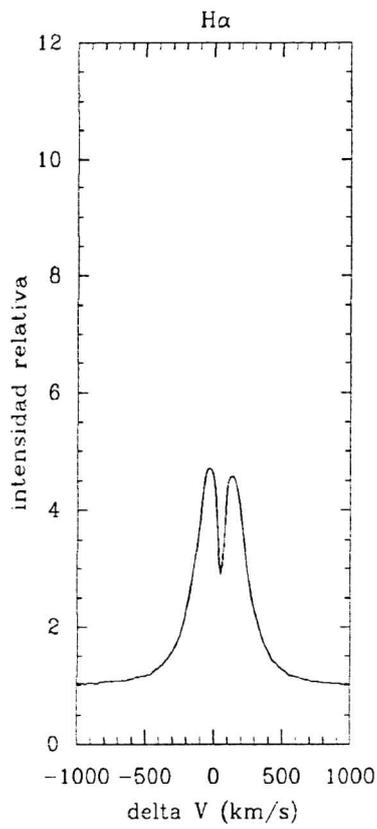


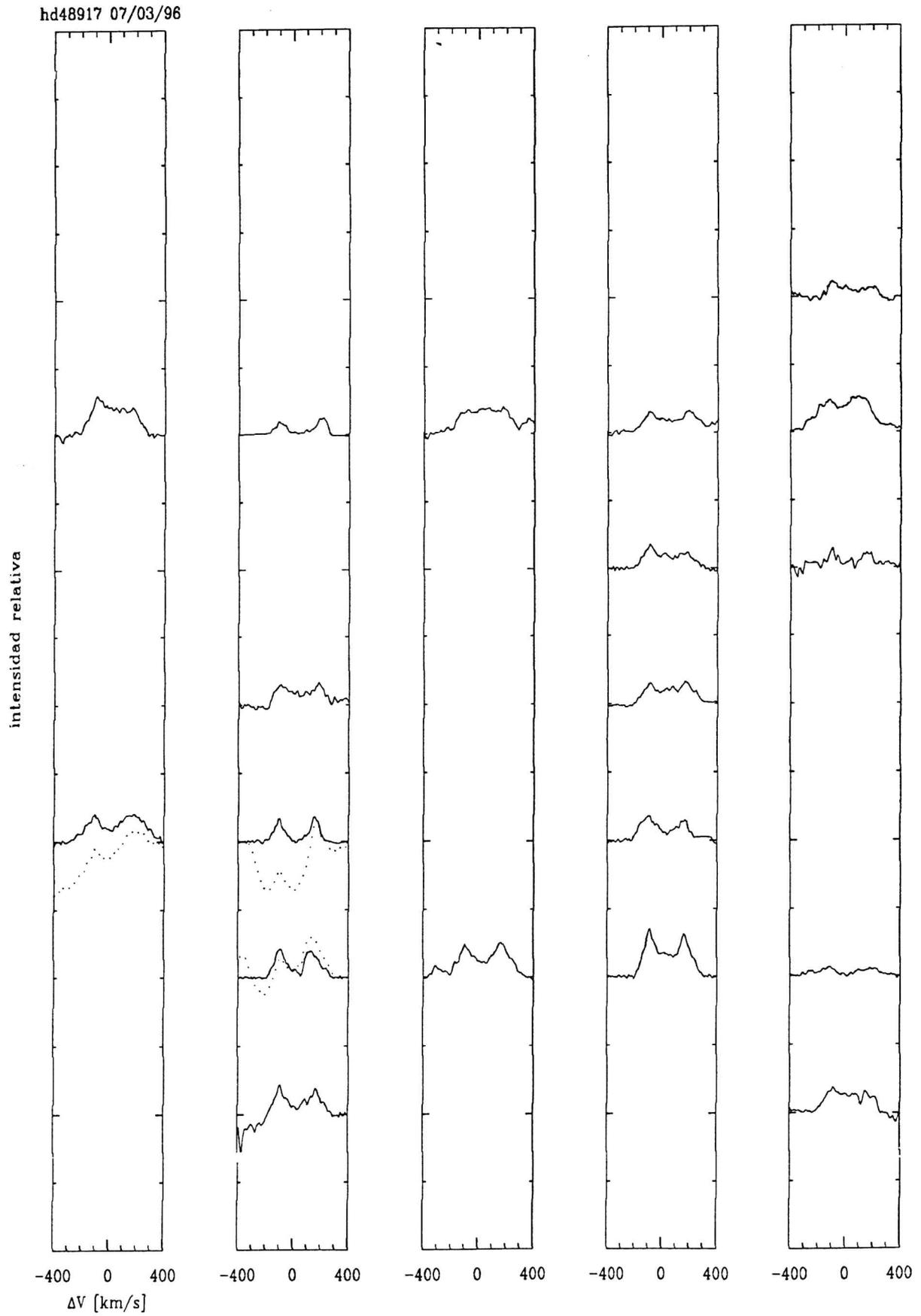
HD45725 (07/03/96)



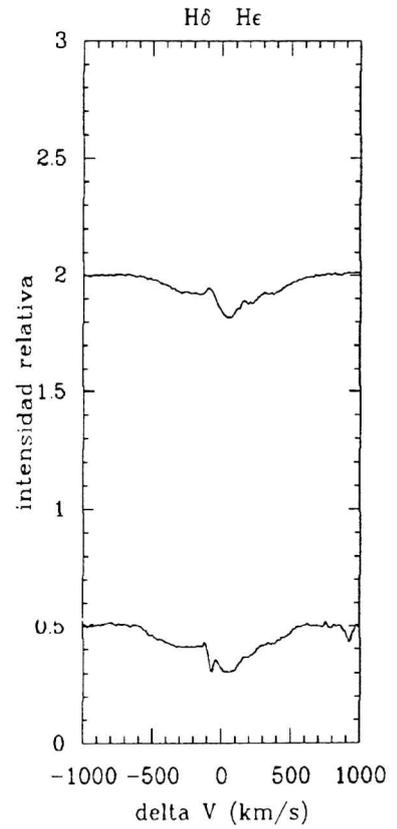
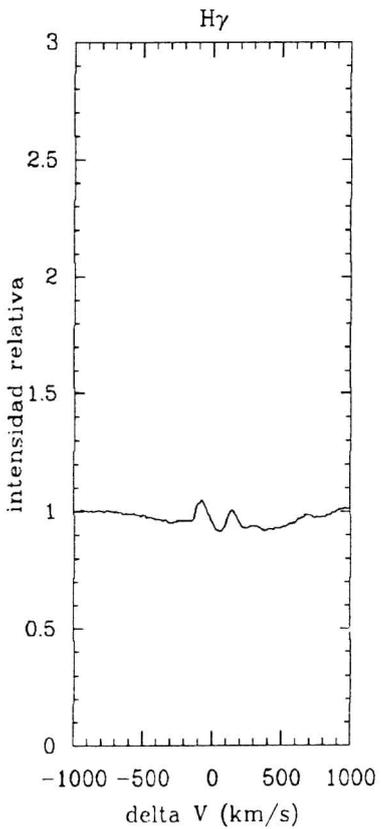
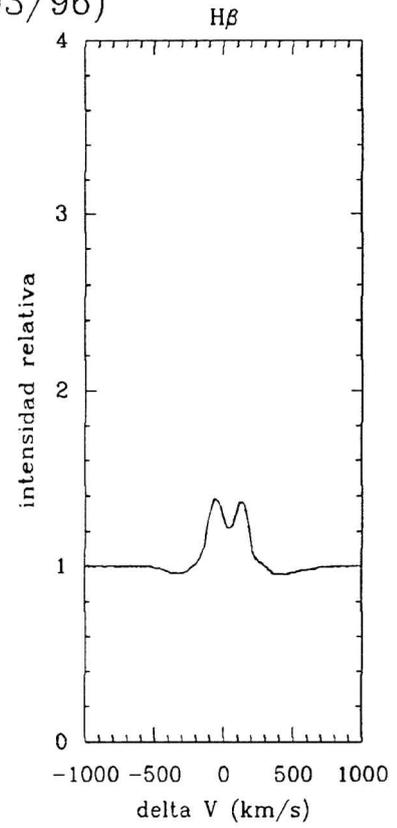
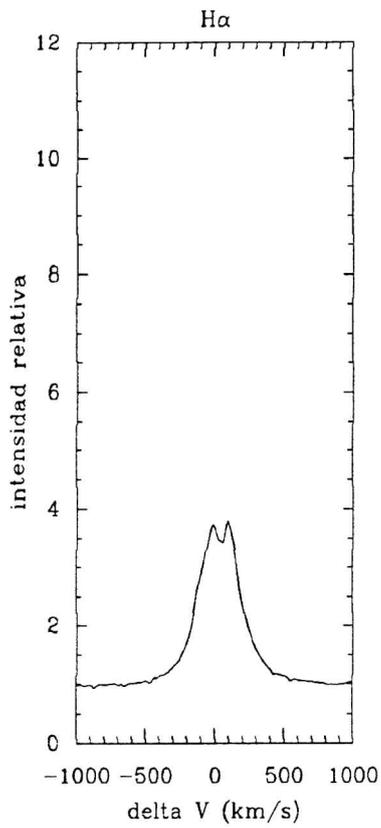


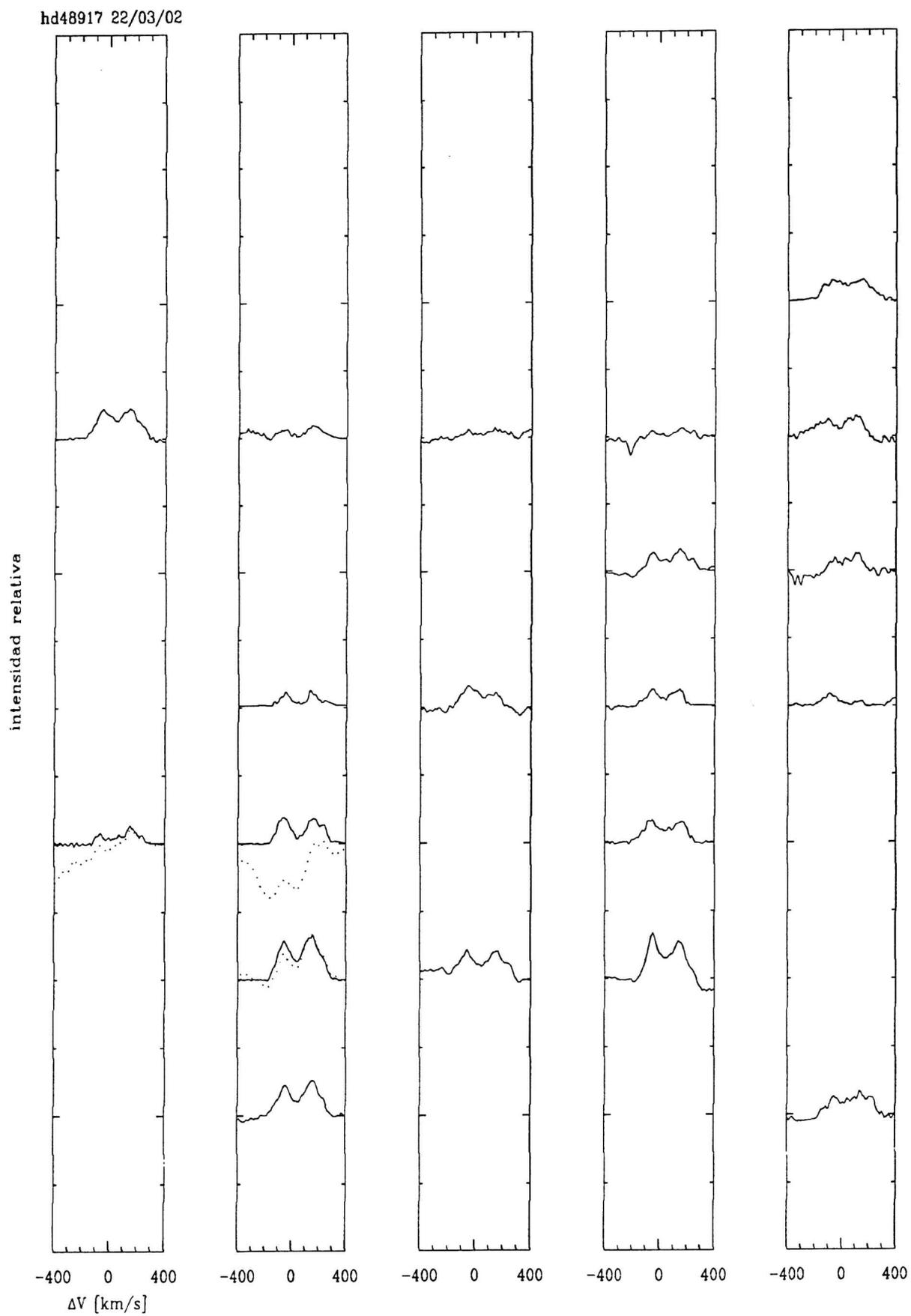
HD45725(22/03/02)

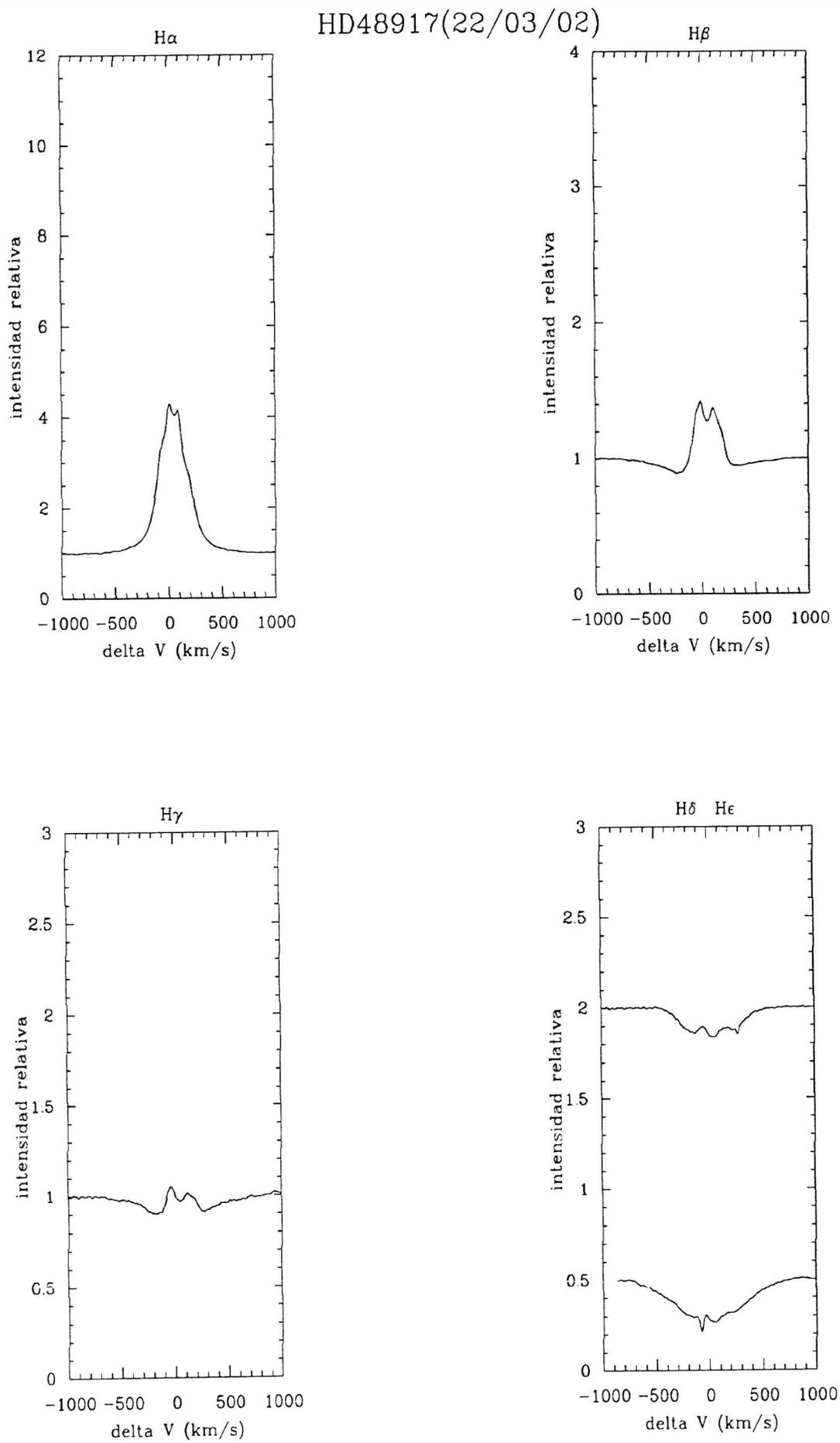




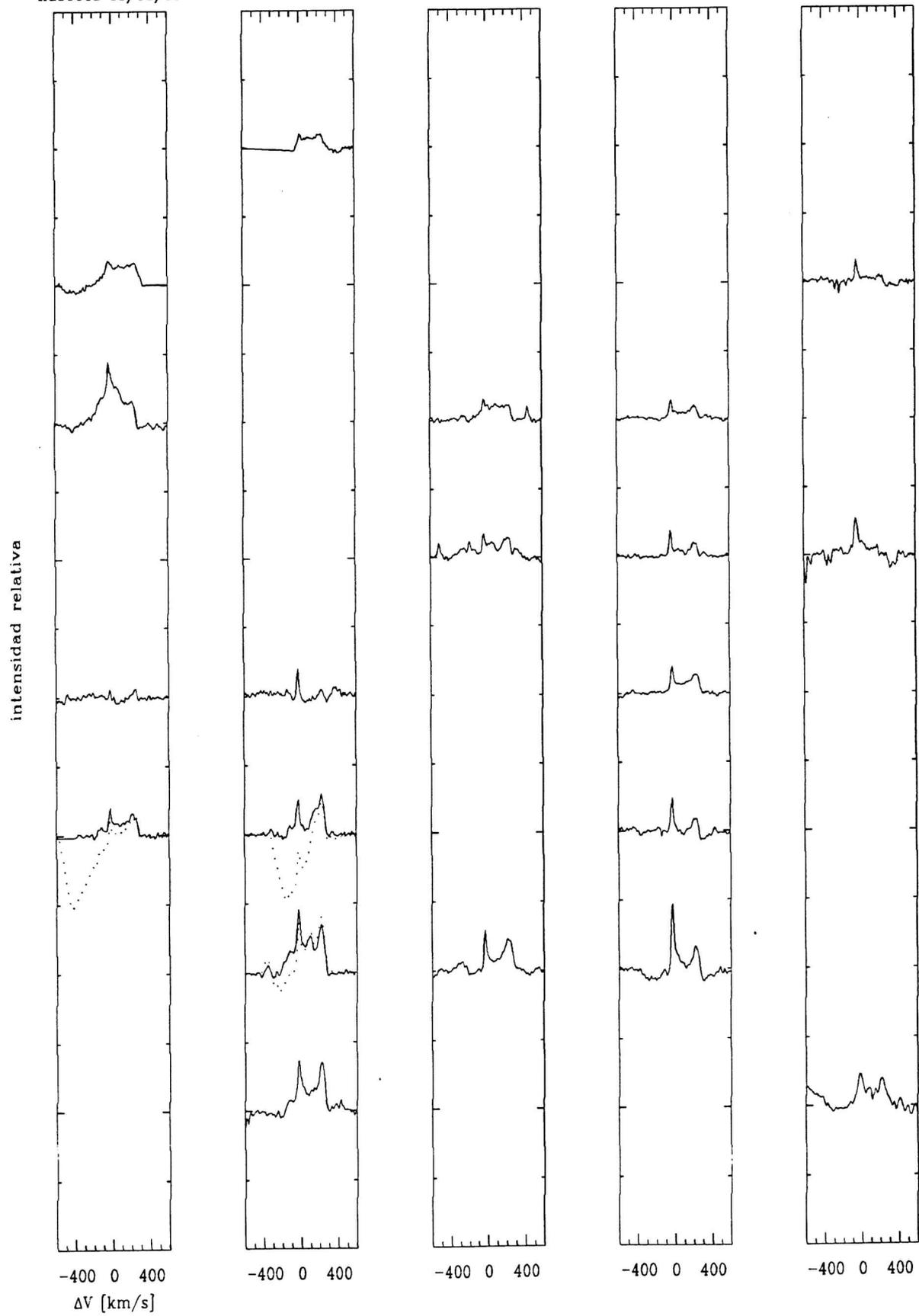
HD48917 (07/03/96)



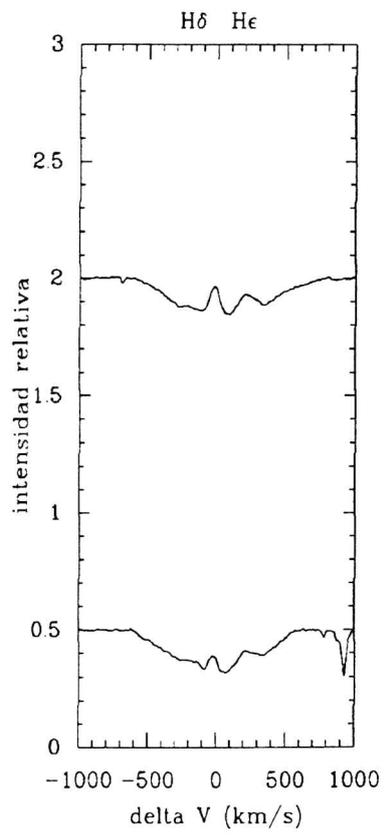
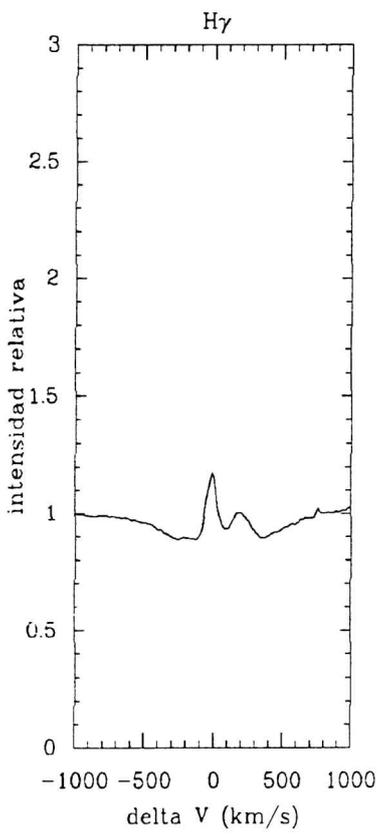
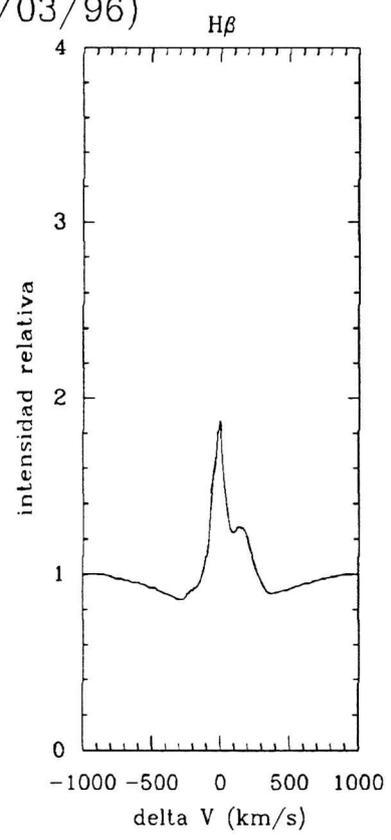
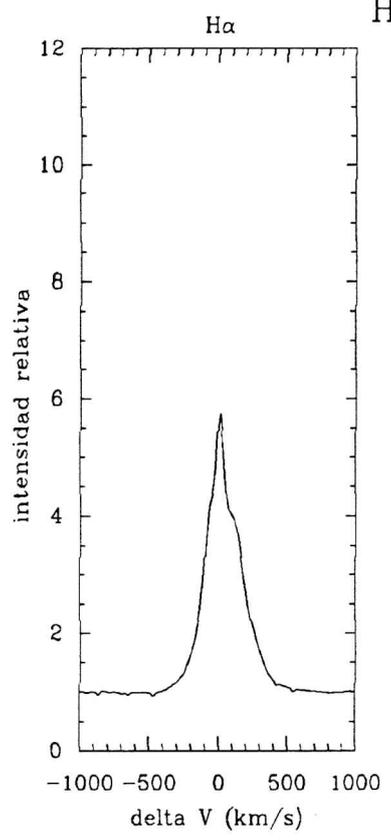




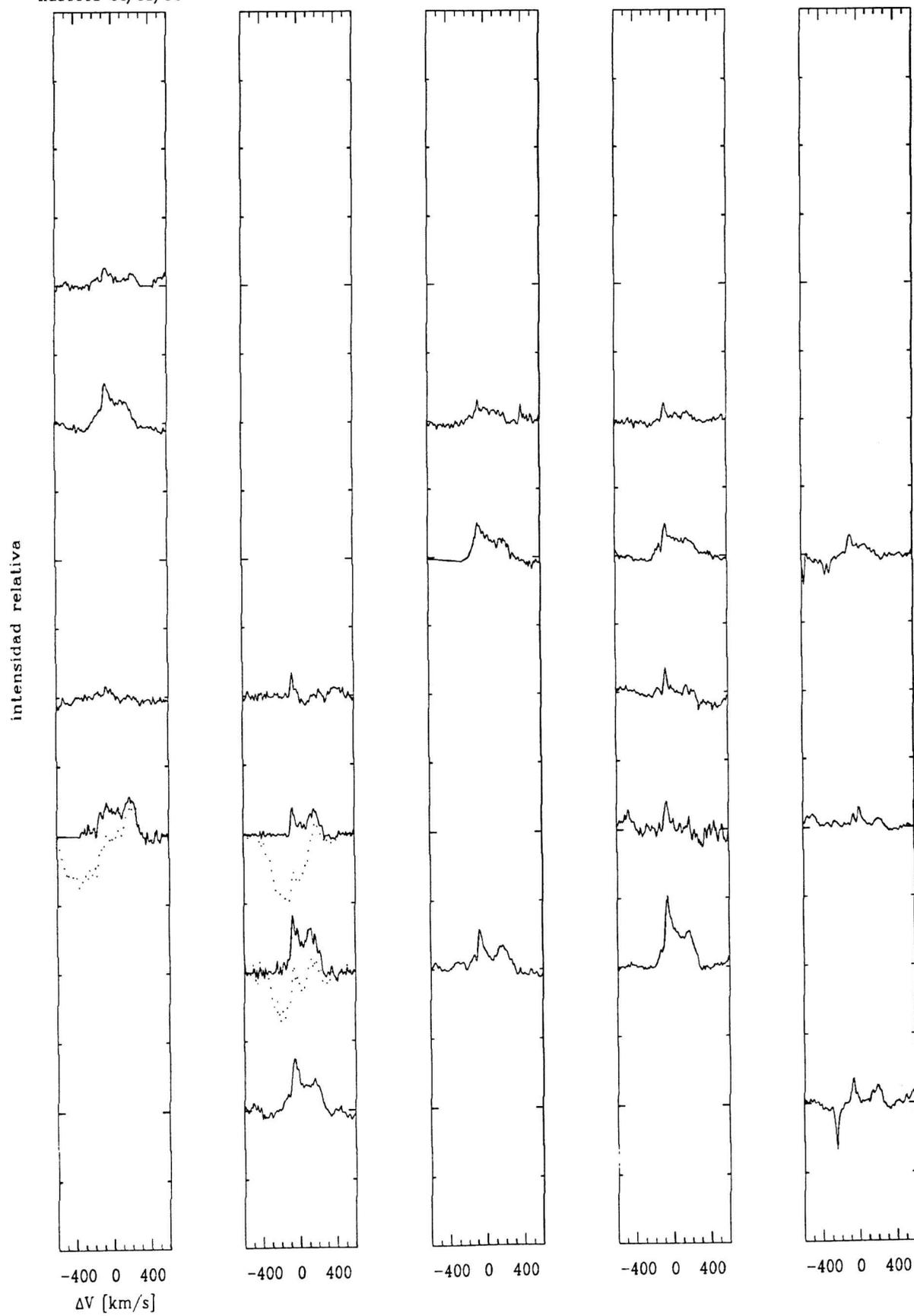
hd50013 05/03/96

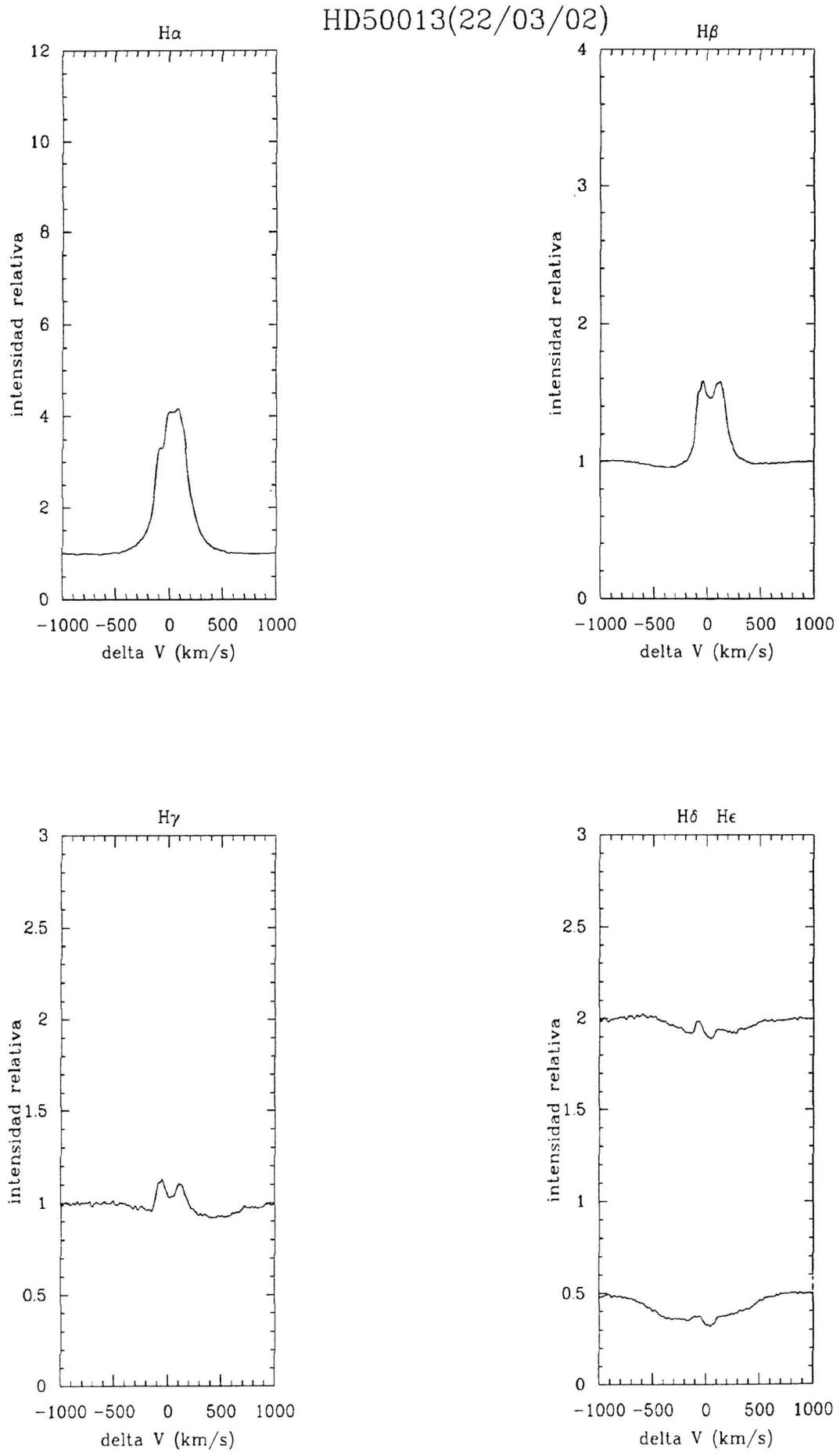


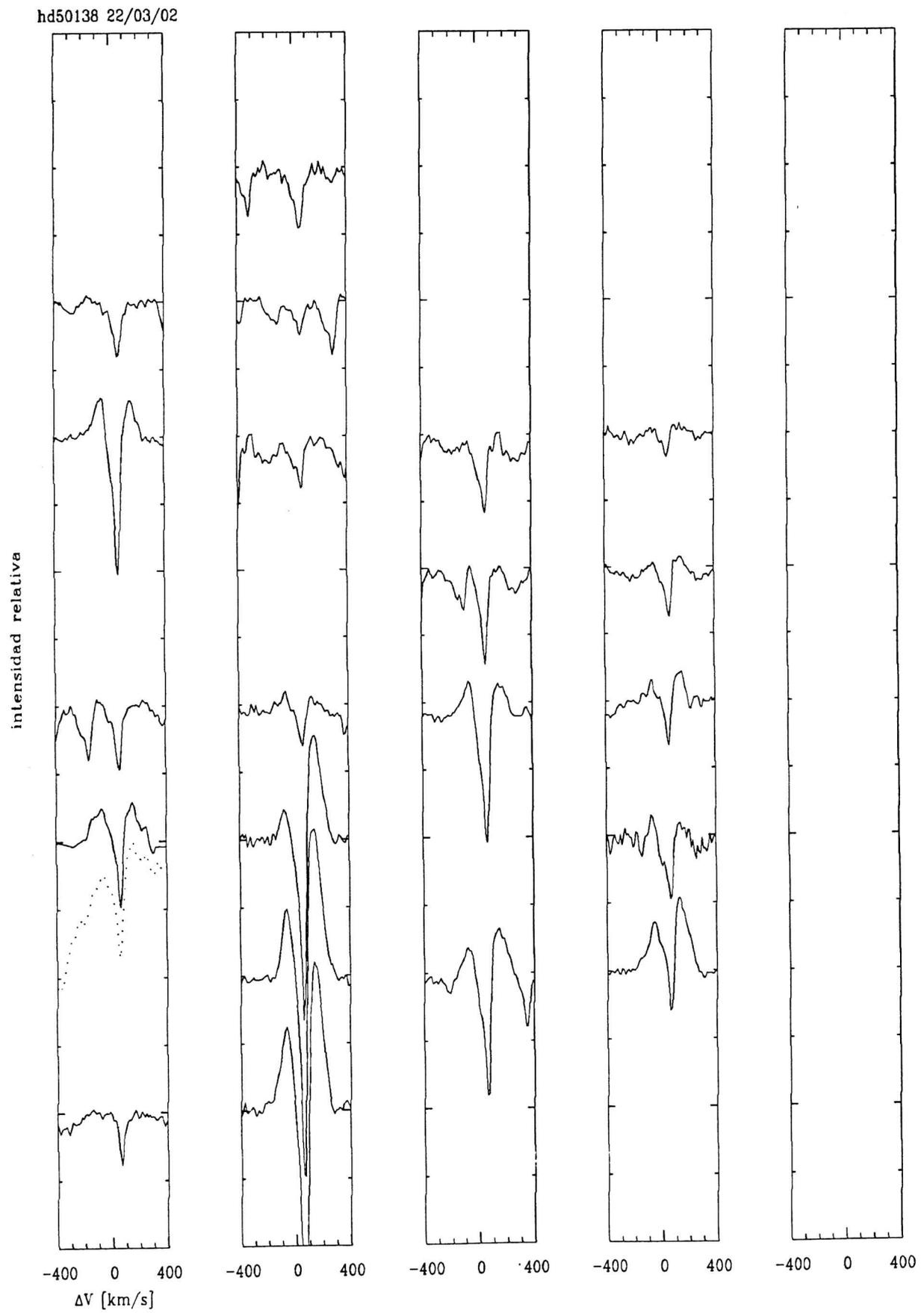
HD50013 (05-06/03/96)

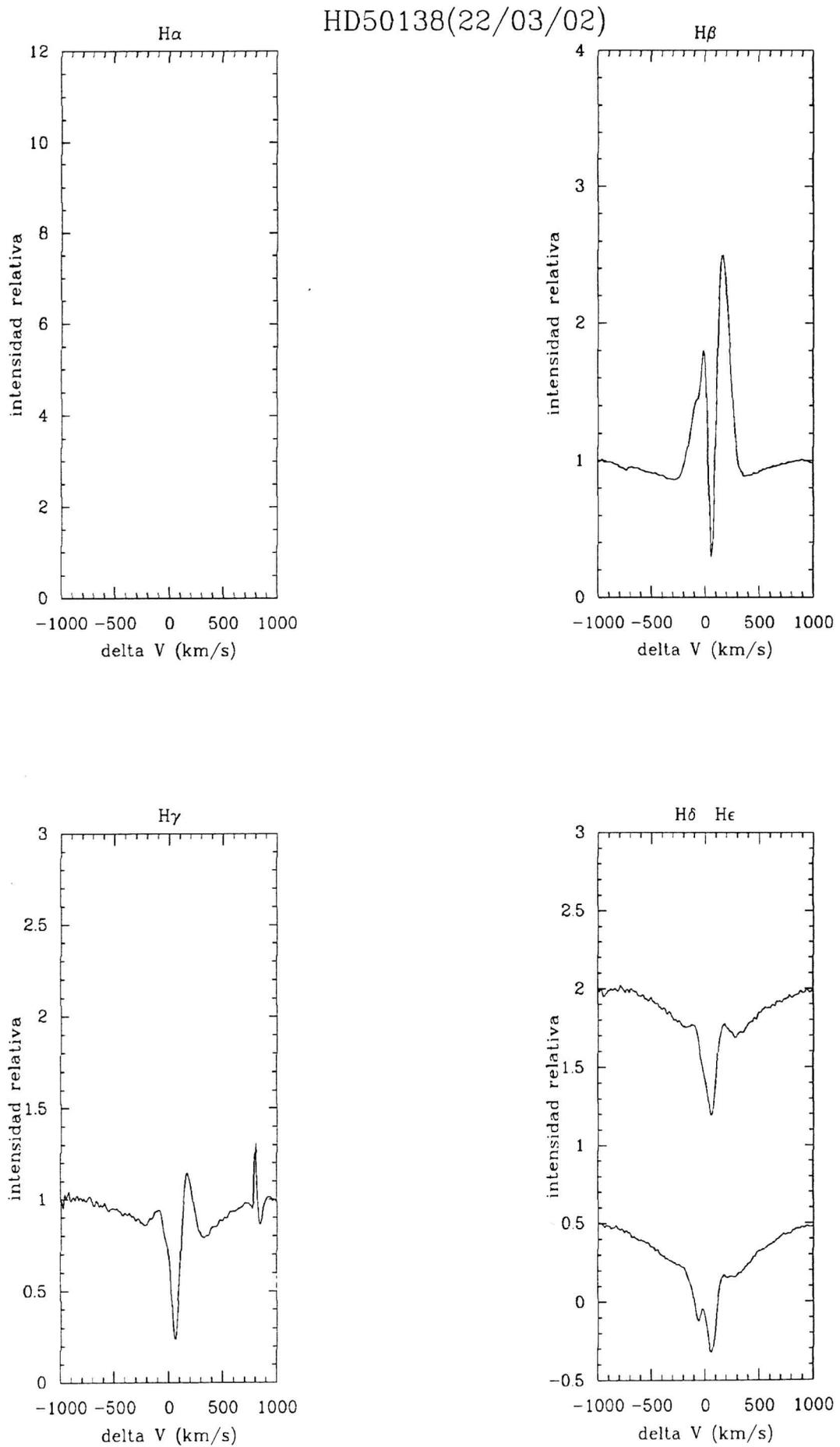


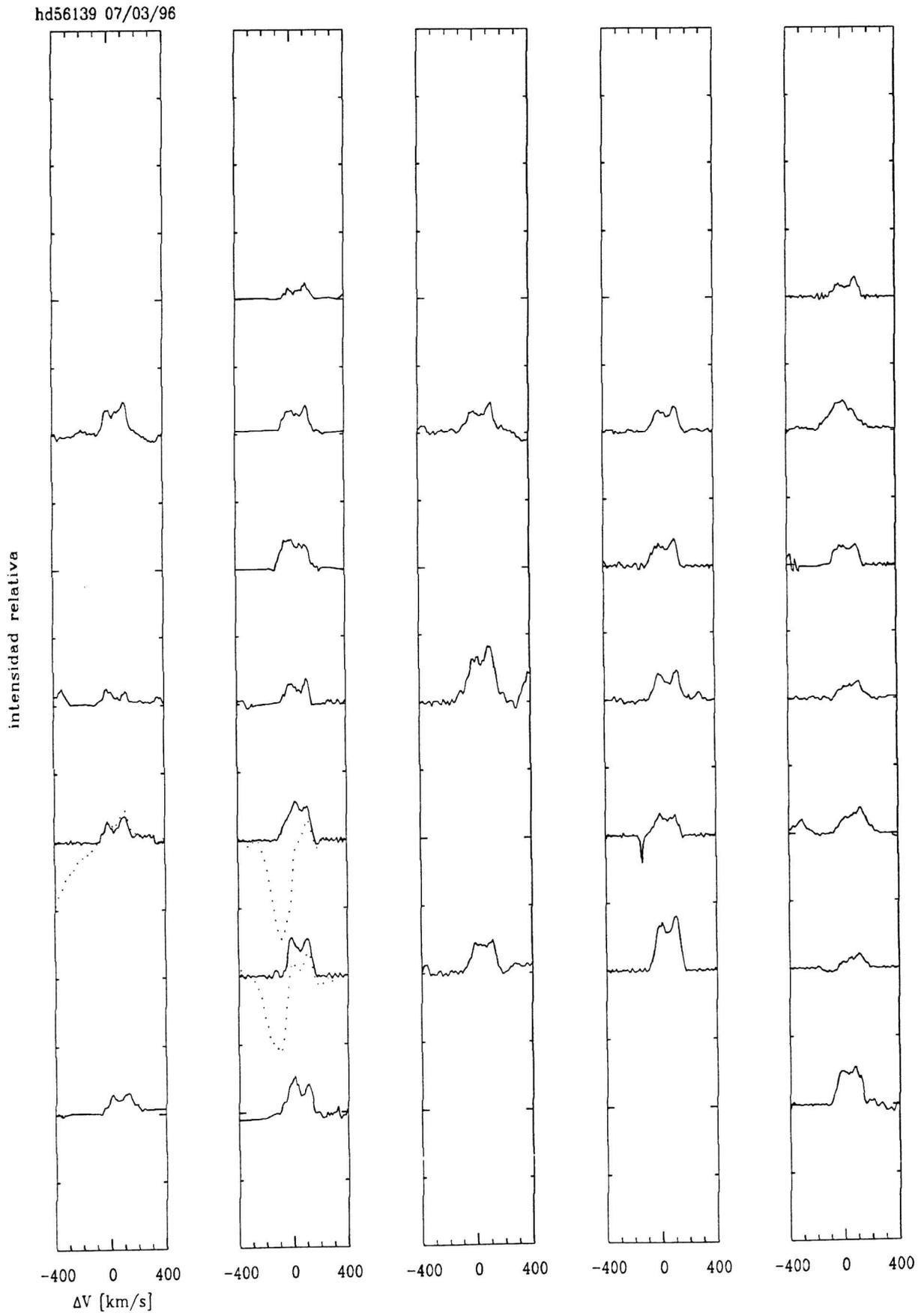
hd50013 22/03/02



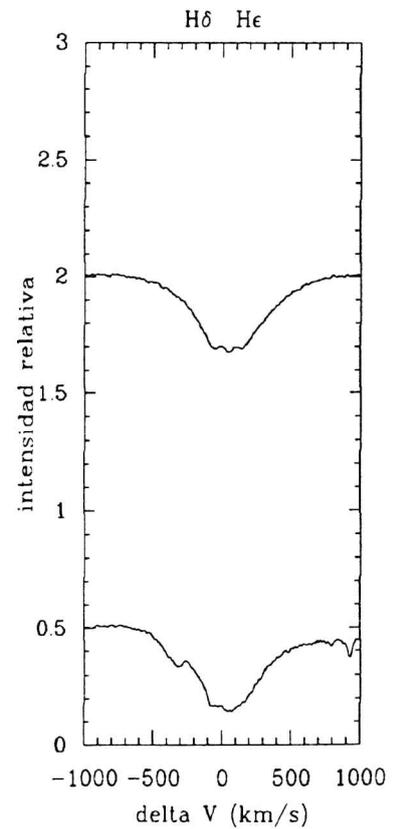
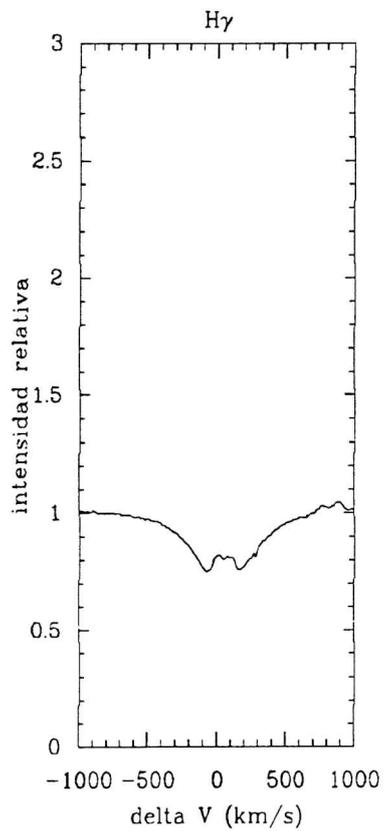
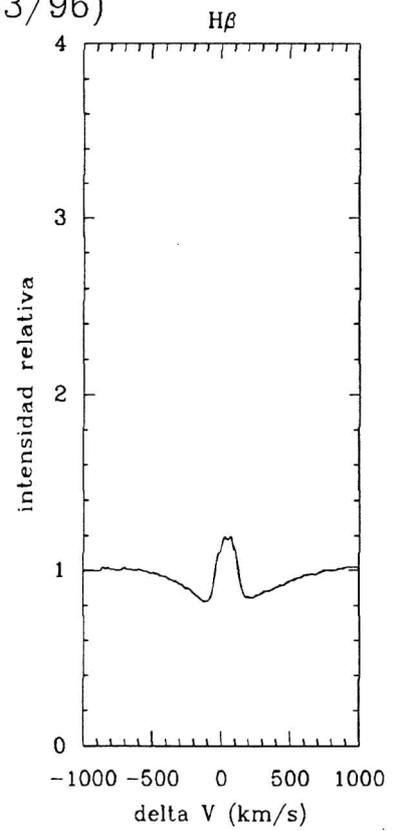
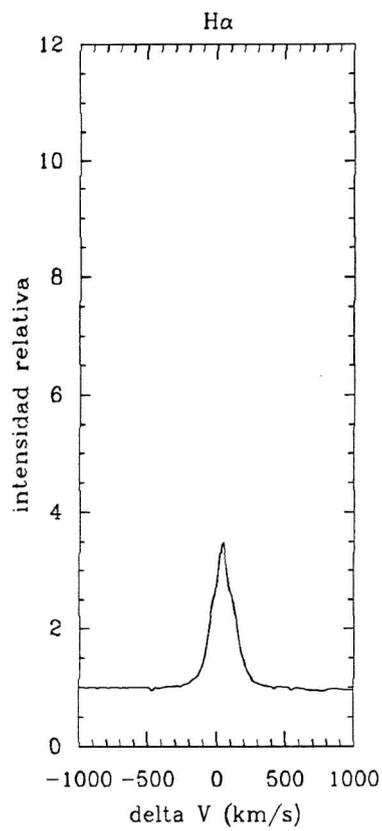


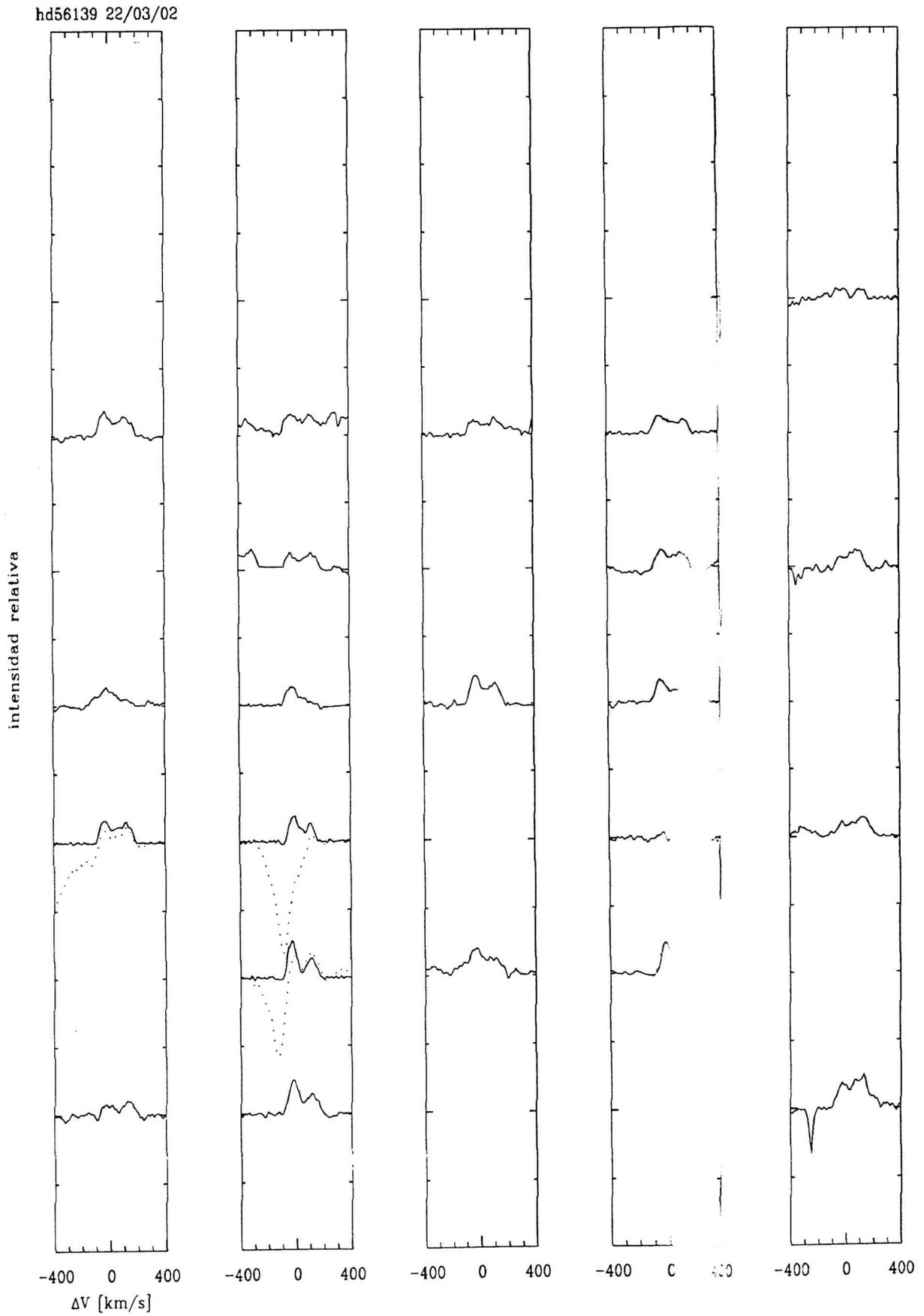




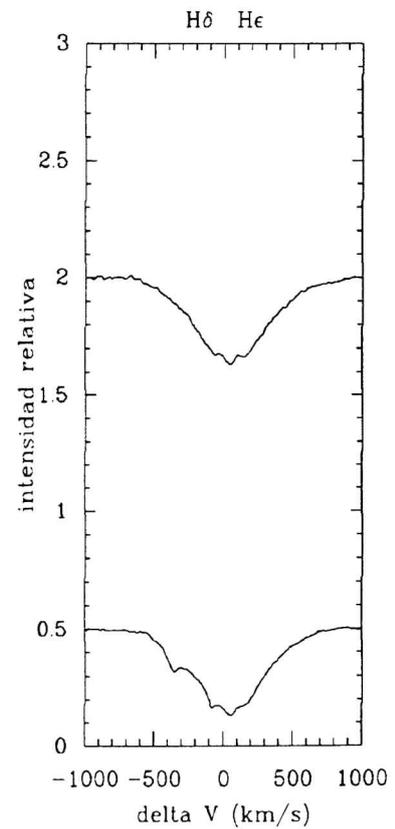
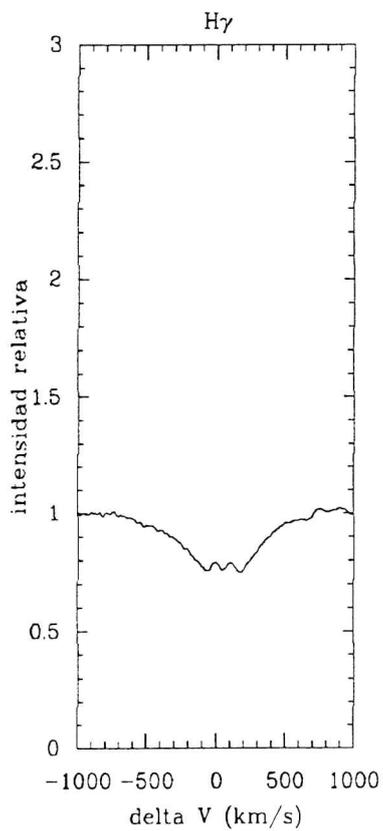
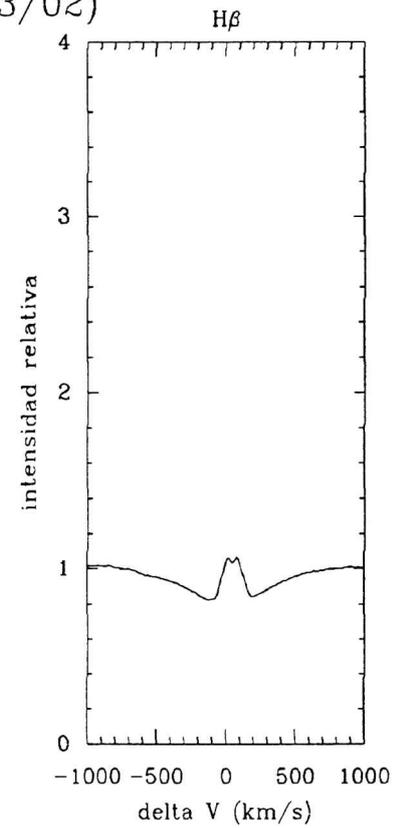
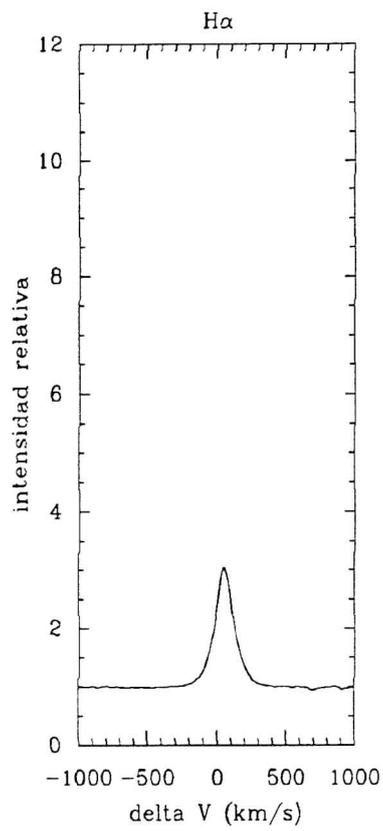


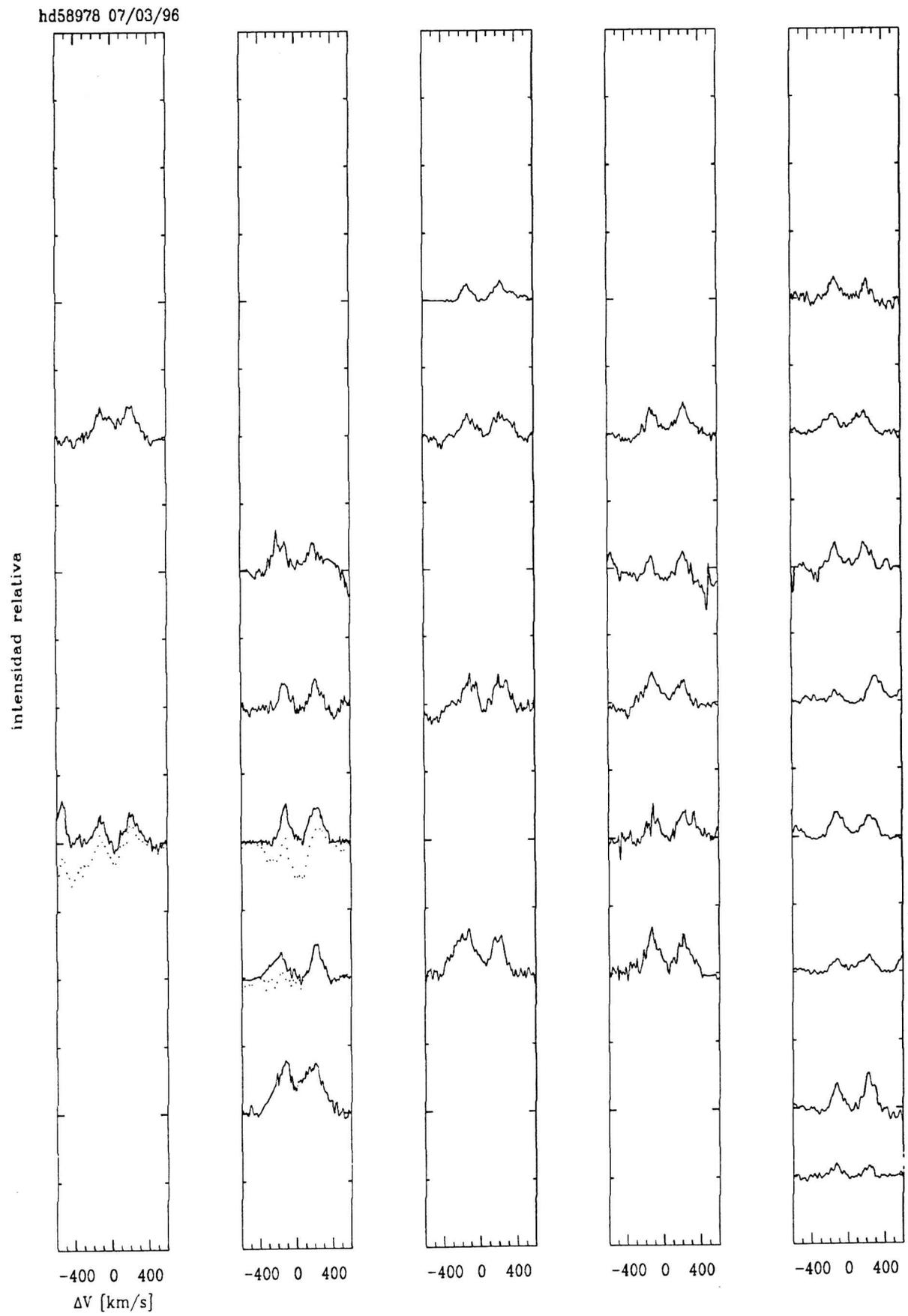
HD56139 (07/03/96)



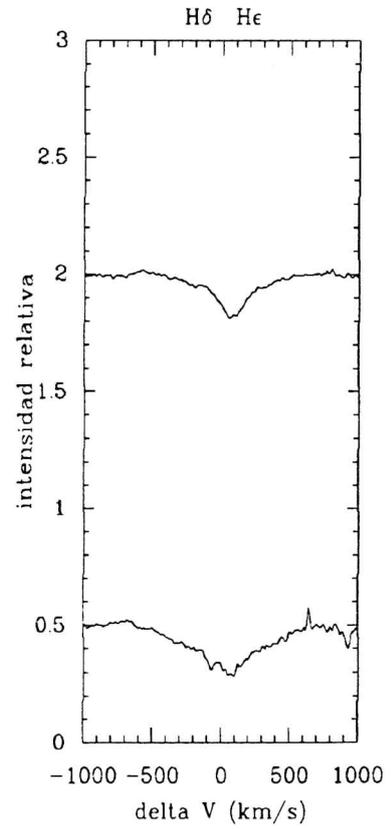
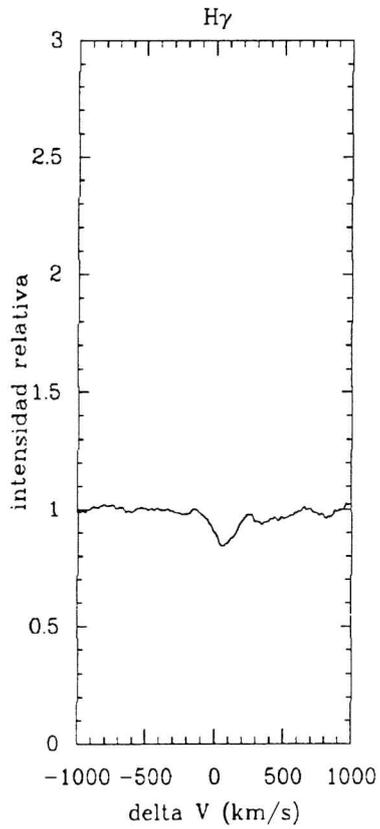
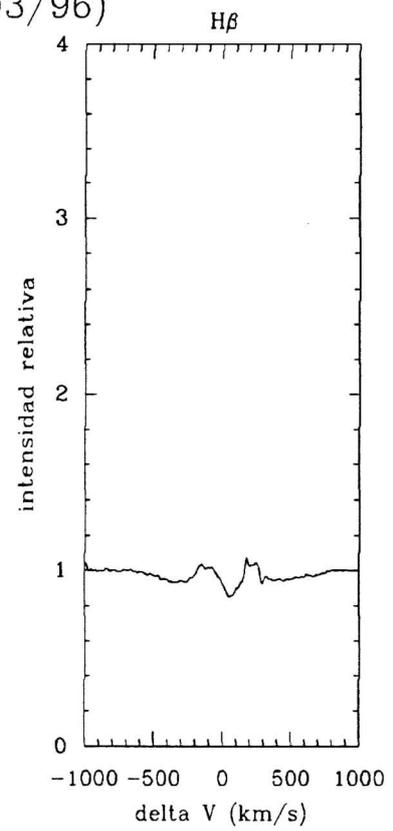
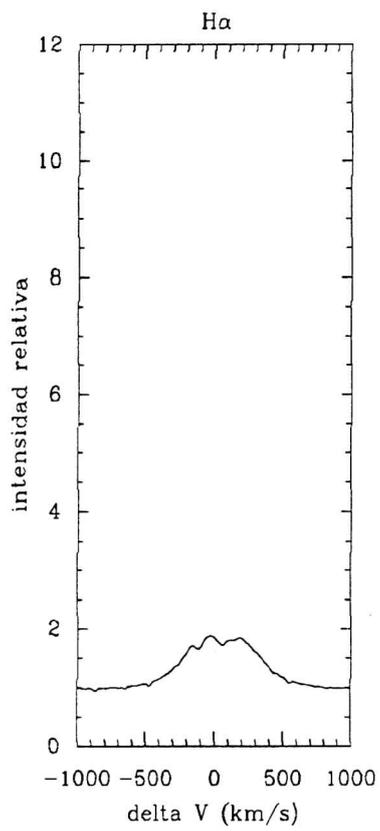


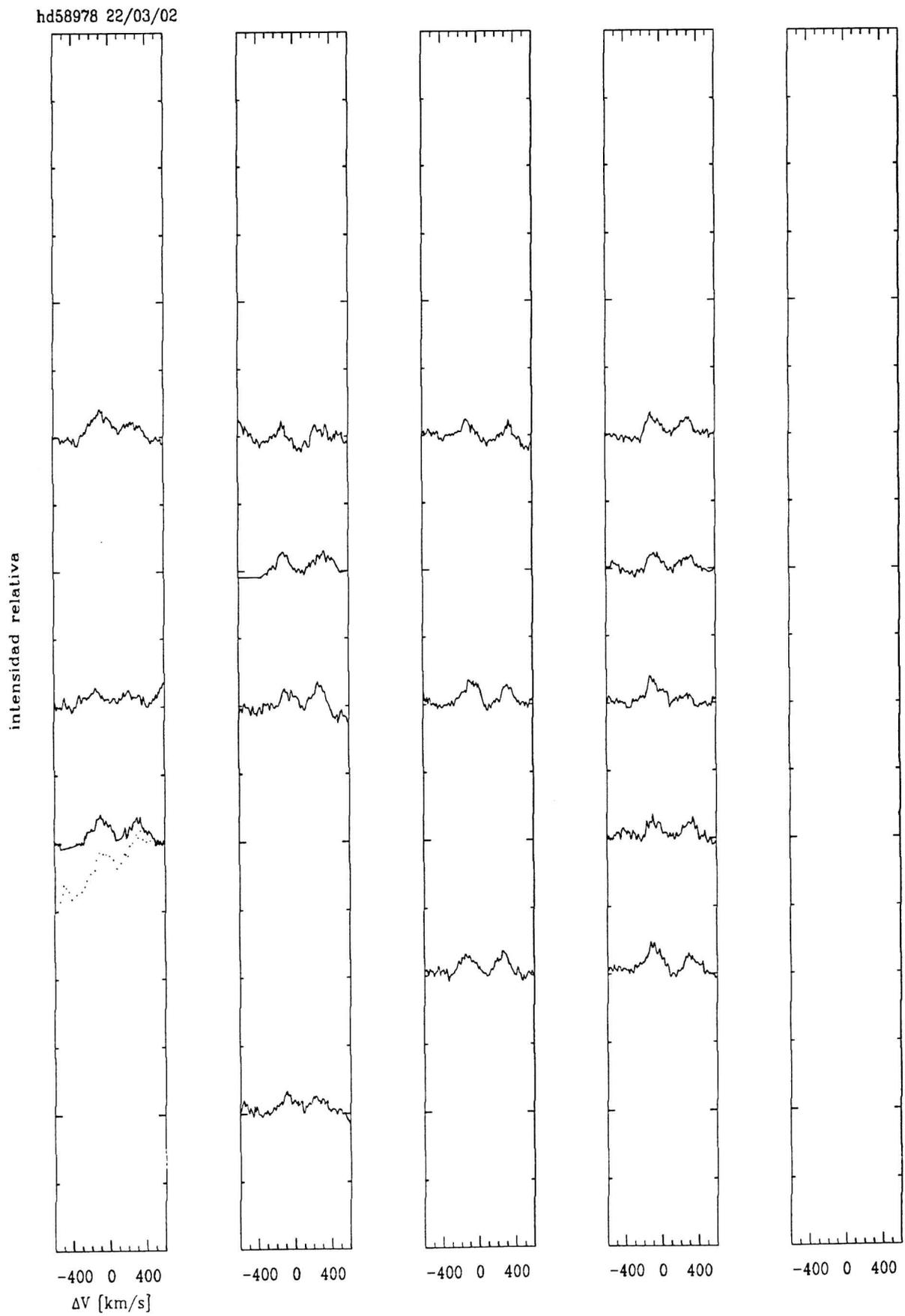
HD56139(22/03/02)

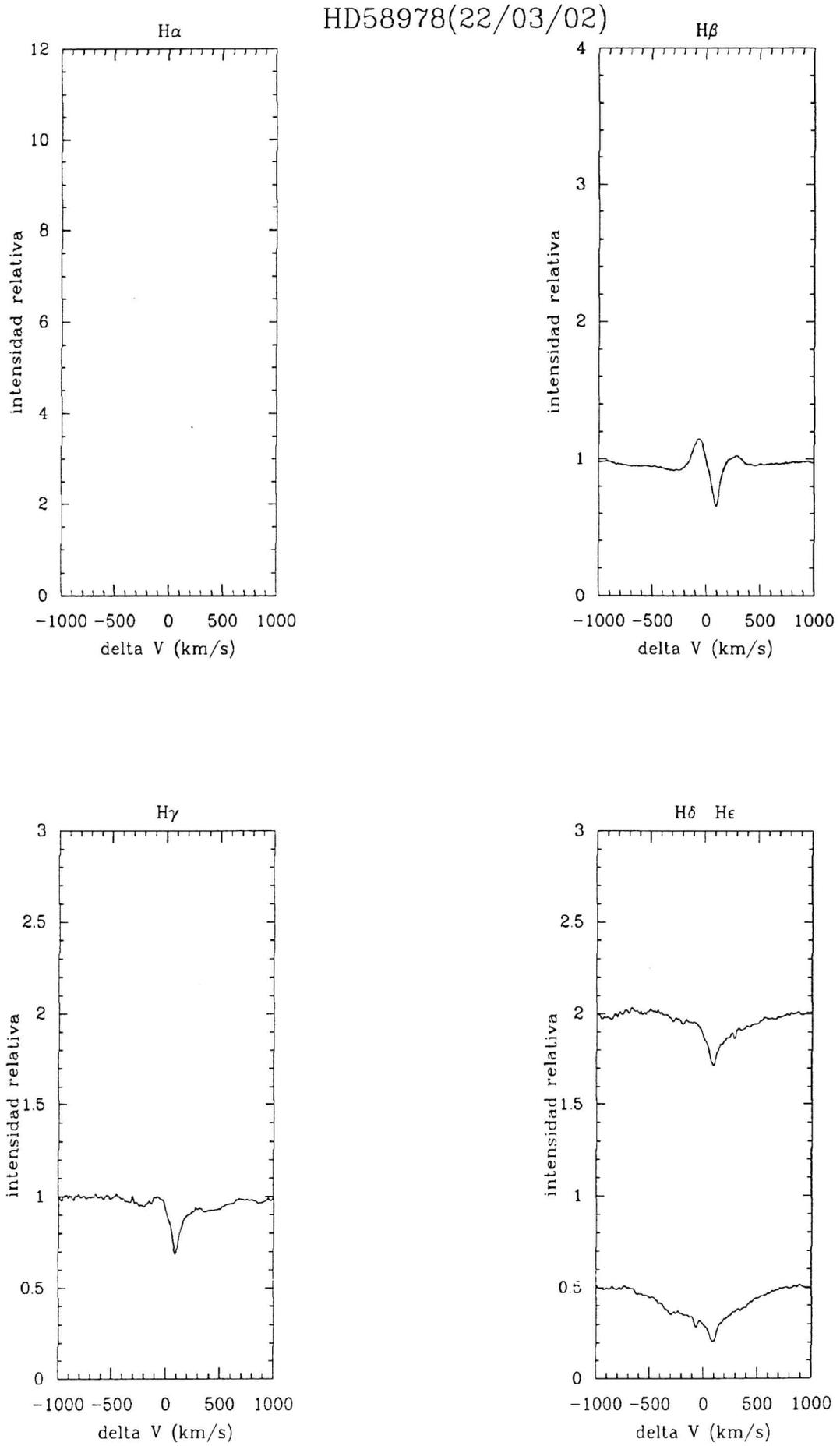




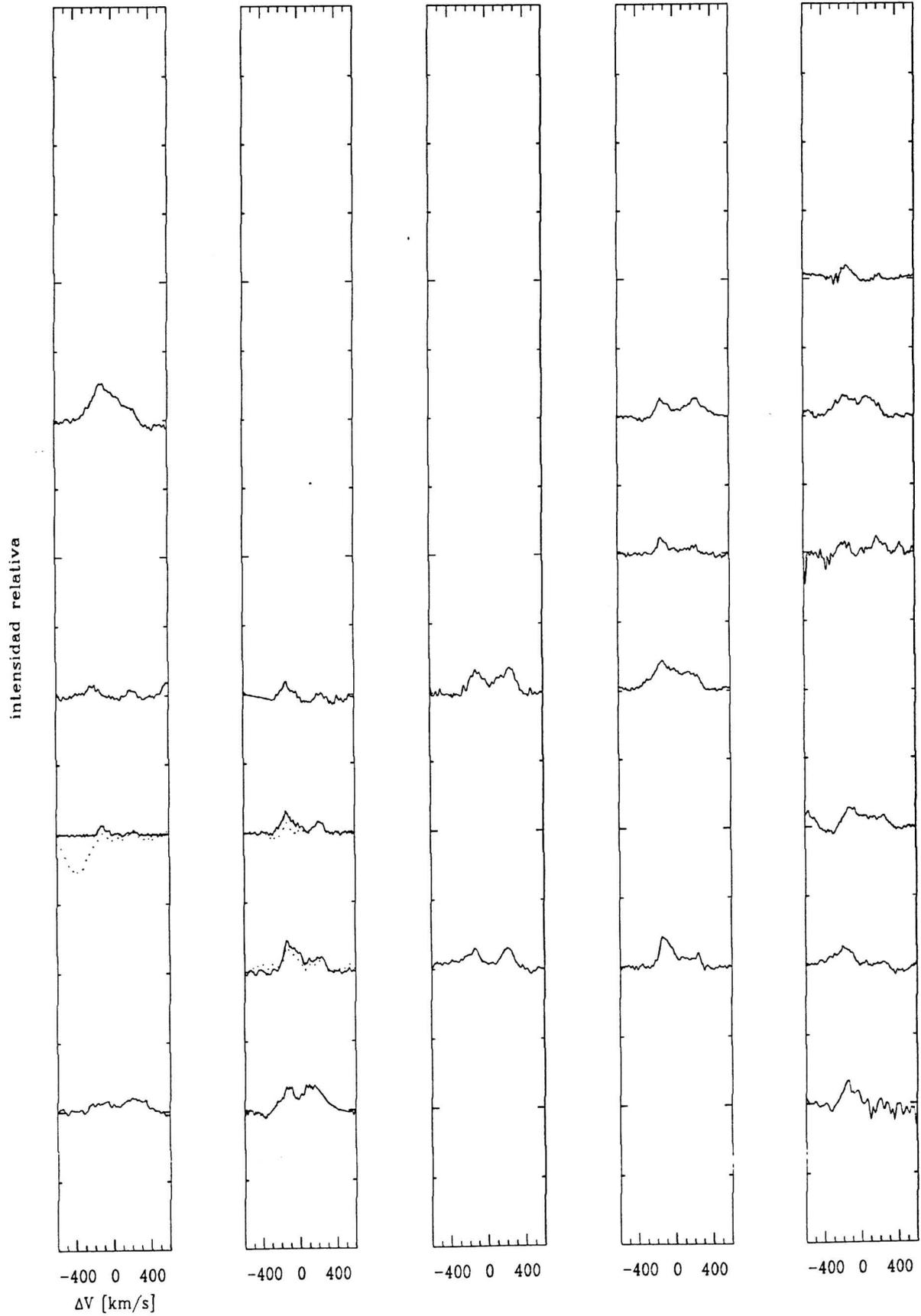
HD58978 (07/03/96)

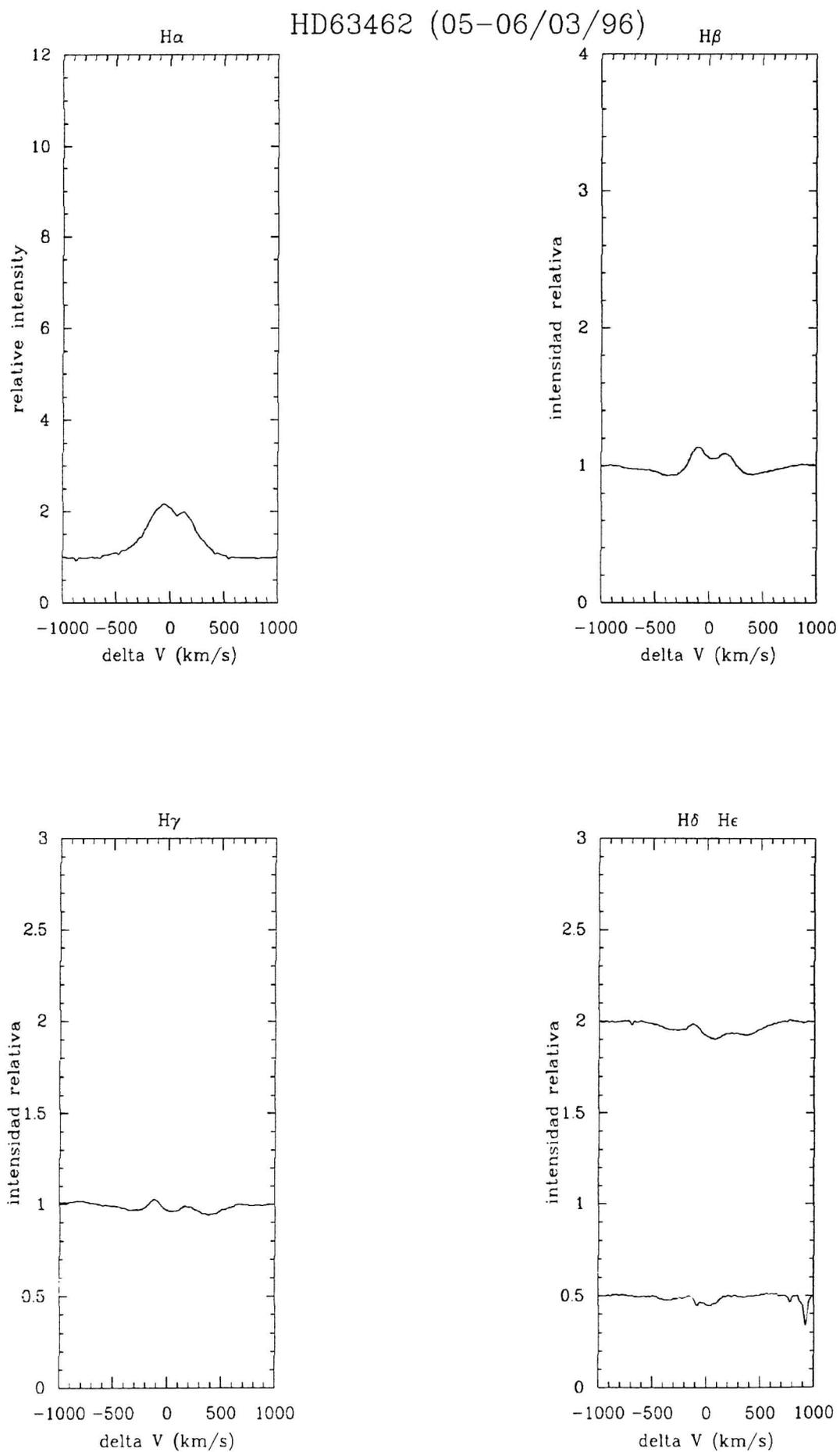




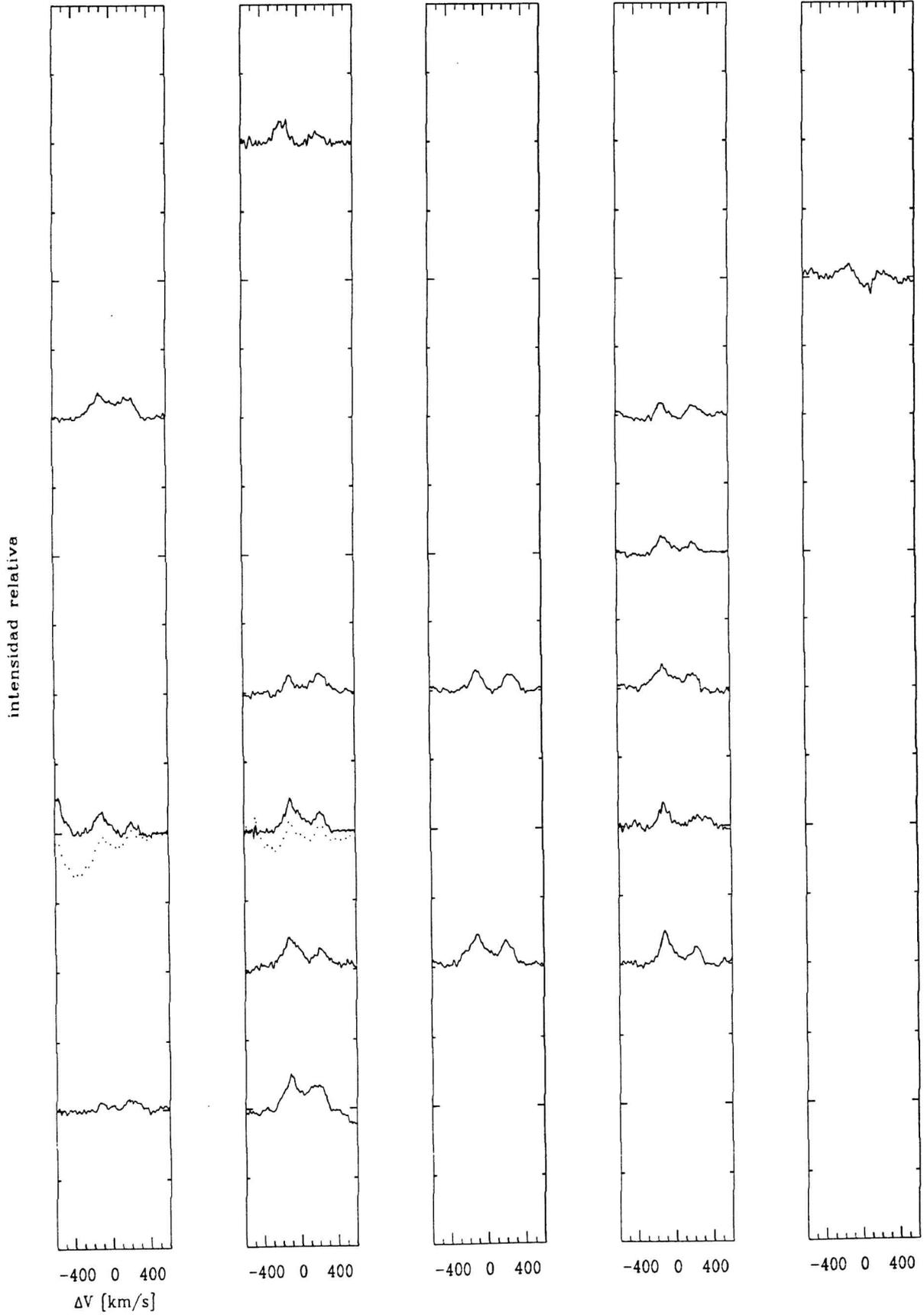


hd63462 05/03/96

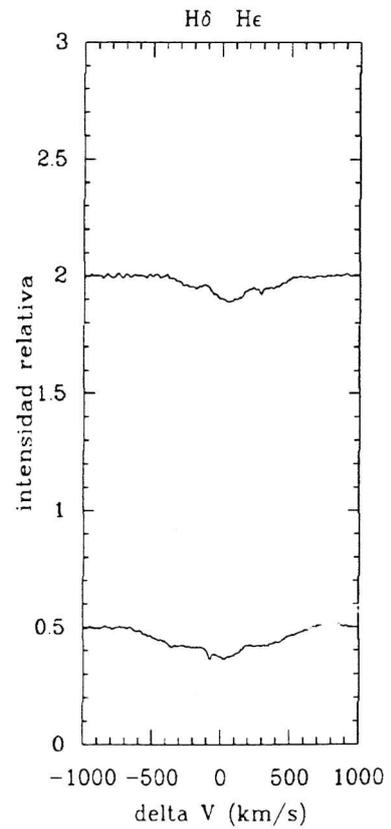
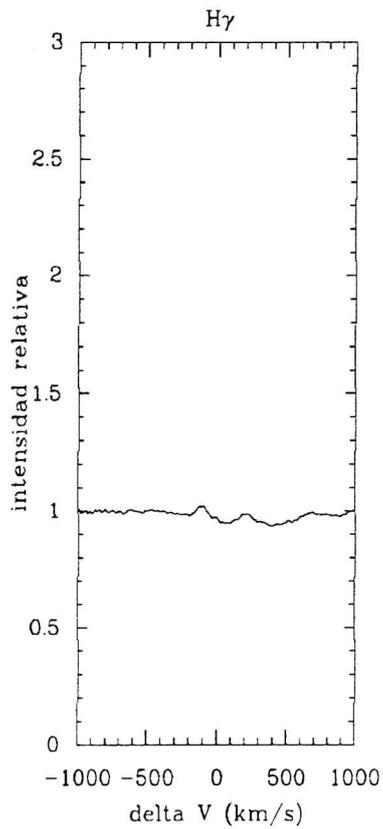
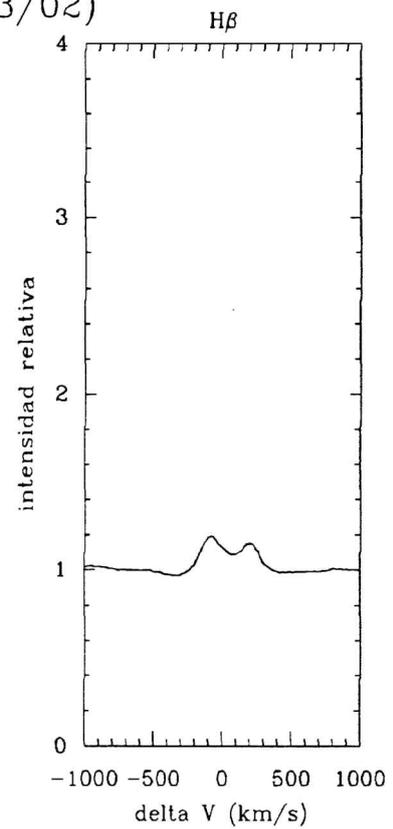
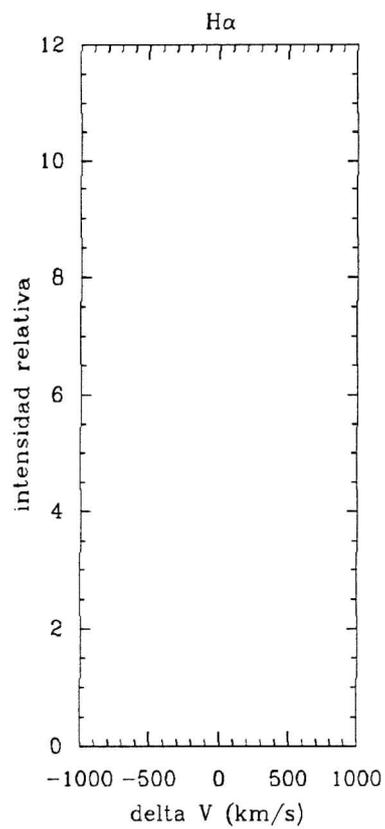


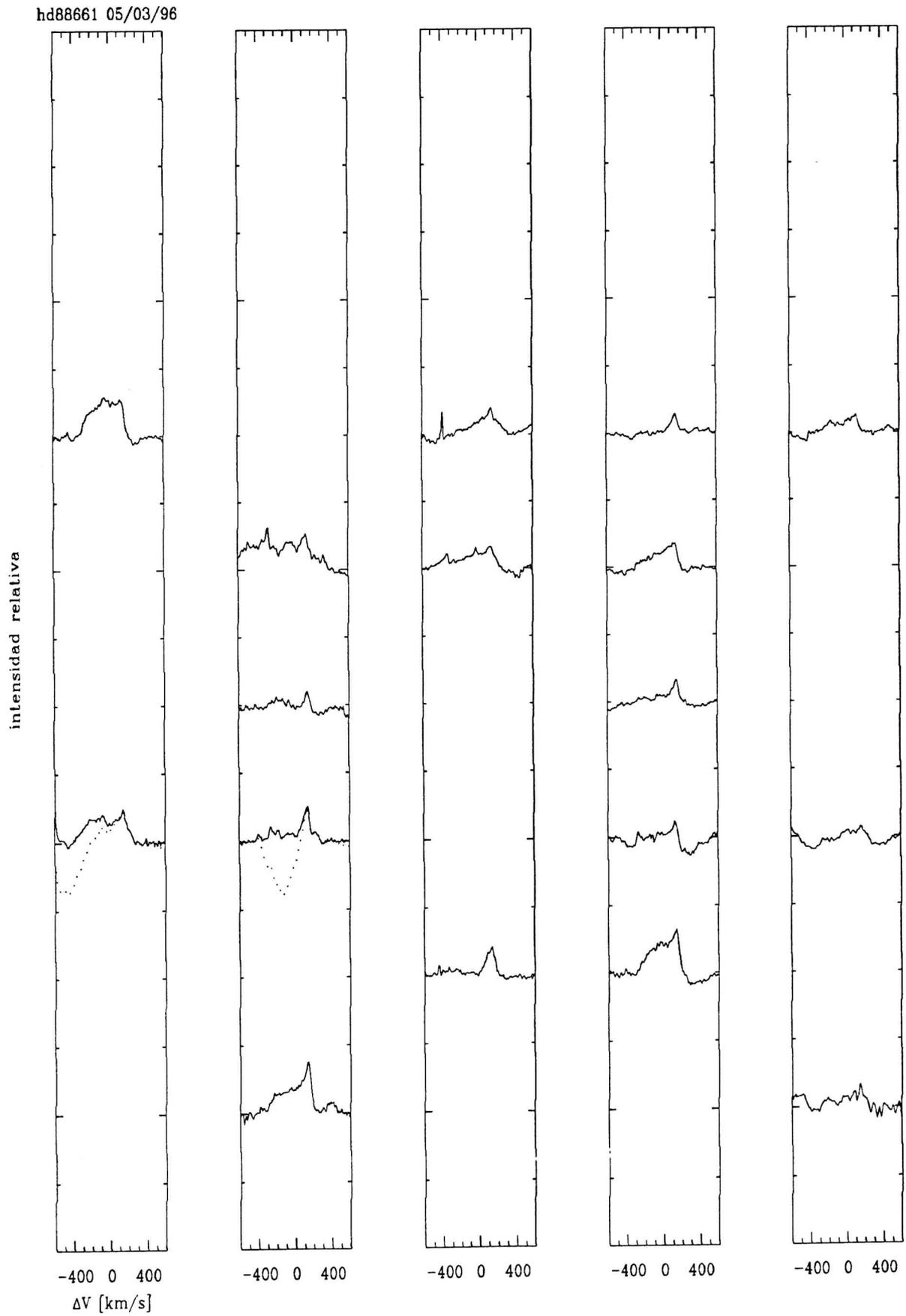


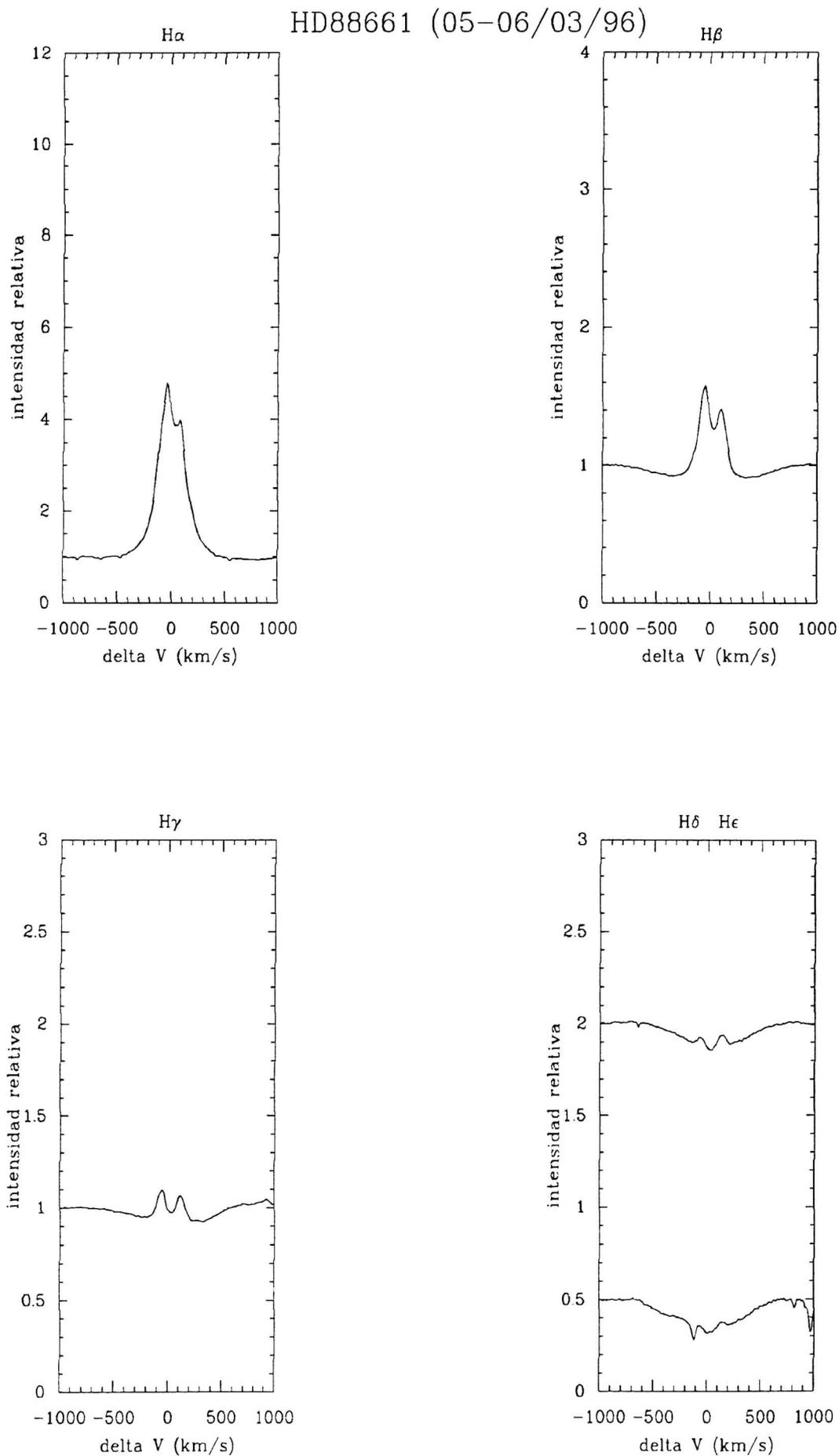
hd63462 22/03/02

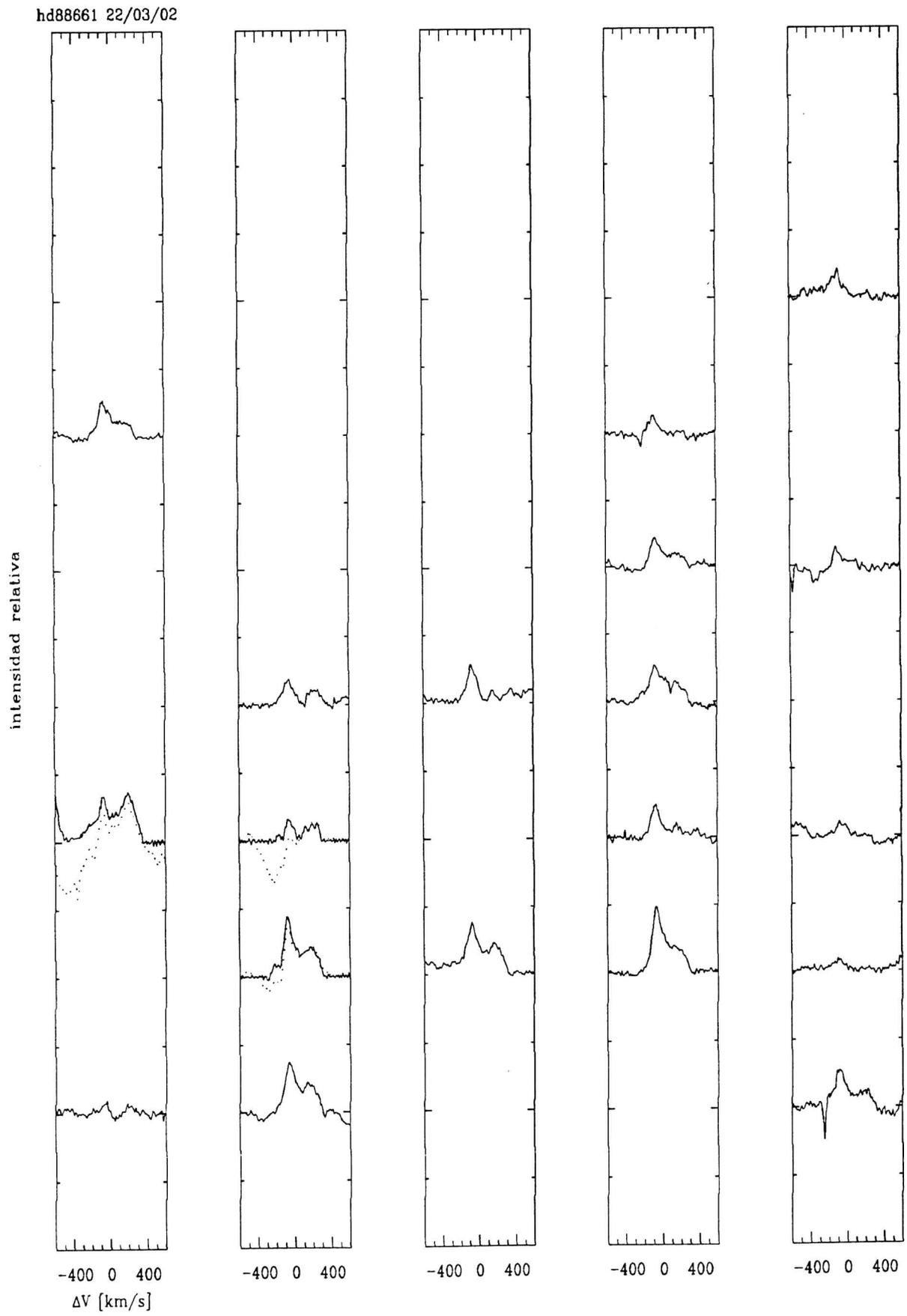


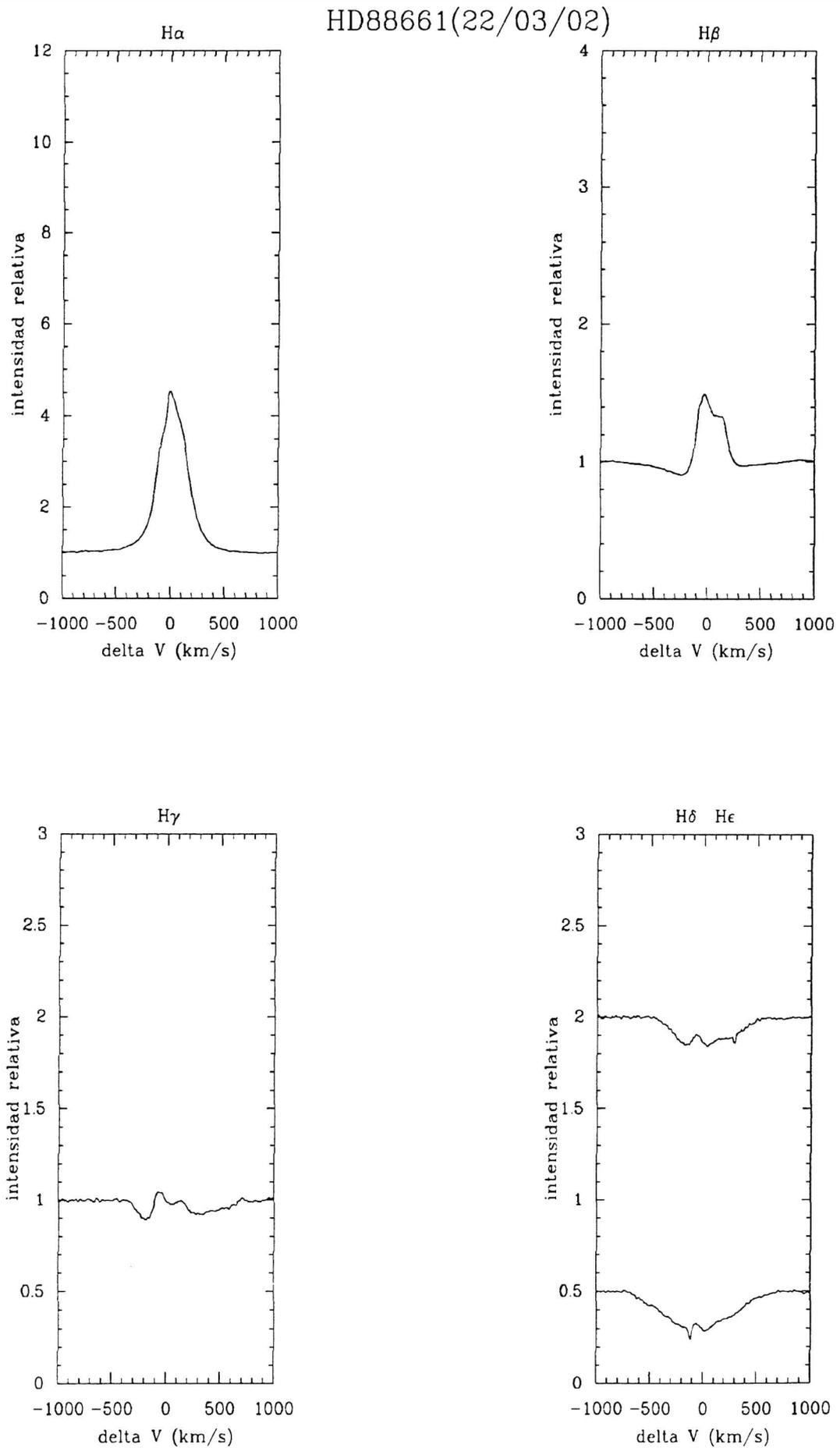
HD63462(22/03/02)

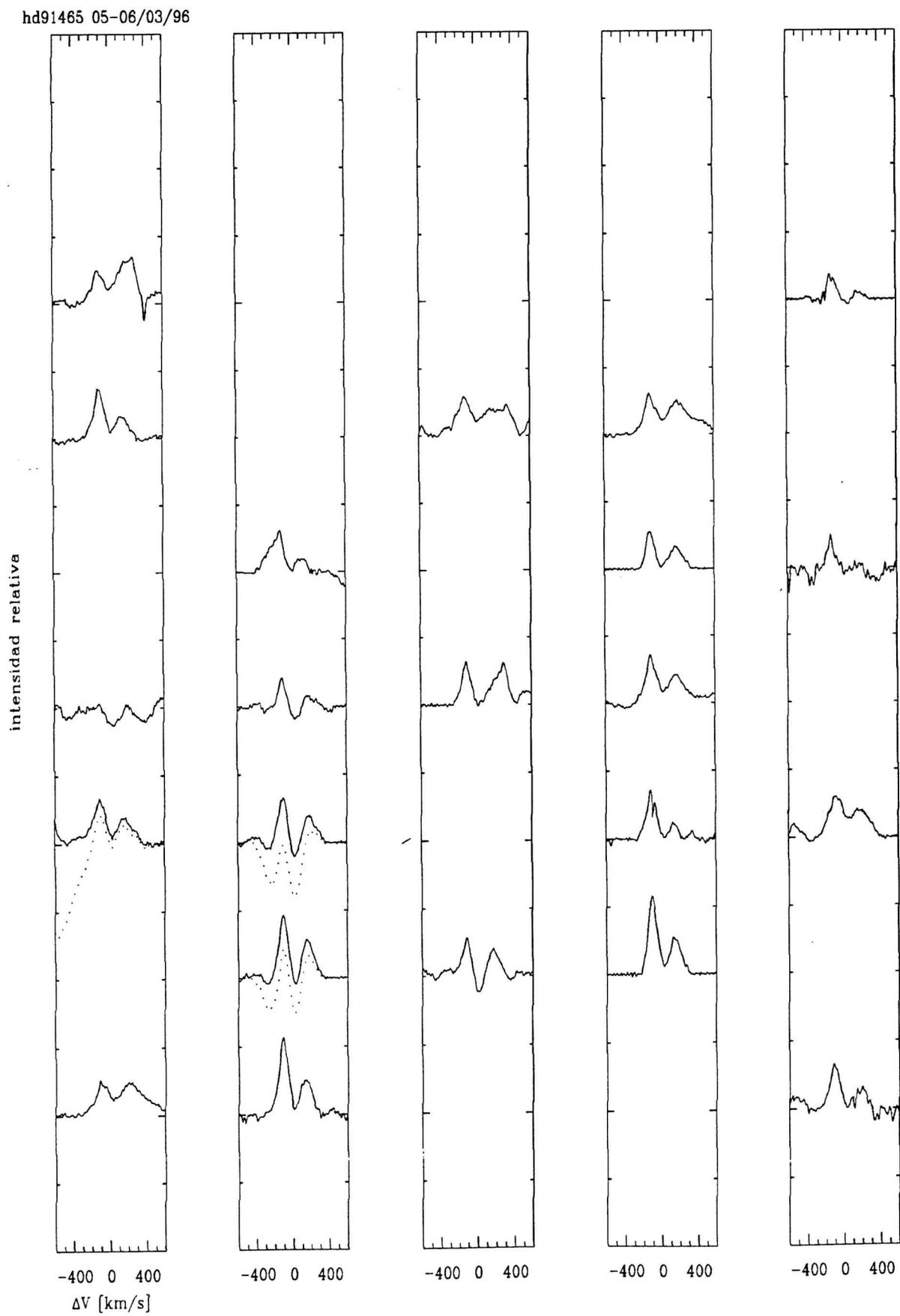




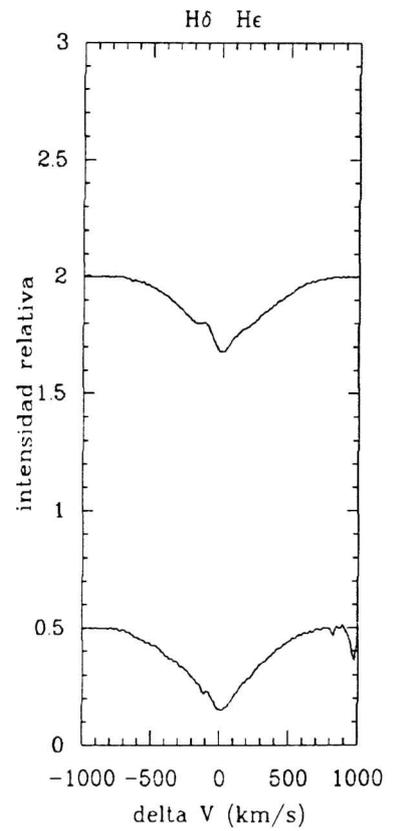
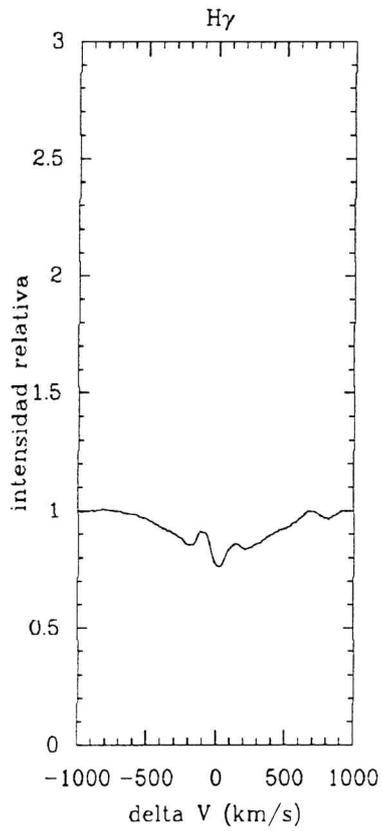
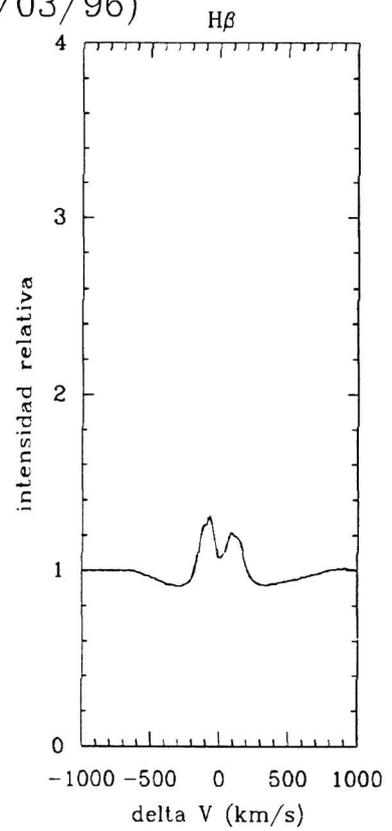
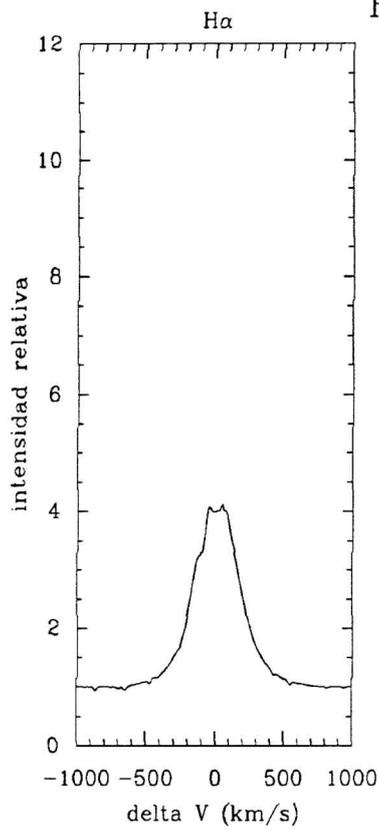




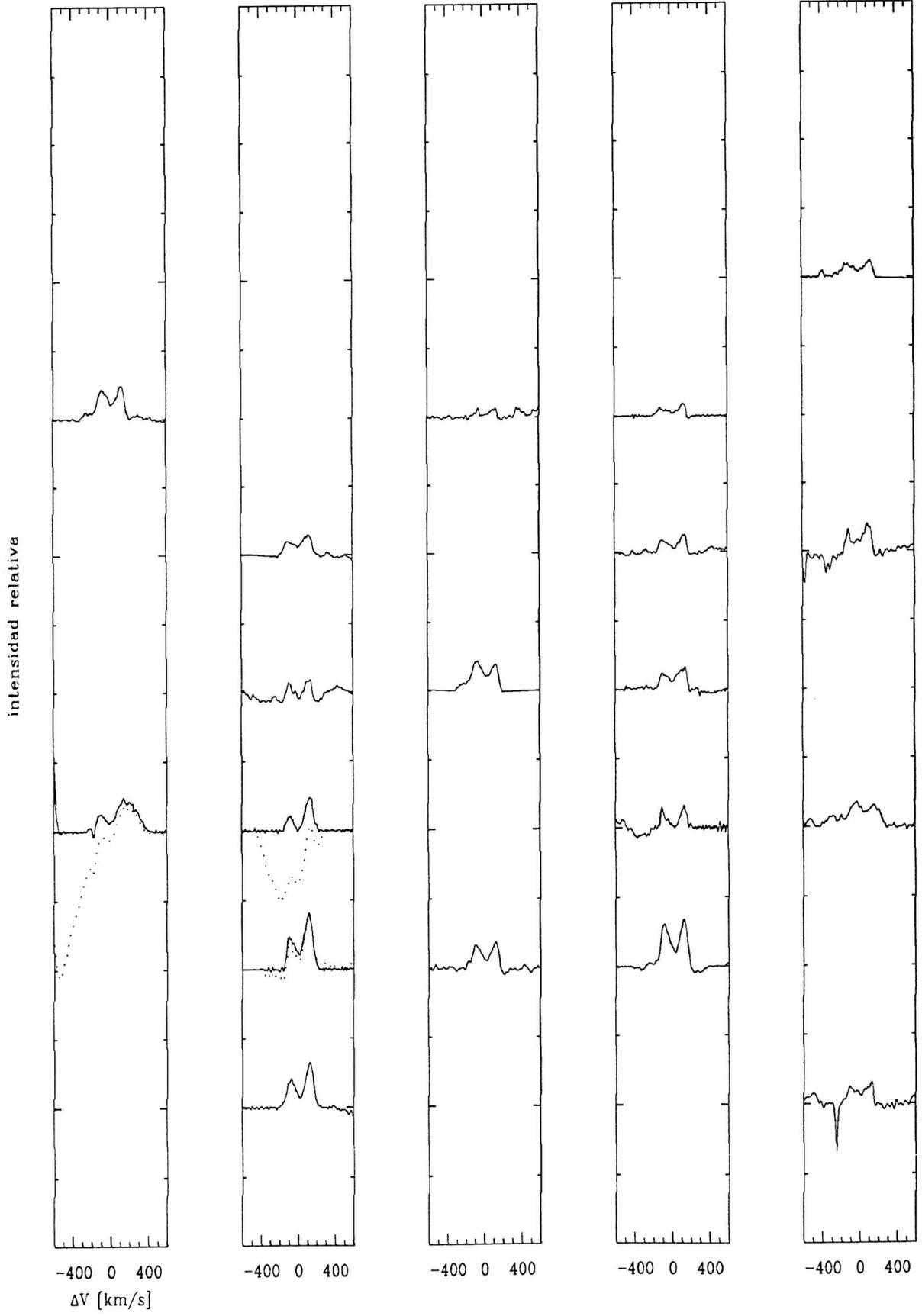


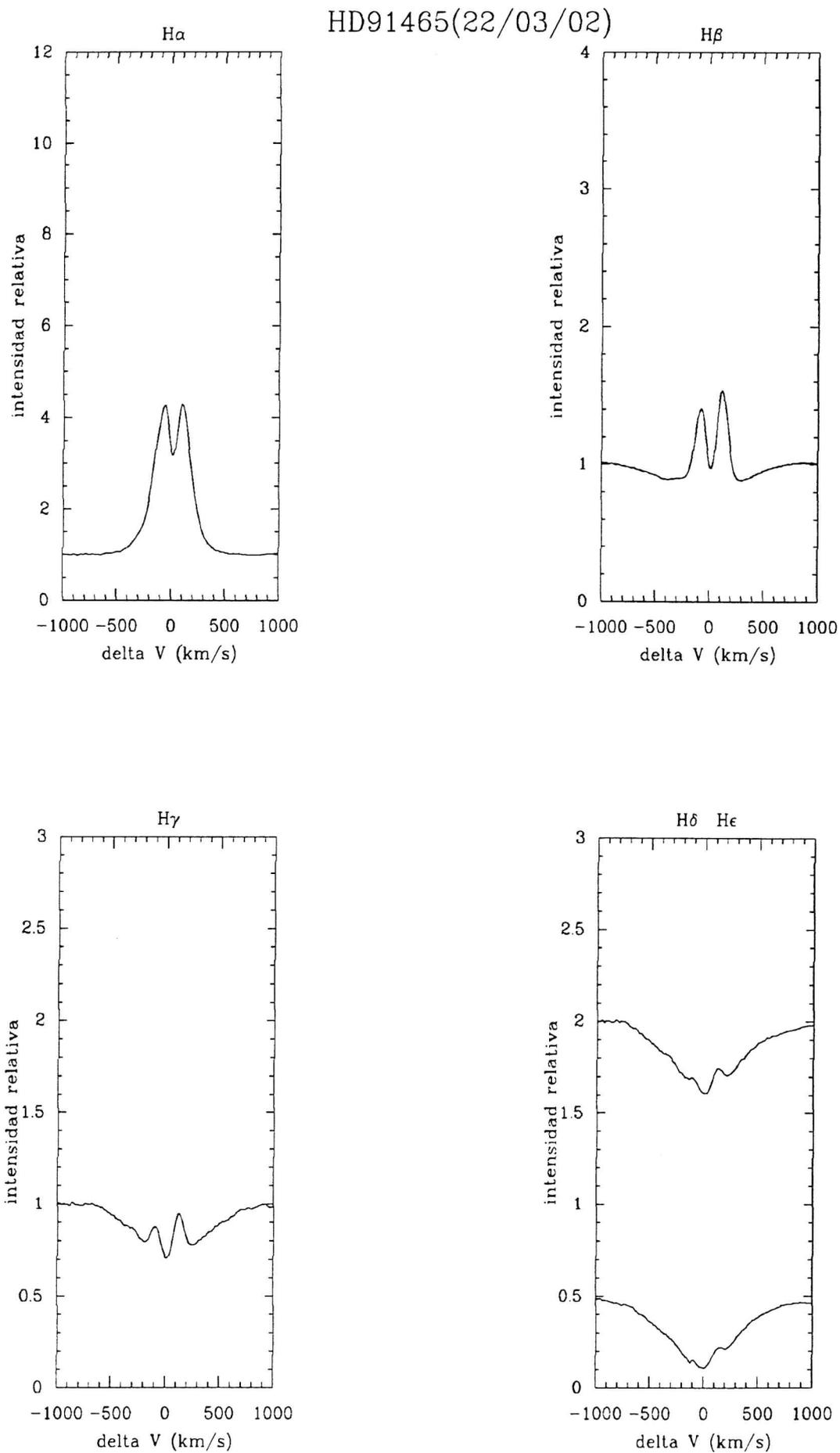


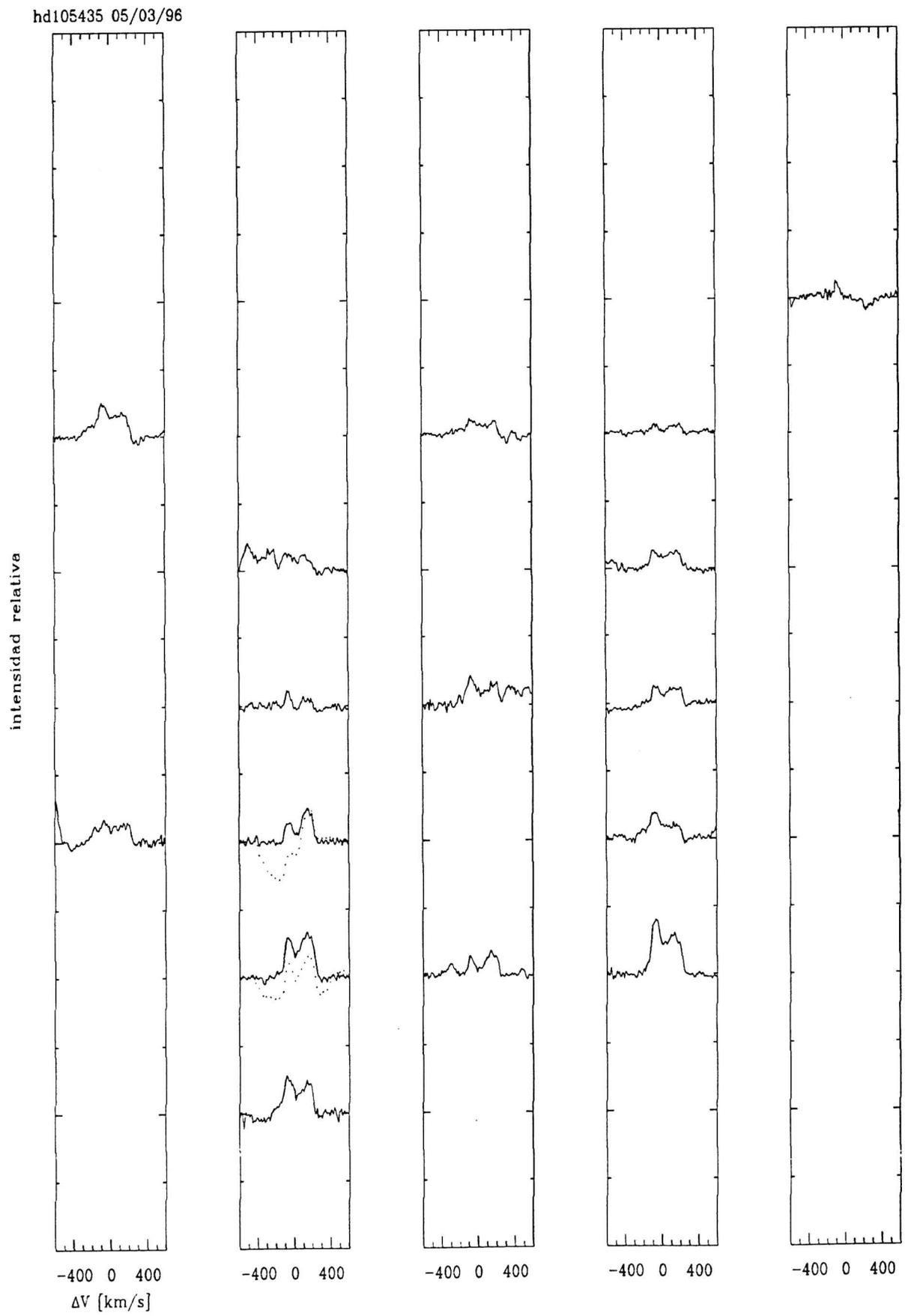
HD91465 (05-06/03/96)

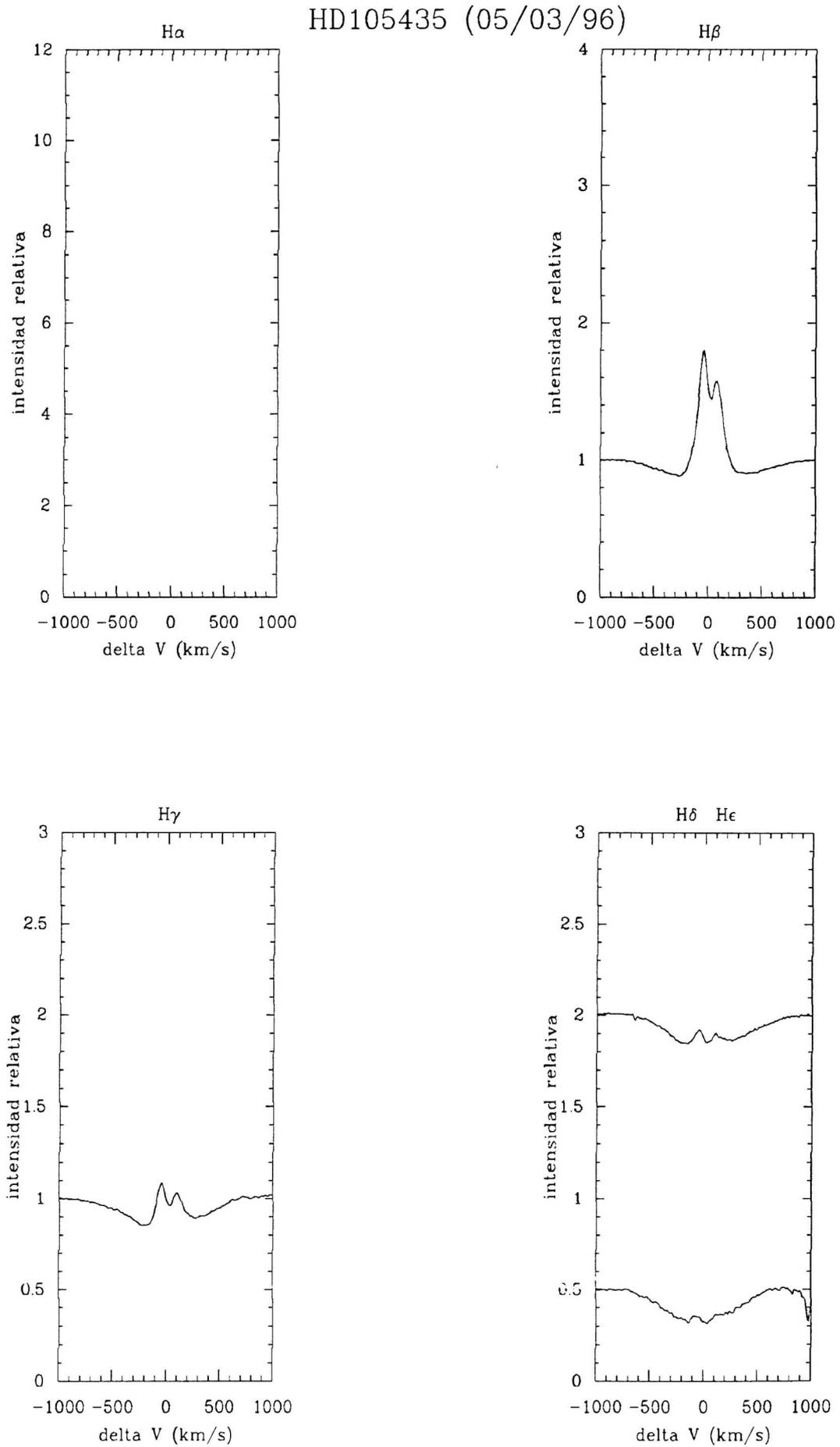


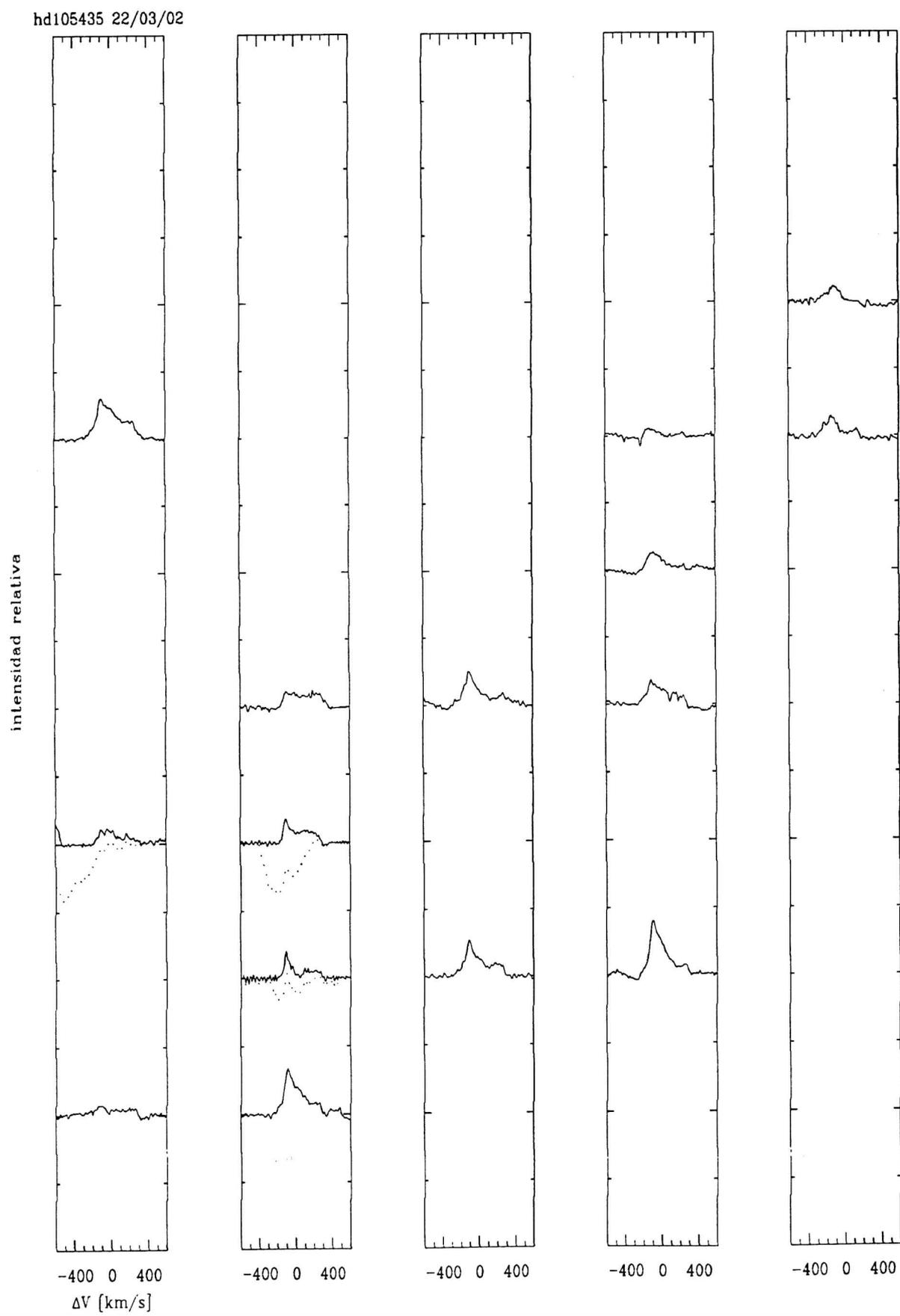
hd91465 22/03/02



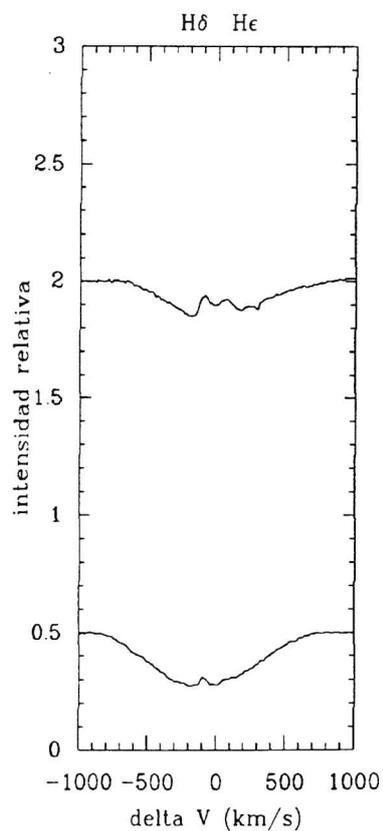
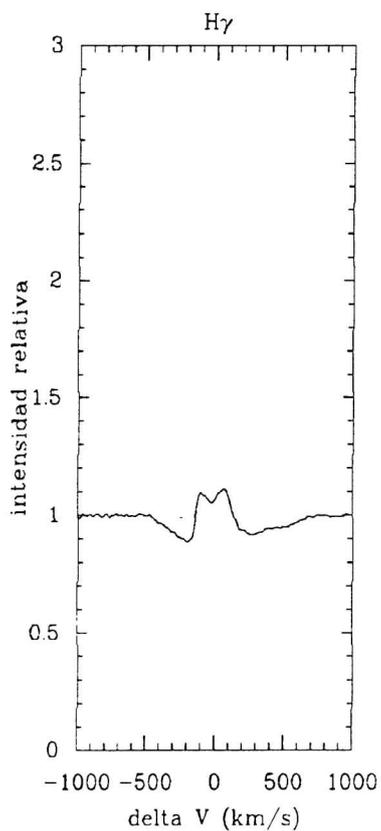
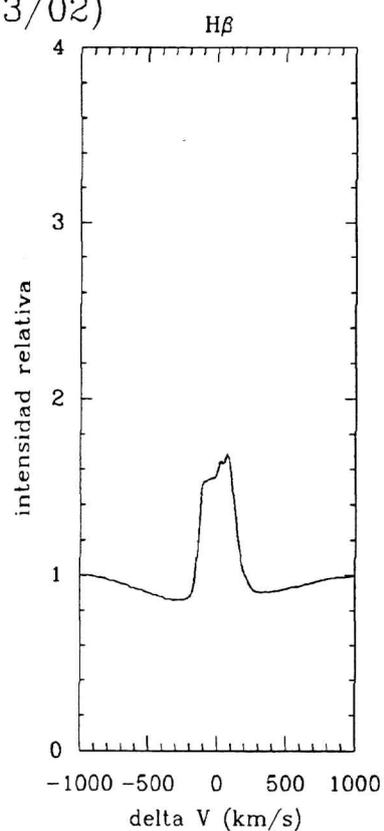
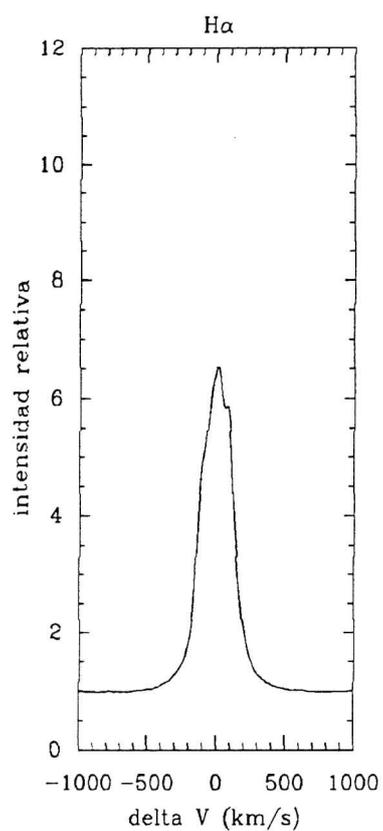




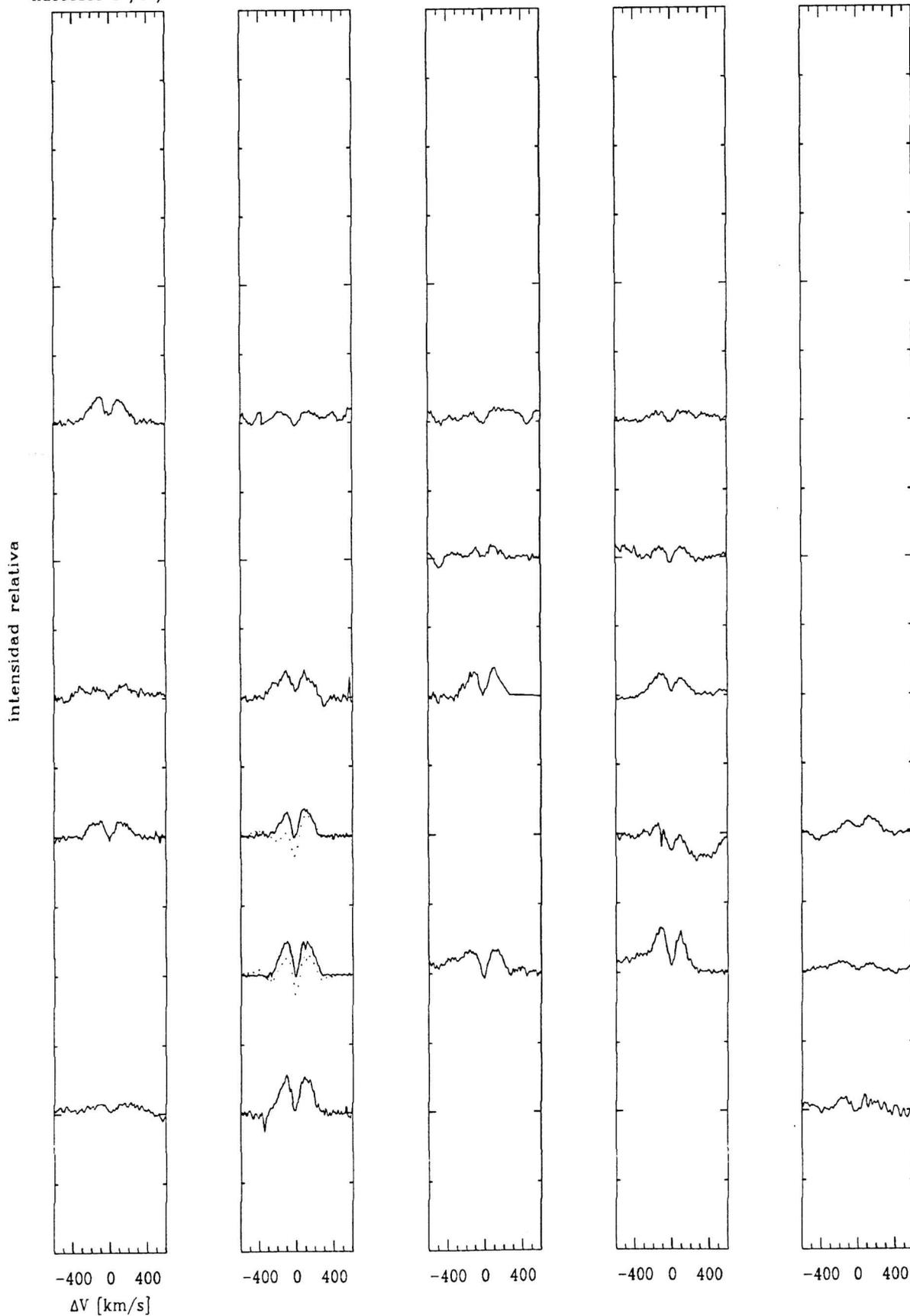


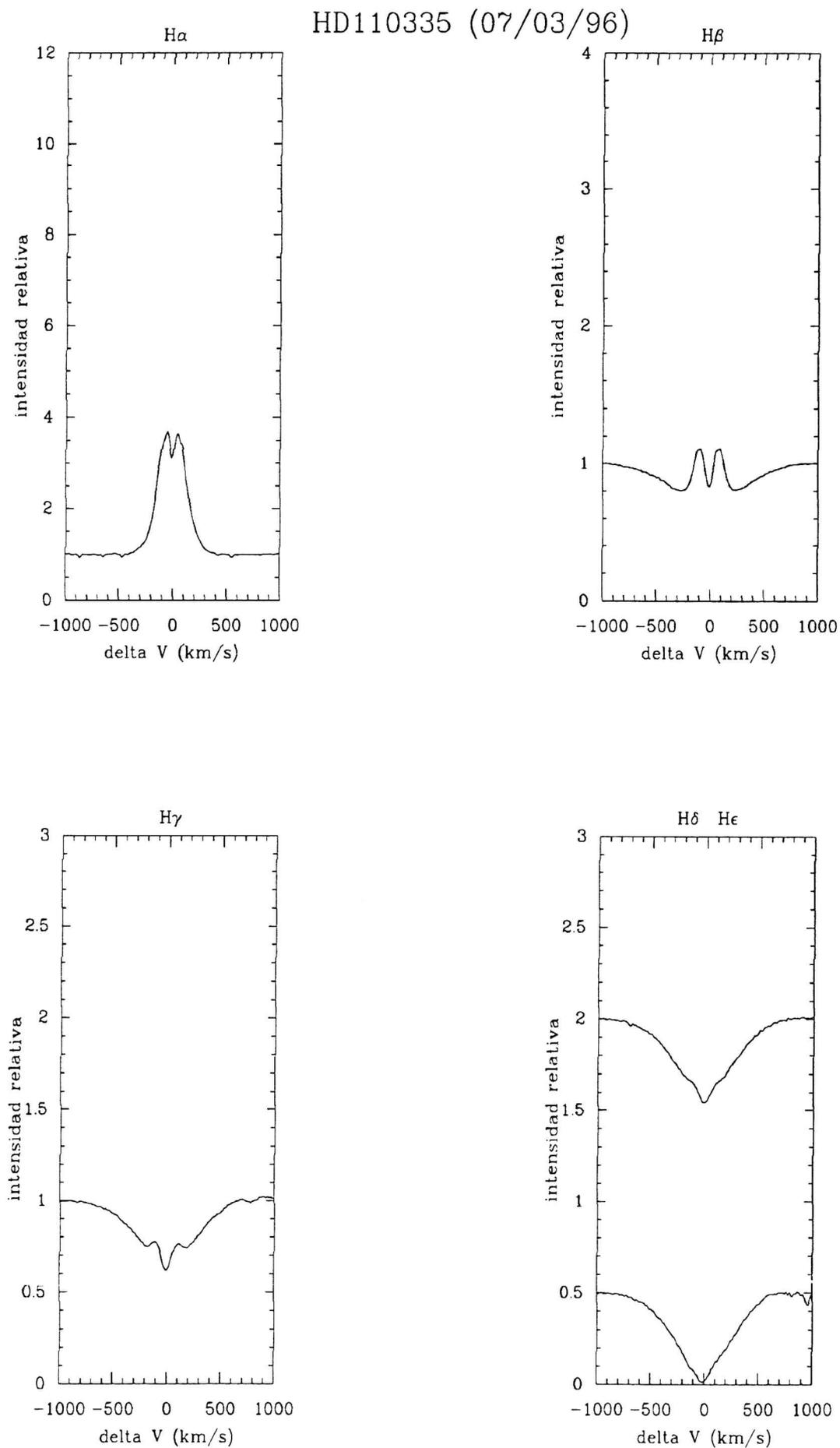


HD105435(22/03/02)

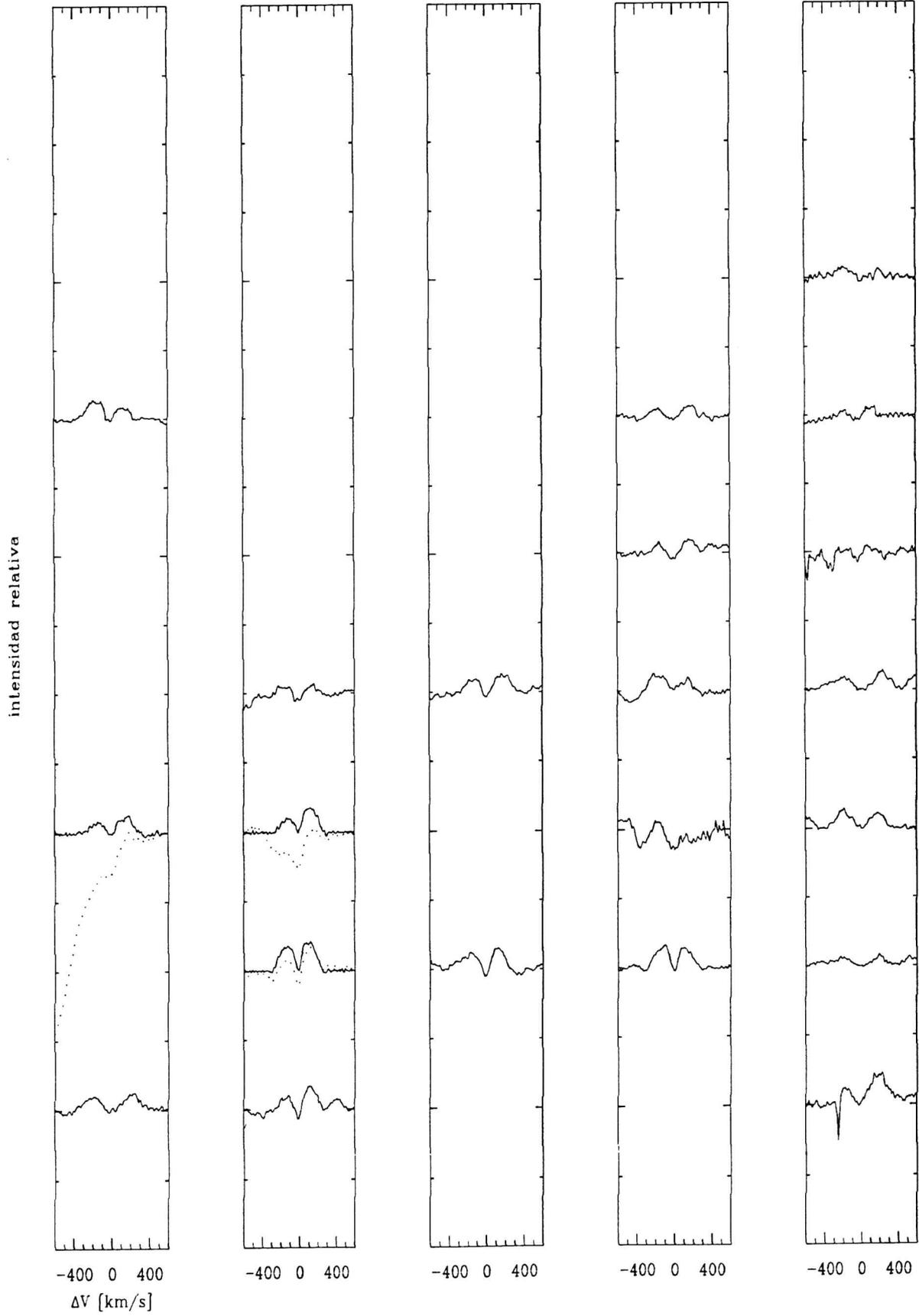


hd110335 07/03/96

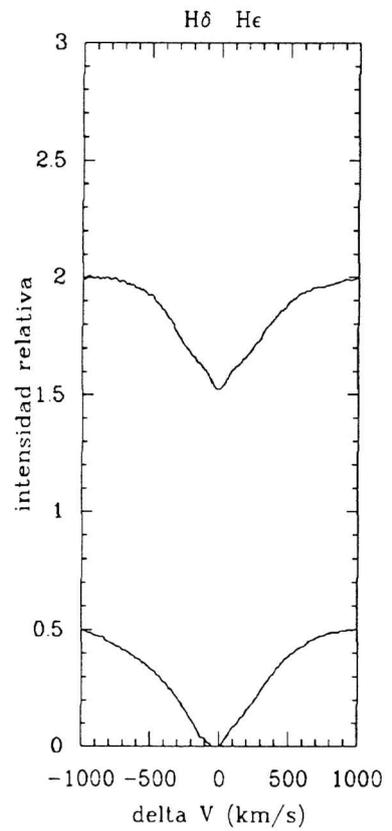
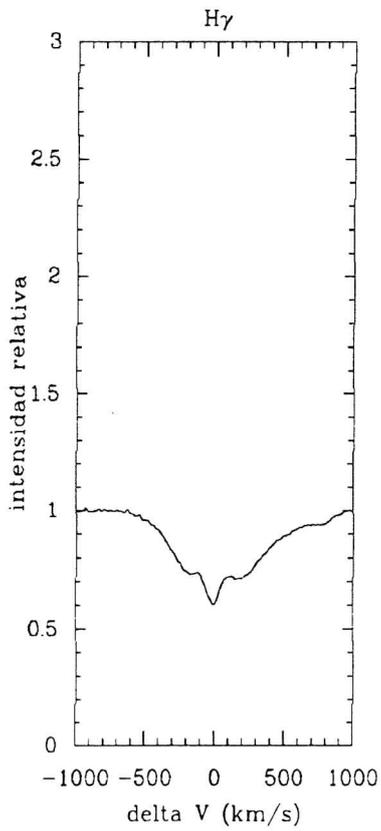
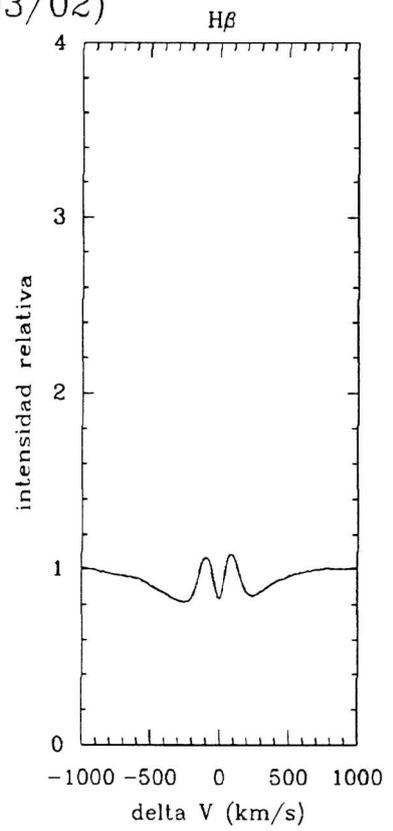
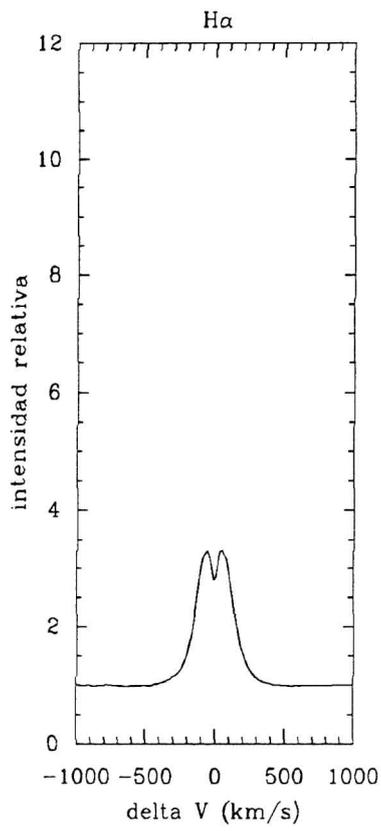


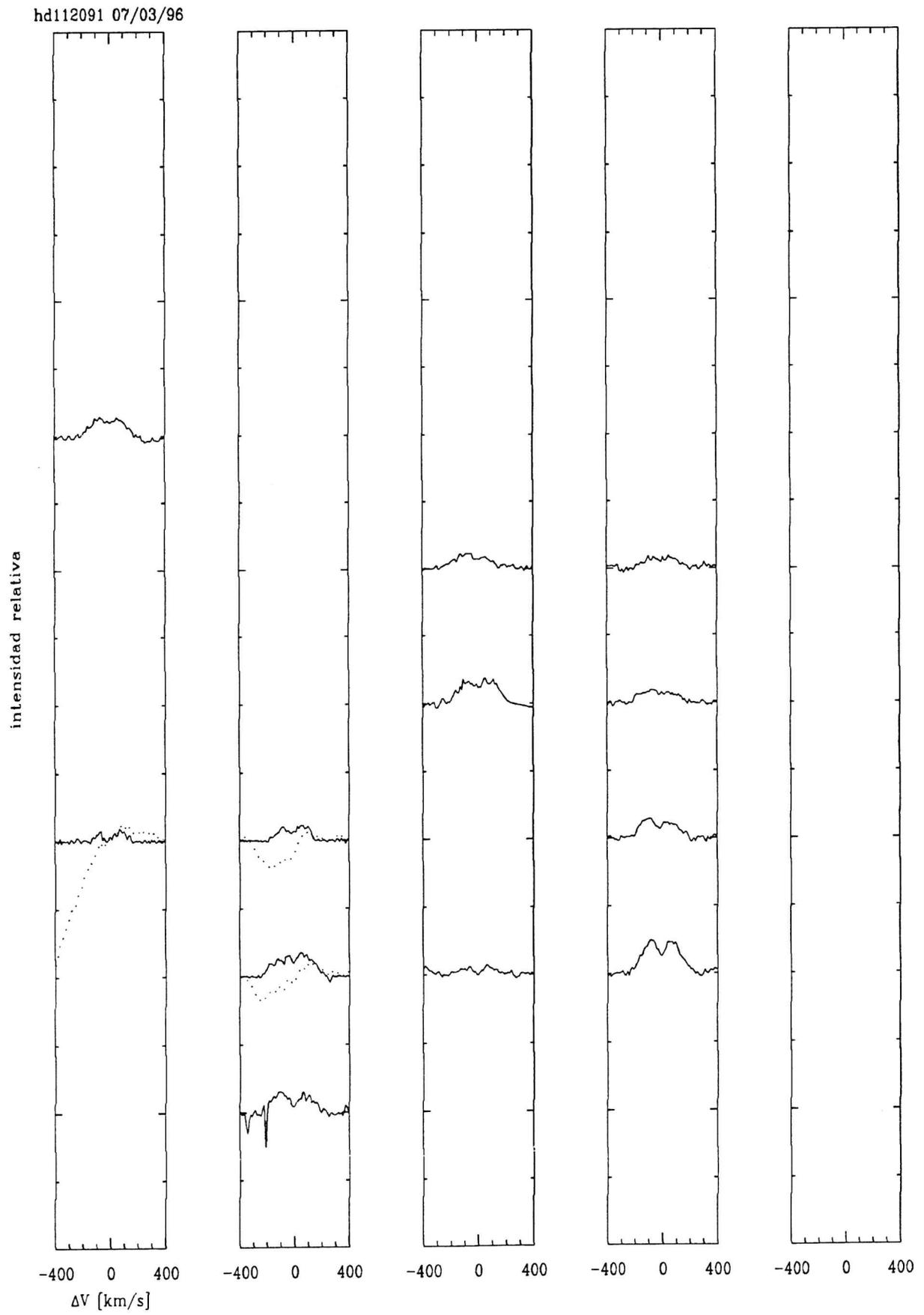


hd110335 22/03/02

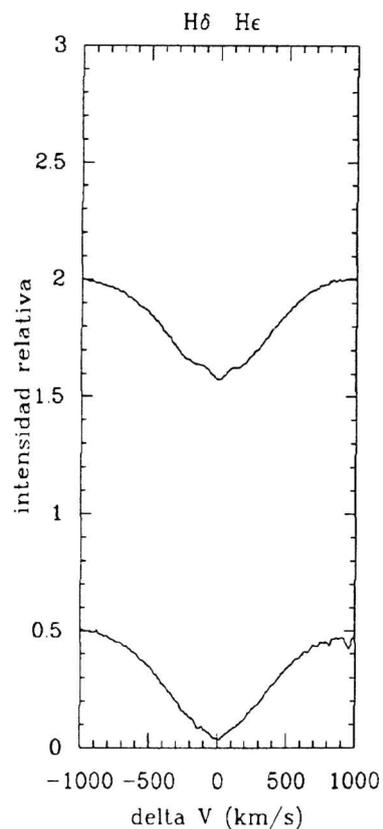
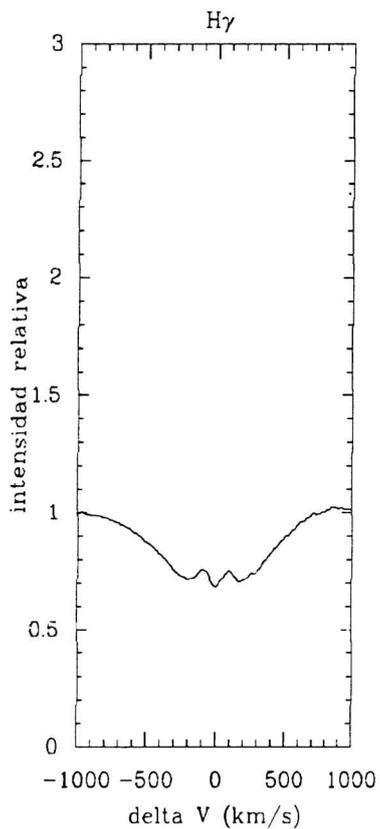
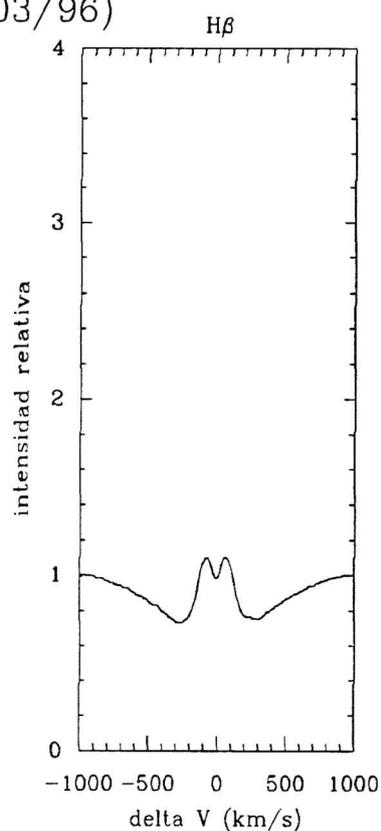
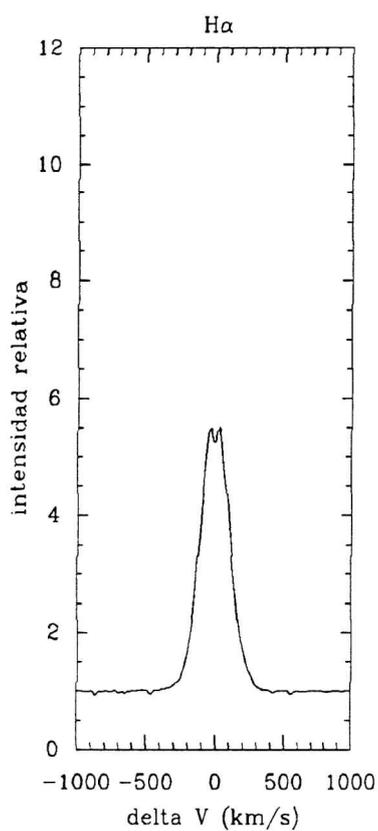


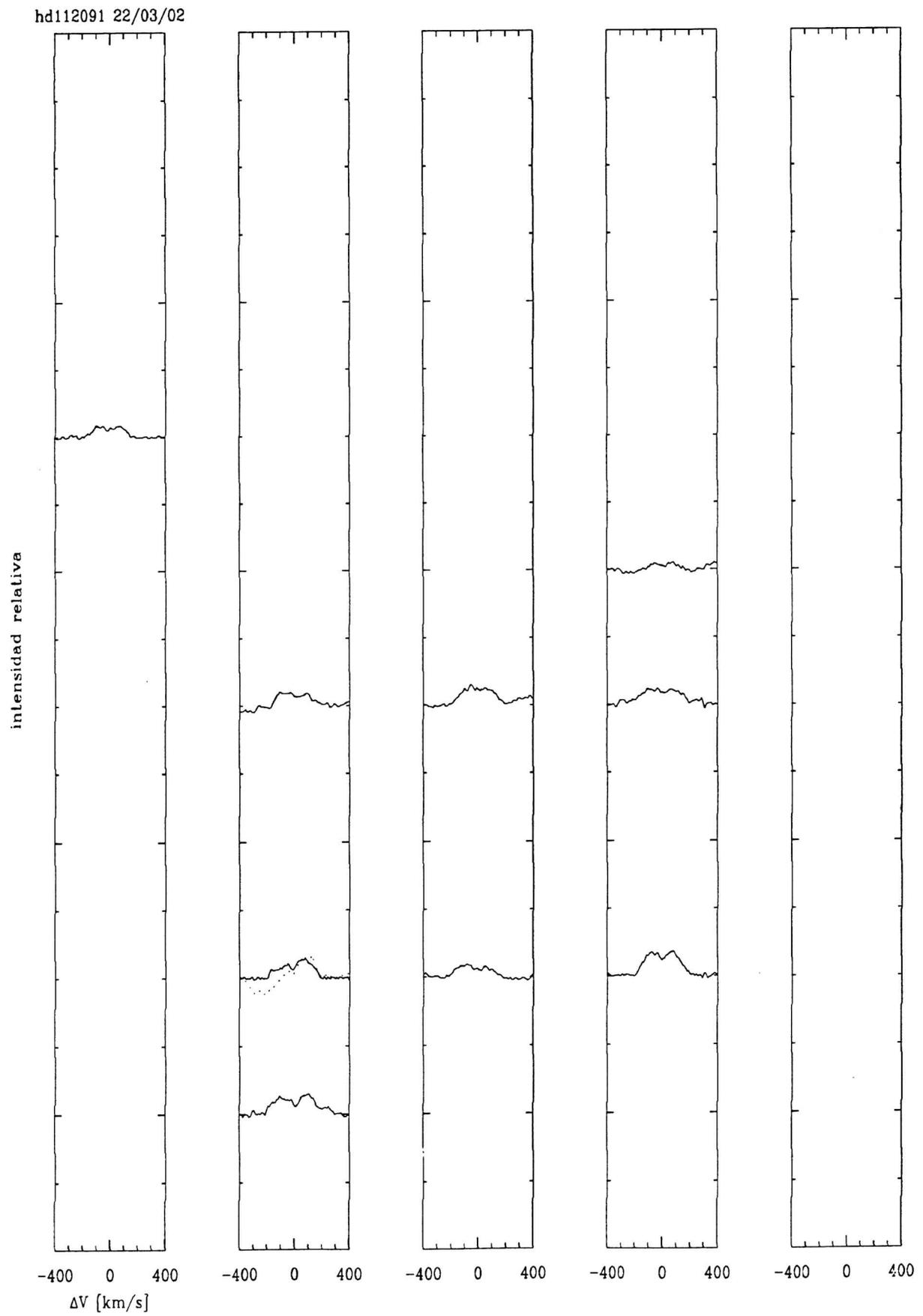
HD110335(22/03/02)



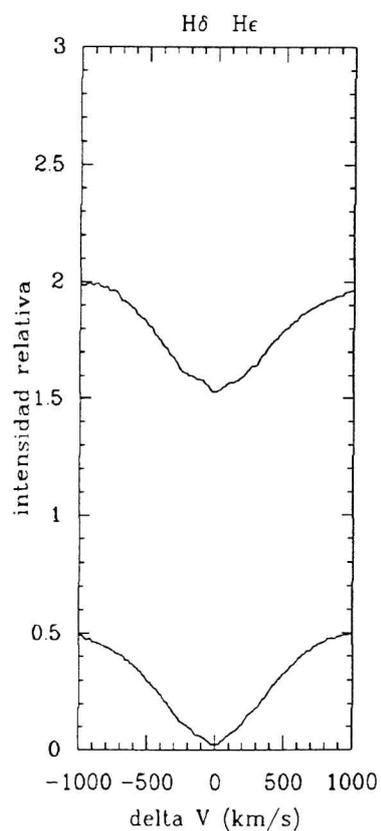
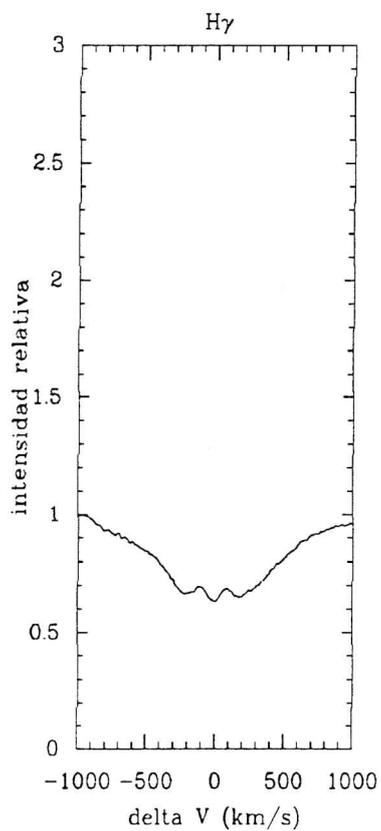
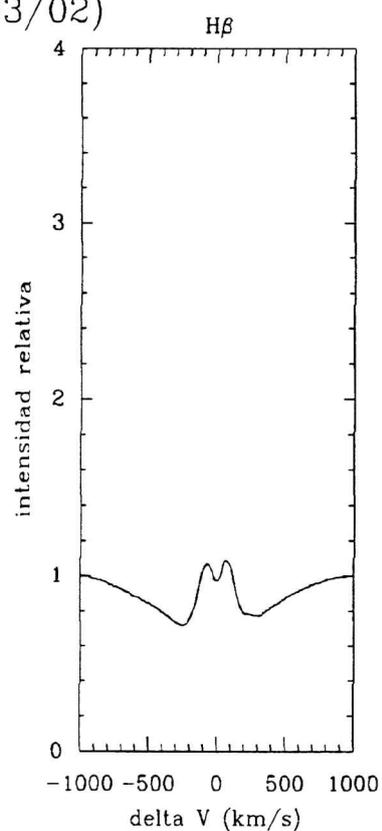
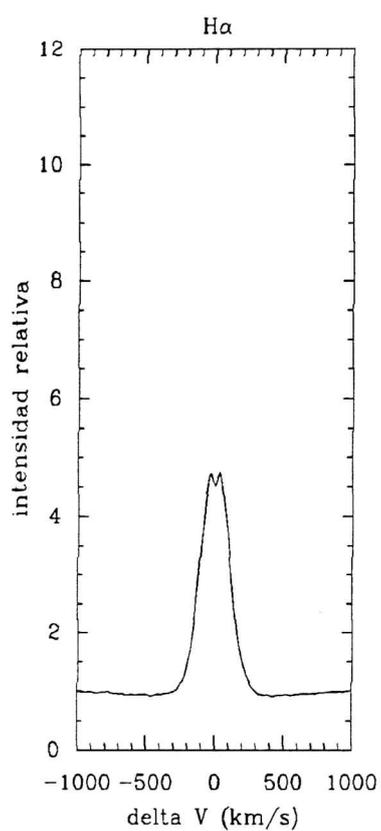


HD112091 (07/03/96)

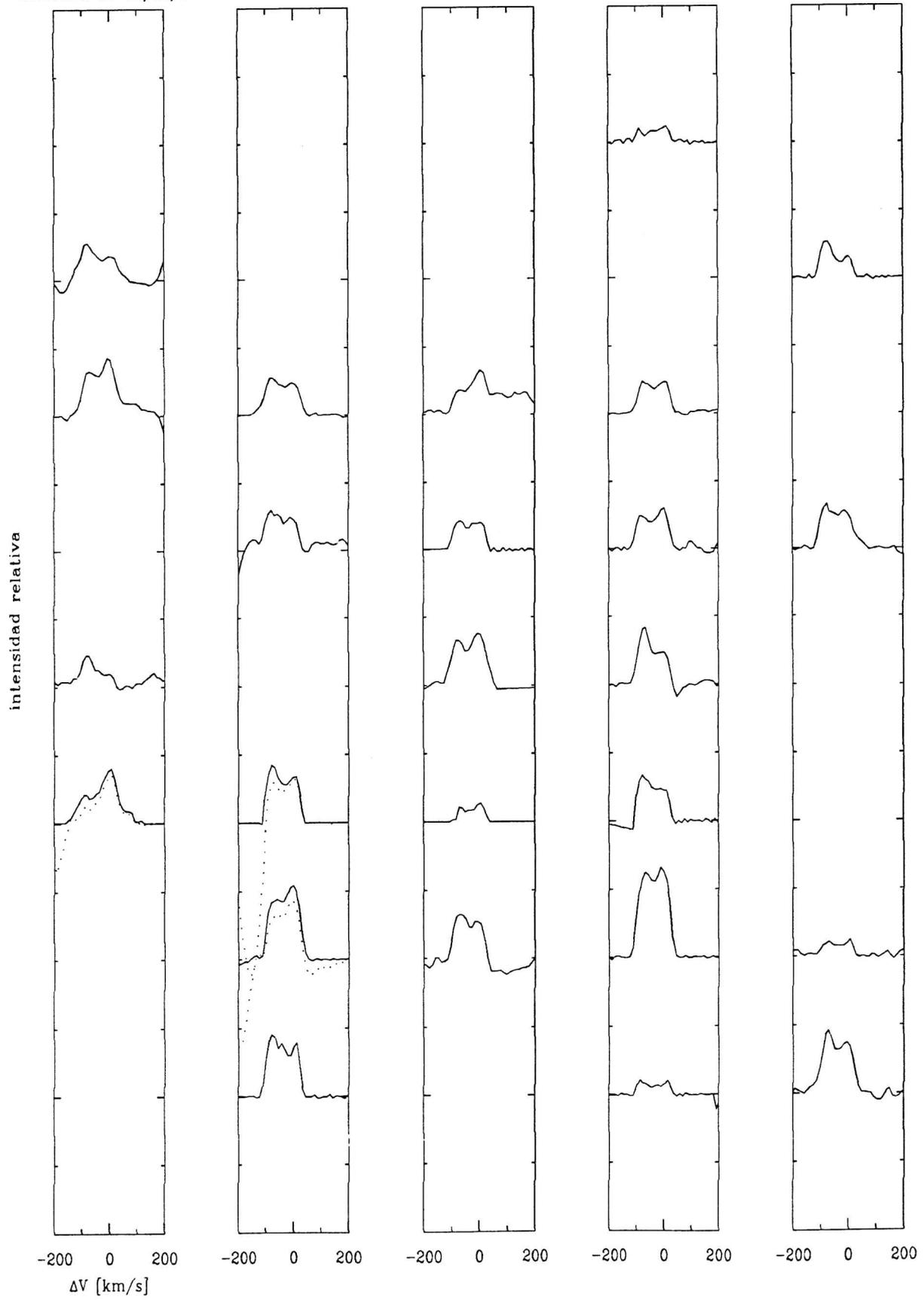


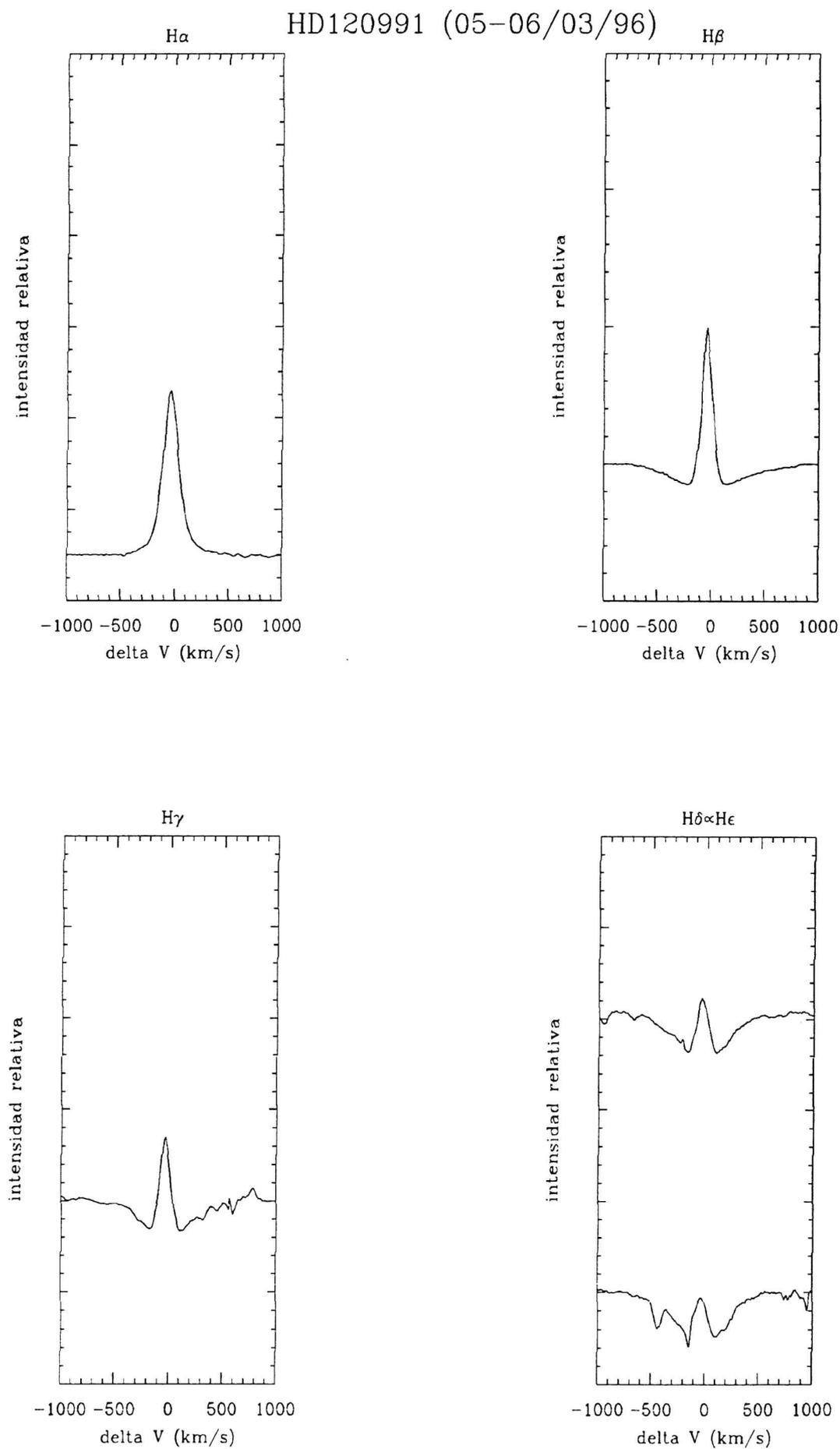


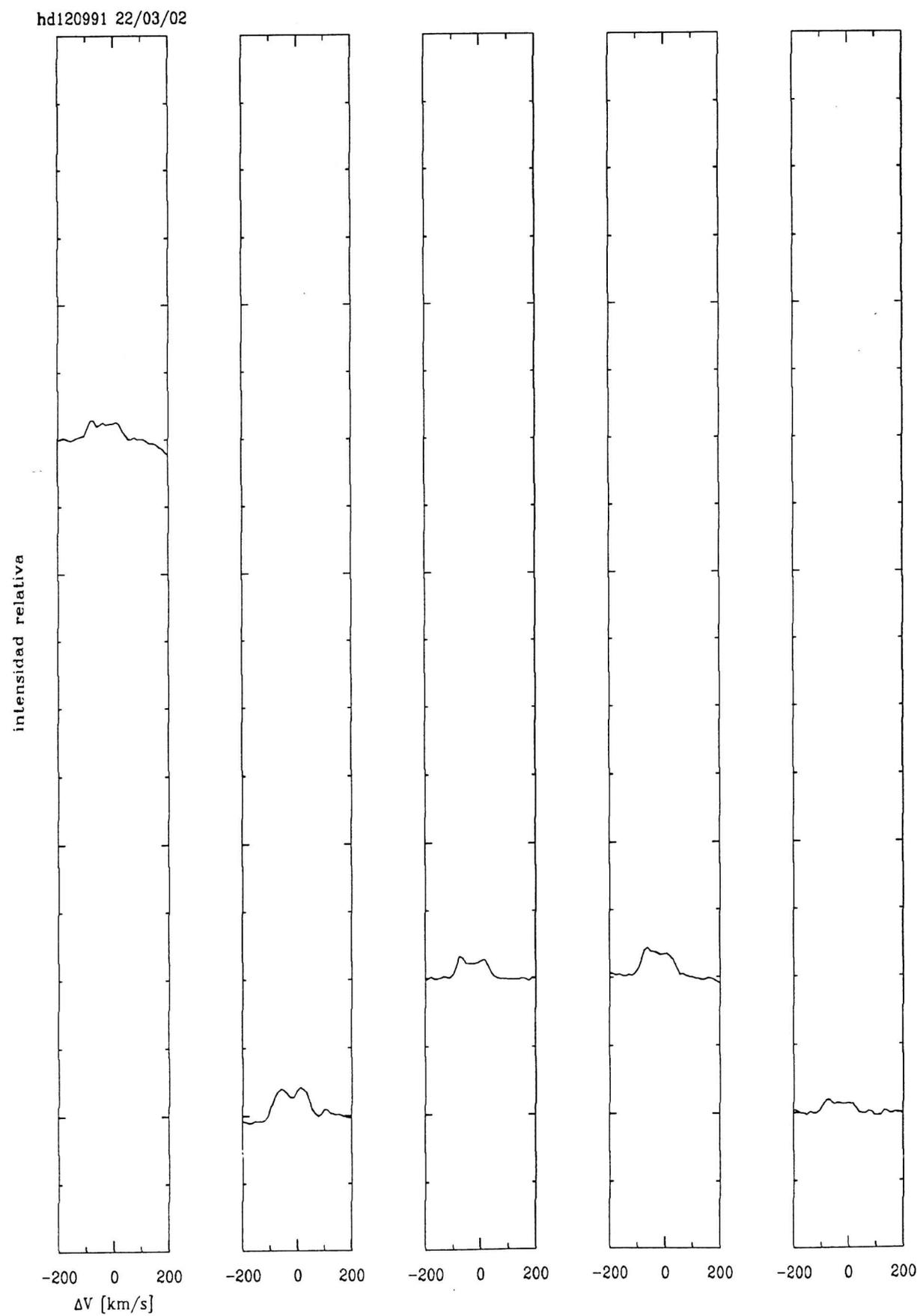
HD112091(22/03/02)



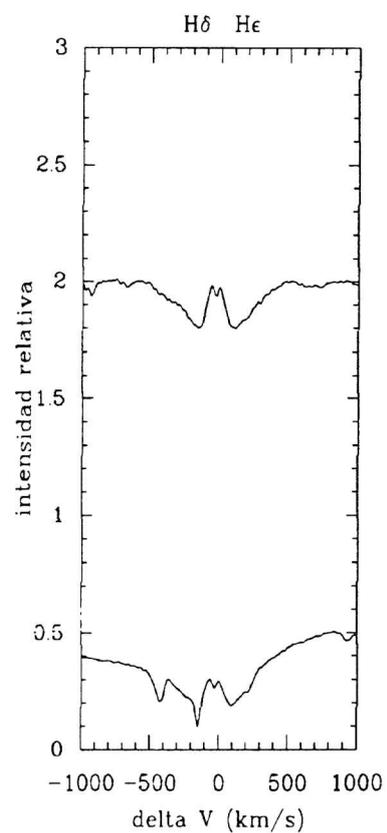
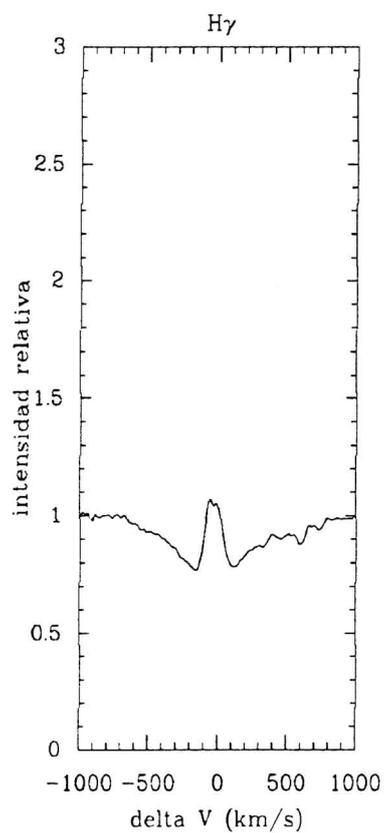
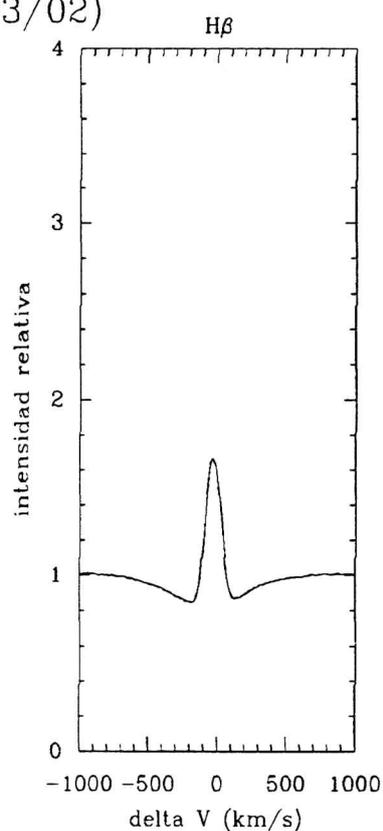
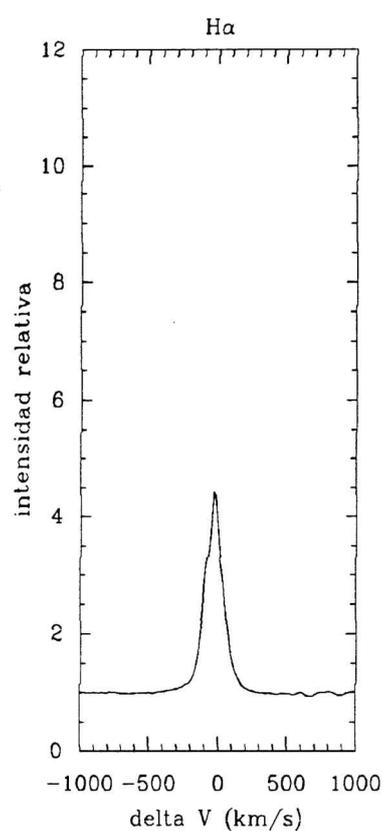
hd120991 05-06/03/96

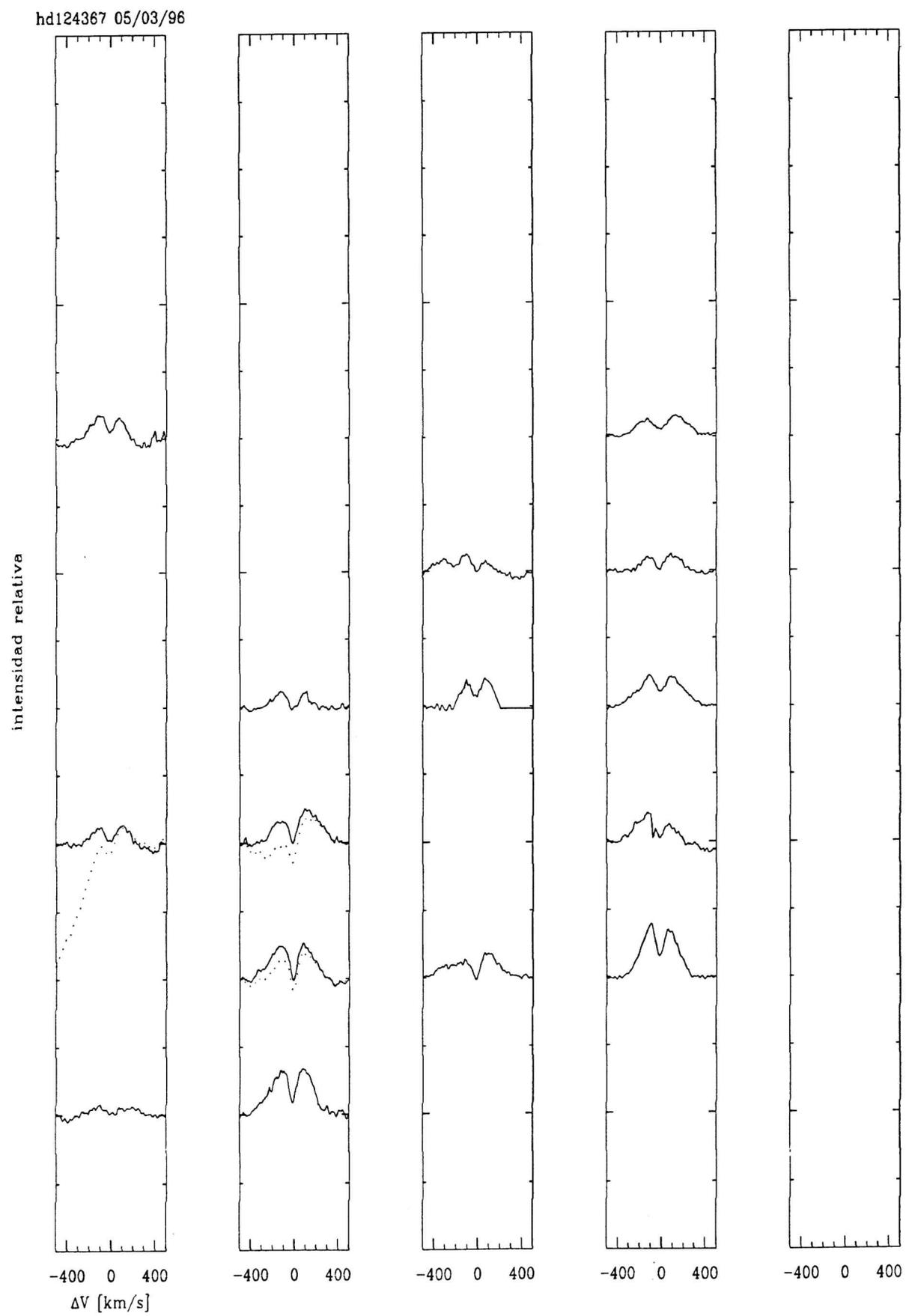




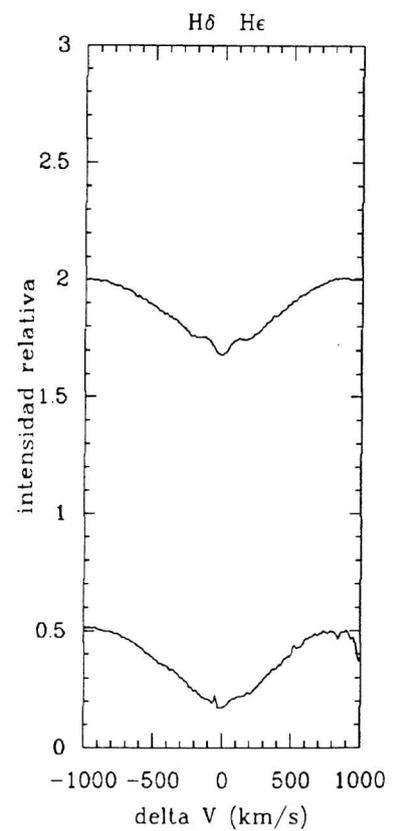
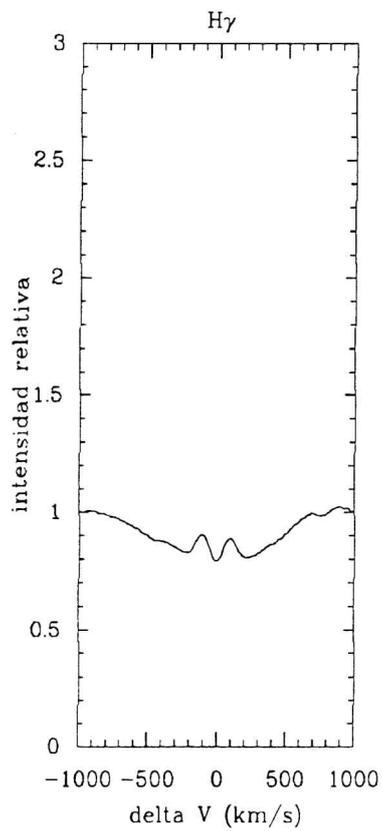
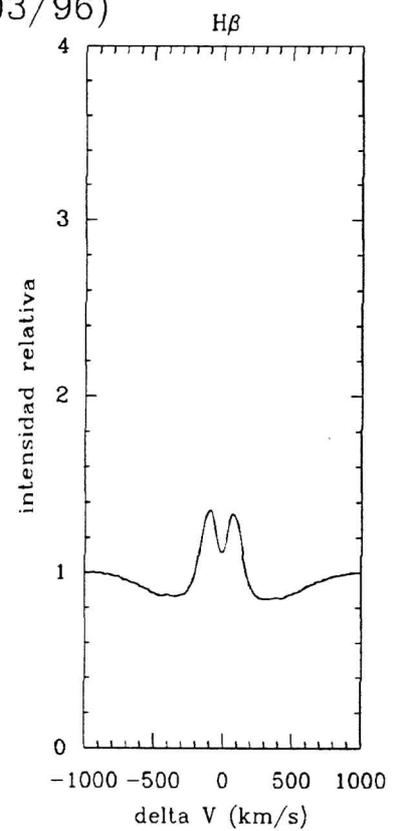
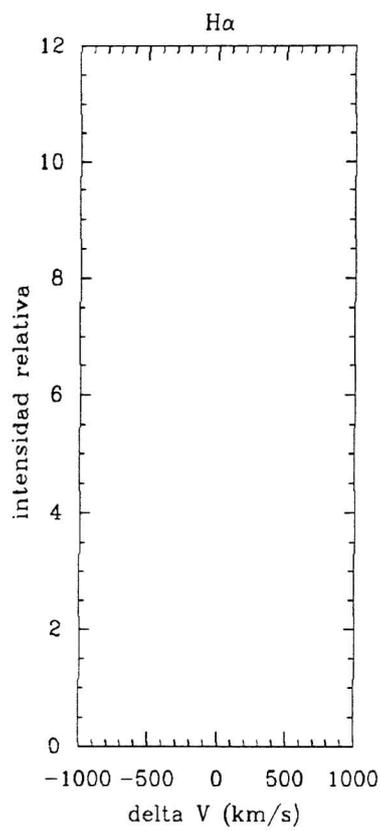


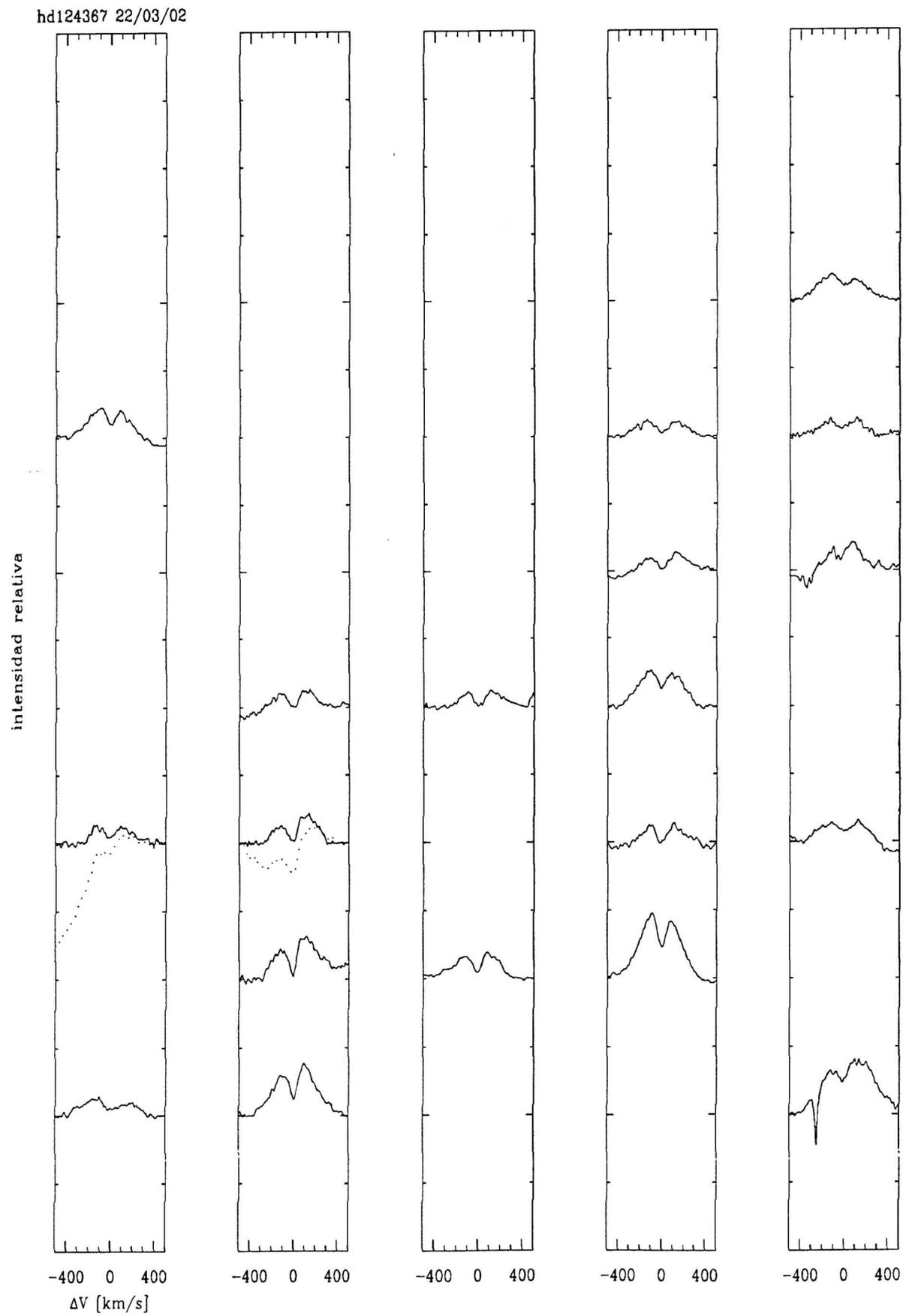
HD120991(22/03/02)



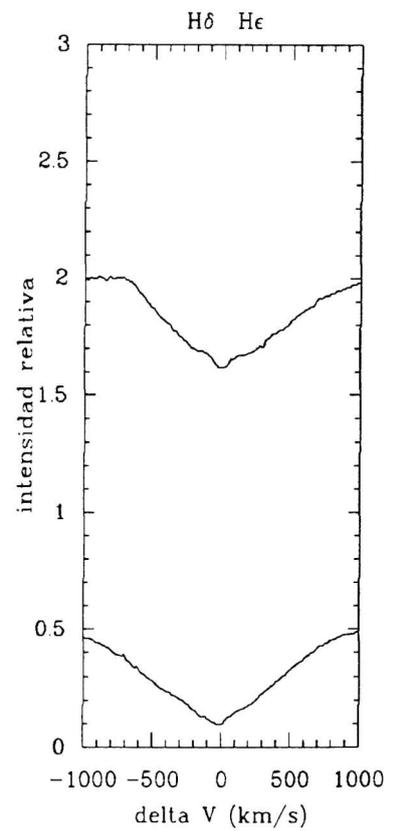
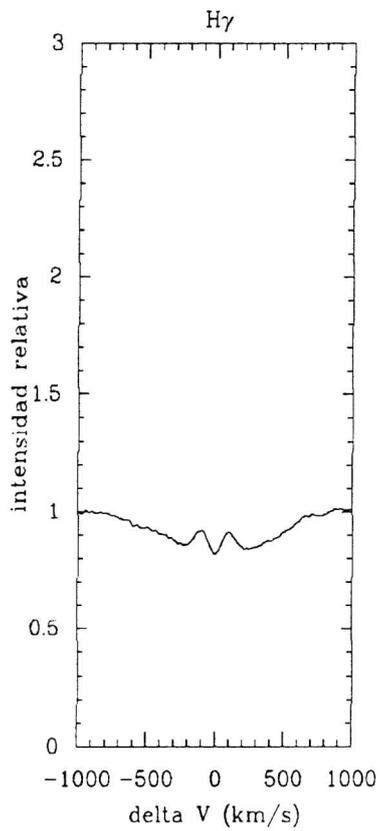
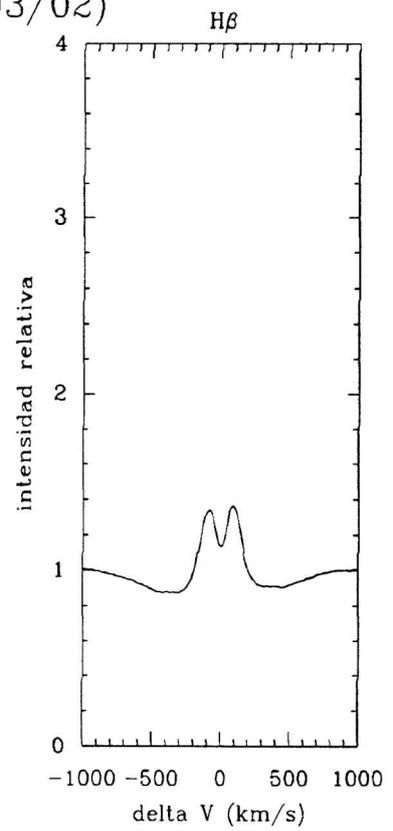
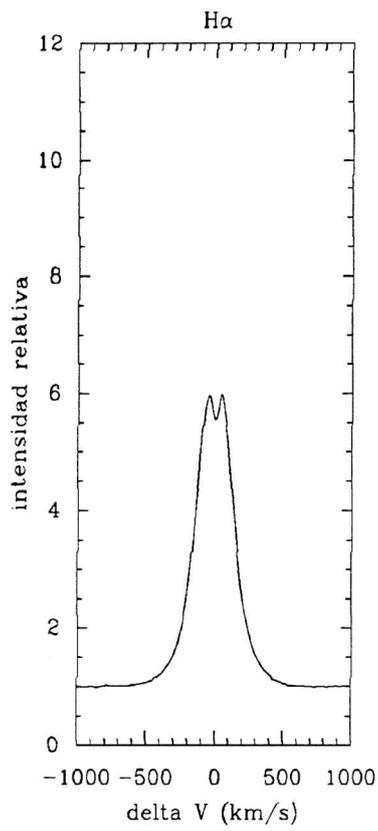


HD124367(05/03/96)

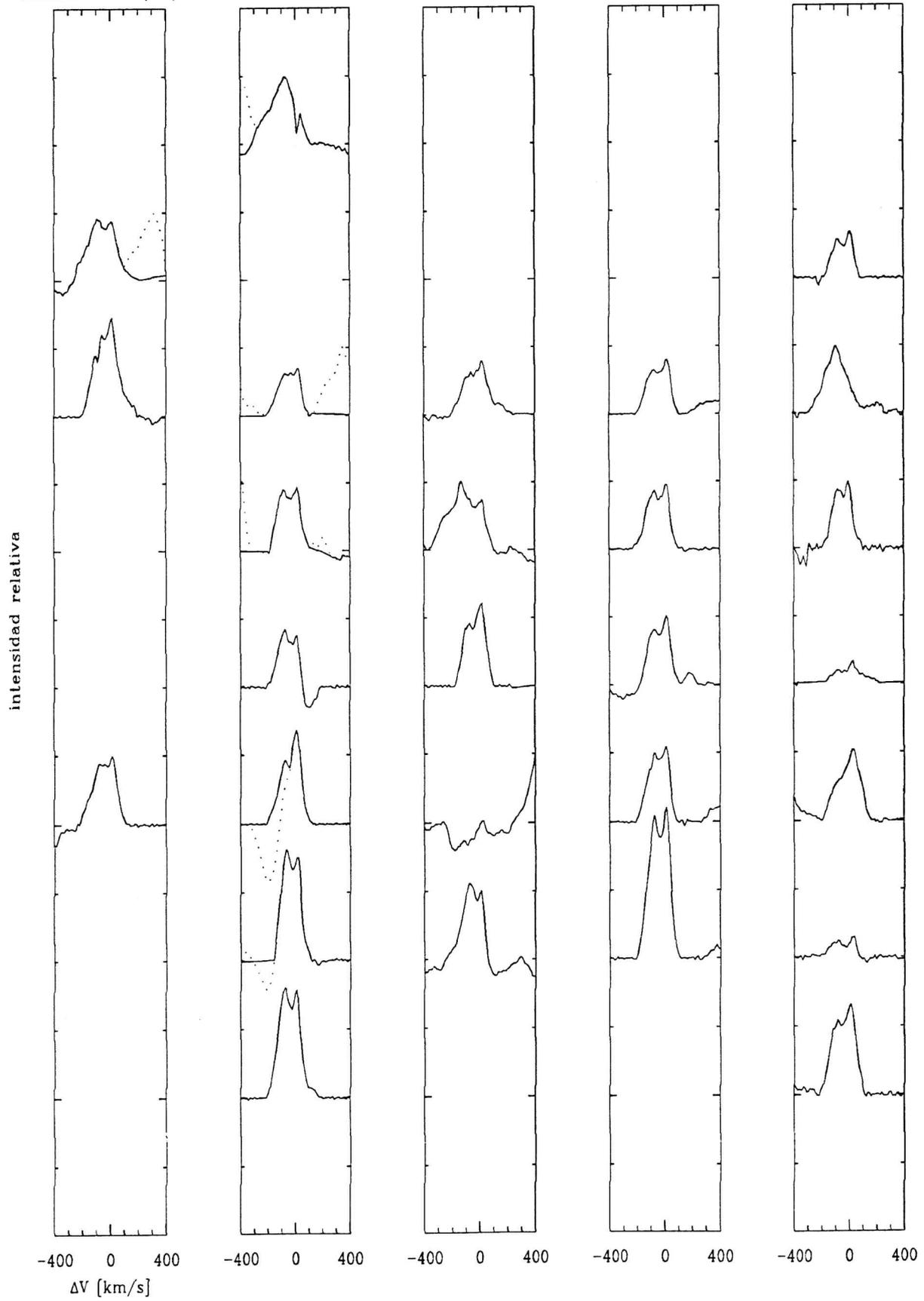


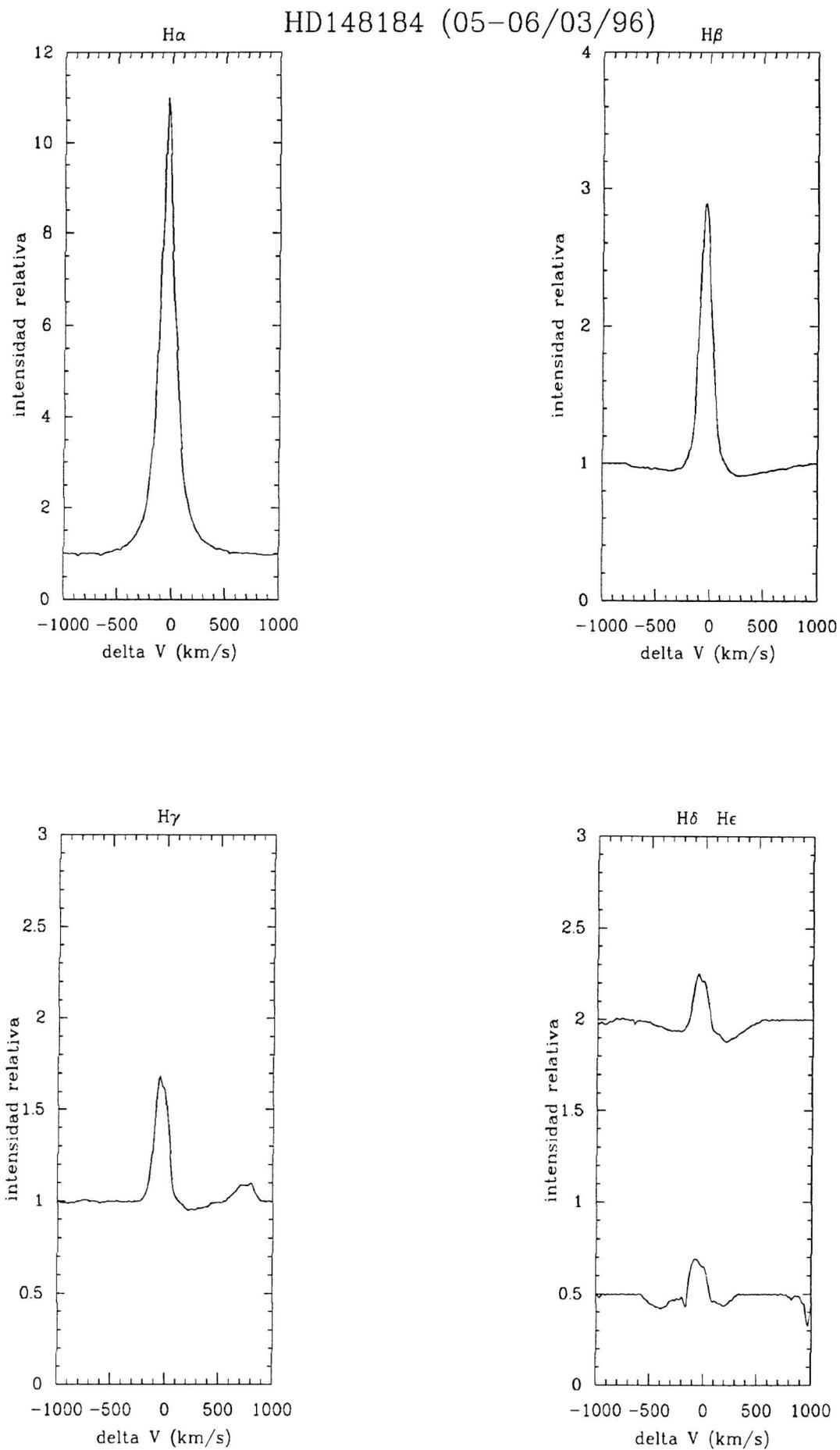


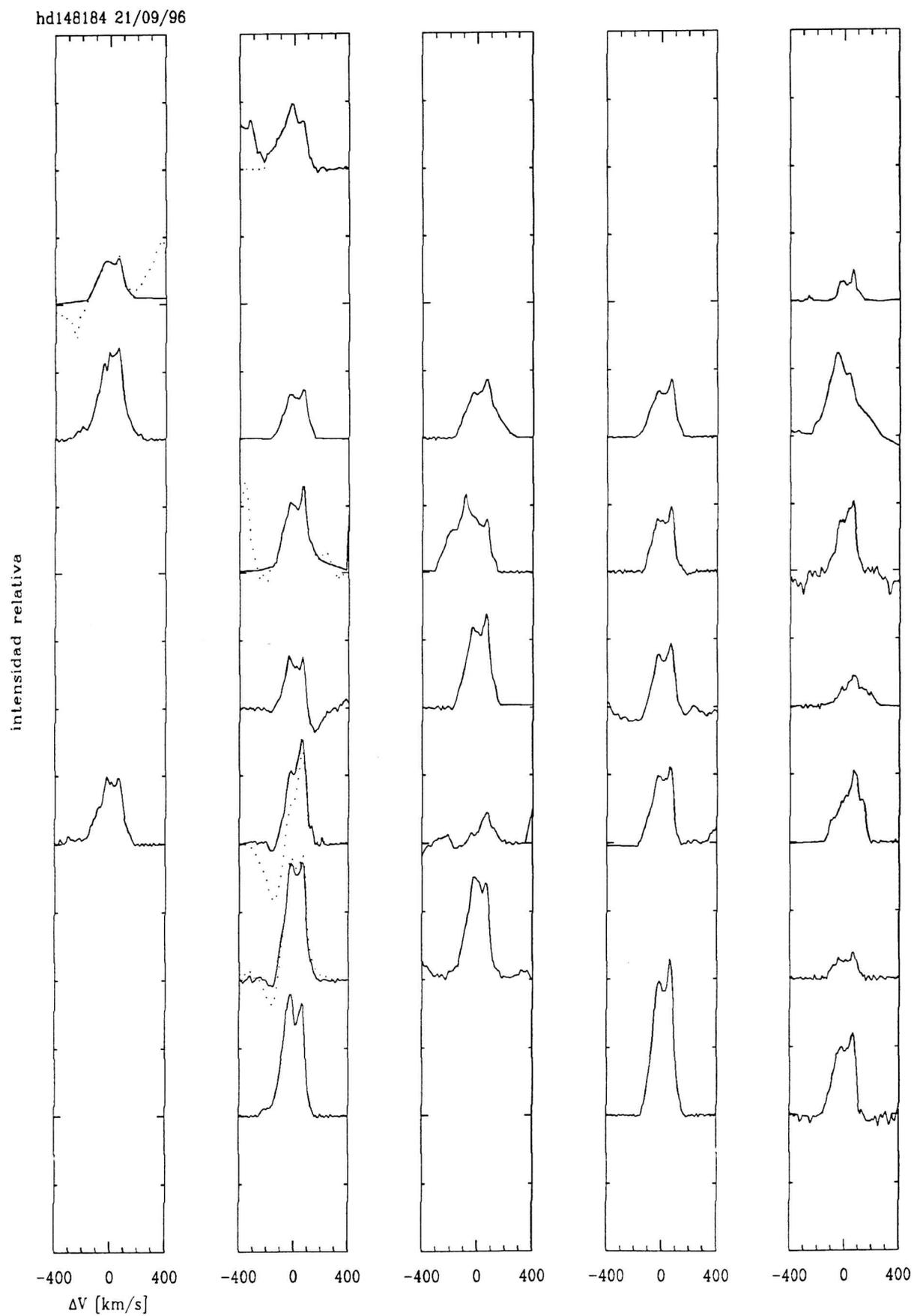
HD124367(22/03/02)

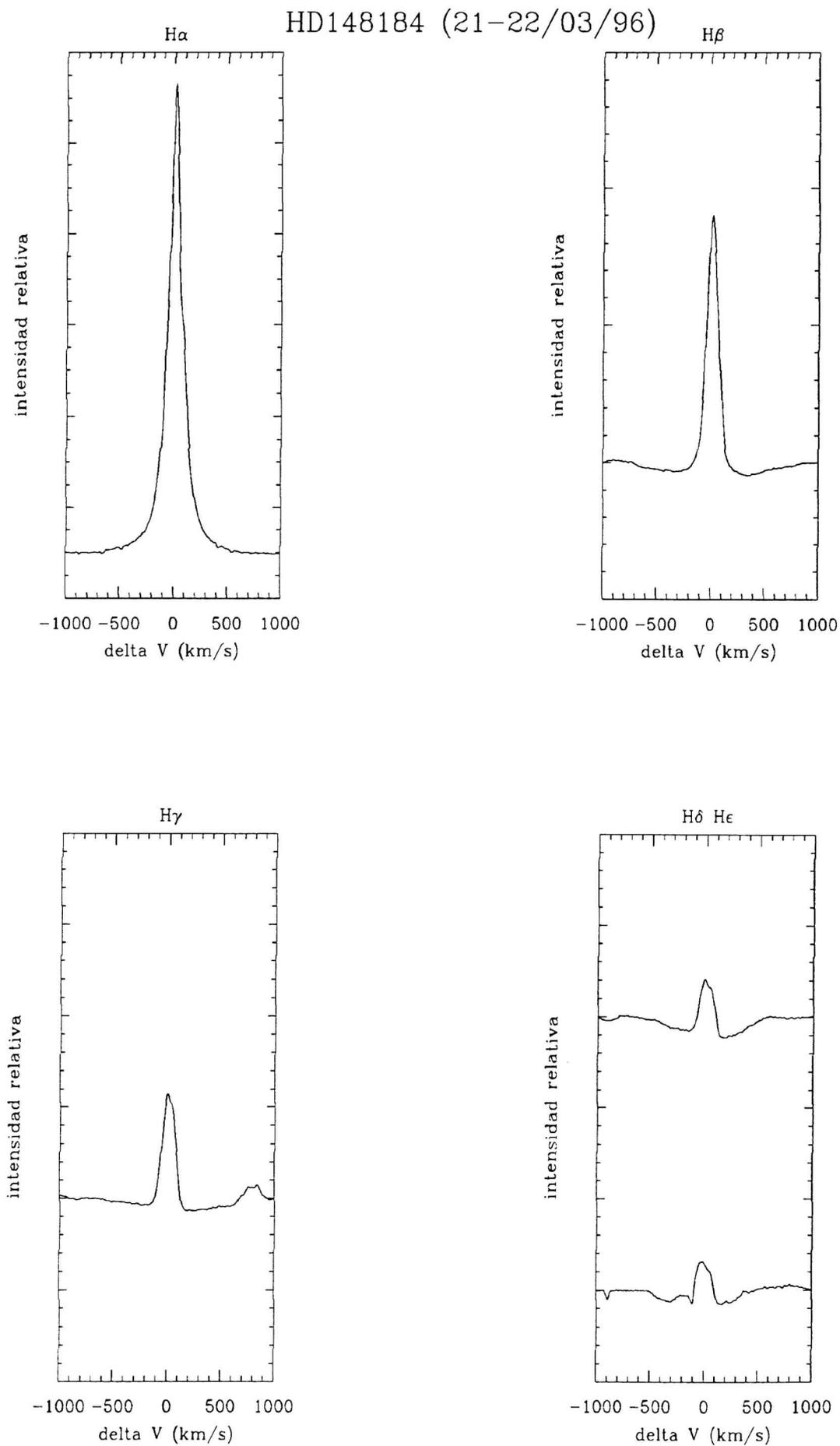


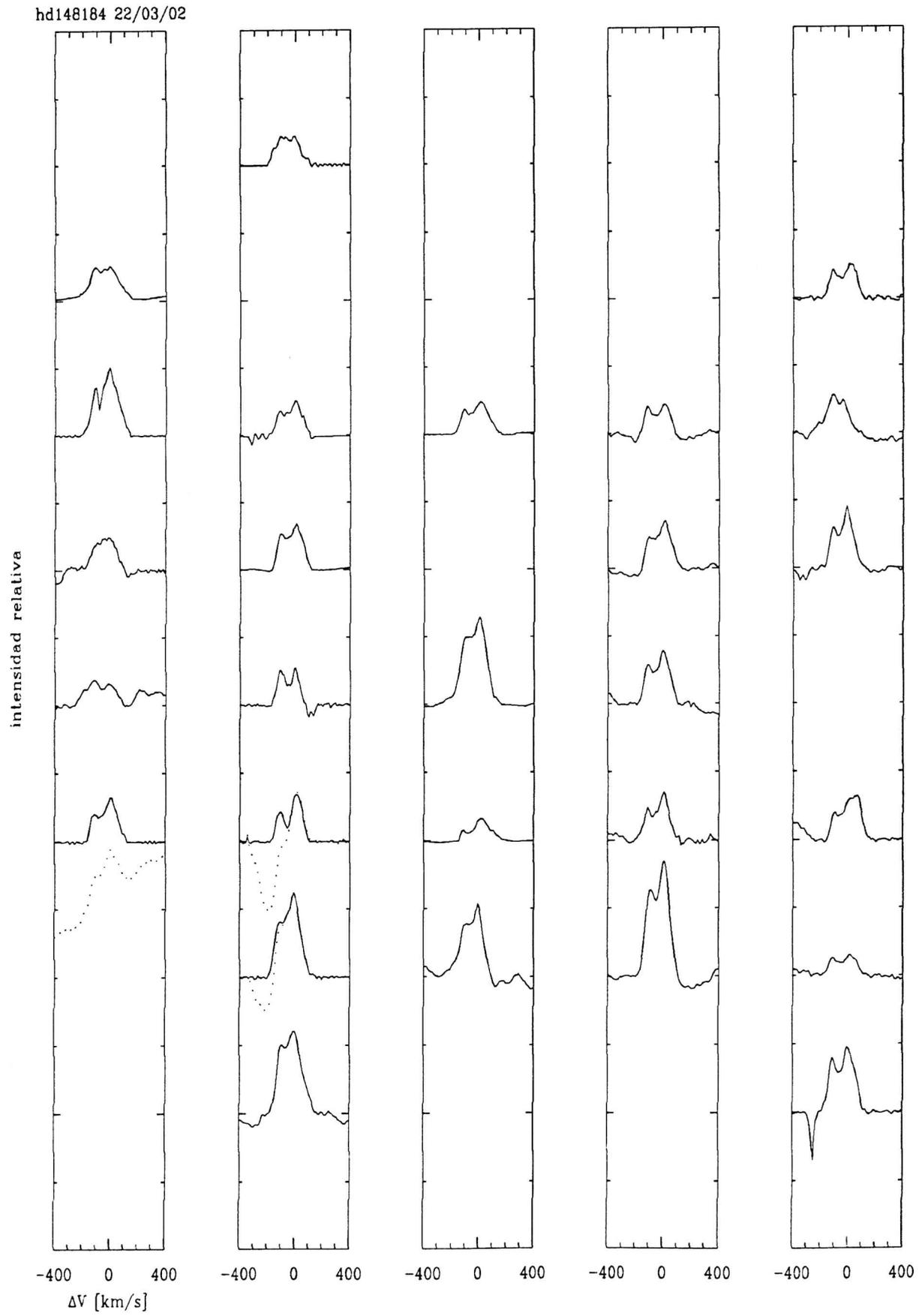
hd148184 05-06/03/96

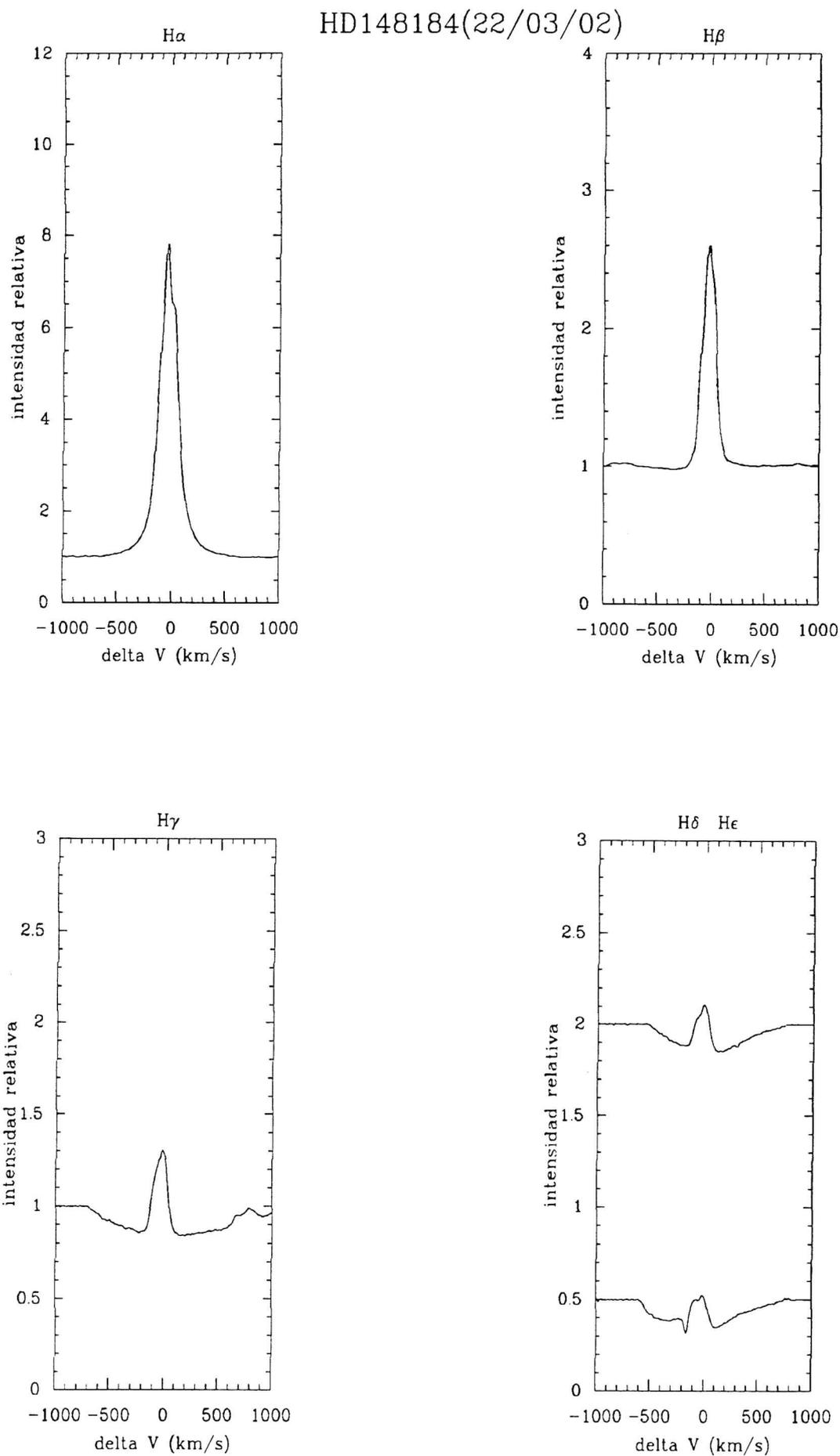


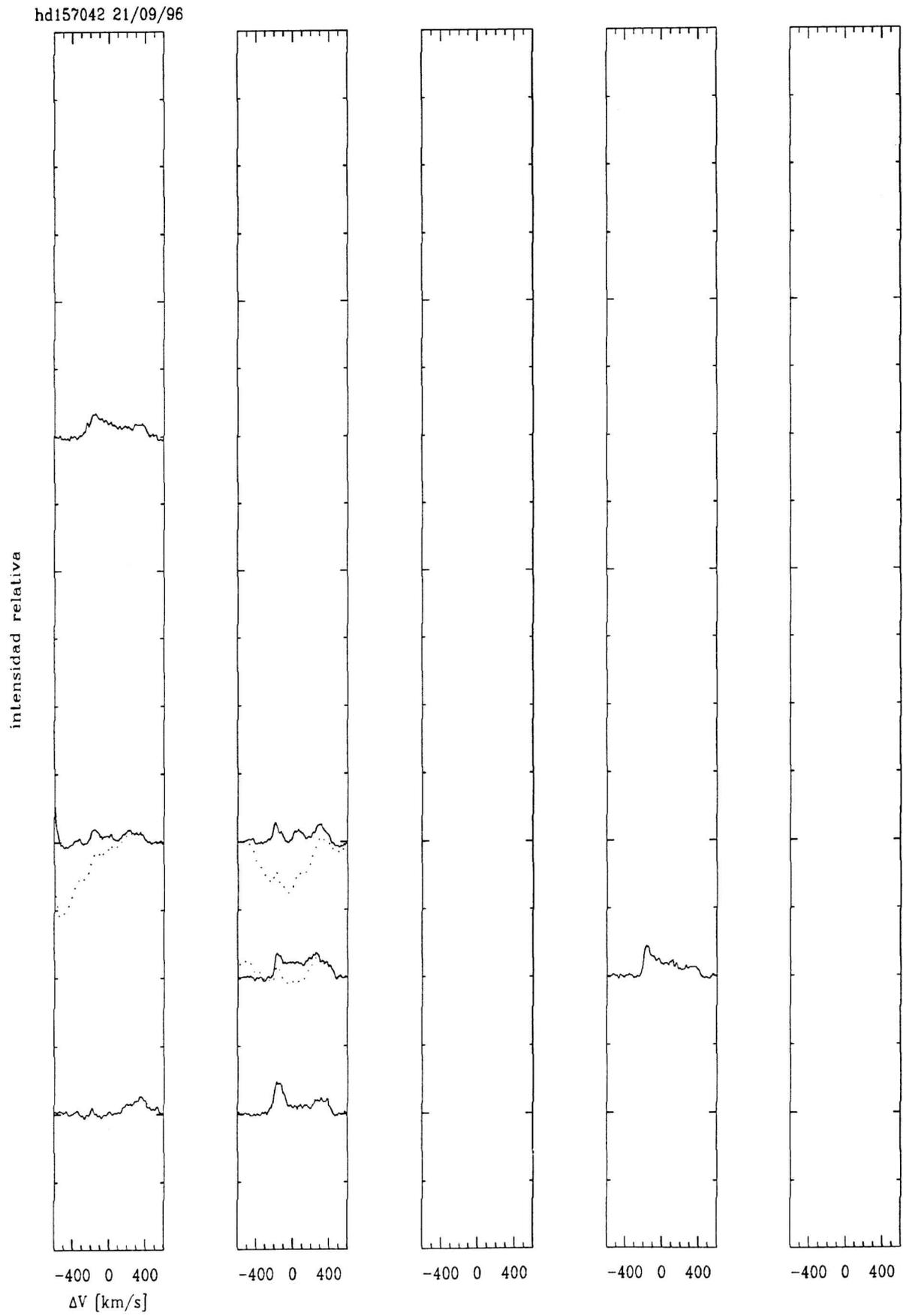


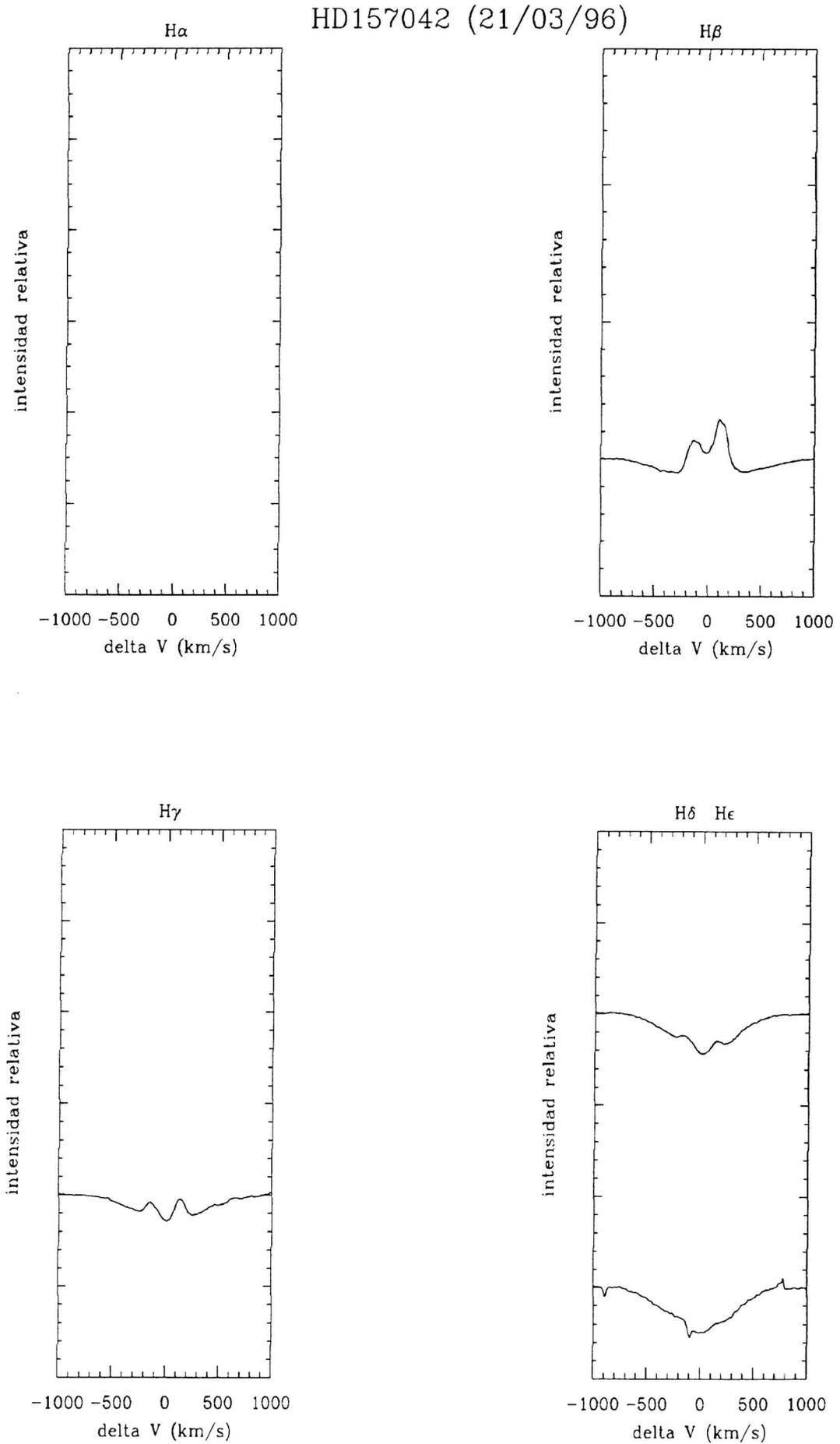




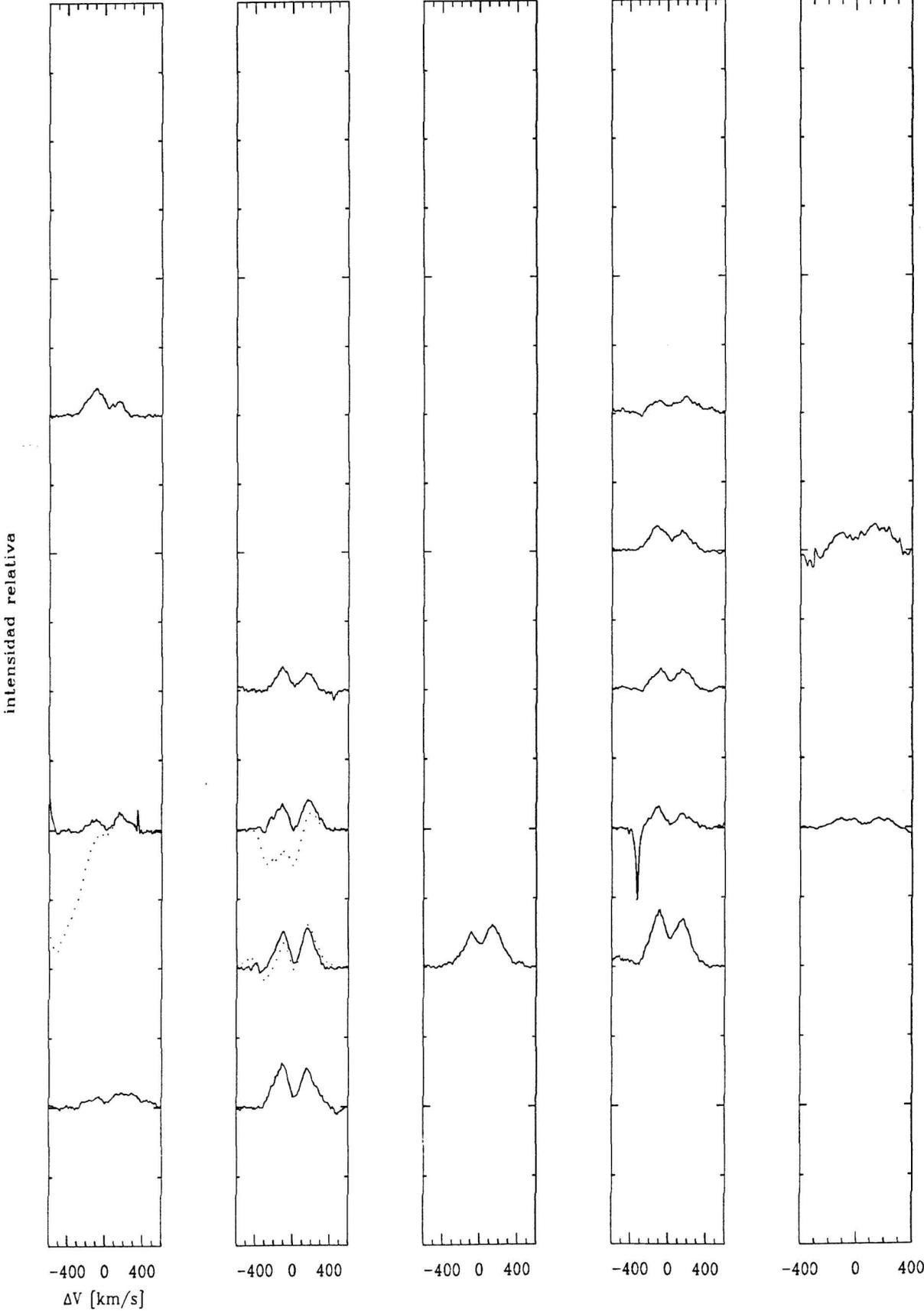




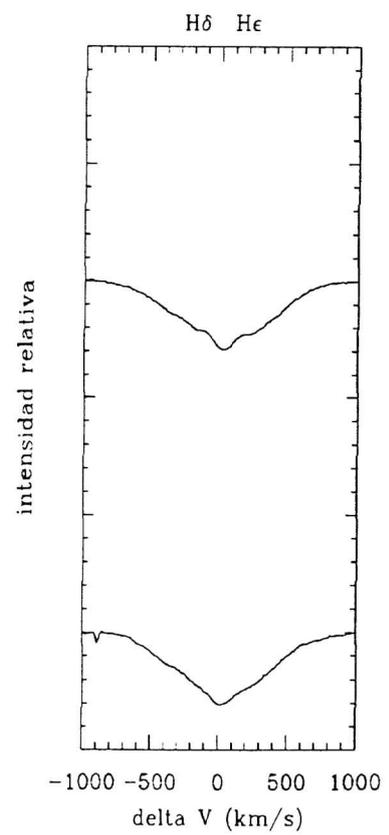
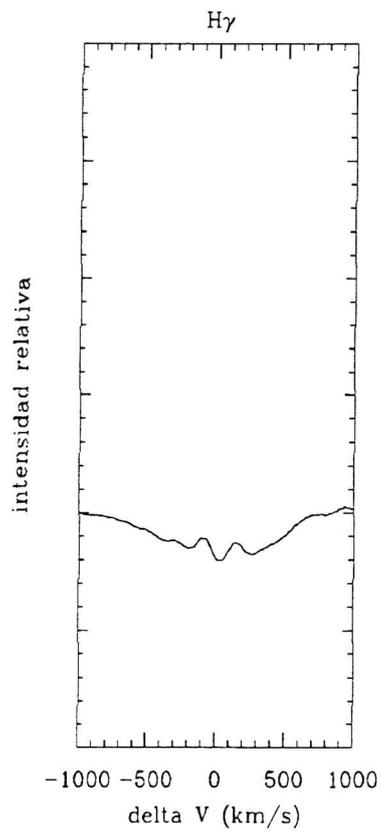
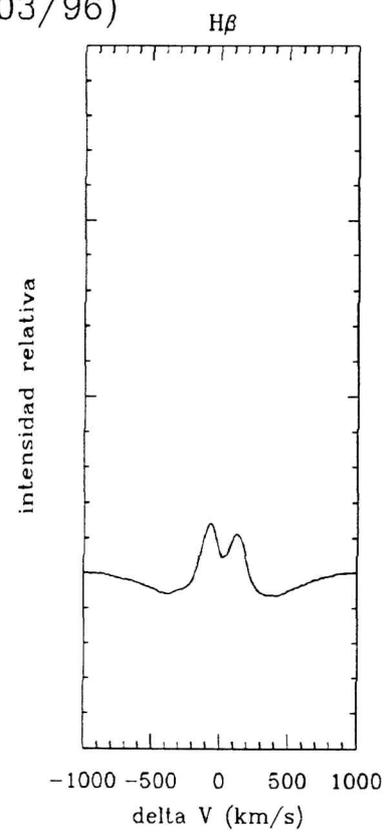
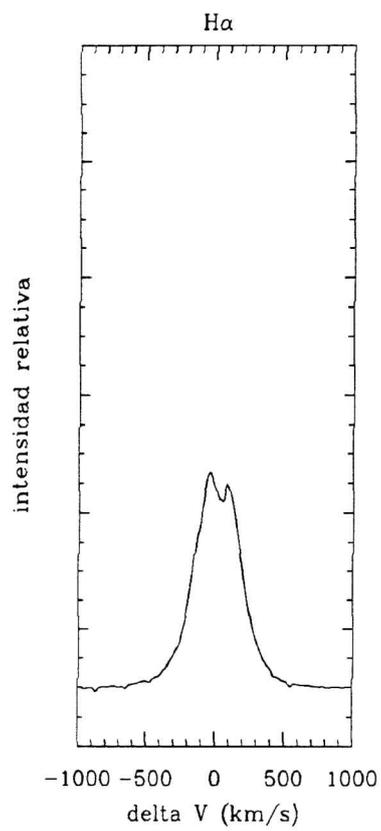


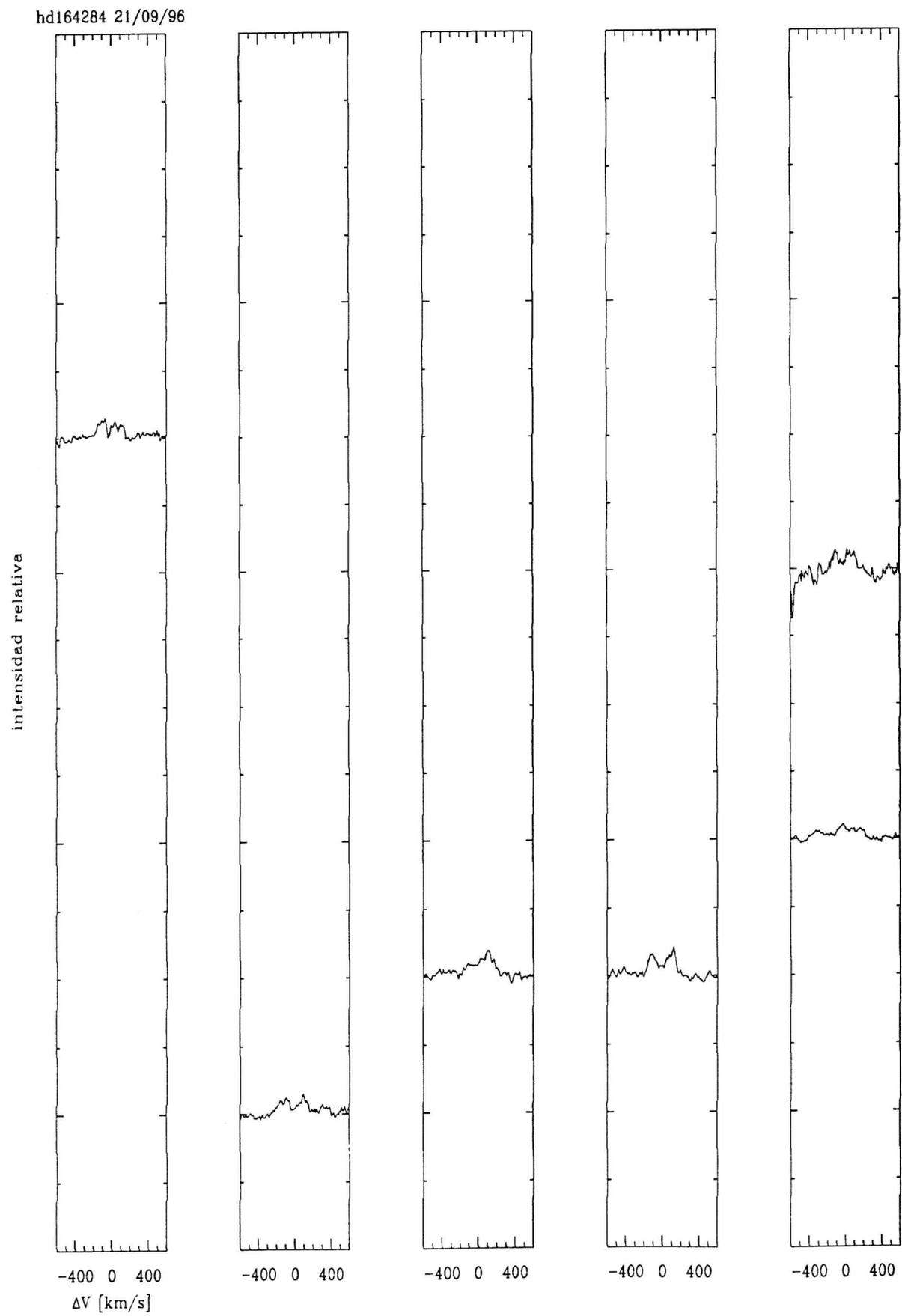


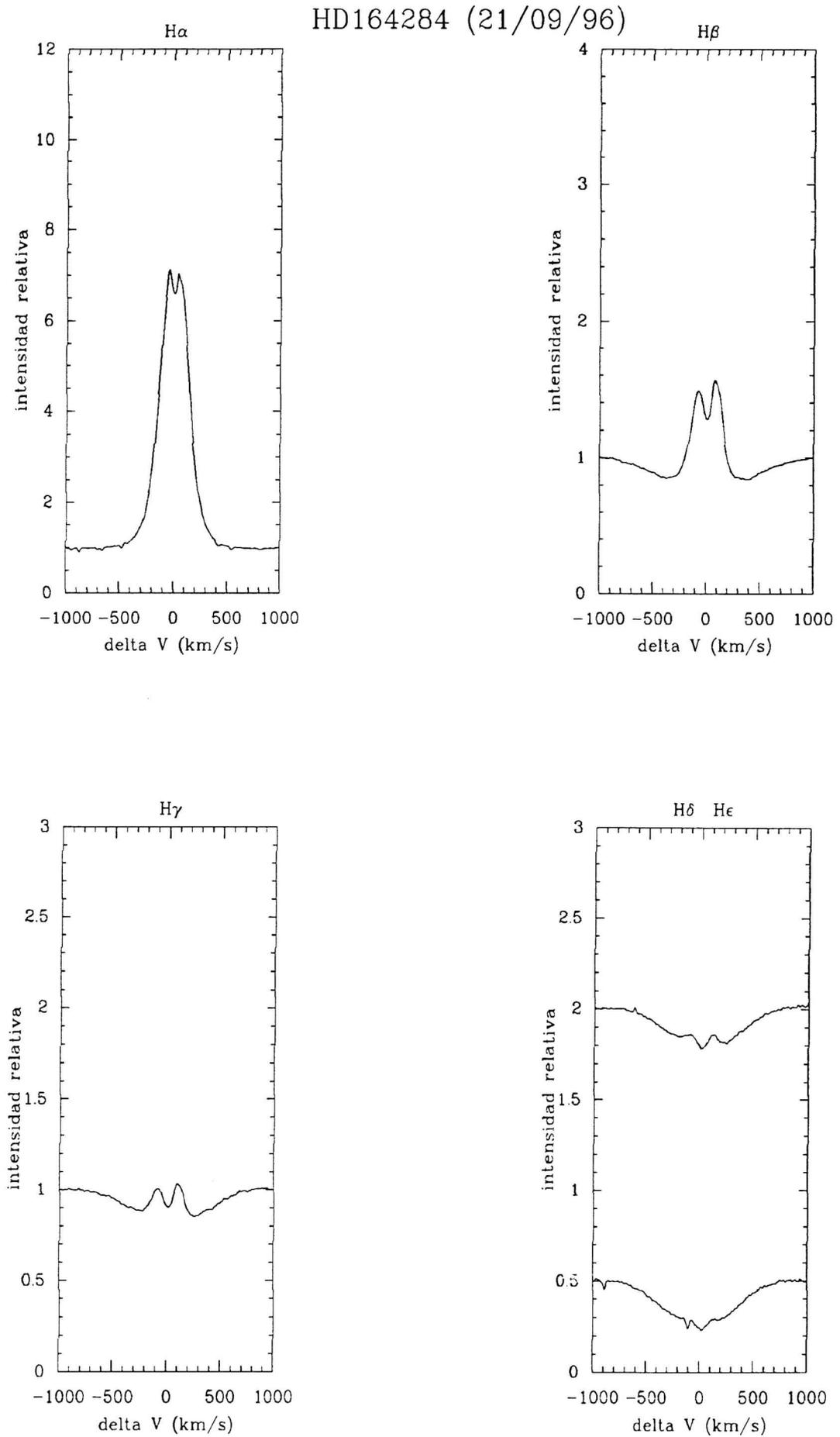
hd158427 21/09/96



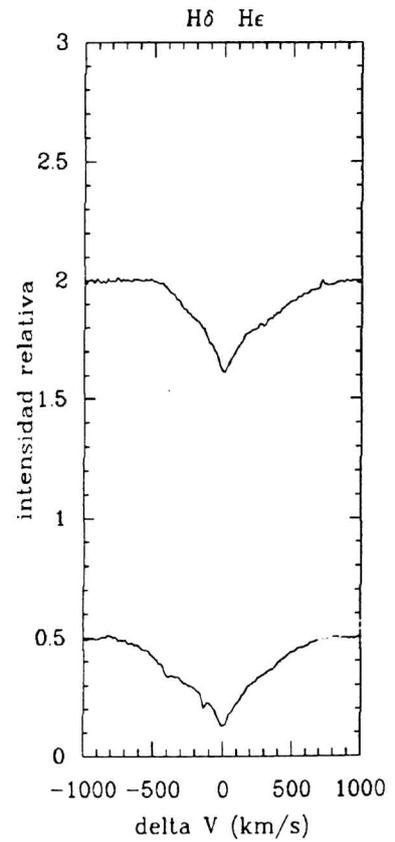
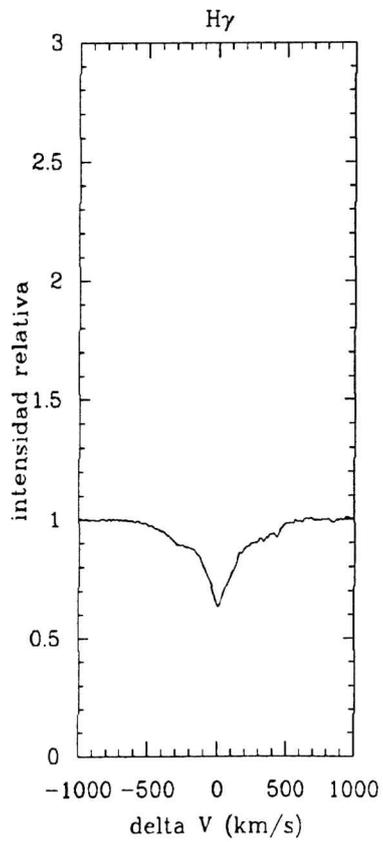
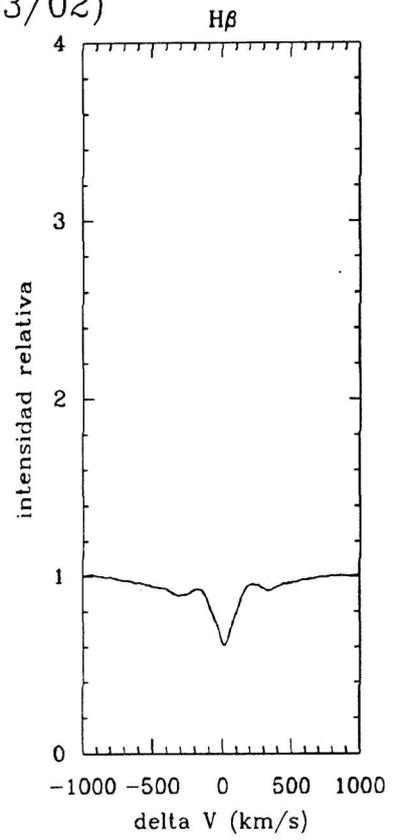
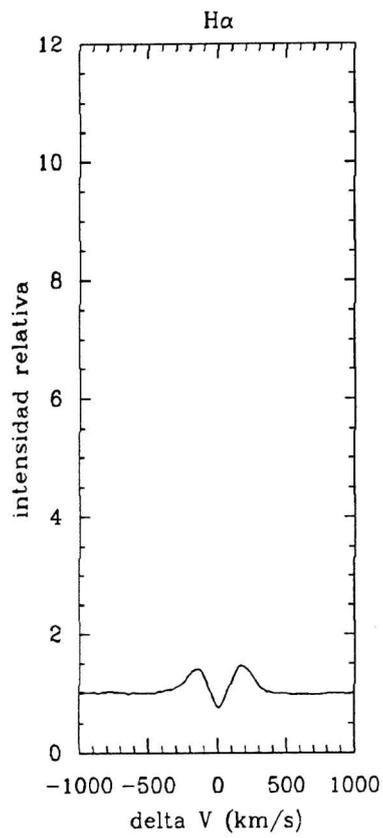
HD158427 (21/03/96)







HD137387(22/03/02)



2.5. Tablas I: Mediciones sobre los perfiles de Fe II

En las tablas siguientes se presentan las mediciones realizadas sobre los perfiles en emisión de Fe II para las estrellas Be estudiadas. Se listan para cada objeto, el multiplete, la longitud de onda, el logaritmo de gf y las energías del nivel inferior y superior para cada transición, la intensidad y velocidad radial de los picos azul y rojo, la intensidad de la depresión central, el ancho en la base y el ancho a mitad de intensidad de la línea, el ancho equivalente de la línea y el ancho equivalente de la depresión central.

M	λ_0 [Å]	log(gf)	E_i [eV]	E_s [eV]	I_a	VR_a [km/s]	I_r	VR_r [km/s]	I_{DC}	Δ_1 [Å]	$\Delta_{1/2}$ [Å]	E [Å]	E_{DC} [Å]
27	4233.172	-1.836	2.583	5.511	1.064	-39.54	1.061	184.76	1.044	8.83	4.951	-0.315	0.0
27	4351.769	-2.130	2.704	5.553	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-0.170	0.0
27	4416.830	-2.534	2.778	5.585	1.017	-59.02	1.034	225.98	0.0	6.29	0.0	-0.119	0.0
28	4258.154	-3.799	2.704	5.615	1.017	-69.40	1.013	183.60	1.001	5.02	0.0	-0.038	0.0
37	4515.339	-2.467	2.844	5.589	1.029	-71.62	1.034	236.00	1.006	7.592	0.0	-0.194	0.0
37	4555.893	-2.325	2.828	5.549	1.035	-70.59	1.033	136.77	1.011	6.524	5.416	-0.218	0.0
37	4629.339	-2.306	2.807	5.484	1.038	-61.05	1.038	192.53	1.000	0.0	0.0	-0.098	0.0
37	4666.758	-3.221	2.828	5.484	1.018	-72.64	1.031	161.55	1.010	6.78	0.0	-0.127	0.0
38	4508.288	-2.312	2.856	5.605	1.047	-64.55	1.050	180.73	1.029	6.878	5.794	-0.232	0.0
38	4549.474	-1.957	2.828	5.553	1.032	-76.76	1.059	205.94	1.019	8.214	6.612	-0.350	0.0
38	4576.340	-2.822	2.844	5.553	1.031	-68.37	1.039	180.93	1.013	6.670	5.536	-0.150	0.0
38	4583.837	-1.802	2.807	5.511	1.055	-54.98	1.078	201.38	1.027	8.338	5.366	-0.283	0.0
38	4620.521	-3.079	2.828	5.511	1.044	-80.19	1.022	214.78	1.015	6.917	0.0	-0.144	0.0
43	4731.453	-3.053	2.891	5.511	1.023	-68.54	1.025	185.46	1.005	7.138	5.649	-0.088	0.0
42	5169.033	-1.303	2.891	5.289	1.101	-61.98	1.120	152.87	1.067	8.148	5.979	-0.622	0.0
49	5197.577	-2.233	3.230	5.615	1.049	-63.20	1.057	189.61	1.023	7.415	6.138	-0.247	0.0
49	5234.625	-2.151	3.221	5.589	1.049	-59.95	1.068	197.61	1.033	8.295	6.270	-0.304	0.0
49	5276.002	-2.073	3.199	5.549	1.045	-63.97	1.045	202.03	1.005	7.415	6.369	-0.166	0.0
49	5316.615	-1.930	3.153	5.484	1.094	-61.39	1.097	197.49	1.046	8.183	5.925	-0.450	0.0
41	5284.109	-3.299	2.891	5.237	1.040	-69.95	1.047	195.47	1.015	7.697	5.889	-0.160	0.0
48	5264.812	-3.303	3.230	5.585	1.013	-50.49	1.022	196.19	1.002	7.730	6.105	-0.070	0.0
48	5362.869	-2.739	3.199	5.511	1.055	-60.36	1.072	196.18	1.032	9.781	6.978	-0.365	0.0
55	5534.847	-2.996	3.245	5.484	1.045	-67.32	1.037	198.43	1.002	7.820	6.471	-0.134	0.0
46	6084.111	-3.808	3.199	5.237	1.027	-73.72	1.025	197.73	1.013	11.074	7.653	-0.156	0.0
74	6147.741	-2.721	3.889	5.905	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-0.299	0.0
74	6149.258	-2.724	3.889	5.905	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-0.299	0.0
74	6247.557	-2.329	3.892	5.876	1.059	-69.63	1.071	197.74	1.040	11.979	8.698	-0.504	0.0
74	6407.251	-3.699	3.889	5.823	1.015	-78.75	1.013	116.96	1.007	9.773	0.0	-0.093	0.0
74	6416.919	-2.740	3.892	5.823	1.019	-72.93	1.023	217.02	1.004	10.832	8.250	-0.105	0.0
74	6456.383	-2.075	3.903	5.823	1.073	-59.52	1.090	198.08	1.038	10.180	7.534	-0.510	0.0
73	7462.407	-2.734	3.892	5.553	1.039	-74.57	1.041	194.93	1.016	11.587	9.680	-0.259	0.0
73	7711.723	-2.543	3.903	5.511	1.052	-80.27	1.053	189.40	1.019	10.904	8.709	-0.284	0.0

Tabla 2.8: HD41335 05/03/96

M	λ_0 [Å]	$\log(gf)$	E_i [eV]	E_s [eV]	I_a	VR_a [km/s]	I_r	VR_r [km/s]	I_{DC}	Δ_1 [Å]	$\Delta_{1/2}$ [Å]	E [Å]	E_{DC} [Å]
27	4233.172	-1.836	2.583	5.511	1.059	-92.55	1.042	164.84	0.0	7.105	5.167	-0.241	0.0
37	4515.339	-2.467	2.844	5.589	1.021	-92.35	1.035	212.61	1.006	6.950	6.401	-0.111	0.0
38	4508.288	-2.312	2.856	5.605	1.028	-110.40	1.036	171.48	0.0	7.270	6.218	-0.187	0.0
38	4522.634	-2.119	2.844	5.585	1.040	-95.06	1.028	161.06	0.0	7.373	6.378	-0.200	0.0
38	4549.474	-1.957	2.828	5.553	1.041	-102.93	1.014	161.75	0.0	7.400	0.0	-0.151	0.0
38	4583.837	-1.802	2.807	5.511	1.052	-94.96	1.041	161.79	1.014	7.575	6.176	-0.199	0.0
42	5169.033	-1.303	2.891	5.289	1.044	-98.72	1.039	161.29	1.008	8.433	5.967	-0.168	0.0
49	5197.577	-2.233	3.230	5.615	1.036	-90.50	1.020	160.40	0.0	8.394	6.537	-0.150	0.0
49	5234.625	-2.151	3.221	5.589	1.030	-93.02	1.032	164.71	0.0	8.860	7.018	-0.168	0.0
49	5276.002	-2.073	3.199	5.549	1.036	-94.90	1.031	170.24	1.011	8.312	6.487	-0.160	0.0
49	5316.615	-1.930	3.153	5.484	1.069	-90.57	1.063	163.98	1.031	8.845	6.352	-0.311	0.0
48	5362.869	-2.739	3.199	5.511	1.028	-93.31	1.032	185.55	1.013	9.327	7.666	-0.171	0.0
55	5534.847	-2.996	3.245	5.484	1.024	-100.33	1.015	210.36	1.006	7.617	6.660	-0.088	0.0
74	6147.741	-2.721	3.889	5.905	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-0.150	0.0
74	6149.258	-2.724	3.889	5.905	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-0.150	0.0
74	6238.392	-2.630	3.889	5.876	1.011	-110.85	1.008	143.98	0.998	0.0	0.0	-0.046	0.0
74	6247.557	-2.329	3.892	5.876	1.023	-93.59	1.020	207.68	1.012	9.887	8.660	-0.160	0.0
74	6416.919	-2.740	3.892	5.823	1.013	-118.51	1.011	177.23	1.000	11.391	0.0	-0.069	0.0
74	6456.383	-2.075	3.903	5.823	1.038	-91.44	1.033	139.21	0.0	10.293	8.421	-0.239	0.0
73	7711.723	-2.543	3.903	5.511	1.017	-95.74	1.022	152.77	0.0	10.172	8.673	-0.127	0.0

Tabla 2.9: HD48917 07/03/96

M	λ_0 [Å]	$\log(gf)$	E_i [eV]	E_s [eV]	I_a	VR_a [km/s]	I_r	VR_r [km/s]	I_{DC}	Δ_1 [Å]	$\Delta_{1/2}$ [Å]	E [Å]	E_{DC} [Å]
27	4173.461	-2.513	2.583	5.553	1.036	-27.60	1.034	258.06	0.0	7.104	5.124	-0.173	0.0
27	4233.172	-1.836	2.583	5.511	1.089	-25.87	1.032	220.19	0.0	6.217	5.114	-0.250	0.0
27	4351.769	-2.130	2.704	5.553	1.041	-23.85	1.032	218.81	0.0	5.228	4.514	-0.106	0.0
28	4178.862	-2.785	2.583	5.549	1.020	18.81	1.019	226.43	0.0	4.278	3.750	-0.063	0.0
37	4489.183	-3.422	2.828	5.589	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-0.093	0.0
37	4491.405	-2.684	2.856	5.615	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-0.093	0.0
37	4629.339	-2.306	2.807	5.484	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	5.564	0.0	-0.053	0.0
38	4508.288	-2.312	2.856	5.605	1.031	-22.03	1.022	231.57	0.0	6.166	4.996	-0.115	0.0
38	4522.634	-2.119	2.844	5.585	1.033	-28.99	1.028	228.58	0.0	5.424	4.623	-0.103	0.0
38	4583.837	-1.802	2.807	5.511	1.059	-25.13	1.043	232.73	1.013	5.740	4.689	-0.141	0.0
42	4923.927	-1.559	2.891	5.408	1.049	-28.21	1.059	220.43	1.008	6.005	5.135	-0.156	0.0
42	5169.033	-1.303	2.891	5.289	1.073	-29.08	1.071	220.31	1.024	6.552	5.270	-0.242	0.0
49	5197.577	-2.233	3.230	5.615	1.035	-24.99	1.018	232.67	1.007	6.222	5.309	-0.068	0.0
49	5234.625	-2.151	3.221	5.589	1.039	-21.20	1.027	225.98	1.014	6.520	5.458	-0.112	0.0
49	5276.002	-2.073	3.199	5.549	1.051	-24.68	1.027	230.51	1.008	6.125	5.256	-0.101	0.0
49	5316.615	-1.930	3.153	5.484	1.110	-22.97	1.049	219.16	1.022	6.655	5.183	-0.228	0.0
48	5362.869	-2.739	3.199	5.511	1.030	-22.04	1.022	223.48	1.011	6.758	5.450	-0.088	0.0
55	5534.847	-2.996	3.245	5.484	1.032	-29.87	1.009	226.51	1.004	6.208	4.956	-0.049	0.0
74	6456.383	-2.075	3.903	5.823	1.046	-23.65	1.040	213.97	0.0	9.252	6.975	-0.211	0.0
73	7711.723	-2.543	3.903	5.511	1.052	-38.67	1.015	191.16	0.0	8.712	0.0	-0.132	0.0

Tabla 2.10: HD50013 05/03/96

M	λ_0 [Å]	log(gf)	E_i [eV]	E_s [eV]	I_a	VR_a [km/s]	I_r	VR_r [km/s]	I_{DC}	Δ_1 [Å]	$\Delta_{1/2}$ [Å]	E [Å]	E_{DC} [Å]
27	4233.172	-1.836	2.583	5.511	1.037	-4.39	1.049	115.52	0.0	3.943	2.563	-0.107	0.0
27	4303.176	-2.443	2.704	5.585	1.015	-3.90	1.010	109.45	0.0	2.977	2.386	-0.020	0.0
27	4351.769	-2.130	2.704	5.553	0.0	-13.03	0.0	109.13	0.0	3.813	2.682	-0.086	0.0
27	4416.830	-2.534	2.778	5.585	1.029	7.27	1.031	118.52	1.022	4.282	2.770	-0.084	0.0
28	4296.572	-3.198	2.704	5.589	1.014	-10.26	1.015	109.48	1.004	3.238	2.576	-0.028	0.0
37	4491.405	-2.684	2.856	5.615	1.039	-22.11	1.027	113.88	0.0	3.697	0.0	-0.084	0.0
37	4515.339	-2.467	2.844	5.589	1.034	-6.58	1.044	115.74	0.0	4.353	3.118	-0.109	0.0
37	4534.168	-3.253	2.856	5.589	1.011	-10.39	1.021	118.70	1.007	3.518	3.019	-0.034	0.0
37	4555.893	-2.325	2.828	5.549	1.042	-17.91	1.037	101.21	1.032	4.239	3.394	-0.130	0.0
37	4629.339	-2.306	2.807	5.484	1.029	-11.47	1.038	106.54	1.015	3.595	2.746	-0.078	0.0
38	4508.288	-2.312	2.856	5.605	1.038	5.32	1.057	127.76	1.032	4.996	3.054	-0.149	0.0
38	4541.524	-2.847	2.856	5.585	0.0	0.0	1.013	107.67	0.0	3.925	0.0	0.0	0.0
38	4549.474	-1.957	2.828	5.553	1.064	-12.27	1.081	106.96	1.055	4.646	3.103	-0.234	0.0
38	4583.837	-1.802	2.807	5.511	1.044	-9.82	1.045	103.41	0.0	4.311	2.782	-0.129	0.0
42	4923.927	-1.559	2.891	5.408	1.02	18.40	1.027	112.84	1.007	2.809	2.284	-0.040	0.0
42	5018.440	-1.400	2.891	5.361	1.079	-11.96	1.046	106.83	1.034	3.894	3.045	-0.989	0.0
42	5169.033	-1.303	2.891	5.289	1.053	7.54	1.041	106.85	1.023	4.363	3.224	-0.131	0.0
49	5197.577	-2.233	3.230	5.615	1.034	0.17	1.041	112.49	1.024	4.348	3.168	-0.106	0.0
49	5234.625	-2.151	3.221	5.589	1.039	-12.44	1.044	121.15	1.025	4.571	3.29	-0.119	0.0
49	5276.002	-2.073	3.199	5.549	1.033	-4.95	1.031	105.88	1.021	4.613	3.028	-0.089	0.0
49	5316.615	-1.930	3.153	5.484	1.069	-4.63	1.080	103.94	1.056	4.857	3.354	-0.234	0.0
41	5284.109	-3.299	2.891	5.237	1.011	-28.27	1.023	109.80	1.010	3.850	3.369	-0.048	0.0
48	5264.812	-3.303	3.230	5.585	1.013	-22.45	1.017	110.43	0.997	4.115	3.145	-0.023	0.0
48	5362.869	-2.739	3.199	5.511	1.032	-0.22	1.038	117.87	1.024	5.044	3.363	-0.108	0.0
55	5534.847	-2.996	3.245	5.484	1.021	9.54	1.030	131.18	1.013	4.558	3.444	-0.072	0.0
74	6147.741	-2.721	3.889	5.905	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-0.060	0.0
74	6149.258	-2.724	3.889	5.905	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-0.060	0.0
74	6238.392	-2.630	3.889	5.876	1.020	12.31	1.031	123.78	0.0	6.745	4.193	-0.107	0.0
74	6247.557	-2.329	3.892	5.876	1.023	-0.48	1.031	112.32	1.021	5.677	4.173	-0.106	0.0
74	6416.919	-2.740	3.892	5.823	1.014	-1.12	1.022	110.61	0.0	5.301	4.193	-0.067	0.0
74	6456.383	-2.075	3.903	5.823	1.049	-3.62	1.054	91.17	1.046	5.748	4.090	-0.202	0.0
40	6432.628	-3.708	2.891	4.818	1.009	-13.75	1.015	118.18	1.008	5.148	4.070	-0.042	0.0
73	7462.407	-2.734	3.892	5.553	0.0	0.0	1.019	114.69	0.0	6.056	5.226	-0.077	0.0
73	7711.723	-2.543	3.903	5.511	1.025	7.47	1.030	108.30	1.022	6.144	5.086	-0.133	0.0

Tabla 2.11: HD56139 07/03/96

M	λ_0 [Å]	log(gf)	E_i [eV]	E_s [eV]	I_a	VR_a [km/s]	I_r	VR_r [km/s]	I_{DC}	Δ_1 [Å]	$\Delta_{1/2}$ [Å]	E [Å]	E_{DC} [Å]
27	4233.172	-1.836	2.583	5.511	1.046	-116.58	1.043	208.00	1.021	8.563	6.772	-0.225	0.074
27	4351.769	-2.130	2.704	5.553	1.041	-126.98	1.042	200.47	1.000	10.282	6.904	-0.264	0.134
37	4555.893	-2.325	2.828	5.549	1.065	-203.99	1.054	200.18	1.019	0.0	0.0	0.0	0.0
37	4629.339	-2.306	2.807	5.484	1.032	-130.58	1.039	214.83	1.000	8.289	6.728	-0.144	0.119
38	4508.288	-2.312	2.856	5.605	1.035	-123.24	1.036	220.79	1.005	8.629	7.086	-0.187	0.083
38	4549.474	-1.957	2.828	5.553	1.047	-109.86	1.047	244.31	1.000	8.942	8.485	-0.293	0.141
38	4583.837	-1.802	2.807	5.511	1.088	-123.56	1.061	190.06	1.034	10.194	8.332	-0.513	0.109
40	6432.628	-3.708	2.891	4.818	1.024	-118.51	1.030	246.06	1.001	11.719	10.255	-0.140	0.116
42	4923.927	-1.559	2.891	5.408	1.053	-114.73	1.066	225.55	1.005	12.289	8.658	-0.328	0.0
42	5018.440	-1.400	2.891	5.361	1.028	-166.78	1.060	220.05	1.002	10.183	0.0	-0.209	0.0
42	5169.033	-1.303	2.891	5.289	1.055	-123.27	1.040	202.38	1.008	9.0810	8.206	-0.275	0.0
49	5197.577	-2.233	3.230	5.615	1.031	-122.65	1.038	225.97	1.000	9.508	7.899	-0.163	0.147
49	5234.625	-2.151	3.221	5.589	1.044	-123.68	1.032	220.53	1.005	10.187	7.865	-0.192	0.108
49	5276.002	-2.073	3.199	5.549	1.029	-115.20	1.040	237.68	1.000	10.751	9.690	-0.190	0.110
49	5316.615	-1.930	3.153	5.484	1.067	-129.89	1.057	215.16	1.001	10.324	8.288	-0.328	0.192
48	5362.869	-2.739	3.199	5.511	1.036	-103.54	1.047	230.87	1.006	8.933	8.287	-0.201	0.136
55	5534.847	-2.996	3.245	5.484	1.032	-119.79	1.030	247.92	1.000	8.592	7.896	-0.112	0.132
74	6149.258	-2.724	3.889	5.905	1.027	-128.45	1.052	260.13	1.008	14.041	0.0	-0.367	0.0
74	6247.557	-2.329	3.892	5.876	1.035	-135.80	1.030	237.79	1.004	12.738	11.236	-0.230	0.117
74	6416.919	-2.740	3.892	5.823	1.018	-122.54	1.024	235.16	1.006	12.656	10.173	-0.138	0.064
74	6456.383	-2.075	3.903	5.823	1.037	-128.76	1.051	217.27	1.000	12.494	10.336	-0.217	0.206
73	7462.407	-2.734	3.892	5.553	1.018	-137.21	1.015	227.54	1.000	14.251	12.064	-0.094	0.100
73	7515.831	-3.432	3.903	5.553	1.028	-150.96	1.030	190.36	1.007	17.072	13.254	-0.283	0.092
73	7711.723	-2.543	3.903	5.511	1.036	-121.26	1.036	192.33	1.002	14.942	10.962	-0.241	0.173

Tabla 2.12: HD58978 07/03/96

M	λ_0 [Å]	log(gf)	E_i [eV]	E_s [eV]	I_a	VR_a [km/s]	I_r	VR_r [km/s]	I_{DC}	Δ_1 [Å]	$\Delta_{1/2}$ [Å]	E [Å]	E_{DC} [Å]
27	4233.172	-1.836	2.583	5.511	1.053	-123.95	1.017	223.17	0.0	9.659	6.08	-0.258	0.0
27	4303.176	-2.443	2.704	5.585	1.016	-200.64	1.007	206.71	0.0	8.393	0.0	-0.045	0.0
27	4351.769	-2.130	2.704	5.553	1.013	-108.51	1.007	224.39	0.0	6.976	0.0	-0.030	0.0
27	4416.830	-2.534	2.778	5.585	1.016	-158.80	1.020	183.19	1.008	10.632	0.0	-0.134	0.0
37	4629.339	-2.306	2.807	5.484	1.019	-139.46	1.003	238.61	0.9899	9.205	0.0	-0.101	0.058
38	4549.474	-1.957	2.828	5.553	1.032	-114.61	1.036	242.67	1.011	9.205	7.631	-0.192	0.065
38	4583.837	-1.802	2.807	5.511	1.031	-133.05	1.031	211.92	1.007	11.069	7.748	-0.165	0.072
42	4923.927	-1.559	2.891	5.408	1.017	-141.96	1.015	221.04	0.999	7.881	7.137	-0.044	0.057
42	5018.440	-1.400	2.891	5.361	1.038	-139.35	1.017	222.80	1.003	8.786	7.708	-0.143	0.077
42	5169.033	-1.303	2.891	5.289	1.058	-117.29	1.044	183.01	1.038	10.784	7.914	-0.383	0.029
49	5197.577	-2.233	3.230	5.615	1.023	-139.80	1.011	227.93	1.004	8.893	7.431	-0.074	0.043
49	5234.625	-2.151	3.221	5.589	1.044	-129.24	1.025	203.51	0.0	12.178	9.092	-0.293	0.0
49	5316.615	-1.930	3.153	5.484	1.042	-125.44	1.021	238.69	1.012	9.544	7.880	-0.178	0.069
48	5362.869	-2.739	3.199	5.511	1.025	-135.60	1.028	242.50	1.011	11.14	9.001	-0.179	0.069
55	5534.847	-2.996	3.245	5.484	1.021	-125.86	1.007	225.97	0.9976	8.89	0.0	-0.045	0.066
74	6149.258	-2.724	3.889	5.905	1.028	-142.07	1.029	218.32	1.013	13.004	11.159	-0.255	0.060
74	6247.557	-2.329	3.892	5.876	1.026	-123.94	1.016	233.08	1.012	12.655	10.124	-0.179	0.0
74	6416.919	-2.740	3.892	5.823	1.027	-149.69	1.015	242.87	1.00	11.997	0.0	-0.153	0.080
73	7515.831	-3.432	3.903	5.553	1.029	-148.25	1.029	88.05	1.022	16.155	11.841	-0.321	0.028

Tabla 2.13: HD HD63462 05/03/96

M	λ_0 [Å]	log(gf)	E_i [eV]	E_s [eV]	I_a	VR_a [km/s]	I_r	VR_r [km/s]	I_{DC}	Δ_1 [Å]	$\Delta_{1/2}$ [Å]	E [Å]	E_{DC} [Å]
27	4233.172	-1.836	2.583	5.511	1.037	-217.64	1.060	123.88	0.0	7.693	6.482	-0.323	0.0
27	4351.769	-2.130	2.704	5.553	1.019	-212.95	1.045	138.70	0.0	7.953	6.280	-0.173	0.0
37	4555.893	-2.325	2.828	5.549	0.0	0.0	1.041	145.39	0.0	0.0	0.0	-0.099	0.0
37	4629.339	-2.306	2.807	5.484	0.0	0.0	1.020	138.62	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
38	4549.474	-1.957	2.828	5.553	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-0.058	0.0
38	4583.837	-1.802	2.807	5.511	0.0	0.0	1.042	141.50	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
42	4923.927	-1.559	2.891	5.408	1.018	-256.50	1.054	136.48	0.0	7.877	0.0	-0.133	0.0
42	5018.440	-1.400	2.891	5.361	1.007	-229.08	1.069	136.72	0.0	8.812	0.0	-0.206	0.0
42	5169.033	-1.303	2.891	5.289	1.028	-204.35	1.075	132.50	0.0	9.919	7.259	-0.306	0.0
49	5197.577	-2.233	3.230	5.615	1.007	-269.78	1.034	147.41	0.0	8.621	0.0	-0.156	0.0
49	5234.625	-2.151	3.221	5.589	1.016	-200.99	1.042	148.66	0.0	9.450	0.0	-0.167	0.0
49	5276.002	-2.073	3.199	5.549	1.021	-264.80	1.039	129.19	0.0	8.919	0.0	-0.164	0.0
49	5316.615	-1.930	3.153	5.484	1.029	-184.46	1.064	144.90	0.0	8.757	6.551	-0.301	0.0
48	5362.869	-2.739	3.199	5.511	1.007	-216.66	1.031	148.47	0.0	8.858	0.0	-0.073	0.0
74	6247.557	-2.329	3.892	5.876	1.014	-271.26	1.032	147.95	0.0	12.170	10.80	-0.242	0.0
73	7515.831	-3.432	3.903	5.553	1.035	-163.13	1.034	122.90	0.0	12.780	10.12	-0.349	0.0

Tabla 2.14: HD88661 05/03/96

M	λ_0 [Å]	$\log(gf)$	E_i [eV]	E_s [eV]	I_a	VR_a [km/s]	I_r	VR_r [km/s]	I_{DC}	Δ_1 [Å]	$\Delta_{1/2}$ [Å]	E [Å]	E_{DC} [Å]
27	4233.172	-1.836	2.583	5.511	1.087	-146.40	1.033	106.15	1.017	7.962	5.508	-0.276	0.0
27	4303.176	-2.443	2.704	5.585	1.034	-107.29	1.030	195.97	1.004	9.489	7.186	-0.163	0.0
27	4351.769	-2.130	2.704	5.553	1.051	-115.68	1.029	173.24	1.000	8.722	5.869	-0.163	0.0
27	4416.830	-2.534	2.778	5.585	1.036	-87.82	1.030	202.27	1.011	10.109	7.350	-0.202	0.0
37	4555.893	-2.325	2.828	5.549	1.063	-123.53	1.020	114.12	1.001	0.0	0.0	-0.1655	0.0
37	4629.339	-2.306	2.807	5.484	1.049	-111.40	1.022	159.87	0.994	8.041	5.605	-0.114	0.0
38	4549.474	-1.957	2.828	5.553	1.064	-104.12	0.0	0.0	1.000	0.0	0.0	-0.146	0.0
38	4583.837	-1.802	2.807	5.511	1.073	-109.30	1.051	175.46	0.992	8.988	6.480	-0.255	0.0
42	4923.927	-1.559	2.891	5.408	1.094	-103.64	1.050	183.94	1.000	9.736	6.671	-0.345	0.0
42	5018.440	-1.400	2.891	5.361	1.115	-103.24	1.051	153.16	1.000	9.570	6.332	-0.364	0.0
42	5169.033	-1.303	2.891	5.289	1.108	-106.56	1.056	139.81	1.006	9.948	6.481	-0.389	0.0
49	5197.577	-2.233	3.230	5.615	1.054	-107.47	1.033	171.89	1.002	9.978	6.779	-0.208	0.0
49	5234.625	-2.151	3.221	5.589	1.072	-110.67	1.041	157.20	1.016	10.741	7.425	-0.334	0.0
49	5276.002	-2.073	3.199	5.549	1.071	-122.25	1.025	127.48	1.000	8.355	5.569	-0.194	0.0
49	5316.615	-1.930	3.153	5.484	1.127	-104.62	1.056	148.18	1.016	10.790	8.144	-0.477	0.0
48	5362.869	-2.739	3.199	5.511	1.054	-111.49	1.036	186.06	1.008	11.978	7.770	-0.242	0.0
55	5534.847	-2.996	3.245	5.484	1.042	-128.19	1.014	159.95	1.000	9.179	6.637	-0.121	0.0
74	6147.741	-2.721	3.889	5.905	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-0.195	0.0
74	6149.258	-2.724	3.889	5.905	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-0.195	0.0
74	6247.557	-2.329	3.892	5.876	1.047	-105.74	1.037	217.62	1.011	13.672	9.407	-0.319	0.0
74	6416.919	-2.740	3.892	5.823	1.024	-122.72	1.011	226.51	1.000	12.557	10.278	-0.114	0.0
74	6456.383	-2.075	3.903	5.823	1.066	-116.40	1.033	194.04	1.001	12.275	8.863	-0.279	0.0
73	7711.723	-2.543	3.903	5.511	1.056	-124.99	1.028	148.89	1.001	12.259	0.0	-0.231	0.0

Tabla 2.15: HD91465 05/03/96

M	λ_0 [Å]	$\log(gf)$	E_i [eV]	E_s [eV]	I_a	VR_a [km/s]	I_r	VR_r [km/s]	I_{DC}	Δ_1 [Å]	$\Delta_{1/2}$ [Å]	E [Å]	E_{DC} [Å]
27	4233.172	-1.836	2.583	5.511	1.048	-66.19	1.034	142.52	0.000	5.755	4.976	-0.182	0.0000
37	4555.893	-2.325	2.828	5.549	1.026	-45.96	1.024	107.40	1.014	5.793	4.920	-0.105	0.0000
38	4508.288	-2.312	2.856	5.605	1.017	-84.38	1.009	194.44	0.000	5.335	0.000	-0.058	0.0000
38	4549.474	-1.957	2.828	5.553	1.042	-78.21	1.028	183.78	1.017	6.52	5.647	-0.154	0.0447
38	4583.837	-1.802	2.807	5.511	1.029	-84.75	1.037	143.92	1.014	6.026	5.065	-0.117	0.0446
42	4923.927	-1.559	2.891	5.408	1.026	-55.20	1.048	152.68	1.010	6.249	5.241	-0.158	0.0406
42	5018.440	-1.400	2.891	5.361	1.058	-65.99	1.062	150.05	1.036	6.972	5.767	-0.299	0.0450
42	5169.033	-1.303	2.891	5.289	1.052	-74.69	1.047	137.78	1.028	6.871	5.705	-0.237	0.0371
49	5197.577	-2.233	3.230	5.615	1.027	-74.40	1.027	167.67	1.017	6.648	5.936	-0.132	0.0000
49	5234.625	-2.151	3.221	5.589	1.022	-63.33	1.022	147.58	1.012	6.349	5.868	-0.114	0.0000
49	5276.002	-2.073	3.199	5.549	1.037	-69.20	1.022	163.59	1.018	7.149	5.736	-0.142	0.0000
49	5316.615	-1.930	3.153	5.484	1.081	-62.92	1.060	135.26	1.048	7.347	5.888	-0.355	0.0548
48	5362.869	-2.739	3.199	5.511	1.015	-65.51	1.014	208.66	1.004	6.856	6.446	-0.062	0.0000

Tabla 2.16: HD105435 05/03/96

M	λ_0 [Å]	$\log(gf)$	E_i [eV]	E_s [eV]	I_a	VR_a [km/s]	I_r	VR_r [km/s]	I_{DC}	Δ_1 [Å]	$\Delta_{1/2}$ [Å]	E [Å]	E_{DC} [Å]
27	4173.461	-2.513	2.583	5.553	0.000	000.00	0.000	0.00	0.000	0.000	0.000	-0.119	0.000
27	4233.172	-1.836	2.583	5.511	1.038	-116.08	1.035	97.44	1.013	8.232	6.457	-0.194	0.035
27	4351.769	-2.130	2.704	5.553	1.024	-103.82	1.021	100.37	1.002	8.339	7.075	-0.118	0.027
27	4416.830	-2.534	2.778	5.585	1.016	-100.73	1.017	130.95	1.005	10.964	0.000	-0.115	0.000
28	4178.862	-2.785	2.583	5.549	0.000	000.00	0.000	0.00	0.000	0.000	0.000	-0.064	0.000
37	4555.893	-2.325	2.828	5.549	1.035	-134.33	1.024	76.62	1.010	5.591	4.688	-0.108	0.047
37	4629.339	-2.306	2.807	5.484	1.034	-106.73	1.041	81.26	1.008	6.609	5.211	-0.144	0.040
38	4508.288	-2.312	2.856	5.605	1.012	-117.65	1.019	134.55	0.998	9.085	7.617	-0.086	0.040
38	4522.634	-2.119	2.844	5.585	1.015	-86.83	1.015	85.83	1.000	4.951	4.102	-0.063	0.031
38	4549.474	-1.957	2.828	5.553	1.036	-115.93	1.040	126.21	1.005	6.308	5.858	-0.139	0.056
38	4583.837	-1.802	2.807	5.511	1.040	-164.34	1.043	116.76	0.999	8.094	7.135	-0.235	0.043
42	4923.927	-1.559	2.891	5.408	1.030	-108.51	1.043	92.97	0.998	7.381	6.172	-0.191	0.000
42	5169.033	-1.303	2.891	5.289	1.056	-107.49	1.049	102.55	1.004	8.687	6.580	-0.268	0.072
49	5197.577	-2.233	3.230	5.615	1.028	-123.69	1.028	101.76	1.007	9.384	6.483	-0.151	0.026
49	5234.625	-2.151	3.221	5.589	1.029	-110.38	1.026	96.80	1.006	9.185	7.162	-0.165	0.031
49	5276.002	-2.073	3.199	5.549	1.037	-129.81	1.037	80.69	1.009	9.990	6.723	-0.199	0.049
49	5316.615	-1.930	3.153	5.484	1.048	-105.52	1.052	97.67	0.997	8.961	5.974	-0.238	0.084
48	5362.869	-2.739	3.199	5.511	1.017	-126.15	1.020	129.17	1.002	10.454	8.553	-0.130	0.035

Tabla 2.17: HD110335 07/03/96

M	λ_0 [Å]	$\log(gf)$	E_i [eV]	E_s [eV]	I_a	VR_a [km/s]	I_r	VR_r [km/s]	I_{DC}	Δ_1 [Å]	$\Delta_{1/2}$ [Å]	E [Å]	E_{DC} [Å]
27	4233.172	-1.836	2.583	5.511	1.029	-74.98	1.028	48.90	1.021	5.379	3.847	-0.100	0.0
27	4351.769	-2.130	2.704	5.553	1.016	-66.73	1.017	69.35	1.004	4.168	3.648	-0.035	0.0
38	4522.634	-2.119	2.844	5.585	1.023	-63.87	1.017	45.90	1.015	6.448	4.850	-0.093	0.0
38	4549.474	-1.957	2.828	5.553	1.026	-64.82	1.029	44.64	1.014	0.0	0.0	-0.1312	0.0
38	4583.837	-1.802	2.807	5.511	1.012	-66.10	1.014	62.24	1.000	5.331	4.204	-0.036	0.0
42	4923.927	-1.559	2.891	5.408	1.011	-79.75	1.016	77.07	1.002	5.708	4.046	-0.043	0.0
42	5018.440	-1.400	2.891	5.361	1.016	-101.27	1.016	88.83	1.002	6.782	5.930	-0.076	0.0
42	5169.033	-1.303	2.891	5.289	1.031	-108.53	1.028	64.60	1.009	7.457	5.909	-0.140	0.0
49	5197.577	-2.233	3.230	5.615	1.014	-74.00	1.017	59.68	1.013	6.763	4.710	-0.072	0.0
49	5234.625	-2.151	3.221	5.589	1.017	-73.36	1.013	38.23	0.0	6.974	6.053	-0.076	0.0
49	5276.002	-2.073	3.199	5.549	1.020	-107.64	1.012	42.02	1.004	6.079	5.106	-0.067	0.0
49	5316.615	-1.930	3.153	5.484	1.049	-78.15	1.047	71.21	1.026	7.672	5.364	-0.241	0.0
73	7315.831	-3.432	3.903	5.553	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-0.313	0.0

Tabla 2.18: HD112091 07/03/96

M	λ_0 [Å]	log(gf)	E_i [eV]	E_s [eV]	I_a	VR_a [km/s]	I_r	VR_r [km/s]	I_{DC}	Δ_1 [Å]	$\Delta_{1/2}$ [Å]	E [Å]	E_{DC} [Å]
27	4173.461	-2.513	2.583	5.553	1.054	-84.10	1.036	8.12	1.03	3.932	2.006	-0.086	0.0
27	4233.172	-1.836	2.583	5.511	1.066	-74.20	1.085	-1.06	1.06	3.339	1.829	-0.159	0.0
27	4303.176	-2.443	2.704	5.585	1.046	-81.08	1.019	2.79	1.018	2.729	1.837	-0.058	0.0
27	4351.769	-2.130	2.704	5.553	1.041	-87.34	1.084	6.55	1.036	2.652	2.221	-0.118	0.0
28	4178.862	-2.785	2.583	5.549	1.083	-76.82	0.0	0.0	0.0	3.297	0.0	-0.093	0.0
37	4489.183	-3.422	2.828	5.589	1.031	-78.92	1.025	-1.67	1.024	1.998	1.684	-0.042	0.0
37	4491.405	-2.684	2.856	5.615	1.026	-87.37	1.019	8.02	1.004	2.112	1.969	-0.027	0.0
37	4515.339	-2.467	2.844	5.589	1.047	-79.33	1.045	-4.65	1.037	2.797	1.976	-0.088	0.0
37	4520.224	-2.983	2.807	5.549	1.036	-80.70	1.035	-3.45	1.031	2.497	1.927	-0.064	0.0
37	4555.893	-2.325	2.828	5.549	1.061	-78.49	1.050	-10.80	1.040	2.491	1.893	-0.093	0.0
38	4508.288	-2.312	2.856	5.605	1.041	-72.27	1.067	4.79	1.037	2.340	1.997	-0.103	0.0
38	4522.634	-2.119	2.844	5.585	1.048	-68.39	1.041	-6.24	1.035	2.369	1.884	-0.081	0.0
38	4549.474	-1.957	2.828	5.553	1.066	-77.61	1.076	-3.36	1.051	2.809	2.046	-0.137	0.0
38	4583.837	-1.802	2.807	5.511	1.065	-70.94	1.054	-3.86	1.047	2.200	1.821	-0.103	0.0
43	4731.453	-3.053	2.891	5.511	1.022	-86.49	1.024	12.81	1.01	2.440	1.962	-0.037	0.0
42	5018.440	-1.400	2.891	5.361	1.067	-57.38	1.088	-1.73	1.063	2.561	1.983	-0.145	0.0
42	5169.033	-1.303	2.891	5.289	1.091	-77.36	1.076	6.50	1.061	2.826	2.189	-0.168	0.0
49	5197.577	-2.233	3.230	5.615	1.049	-80.06	1.059	-1.44	1.040	3.034	2.182	-0.109	0.0
49	5234.625	-2.151	3.221	5.589	1.082	-70.43	1.047	2.58	1.044	2.715	2.024	-0.123	0.0
49	5276.002	-2.073	3.199	5.549	1.067	-79.04	1.048	-12.96	1.047	2.572	2.157	-0.117	0.0
49	5316.615	-1.930	3.153	5.484	1.125	-67.71	1.132	-11.29	1.112	3.244	2.208	-0.268	0.0
49	5325.553	-3.220	3.221	5.549	1.022	-87.77	1.021	13.41	1.013	2.641	2.242	-0.036	0.0
48	5362.869	-2.739	3.199	5.511	1.049	-77.42	1.047	5.87	1.036	3.252	2.174	-0.099	0.0
55	5534.847	-2.996	3.245	5.484	1.052	-78.27	1.031	4.50	1.022	2.887	2.261	-0.082	0.0
74	6147.741	-2.721	3.889	5.905	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-0.058	0.0
74	6149.258	-2.724	3.889	5.905	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-0.058	0.0
74	6238.392	-2.630	3.889	5.876	1.023	-80.16	1.035	-12.94	1.025	3.147	2.494	-0.076	0.0
74	6416.919	-2.740	3.892	5.823	1.022	-71.39	1.025	6.59	1.015	3.340	2.546	-0.049	0.0
74	6456.383	-2.075	3.903	5.823	1.092	-72.39	1.075	-5.85	1.063	4.225	2.669	-0.214	0.0
73	7711.723	-2.543	3.903	5.511	1.067	-77.80	1.056	-10.78	1.048	4.114	3.206	-0.183	0.0

Tabla 2.19: HD120991 05/03/96

M	λ_0 [Å]	log(gf)	E_i [eV]	E_s [eV]	I_a	VR_a [km/s]	I_r	VR_r [km/s]	I_{DC}	Δ_1 [Å]	$\Delta_{1/2}$ [Å]	E [Å]	E_{DC} [Å]
27	4233.172	-1.836	2.583	5.511	1.045	-96.24	1.042	75.62	1.021	9.492	6.036	-0.2342	0.0
27	4273.326	-3.258	2.704	5.605	1.045	-74.27	0.0	0	0	0	0.0	-0.121	0.0
27	4351.769	-2.130	2.704	5.553	1.033	-106.92	1.059	164.55	1.018	7.747	6.768	-0.275	0.0
27	4416.830	-2.534	2.778	5.585	1.026	-138.90	1.020	180.06	1.011	10.523	8.784	-0.160	0.0
37	4629.339	-2.306	2.807	5.484	1.020	-117.30	1.025	104.79	1.001	8.883	6.336	-0.109	0.0
38	4583.837	-1.802	2.807	5.511	1.032	-136.78	1.032	135.29	1.009	8.966	7.006	-0.196	0.0
42	5018.440	-1.400	2.891	5.361	1.046	-122.07	1.072	115.73	1.008	10.610	8.862	-0.386	0.0
42	5169.033	-1.303	2.891	5.289	1.051	-103.37	1.071	89.20	1.018	12.324	7.179	-0.402	0.0
49	5197.577	-2.233	3.230	5.615	1.019	-130.85	1.025	117.34	1.002	9.717	7.617	-0.133	0.0
49	5234.625	-2.151	3.221	5.589	1.056	-129.87	1.053	79.43	1.030	12.731	8.058	-0.418	0.0
49	5276.002	-2.073	3.199	5.549	1.023	-106.79	1.028	107.01	0.999	11.023	6.240	-0.142	0.0
49	5316.615	-1.930	3.153	5.484	1.094	-105.24	1.094	81.54	1.046	13.035	7.453	-0.615	0.0
48	5362.869	-2.739	3.199	5.511	1.025	-146.79	1.021	120.83	1.005	11.059	9.082	-0.154	0.0
55	5534.847	-2.996	3.245	5.484	1.040	-120.11	1.031	84.88	1.022	13.201	11.309	-0.292	0.0
74	6147.741	-2.721	3.889	5.905	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-0.110	0.0
74	6149.258	-2.724	3.889	5.905	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-0.110	0.0
74	6247.557	-2.329	3.892	5.876	1.028	-132.48	1.032	110.97	1.016	13.615	9.991	-0.238	0.0
74	6456.383	-2.075	3.903	5.823	1.037	-131.40	1.041	130.34	1.016	11.641	9.444	-0.301	0.0
73	7462.407	-2.734	3.892	5.553	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-0.209	0.0
73	7515.831	-3.432	3.903	5.553	1.026	-135.39	1.026	111.33	1.008	14.005	9.561	-0.192	0.0
73	7711.723	-2.543	3.903	5.511	1.034	-107.84	1.041	80.60	1.015	10.438	8.274	-0.269	0.0

Tabla 2.20: HD124367 22/03/02

M	λ_0 [Å]	$\log(gf)$	E_i [eV]	E_s [eV]	I_a	VR_a [km/s]	I_r	VR_r [km/s]	I_{DC}	Δ_1 [Å]	$\Delta_{1/2}$ [Å]	E [Å]	E_{DC} [Å]
27	4173.461	-2.513	2.583	5.553	1.080	-83.38	1.077	8.19	1.066	5.071	3.157	-0.265	0.0
27	4233.172	-1.836	2.583	5.511	1.120	-53.86	1.146	13.54	1.114	5.864	2.700	-0.373	0.0
27	4351.769	-2.130	2.704	5.553	1.045	-75.49	1.068	12.96	1.048	4.595	2.064	-0.278	0.0
32	4314.310	-3.477	2.676	5.549	1.064	-62.72	1.069	22.60	1.056	6.226	3.661	-0.242	0.0
37	4534.168	-3.253	2.856	5.589	1.036	-79.07	1.039	12.11	1.031	5.155	3.621	-0.139	0.0
37	4555.893	-2.325	2.828	5.549	1.132	-76.06	1.134	6.39	1.122	5.780	3.202	-0.390	0.0
37	4629.339	-2.306	2.807	5.484	1.084	-72.58	1.075	10.17	1.063	4.049	2.673	-0.231	0.0
38	4508.288	-2.312	2.856	5.605	1.067	-62.75	1.082	20.36	1.060	5.852	3.282	-0.259	0.0
38	4549.474	-1.957	2.828	5.553	1.104	-78.54	1.143	15.56	1.097	4.810	2.875	-0.353	0.0
38	4583.837	-1.802	2.807	5.511	1.129	-76.18	1.116	8.18	1.101	5.717	2.855	-0.379	0.0
42	4923.927	-1.559	2.891	5.408	1.057	-75.73	1.136	10.00	1.080	3.977	2.279	-0.340	0.0
42	5018.440	-1.400	2.891	5.361	1.163	-68.33	1.151	16.20	1.133	4.611	2.742	-0.444	0.0
42	5169.033	-1.303	2.891	5.289	1.160	-78.64	1.157	9.05	1.129	5.348	3.112	-0.508	0.0
49	5197.577	-2.233	3.230	5.615	1.086	-71.80	1.095	12.41	1.072	5.958	3.170	-0.290	0.0
49	5234.625	-2.151	3.221	5.589	1.082	-74.50	1.102	14.61	1.073	5.177	3.153	-0.281	0.0
49	5276.002	-2.073	3.199	5.549	1.099	-73.98	1.109	8.81	1.090	4.368	3.186	-0.322	0.0
49	5316.615	-1.930	3.153	5.484	1.209	-75.27	1.221	14.73	1.177	5.681	3.158	-0.326	0.0
49	5325.553	-3.220	3.221	5.549	1.017	-68.89	1.025	27.38	1.012	5.487	3.941	-0.071	0.0
48	5362.869	-2.739	3.199	5.511	1.065	-75.80	1.079	18.91	1.060	5.648	3.482	-0.245	0.0
55	5534.847	-2.996	3.245	5.484	1.056	-78.92	1.068	15.88	1.045	5.140	2.271	-0.187	0.0
74	6416.919	-2.740	3.892	5.823	1.024	-83.54	1.029	28.66	1.014	6.203	4.515	-0.098	0.0
74	6456.383	-2.075	3.903	5.823	1.108	-85.59	1.131	14.45	1.099	7.056	4.464	-0.522	0.0
73	7711.723	-2.543	3.903	5.511	1.086	-73.52	1.099	-5.56	1.074	7.671	4.179	-0.389	0.0

Tabla 2.21: HD148184 05/03/96

M	λ_0 [Å]	$\log(gf)$	E_i [eV]	E_s [eV]	I_a	VR_a [km/s]	I_r	VR_r [km/s]	I_{DC}	Δ_1 [Å]	$\Delta_{1/2}$ [Å]	E [Å]	E_{DC} [Å]
27	4233.172	-1.836	2.583	5.511	1.033	-163.28	1.018	331.03	1.016	11.054	9.272	-0.193	0.0
27	4351.769	-2.130	2.704	5.553	1.019	-162.62	1.015	304.63	1.003	9.606	8.519	-0.102	0.0
42	4923.927	-1.559	2.891	5.408	1.028	-185.95	1.025	296.59	0.0	11.742	9.762	-0.139	0.0
42	5018.440	-1.400	2.891	5.361	1.033	-153.45	1.036	253.23	0.0	11.788	10.285	-0.275	0.0
42	5169.033	-1.303	2.891	5.289	1.041	-158.39	1.024	272.72	0.0	11.896	10.333	-0.231	0.0
49	5316.615	-1.930	3.153	5.484	1.043	-159.18	1.013	325.41	0.0	11.851	10.150	-0.216	0.0

Tabla 2.22: HD157042 21/09/96

M	λ_0 [Å]	$\log(gf)$	E_i [eV]	E_s [eV]	I_a	VR_a [km/s]	I_r	VR_r [km/s]	I_{DC}	Δ_1 [Å]	$\Delta_{1/2}$ [Å]	E [Å]	E_{DC} [Å]
27	4173.461	-2.513	2.583	5.553	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-0.105	0.0
27	4233.172	-1.836	2.583	5.511	1.041	-99.22	1.021	145.71	1.011	8.879	6.095	-0.164	0.030
27	4351.769	-2.130	2.704	5.553	1.015	-95.06	1.025	155.19	1.001	8.474	6.566	-0.095	0.040
28	4178.862	-2.785	2.583	5.549	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-0.056	0.0
37	4555.893	-2.325	2.828	5.549	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
37	4629.339	-2.306	2.807	5.484	1.035	-116.45	1.025	172.994	1.006	8.163	6.702	-0.142	0.047
38	4549.474	-1.957	2.828	5.553	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
38	4583.837	-1.802	2.807	5.511	1.052	-88.55	1.061	134.63	1.034	9.879	6.494	-0.346	0.040
42	4923.927	-1.559	2.891	5.408	1.038	-111.01	1.043	155.00	1.000	11.258	7.597	-0.231	0.087
42	5018.440	-1.400	2.891	5.361	1.055	-97.26	1.070	159.37	1.014	11.174	7.509	-0.369	0.100
42	5169.033	-1.303	2.891	5.289	1.061	-108.00	1.056	145.04	1.015	11.241	8.490	-0.383	0.094
49	5197.577	-2.233	3.230	5.615	1.036	-117.52	1.030	145.51	1.014	12.599	7.883	-0.227	0.036
49	5234.625	-2.151	3.221	5.589	1.029	-83.39	1.029	140.18	1.011	10.134	7.854	-0.174	0.037
49	5276.002	-2.073	3.199	5.549	1.030	-109.34	1.021	145.17	1.005	10.642	7.667	-0.153	0.048
49	5316.615	-1.930	3.153	5.484	1.081	-90.28	1.067	143.32	1.040	11.330	7.847	-0.506	0.070
48	5362.869	-2.739	3.199	5.511	1.020	-102.93	1.024	178.28	1.011	10.975	9.821	-0.152	0.031
74	6147.741	-2.721	3.889	5.905	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-0.110	0.0
74	6149.258	-2.724	3.889	5.905	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-0.110	0.0
74	6247.557	-2.329	3.892	5.876	1.012	-64.97	1.014	148.23	1.005	11.561	9.006	-0.092	0.017
73	7711.723	-2.543	3.903	5.511	1.026	-101.49	1.038	142.96	1.014	13.825	11.116	-0.307	0.045

Tabla 2.23: HD158427 21/09/96

2.6. Tablas II: Mediciones sobre los perfiles de Balmer

En las siguientes tablas se presentan las mediciones realizadas sobre los perfiles de Balmer del H. Para cada línea de Balmer se lista el nombre del objeto, el ancho equivalente de la línea, la intensidad y velocidad radial central (si el perfil es de un pico), la intensidad y velocidad radial de los picos azul y rojo (para perfiles de dos picos), la intensidad de la depresión central, el ancho en la base y el ancho a mitad de intensidad de la línea, el ancho equivalente de la depresión central, la separación de los picos y las características del perfil (uno, dos o tres picos: 1p, 2p o 3p, asimétrico: a).

HD	E [Å]	I _c	VR _c [km/s]	I _a	VR _a [km/s]	I _r	VR _r [km/s]	I _{DC}	Δ ₁ [Å]	Δ _{1/2} [Å]	E _{DC} [Å]	Δ _p [km/s]	perfil
41335	-31.155	0.0	0.0	4.188	-17.46	3.593	180.15	3.382	29.860	10.170	0.331	197.61	2p
48917	-23.665	0.0	0.0	3.725	-16.23	3.795	91.01	3.437	31.381	7.394	0.110	107.24	2p
50013	-28.292	5.691	3.83	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	18.022	7.810	0.0	0.0	1p as.
56139	-10.731	3.465	39.90	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	13.699	4.507	0.0	0.0	1p as.
58978	-12.105	1.882	-35.20	1.714	-165.52	1.849	188.56	0.0	32.846	13.323	0.0	354.08	3p
63462	-12.623	0.0	0.0	2.177	-61.48	1.992	120.54	1.903	25.647	10.937	0.117	182.02	2p
88661	-23.970	0.0	0.0	4.778	-38.67	3.999	72.87	3.865	20.231	6.326	0.156	111.54	2p
91465	-28.726	0.0	0.0	4.073	-48.82	4.119	47.04	4.002	30.341	8.308	0.041	95.86	2p
105435	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-
110335	-18.628	0.0	0.0	3.690	-57.64	3.639	37.76	3.105	17.716	6.554	0.146	95.40	2p
112091	-26.243	0.0	0.0	5.482	-42.24	5.510	20.48	5.252	16.545	5.528	0.031	62.72	2p
120991	-16.174	4.587	-39.08	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	19.094	3.724	0.0	0.0	1p
124367	-39.113	0.0	0.0	5.960	-49.55	5.980	42.56	5.565	28.992	6.992	0.07	92.11	2p
148184	-42.838	11.00	-36.11	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	26.598	3.308	0.0	0.0	1p as.
157042	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-
158427	-33.748	0.0	0.0	4.694	-39.63	4.477	84.84	4.189	33.327	8.535	0.121	124.47	2p
164284	-44.22	0.0	0.0	7.091	-46.67	7.036	38.86	6.604	22.560	6.658	0.07	85.53	2p as.

Tabla 2.24: H α

HD	E [Å]	I _c	VR _c [km/s]	I _a	VR _a [km/s]	I _r	VR _r [km/s]	I _{DC}	Δ ₁ [Å]	Δ _{1/2} [Å]	E _{DC} [Å]	Δ _p [km/s]	perfil
41335	-2.901	0.0	0.0	1.540	-25.61	1.502	195.50	1.237	12.232	6.093	0.294	221.11	2p
48917	-2.091	0.0	0.0	1.423	-61.34	1.407	127.00	1.258	10.588	5.135	0.165	188.34	2p
50013	-3.325	0.0	0.0	1.629	-45.60	1.625	117.13	1.511	14.035	4.974	0.101	162.73	2p
56139	-1.008	0.0	0.0	1.359	23.82	1.363	69.69	1.347	5.190	2.720	0.004	45.87	2p
58978	-0.956	0.0	0.0	1.158	-118.22	1.157	213.31	1.000	12.540	7.748	0.299	331.53	2p
63462	-1.778	0.0	0.0	1.270	-106.68	1.220	142.36	1.190	12.693	7.382	0.094	249.04	2p
88661	-3.084	0.0	0.0	1.719	-46.17	1.554	98.58	1.414	13.543	4.530	0.170	144.75	2p
91465	-3.046	0.0	0.0	1.568	-75.12	1.461	83.66	1.353	17.734	5.579	0.140	158.78	2p
105435	-3.486	0.0	0.0	1.934	-38.14	1.715	79.77	1.592	11.834	4.060	0.117	117.91	2p
110335	-1.770	0.0	0.0	1.398	-97.23	1.392	78.79	1.124	10.131	5.092	0.247	176.02	2p
112091	-1.984	0.0	0.0	1.418	-71.29	1.417	63.86	1.302	9.291	4.699	0.087	135.15	2p
120991	-2.204	2.147	-40.73	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	5.570	1.755	0.0	0.0	1p as.
124367	-3.404	0.0	0.0	1.547	-110.70	1.571	98.27	1.347	14.419	5.654	0.192	208.97	2p
148184	-4.912	2.981	-38.32	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	10.470	2.160	0.0	0.0	1p as.
157042	-2.203	0.0	0.0	1.283	-110.01	1.443	110.12	1.202	12.992	6.335	0.256	220.13	2p
158427	-2.798	0.0	0.0	1.492	-70.68	1.429	121.52	1.303	13.367	6.123	0.177	192.22	2p
164284	-3.704	0.0	0.0	1.681	-71.71	1.769	81.52	1.480	11.986	5.191	0.184	153.23	2p

Tabla 2.25: H β

HD	E [Å]	I _c	VR _c [km/s]	I _a	VR _a [km/s]	I _r	VR _r [km/s]	I _{DC}	Δ ₁ [Å]	Δ _{1/2} [Å]	E _{DC} [Å]	Δ _p [km/s]	perfil
41335	-0.623	0.0	0.0	1.138	-25.85	1.152	196.85	1.006	9.950	5.484	0.181	222.70	2p
48917	-0.366	0.0	0.0	1.122	-73.06	1.092	143.97	1.000	9.492	4.385	0.163	217.03	2o3p
50013	-0.704	0.0	0.0	1.177	-54.74	1.182	112.11	1.093	6.225	4.449	0.099	166.85	2p
56139	-0.280	0.0	0.0	1.114	11.61	1.112	67.18	1.098	4.180	2.417	0.005	55.57	2p
58978	-0.457	0.0	0.0	1.094	-91.19	1.085	221.15	0.989	8.838	6.815	0.202	312.34	2p
63462	-0.597	0.0	0.0	1.112	-117.20	1.082	169.17	1.053	11.276	7.252	0.089	286.37	2p
88661	-0.687	0.0	0.0	1.195	-50.53	1.168	113.38	1.075	9.156	4.112	0.127	163.91	2p
91465	-0.585	0.0	0.0	1.152	-82.76	1.107	97.29	1.066	9.598	4.717	0.082	180.05	2p
105435	-0.753	0.0	0.0	1.243	-42.03	1.187	97.76	1.122	6.790	3.766	0.080	139.79	2p
110335	-0.497	0.0	0.0	1.142	-106.44	1.131	88.06	1.013	7.559	4.674	0.143	194.50	2p
112091	-0.201	0.0	0.0	1.069	-99.63	1.061	87.62	1.000	5.696	4.104	0.073	187.25	2p
120991	-0.872	1.520	-36.15	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	3.962	1.594	0.0	0.0	1p
124367	-0.384	0.0	0.0	1.095	-107.86	1.097	97.01	1.007	8.096	4.794	0.115	204.87	2p
148184	-1.619	0.0	0.0	1.694	-50.32	1.639	-16.93	1.642	6.443	2.232	0.0	33.39	2p
157042	-0.365	0.0	0.0	1.085	-146.60	1.114	123.12	1.000	8.037	5.646	0.186	269.72	2p
158427	-0.307	0.0	0.0	1.086	-87.94	1.069	135.27	0.998	7.341	5.204	0.121	223.21	2p
164284	-0.772	0.0	0.0	1.172	-79.35	1.216	95.52	1.087	7.522	4.504	0.121	262.0	2p

Tabla 2.26: H γ

HD	E [Å]	I _c	VR _c [km/s]	I _a	VR _a [km/s]	I _r	VR _r [km/s]	I _{DC}	Δ ₁ [Å]	Δ _{1/2} [Å]	E _{DC} [Å]	Δ _p [km/s]	perfil
41335	-0.286	0.0	0.0	1.063	-41.39	1.074	210.06	0.978	8.495	0.0	0.124	251.45	2p
48917	-0.364	0.0	0.0	1.109	-92.67	1.055	152.06	1.038	9.403	5.522	0.167	244.73	2o3p
50013	-0.259	0.0	0.0	1.098	-74.02	1.059	123.83	1.012	6.527	4.333	0.084	197.85	2p
56139	-0.113	0.0	0.0	1.048	0.80	1.048	85.35	1.031	3.924	2.412	0.009	84.85	2p
58978	-0.232	0.0	0.0	1.043	-85.45	1.050	222.25	0.999	7.656	6.694	0.082	307.70	2p
63462	-0.320	0.0	0.0	1.086	-127.02	1.039	231.89	1.007	10.014	7.128	0.123	358.91	2p
88661	-0.265	0.0	0.0	1.067	-68.33	1.080	127.06	1.004	8.188	4.276	0.088	195.39	2p
91465	-0.085	0.0	0.0	1.052	-90.94	1.011	109.96	1.000	5.208	0.0	0.046	200.90	2p
105435	-0.255	0.0	0.0	1.090	-50.77	1.070	104.99	1.021	6.262	3.775	0.064	155.76	2p
110335	-0.299	0.0	0.0	1.076	-115.17	1.070	94.28	0.996	8.646	5.156	0.099	209.45	2p
112091	-0.155	0.0	0.0	1.050	-115.39	1.039	88.76	1.002	6.299	4.868	0.054	204.15	2p
120991	-0.539	1.310	-38.18	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	3.595	1.656	0.0	0.0	1p
124367	-0.096	0.0	0.0	1.037	-110.70	1.030	98.27	1.000	5.926	4.339	0.051	208.97	2p
148184	-0.953	0.0	0.0	1.379	-58.29	1.339	-13.75	1.337	6.579	2.337	0.0	44.54	2p
157042	-0.261	0.0	0.0	1.070	-146.79	1.062	126.70	1.010	7.586	5.456	0.097	273.49	2p
158427	-0.165	0.0	0.0	1.050	-91.82	1.040	147.01	1.003	7.702	4.966	0.064	238.83	2p
164284	-0.207	0.0	0.0	1.054	-93.25	1.061	113.80	1.000	6.900	4.424	0.079	207.0	2p

Tabla 2.27: H δ

Capítulo 3

El método SAC

En el presente capítulo describiremos la teoría básica del método SAC (“Self Absorption Curve” o curva de autoabsorción) desarrollado por Friedjung & Muratorio (1987) y los resultados de su aplicación a las líneas de Fe II en emisión presentes en nuestros espectros.

3.1. Introducción

El espectro ultravioleta y óptico de una gran variedad de objetos astrofísicos (estrellas Be, B[e], LBV, objetos de pre-secuencia, simbióticas, nebulosas planetarias, quasars, etc.) está comúnmente dominado por líneas de Fe II en absorción y emisión formadas fuera de ETL (*equilibrio termodinámico local*). Estas líneas constituyen una fuente de información valiosa sobre las condiciones físicas imperantes en la región donde se forman.

Una manera posible de extraer dicha información es a través del modelado teórico del Fe II fuera de ETL. Joly (1981) y Wills, Netzer & Wills (1985) desarrollaron modelos de transporte radiativo para una nube de gas plano paralela, dividida en 200 capas en profundidad óptica, y un átomo de Fe II de 70 y 14 niveles, respectivamente, con el fin de interpretar el espectro de Fe II de los quasars. En nuestro grupo de trabajo, se ha modelado el Fe II resolviendo la ecuación de transporte radiativo para un modelo de atmósfera con simetría esférica, un viento con una ley de velocidades monótonamente creciente (o decreciente), fuera de equilibrio termodinámico local y considerando 14 niveles (Brusasco 2004). Este modelo no logra predecir líneas de Fe II en emisión para estrellas B más tempranas que B5, lo cual no está de acuerdo con las observaciones. Estos resultados indican que se deben incluir otros mecanismos, además del viento, que contribuyan a generar condiciones físicas adecuadas bajo las cuales se produzcan las líneas en emisión de Fe II en las envolturas de estrellas Be tempranas.

Dadas las dificultades que implica el modelado teórico del Fe II, consideramos útil el desarrollo o uso de modelos semiempíricos (tales como los de Friedjung & Muratorio 1987 y Cidale & Ringuélet 1989) que permitan determinar las condiciones físicas en las zonas de formación de las líneas de Fe II u otros iones complejos a partir del análisis de sus perfiles. Cidale & Ringuélet (1989) desarrollaron un modelo semiempírico para analizar las líneas de Fe II en absorción, que permitió derivar

temperatura, densidad y radio de la región de formación en HD142983 y también contribuyó a delinear la estructura de la envoltura de V923 Aql (Arias et al. 2004). Wellman (1951) desarrolló un método de análisis de las líneas en emisión similar al de la curva de crecimiento y lo aplicó al estudio de las emisiones de He e H en el espectro de la estrella Be γ Cas. Más tarde Viotti (1970), con un método similar estudió las líneas en emisión de H, He I, Fe II y [Fe II], en el espectro de la estrella superluminosa η Car. Un formalismo algo diferente fue usado por Friedjung & Malakapur (1971) en su estudio de las componentes angostas de Fe II en emisión en el espectro de la nova HR Del 1967 y luego aplicado por Friedjung y colaboradores al estudio de otros objetos. Finalmente, Muratorio (1985) y Friedjung y Muratorio (1987) definieron la fórmula básica del Método SAC, que se describirá en la sección siguiente y que es considerablemente más potente que el método de la curva de crecimiento para líneas en emisión. Este método permite derivar poblaciones de los niveles de las líneas estudiadas, temperatura de excitación, densidad y radio de la región de formación de las líneas. El método SAC ya ha sido aplicado al estudio de diversos objetos astronómicos con buenos resultados (Muratorio & Friedjung 1988, Muratorio et al. 1992, Muratorio et al. 2002, van den Acker et al. 2004).

3.2. La curva SAC

El método SAC es un método de análisis de las líneas en emisión mediante el cual se puede obtener información física sobre la región emisora tal como temperatura, profundidad óptica y distancia a la estrella central. En esta curva, se toma una función del flujo emitido en la línea para distintas transiciones de un multiplete dado, de tal manera que resulta constante para un medio uniforme y ópticamente delgado. Para un ensanchamiento Doppler puro el flujo es proporcional a $gf\lambda^{-3}$ y la profundidad óptica a $gf\lambda$. Se toma entonces $\log(F_\lambda W_\lambda \lambda^3 / gf)$ como la ordenada y $\log gf\lambda$ como la abscisa de la curva SAC, donde F_λ es el flujo del continuo local por unidad de longitud de onda y W_λ el ancho equivalente de la línea. Planteando distintas hipótesis físicas concernientes a la geometría y la excitación de la línea (capa plana finita uniforme, vientos con excitación colisional o radiativa, vientos confinados a un disco o, cuando no están confinados, de velocidad constante o acelerada, alta o baja comparada con la de turbulencia.), es posible obtener distintas expresiones para F_λ y, por tanto, calcular distintas curvas SAC teóricas. Por otra parte, se pueden construir gráficos, a partir de las observaciones, de $\log(F_\lambda W_\lambda \lambda^3 / gf)$ en función de $\log gf\lambda$ para líneas de distintos multipletes de un elemento dado. Cuando se comparan entre sí gráficos de distintos multipletes y con curvas SAC teóricas apropiadas, es posible derivar una temperatura de excitación característica, tamaño y densidad de la región emisora de la línea.

Además, las curvas SAC construidas para las transiciones de la región óptica junto con las curvas de crecimiento para las líneas de absorción, tanto para vientos de alta como de baja velocidad, pueden ser usadas para realizar síntesis espectral con el objeto de interpretar los espectros de baja resolución en la poblada región ultravioleta.

A pesar de las simples suposiciones en las que se basa, este método permite concluir que para algunas estrellas la absorción y la emisión no comparten la misma región de formación, indicando la presencia de una envoltura extendida.

3.2.1. La curva SAC teórica

Derivaremos ahora las curvas SAC teóricas para algunos casos elementales, con el fin de ilustrar el método.

▪ Capa plana uniforme ópticamente delgada

Supongamos que las líneas se forman en una capa plana finita y uniforme de área πR_0^2 perpendicular a la visual. El flujo por unidad de longitud de onda para una transición de un nivel superior u a un nivel inferior l debido a un incremento de profundidad óptica $d\tau$, recibido a una distancia d grande, puede expresarse como:

$$d\mathcal{F}_\lambda = (R_0/d)^2 (2\pi hc^2/\lambda^5) d\tau / (\exp(1,44/\lambda T) - 1) \quad (3.1)$$

donde T es la temperatura de excitación definida como:

$$\exp(-(E_u - E_l/kT)) = \exp(-1,44/\lambda T) = \Phi_u/\Phi_l \quad (3.2)$$

donde E_u y E_l , son las energías de los niveles y Φ_u y Φ_l las poblaciones divididas por los pesos estadísticos, del nivel superior e inferior de la transición respectivamente.

Supongamos una línea con un perfil rectangular con ancho σ en unidades de velocidad. Definimos luego una cantidad Φ_0 como la integral en la línea de la visual de la población del nivel superior n_u dividido por su peso estadístico g_u y por σ

$$\Phi_0 = (1/\sigma) \int_z (n_u/g_u) dz \quad (3.3)$$

Si consideramos ahora la profundidad óptica para dicho perfil rectangular:

$$\tau_0 = \int_z \alpha_\lambda n_l dz \quad (3.4)$$

donde α es el coeficiente de absorción en cm^{-3} y n_l el número de átomos por cm^3 del nivel inferior, resulta:

$$\alpha_\lambda = \pi e^2 f \lambda_0 / mc \sigma = kf \lambda_0 / \sigma \quad (3.5)$$

$$d\tau = \alpha_\lambda n_l (1 - n_u g_l / n_l g_u) \quad (3.6)$$

donde $k=0.02654 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ y $(1 - n_u g_l / n_l g_u)$ es la corrección por emisión estimulada.

Si suponemos $(n_u g_l / n_l g_u) \ll 1$ (es decir, despreciamos la emisión estimulada) resulta:

$$\tau_0 = kf \lambda_0 g_l \left(\frac{1}{\sigma}\right) \int_z (n_l/g_l) dz \quad (3.7)$$

Que puede también expresarse como:

$$\log \tau_0 = \log(g_l f \lambda_0) + \log\left(\int_z (n_l/g_l) dz\right) + \log(k/\sigma) \quad (3.8)$$

Suponemos que T es constante para una capa plana uniforme. Entonces si, $\exp(1,44/\lambda T) \gg 1$ podemos escribir:

$$1/[\exp(1,44/\lambda T) - 1] \approx \exp(-1,44/\lambda T) = \Phi_u/\Phi_l = k\lambda_0 f g_l (\Phi_0/\tau_0) \quad (3.9)$$

Si F_λ es el flujo del continuo por unidad de longitud de onda, el flujo integrado de la línea será, considerando las suposiciones anteriores:

$$F = F_\lambda W_\lambda = (R_0/d)^2 (2\pi h c^2/\lambda^4) \sigma k g_l f \lambda_0 \Phi_0 \quad (3.10)$$

dónde $W_\lambda = \lambda_0 \sigma/c$ es el ancho del perfil en longitud de onda.

Este puede expresarse como:

$$\log(F_\lambda W_\lambda \lambda^3/gf) = \log(2k\pi h c \sigma R_0^2/d^2) + \log(\Phi_0) \quad (3.11)$$

Esta expresión, que resulta independiente de la profundidad óptica, define la curva SAC para un medio uniforme ópticamente delgado como una línea horizontal. La cantidad $\log(F_\lambda W_\lambda \lambda^3/gf)$, que es la ordenada o coordenada Y de la curva SAC es una función que no depende de τ .

En la práctica, esto se aplicaría solamente a líneas prohibidas, que pueden ser normalmente consideradas como ópticamente delgadas, dado que el medio en el cual se producen esta muy diluído.

■ Capa plana uniforme ópticamente gruesa

Si el medio no está diluído, como en el caso de las líneas prohibidas, deberá tenerse en cuenta la absorción de los átomos a lo largo de la visual. Para ello se introduce un factor $e^{-\tau}$ en la ecuación (3.1). Suponiendo nuevamente un perfil rectangular, se obtiene:

$$\log(F_\lambda W_\lambda \lambda^3/gf) = \log(2k\pi h c \sigma R_0^2/d^2) + \log(\Phi_0) + \log(1 - e^{-\tau_0}/\tau_0) \quad (3.12)$$

La curva SAC así definida, a diferencia de la curva de crecimiento clásica, es horizontal para τ_0 mucho menor que 1 y tiende a una recta a -45 grados a medida que la profundidad óptica crece.

■ Otros casos

En base lo visto hasta ahora, podemos definir una expresión general de la curva SAC para una forma cualquiera del perfil de la línea, donde:

$$\Phi_c = (1/V_c) \int_z (n_u/g_u) dz \quad (3.13)$$

es la integral a lo largo de la visual de la población del nivel superior dividido g_u y normalizada por V_c .

$$\log(F_\lambda W_\lambda \lambda^3 / gf) = \log(2k\pi hc V_c R_c^2 / d^2) + \log(\Phi_c) + Q(\tau_c) \quad (3.14)$$

donde R_c , V_c y τ_c son valores característicos del radio, la velocidad y la profundidad óptica. $Q(\tau_c)$ es una función que describe la dependencia de la curva SAC con la opacidad de la línea.

Se pueden obtener distintas expresiones para $Q(\tau_c)$, proponiendo diferentes hipótesis geométricas y físicas.

■ Medio uniforme ópticamente grueso para un perfil gaussiano

Suponiendo un perfil gaussiano en del tipo:

$$\tau = \tau_c \exp(-v^2) \quad (3.15)$$

donde τ_c es la profundidad óptica en el centro de la línea y $v = (\lambda - \lambda_0)c / \lambda_0 V_c$, la función $Q(\tau_c)$ resulta:

$$Q_G(\tau_c) = \log \int_{-\infty}^{\infty} (1 - e^{-\tau_c e^{-v^2}}) / \tau_c dv \quad (3.16)$$

Para $\tau_c \ll 1$ $Q_G = 0$ y la ecuación (3.16) se hace igual a la ecuación (3.11), que corresponde al caso ópticamente delgado.

Pero si, $\tau_c \simeq 10^2$ entonces $Q_G = -0,89 \log(\tau_c) + 0,41$ que difiere de la expresión (3.12), que corresponde a un medio ópticamente grueso pero a un perfil rectangular. Se observa entonces que la forma de la curva SAC depende del perfil elegido.

Es posible calcular curvas SAC teóricas proponiendo otras hipótesis físicas como la presencia de vientos de baja o alta velocidad (Friedjung y Muratorio 1987). Para ello es necesario conocer las poblaciones relativas de los niveles predichas por alguna teoría. En general la expresión analítica de la curva SAC puede resultar algo complicada y en algunos casos sólo es posible calcularla con métodos numéricos.

3.2.2. La curva SAC observacional

Considerando las expresiones (8) y (12), podemos definir un espacio [X,Y] dado por:

$$X = \log(g_l f \lambda_0) = \log(\tau_0) - \log \int_z (n_l / g_l) dz - \log(k / \sigma) \quad (3.17)$$

$$\begin{aligned} Y &= \log(F_\lambda W_\lambda \lambda^3 / gf) \\ &= Q(\tau) + \log \int_z (n_u / g_u) dz - \log(g_l f \lambda_0) + \log(\sigma) + \log(R_c^2 / \tilde{R}_* + \log(2\pi hc) \end{aligned} \quad (3.18)$$

donde F_λ es el flujo de la línea, g_l y g_u son los pesos estadísticos del nivel inferior y superior respectivamente, f_{lu} es la intensidad de oscilador, N_u y N_l son las densidades de columna del nivel superior e inferior respectivamente, σ es el semiancho Doppler de la línea y (R_c/R_*) es la dimensión de la región emisora en unidades del radio de la estrella.

Si tomamos líneas correspondientes a un mismo multiplete, la coordenada X describiría la profundidad óptica de la línea y la coordenada Y el efecto de la autoabsorción sobre el flujo de la línea por medio de la función $Q(\tau)$, ya que los otros términos de ambas expresiones serían constantes o casi constantes (por corresponder a líneas del mismo multiplete).

Comparando la curva SAC teórica $Q(\tau)$ con la curva SAC observacional $[X,Y]$, es posible obtener información de la región donde se forman las líneas estudiadas, de la forma que se detallará en la sección siguiente.

3.3. Aplicación del método SAC

3.3.1. Pendiente de la curva y τ_o

En las Fig. 3.1, Fig. 3.2 y Fig. 3.3 se muestran las curvas SAC para las líneas en emisión de distintos multipletes de Fe II producidas en las envolturas circunestelares algunos de los objetos analizados. Se muestra además un ajuste lineal de los puntos graficados en cada caso. Una manera de estimar un valor global de la opacidad τ de la región de formación de las líneas es comparar la pendiente de la curva SAC teórica con la curva SAC experimental. De la expresión (3.1) obtenemos:

$$\partial Y / \partial X = \partial Q(\tau) / \partial \log \tau \quad (3.19)$$

Para el caso en el que $Q(\tau) = (1 - e^{-\tau})/\tau$ resulta:

$$\partial Y / \partial X = [\tau / (1 - e^{-\tau})] - 1 \quad (3.20)$$

Resolviendo esta última ecuación para τ se puede encontrar un valor de la profundidad óptica representativo de la región de formación.

Con los valores de las pendientes para cada objeto, se calcularon los valores de τ que figuran en la Tabla 3.1. Se observa que todos los valores de τ son > 1 , lo cual indica que envoltura es ópticamente gruesa para las transiciones de Fe II en estas estrellas.

3.3.2. Temperatura de excitación de la región emisora

A partir de las expresiones (3.17) y (3.18), se puede deducir que desplazando en X y en Y las curvas SAC de distintos multipletes con diferentes términos superiores e inferiores obtenemos en forma independiente las poblaciones de dichos términos. Esto nos permite obtener una estimación de la temperatura de excitación en la región de formación de las líneas en el caso de que las poblaciones no estén demasiado apartadas de una distribución de Boltzmann. Sin embargo, cuando la temperatura de excitación de las transiciones estudiadas es grande, dado que los

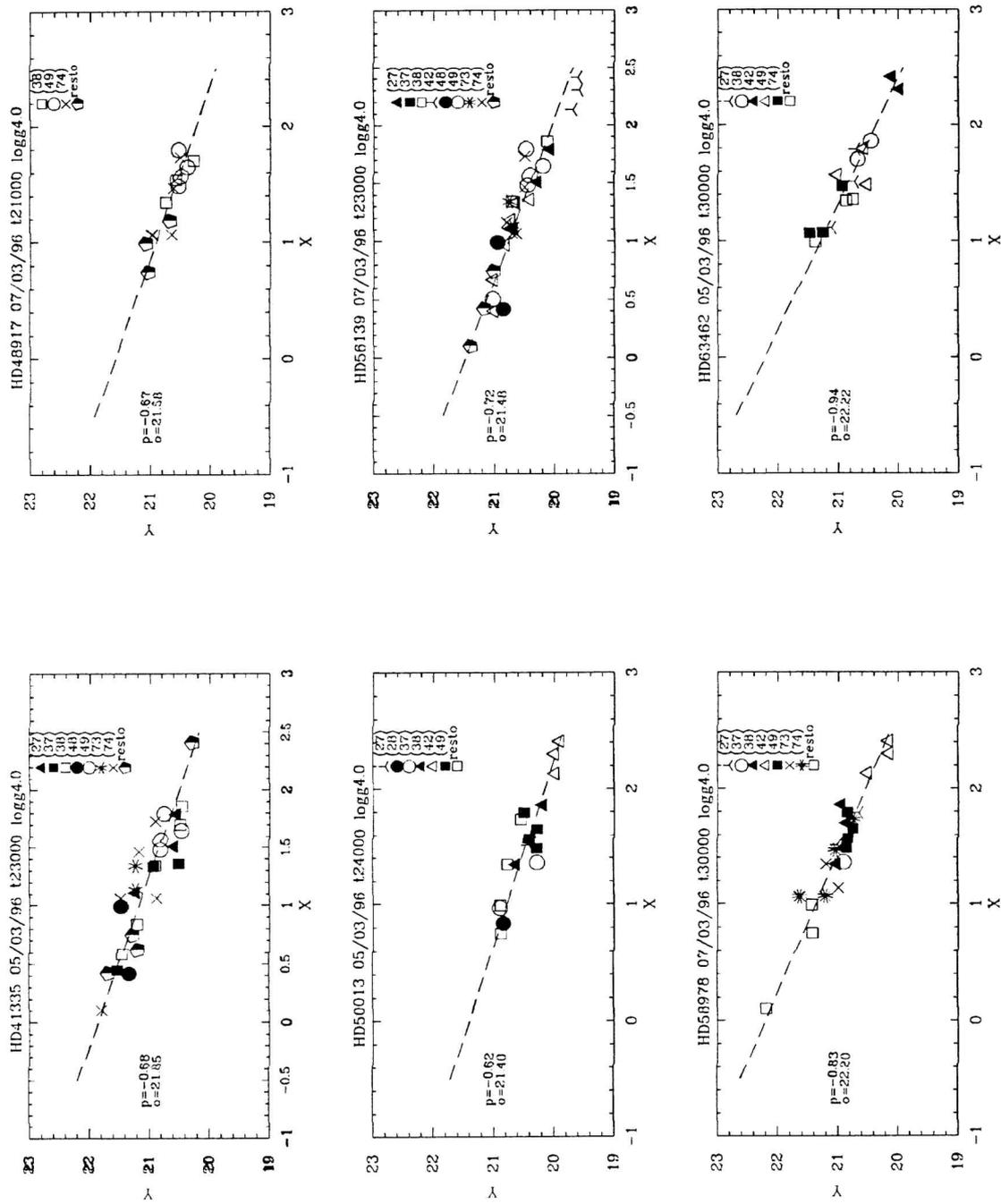


Figura 3.1: Curvas SAC observacionales

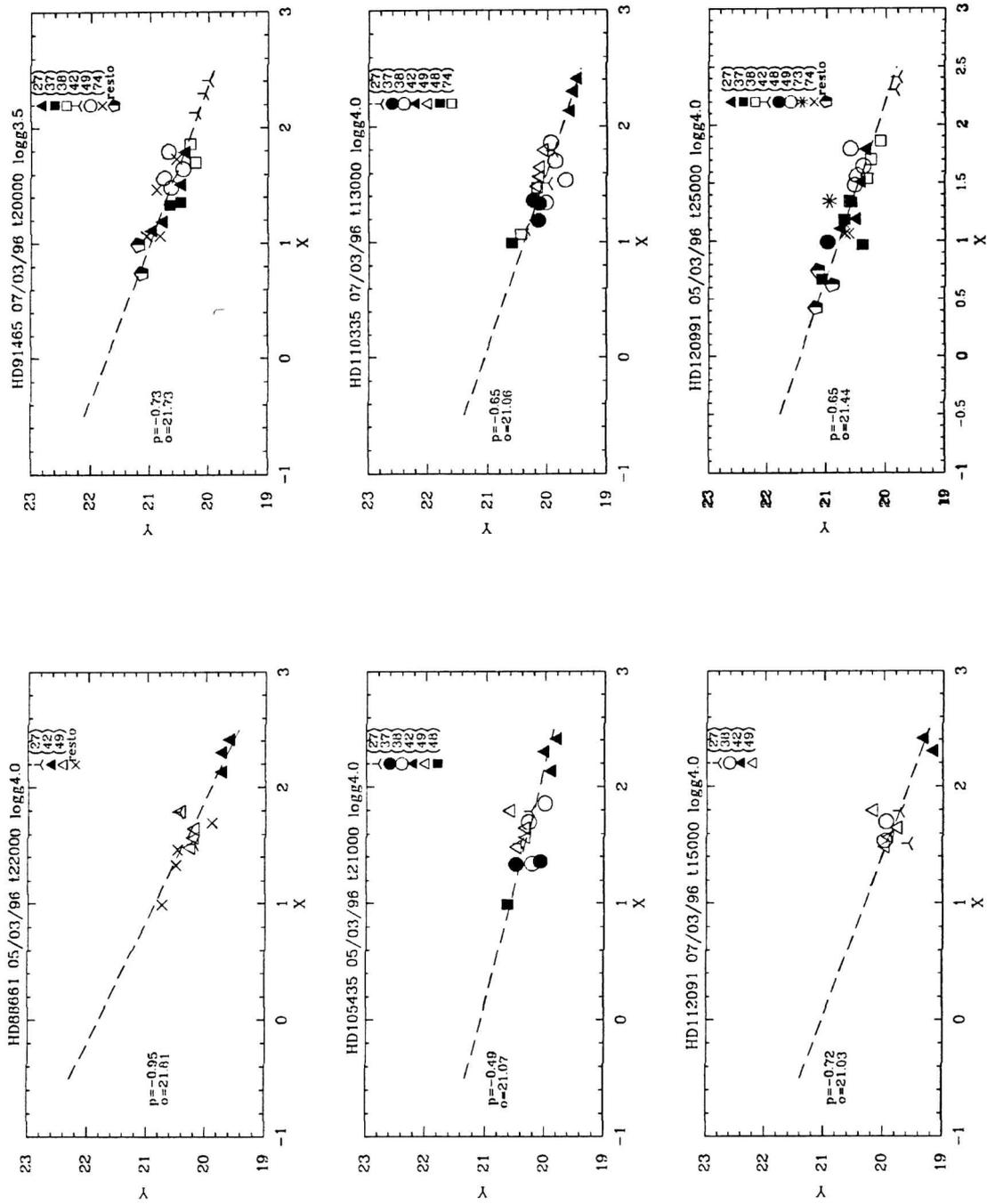


Figura 3.2: Curvas SAC observacionales

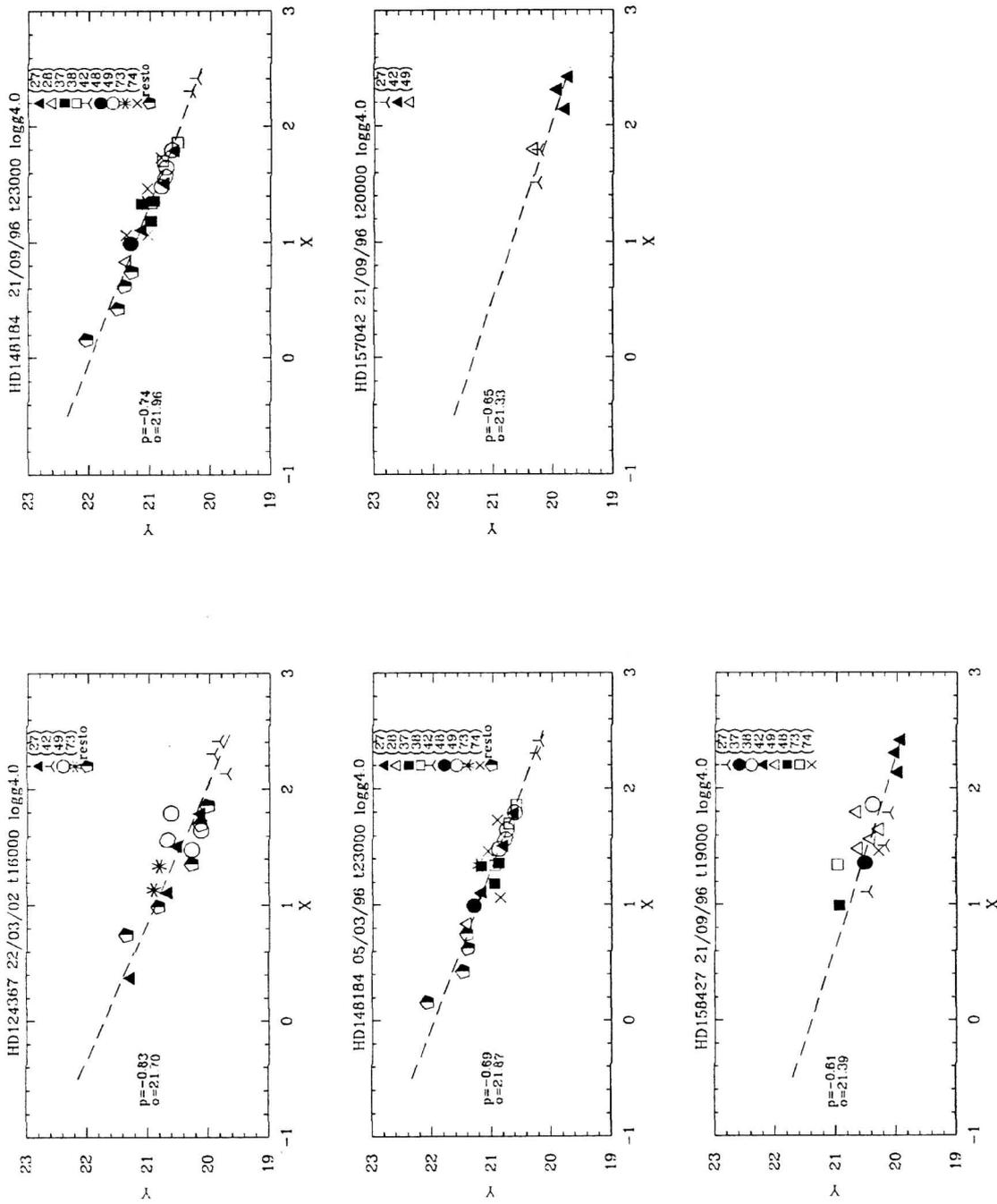


Figura 3.3: Curvas SAC observacionales

desplazamientos relativos están dados por:

$|\Delta(X, Y)| = (\chi - \chi_o)5040/T_{\text{ex}}$ (χ = potencial del término estudiado, χ_o = potencial del término de referencia), estos pueden ser del orden de la precisión de los valores de X e Y impuesta por las incertezas de las medidas. En esos casos los desplazamientos son inciertos o irrealizables. Como lo sugieren la Fig. 3.1, Fig. 3.2 y Fig. 3.3, es precisamente la situación que nos incumbe. Esto se explica por la elevada temperatura de la mayoría de las estrellas estudiadas, $T_{\text{eff}} = 20000-24000$ K, y porque la zona de formación de las líneas de Fe II puede no estar lejos de la estrella central. Para obtener una estimación de la temperatura de excitación T_{ex} hemos proseguido como sigue. De (3.17) y (3.18) se han definido las cantidades:

$$U = X + Y - \log(1 - e^{-\tau}) \quad (3.21)$$

$$\tau = \tau_o 10^{-\frac{5040}{T_{\text{ex}}(\chi - \chi_o)}} 10^{(X - X_o)}$$

donde, X y X_o ($X_o = \bar{X}$) son las abscisas de los multipletes estudiados y el de referencia. Los valores adoptados de τ_o y X_o para cada caso se muestran en la Tabla 3.1. El χ_o corresponde al promedio del multiplete que mejor aproxima el valor de $X_o = \bar{X}$. Sabiendo que los términos aditivos a U determinan un valor que es una constante para todo el sistema de líneas estudiadas, la pendiente de la recta U en función de $(\chi - \chi_o)$ determina el valor de $5040/T_{\text{ex}}$. Dado que T_{ex} aparece en U por intermedio de τ , se determina por iteración. La iteración comienza con el valor extremo de T_{ex} , tal como se calcula de la relación (3.22) más abajo al imponer $R/R_* = 1$. En la Tabla 3.1 se muestran los valores calculados de T_{ex} para cada estrella.

3.3.3. Velocidad característica en la zona formación de las líneas

Como se verá en la sección que sigue, la determinación de la extensión de la zona de formación requiere que se conozca el ancho Doppler tipo de las líneas o la velocidad característica de la zona de formación, σ . Hemos considerado este valor como el promedio, para todas las líneas de Fe II de cada espectro, del semiancho a mitad de intensidad ($\Delta_{1/2}$). Los valores medidos se muestran en la sección 2.5. Los valores promedio para cada objeto se muestran en la Tabla 3.1.

3.3.4. Extensión de la región de formación de las líneas

- De la relación (3.17), podemos obtener:

$$\left(\frac{R_c}{R_*}\right)^2 = \frac{1}{2\pi hc} \left[\frac{10^{-Q(\tau)}}{\tau}\right] \times \frac{F_c W_\lambda \lambda^4}{\sigma} \times e^{1.44/\lambda T_{\text{ex}}} \quad (3.22)$$

donde τ es la profundidad óptica del nivel inferior para una línea de λ dada cuyo ancho equivalente es W_λ , F_c es el flujo del continuo local obtenido a partir

de los modelos de Kurucz y T_{ex} es la temperatura de excitación.

Con los valores de τ_o , v_c , T_r y $F_c W_\lambda \lambda^4$ determinados por $Y(X_o) + X_o$ a partir de la curva SAC experimental, donde λ es la longitud de onda promedio del multiplete que mejor aproxima X_o , podemos calcular un valor estimativo de (R_c/R_*) .

■ Perfiles de Fe II

Como ya se ha mostrado, muchos de los perfiles de Fe II estudiados muestran una estructura de dos picos relativamente simétrica, con una depresión central. Para este tipo de perfiles, es posible estimar el radio de la región emisora a partir de la separación observada de los picos usando de la relación dada por Huang (1972):

$$\Delta V_p = 2V \text{ seni } r_{Fe}^{-j} \quad (3.23)$$

donde $j=0.5$ para un campo de movimiento kepleriano y $j=1$ para un campo de velocidades con conservación del momento angular.

Hay que tener en cuenta, sin embargo, que los valores estimados a partir de esta expresión corresponderían al caso de un medio ópticamente delgado. Veremos en la próxima sección que las curvas SAC muestran que la profundidad óptica de envoltura puede ser elevada y por tanto los radios derivados a partir de la expresión (3.23) podrían no ser valores correctos. En la Tabla 3.2 se muestran los valores obtenidos de (R_c/R_*) para $j=1$ y $j=0.5$.

3.4. Resultados y comentarios

En la tabla 3.1 se resume la información obtenida sobre las regiones de emisión de las líneas de Fe II de las estrellas Be estudiadas a partir de la aplicación del método SAC. Allí se listan además el tipo espectral, la temperatura efectiva y el log g de las estrellas centrales.

Mediante la construcción de las curvas SAC para las líneas en emisión observadas en los espectros de cada objeto, hemos determinado en primer lugar, la pendiente de esta curva. Es interesante destacar que, para muchos de los objetos estudiados, esta pendiente tiene un valor del orden de -0.7 sobre un vasto dominio de valores de $\log(\lambda g f)$. Esto podría estar indicando que la estructura del medio estudiado es irregular, dado que la densidad de columna de átomos para los distintos multipletes no puede ser la misma.

Con los valores de las pendientes hemos obtenido además la profundidad óptica media, τ_o , representativa de la región emisora. Se observa que todos los valores de τ_o resultan mayores que la unidad, indicando que las líneas de Fe II son ópticamente gruesas, contrariamente a lo que suponen muchos autores (Huang 1972, Hanuschik 1986). Vemos que los valores de τ_o son mayores que uno, aún para aquellas estrellas que poseen valores de la inclinación pequeños o son vistas casi de polo

(HD56139, HD120991 y HD148184). Este resultado estaría indicando que las capas de la envoltura próximas a la estrella central deben tener un espesor perpendicular al ecuador suficiente para producir tales profundidades ópticas. Esto sugiere que la envoltura no puede tener la estructura de disco delgado en regiones cercanas a la estrella.

Por otra parte hemos podido determinar la localización aproximada de la región emisora de las líneas de Fe II. Nuestros resultados indican que esta región se encuentra, en general, muy cercana a la estrella central. La mayoría de los valores de $(R_c/R_*)_{sac}$ obtenidos a partir del método SAC están comprendidos entre 1.01 y 2.0, aunque para un par de objetos es algo mayor. Comparando estos resultados con los que se pueden deducir a partir de la expresión de Huang (1972), observamos que para muchos objetos, los valores $(R_c/R_*)_H$ estimados usando la separación de los picos resultan sistemáticamente mayores (si $j=0.5$) o algo mayores (si $j=1$) que los valores obtenidos mediante el método SAC. Esta diferencia puede deberse a que la relación de Huang, aplicable a un medio ópticamente delgado, esté sobrestimando los radios. Además podemos decir que la separación de los picos, aunque pueda ser parcialmente influenciada por el campo de velocidades, depende fuertemente de la opacidad del medio (Cidale & Ringuelet 1989).

A través del análisis de las líneas de Fe II también hemos determinado un valor para la temperatura de excitación de la región emisora. Estas temperaturas van desde 4300K a 13300 K, dependiendo del objeto. Es necesario mencionar aquí dos cuestiones relacionadas con la temperatura. En primer lugar, hemos visto que como las curvas SAC de los distintos multipletes estaban muy próximas entre sí, no fue posible aprovechar la completa potencialidad del método para calcular, a través de los desplazamientos de las curvas, la temperatura que gobierna las poblaciones. Por esta razón fue necesario recurrir a una determinación menos precisa. Tampoco contamos con líneas prohibidas (ópticamente delgadas) que permitan ajustar la parte horizontal de la curva SAC. Por otra parte el desarrollo propuesto por método SAC presenta una interpretación de la temperatura ambigua. En este desarrollo se adopta la aproximación de tomar una única temperatura, llamada T en las ecuaciones, que representa tanto a la función fuente de la línea (función de Planck en la expresión 3.1) como a la temperatura que controla la población de los niveles atómicos (expresión 3.9). Aunque en el método SAC estas temperaturas son una sola, esto puede no ser cierto en todos los casos. Si consideramos una temperatura de excitación T_e dada para la función fuente, la temperatura que domina las poblaciones, T_p , podría ser similar a T_e en el caso de un comportamiento colisional, pero también podría estar influenciada por los efectos de no-ETL que afectan a las poblaciones. En este caso ambas temperaturas no coincidirían. Por esta razón y con el fin de darle una interpretación más clara a este tema, hemos decidido elaborar códigos simples para representar a la envoltura, en los cuales se introduce en una forma más explícita la función fuente de las líneas y se incorporan las incógnitas sobre T_e y/o T_p en la profundidad óptica τ_o del ajuste. En nuestros modelos la profundidad óptica de la región será uno de los parámetros de entrada, lo cual nos permitirá además analizar en que medida se ven afectados los perfiles con su variación.

Tabla 3.1: Parámetros de la región de formación de las líneas de Fe II estimados a partir de las curvas SAC

Objeto HD	Tipo Espectral	T_{ef} [K]	$\log g$	$\partial Y/\partial X$ (SAC)	τ_o	T_{ex} [K]	σ [km/s]	X_o	(R_e/R_*) (SAC)
41335	B2 V ne B1.5IIIne	23000	4.0	-0.68	1.97	7600	182	1.05	1.22
48917	B2IIIe B2Ve	21000	4.0	-0.67	1.92	4500	193	1.62	2.80
50013	B1.5IV-Vne	24000	4.0	-0.62	1.70	8800	153	1.51	1.01
56139	B2IV-Ve	23000	4.0	-0.72	2.17	7000	94	1.60	1.66
58978	B0IVpe	30000	4.0	-0.83	2.89	11600	245	1.63	–
63462	B0Vpe	30000	4.0	-0.94	4.28	13300	247	1.62	–
88661	B2IVpe	22000	4.0	-0.95	4.51	6000	216	1.33	1.31
91465	B4Vne B3IIIne	20000	3.5	-0.73	2.22	5500	207	1.62	1.71
105435	B2IVne	21000	4.0	-0.49	1.22	5900	169	1.63	1.90
110335	B4IVe	13000	4.0	-0.65	1.83	5400	196	1.29	1.31
112091	B5Vne	15000	4.0	-0.72	2.17	–	153	–	–
120991	B2IIIe	24000	4.0	-0.65	1.83	6500	63	1.62	1.81
124367	B4Vne	16000	4.0	-0.83	2.89	4300	226	1.78	4.25
148184	B2IVpe	23000	4.0	-0.69	2.01	12000	94	1.63	1.04
157042	B2Vle B2IIIne	20000	4.0	-0.65	1.83	–	301	–	–
158427	B2-3Vne	19000	4.0	-0.61	1.66	6000	225	1.62	1.19

Tabla 3.2: Valores máximos y mínimos de la distancia de la región de formación de las líneas de Fe II obtenidos con la expresión de Huang (1972)

Objeto HD	$V_{\text{sen}i}$ [km/s]	Δ_p [km/s]	$(R_e/R_*)_H$ $j=1.0$	$(R_e/R_*)_H$ $j=0.5$
41335	358	257	2.78	7.76
48917	205	268	1.53	2.34
50013	243	248	1.96	3.84
56139	84	117	1.44	2.07
58978	375	352	2.13	4.54
63462	435	354	2.45	6.02
88661	290	362	1.60	2.56
91465	266	280	1.96	3.82
105435	258	225	2.29	5.26
110335	250	218	2.29	5.26
112091	210	139	3.00	9.02
120991	70	76	1.82	3.39
124367	295	233	2.53	6.42
148184	144	88	3.27	10.70
157042	340	461	1.47	2.18
158427	290	245	2.36	5.57

Capítulo 4

Modelos de envolturas circunestelares

4.1. Introducción

Los cambios bruscos de la intensidad de la emisión en las líneas de Balmer acompañados por aumentos de brillo y variaciones de la polarización en el continuo visible (Guinan & Hayes 1984, Brown & Wood 1992, Hanuschik et al. 1993), así como también las curvas de luz obtenidas a partir de seguimientos fotométricos de estrellas Be (Cook et al. 1995, Hubert & Floquet 1998, Keller et al. 2003, Menickent et al. 2003), parecen confirmar que las eyecciones discretas de masa son el mecanismo preponderante que provee de materia al medio circunestelar. Los pocos modelos existentes de estos fenómenos (Brown & Wood 1992, Hanuschik et al. 1993, Hubert et al. 2000, Moujtahid et al. 1999) predicen que en cada evento de pérdida de masa discreta, la cantidad de masa eyectada es comparable a la cantidad de masa perdida por la estrella en un año en forma de viento estelar, del orden de $\dot{M} \sim 10^{-11}$ a $10^{-9} M_{\odot}/\text{año}$. Las eyecciones discretas se producen, dependiendo de los objetos y las épocas, de manera quasiperiódica o completamente irregular. Las escalas de tiempo oscilan de 50 a algo más de 100 días, cuando los eventos son de corta duración y de 1 a 4 años, para eventos de mayor duración. Cada estrella puede presentar eventos combinados. La superposición de fenómenos de corta y de larga duración con variaciones de brillo monótonas a grandes escalas de tiempo (años), que implican tanto aumentos como disminuciones de luz, no se pueden clasificar siguiendo esquemas precisos. El hecho de que las estrellas también pierdan masa en forma de viento, aunque éste sea fuertemente variable, hace que las envolturas circunestelares puedan tener la forma del flujo llamado “viento cargado”, que resulta del choque del viento con las eyecciones discretas y su consecuente erosión (Dyson & Hartquist 1992, Hartquist et al. 1994). Por esta razón, resulta poco probable que la envoltura circunestelar de una estrella Be pueda tener una forma regular y una distribución de masa que obedezca una ley bien definida con la distancia a la estrella central.

En contraste con los modelos de envolturas circunestelares de estrellas Be que proponen estructuras regidas o mantenidas esencialmente por la rotación estelar (Limber 1964, 1967, 1969, Marlborough 1969, Poeckert & Marlborough 1987a,b,

Waters 1986, Waters et al. 1987, Kastner & Mazzali 1989, Hummel & Dachs 1992, Hummel 1994, Hanuschik 1995, 1996, Wood et al. 1997, Poe & Friend 1986, Lee et al. 1991, Chen et al. 1992, Bjorkman & Cassinelli 1993, Owocki et al. 1996, Porter 1997, Stee & de Araújo 1994), pensamos que una estructura más apropiada y realista para las envolturas podría presentar una forma irregular semejante a la observada en el material eyectado por las novas y supernovas. Esta estructura, compuesta de nubes gaseosas y/o protuberancias gigantes se esquematiza en la Fig. 4.1.

Para describir y/o estudiar las emisiones producidas por una envoltura circunestelar irregular semejante a la mostrada en la Fig. 4.1, es necesario realizar algunas simplificaciones que hacen posible el tratamiento de los aspectos geométricos del problema. Algunas de estas simplificaciones son sugeridas por las observaciones espectroscópicas de las líneas de Fe II y conciernen principalmente al campo de velocidades. Así por ejemplo, la rotación Kepleriana necesaria para explicar una buena parte del ancho de las líneas, requiere que el movimiento sea relativamente plano, lo cual implica un cierto grado de achatamiento de la envoltura hacia el ecuador.

En cuanto a la representación geométrica global de una envoltura del tipo mostrado en la Fig. 4.1, podemos adoptar dos esquemas extremos diferentes. Estos esquemas dependen de dos factores principales: la geometría de la distribución del gas circunestelar propiamente dicha y la extensión de las zonas de excitación/ionización:

1. En cuanto a la geometría de la envoltura, ésta puede tener una forma global promedio anular. La zona que genera la emisión observada puede reducirse a una franja circunestelar delgada, debida tanto a una concentración del material eyectado como a condiciones de excitación/ionización favorables para producir una dada emisión. Viendo que los fenómenos radiativos son de naturaleza exponencial, es lícito pensar que las condiciones favorables para producir una cierta emisión están restringidas a una región limitada. Por esta razón, podría resultar interesante representar a la envoltura por un modelo en el que se supone que la zona emisora efectiva es en realidad sólo una franja o toro de materia circunestelar cuyo corte vertical tiene una forma cuadrilateral. Para representar los efectos del transporte de radiación que ocurren en el toro, éste se puede transformar en un anillo efectivo de altura H y de espesor despreciable con respecto a su radio R . La profundidad óptica de este anillo debe ser la misma que la profundidad óptica promedio del sistema gaseoso original. El anillo se puede suponer en rotación rígida en torno a la estrella central y afectado de un movimiento radial (expansión o contracción). La Fig. 4.1a muestra el caso de una región de forma anular. En la figura se han dibujado dos círculos concéntricos que delimitan el toro circunestelar emisor.
2. Una forma que se diferencia de la precedente es el modelo de disco, si así lo justifican tanto la geometría propiamente dicha y las condiciones de excitación/ionización sobre regiones extensas. Debido a los efectos de erosión provocados por el viento estelar, la zona emisora podría consistir en un disco de radio externo R y de espesor efectivo constante H . Además, el disco puede suponerse en rotación y afectado de un movimiento radial. Como consecuencia de la ecuación de continuidad la distribución radial de su densidad puede adoptar una forma de ley de potencias del radio. En cuanto a su estructura

vertical ésta debe obedecer alguna condición de equilibrio hidrostático. La Fig. 1.1b muestra el caso donde el modelo de disco puede ser apropiado.

Nuestro grupo de trabajo ha desarrollado algunos modelos simples para representar la estructura de la envoltura extendida de las estrellas Be (Ringuelet, Fontenla & Rovira 1981, Cidale & Ringuelet 1989). El modelo de Ringuelet et al. (1981), considera un envoltura estática con simetría esférica y una función fuente constante con la profundidad óptica τ . En el modelo de Cidale & Ringuelet (1989) se toma una función fuente dependiente de τ y se contempla posibilidad de simetría esférica o de disco. Otros autores (Horne & Marsh 1989) han propuesto modelos de disco Keplerianos para representar discos de acreción. En este trabajo, intentamos avanzar un paso más en el desarrollo de estos modelos. En los modelos que presentaremos a continuación consideramos una envoltura que puede tener movimiento de rotación y expansión y calculamos el flujo observado de las líneas para distintos ángulos de inclinación respecto de la visual al observador.

Con el fin de determinar parámetros aproximados de las regiones de formación, comparamos luego los perfiles calculados con los observados. La coherencia general de los ajustes de los perfiles observados de las líneas en emisión pueden eventualmente ayudar a decidir que modelo representa mejor la estructura de las regiones estudiadas. Debido a las aproximaciones matemáticas que exigen las formulaciones respectivas del disco y/o del anillo, las proyecciones resultantes de un anillo o disco sobre el fondo del cielo pueden también decidir cual de los dos casos es el más apropiado.

La existencia de movimientos de rotación la sugieren, como lo hemos visto en los capítulos anteriores, los anchos de las líneas de Fe II. Una estructura con simetría axial en rotación favorecería además la formación de líneas con perfiles simétricos de dos picos en emisión. Pero para explicar, en algunos casos, la falta de simetría es necesario recurrir a la presencia de fuertes gradientes radiales. En el futuro, nuestro modelado de estas estructuras circunestelares será generalizado para simetrías no axiales, que podrían también explicar ciertos aspectos de falta de simetría de los perfiles. En este trabajo, nos proponemos dar sólo una primera estimación de los parámetros físicos que caracterizan la regiones de formación de las líneas de Fe II en emisión.

Los cálculos detallados de transporte de radiación en medios no esféricos son extremadamente complejos (Hummel 1994, Gouttebroze 2004) y los modelos existentes están basados en suposiciones que limitan considerablemente su aplicación. Esta limitación se hace importante cuando se desea interpretar las observaciones usando ajustes de líneas observadas con perfiles sintéticos. Para discutir las propiedades de los medios que dan origen a los perfiles de las líneas de Fe II observados, adoptamos entonces formas integradas de los efectos de transporte de radiación, que permiten obtener fácilmente los órdenes de magnitud de los parámetros de la envoltura buscados. En lo que sigue, describiremos estas simplificaciones de tratamiento por separado para los dos tipos de geometrías propuestas.

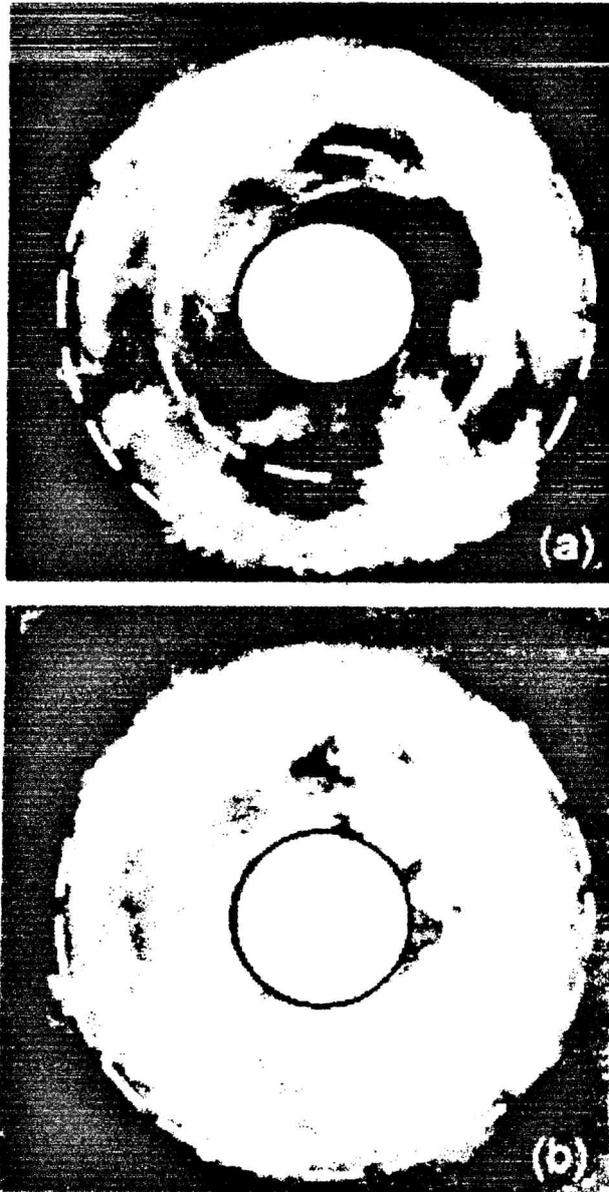


Figura 4.1: Esquemas de envolturas circunestelares tratados en este trabajo. (a) envoltura de forma anular reducida a un anillo equivalente. (b) envoltura que sugiere utilizar la representación en forma de disco

4.2. Envoltura en forma de anillo

Como ha sido mostrado por Dyson & Hartquist (1992) y Hartquist et al. (1994), la interacción entre las eyecciones discretas de masa y un viento estelar continuo puede conducir a la formación de estructuras circunestelares con tres regiones que se distinguen por sus características dinámicas. La primera de ellas corresponde a las regiones próximas a la estrella central, donde el medio está dominado por el viento estelar acelerado y se caracteriza por tener una densidad muy baja. Sigue, radialmente hacia el exterior, una zona donde hay frentes de choque y cuyo movimiento está dominado por la cantidad de momento cedida por el viento a la región circunestelar que resulta de las interacciones entre el viento y la materia acumulada en el exterior. Esta es una zona desacelerada, donde la densidad crece con el radio a la cuarta potencia. El borde externo de esta región está determinado por el límite donde la velocidad de expansión iguala la velocidad térmica local. A partir de este borde y hacia el medio interestelar el movimiento del gas está dominado por los efectos de presión. Esto produce una aceleración del gas y un decrecimiento exponencial de la densidad del medio con el cuadrado del número de Mach ($M = v_{\text{expansión}}/v_{\text{térmico}}$) de la forma: $\rho(R) \propto e^{-\frac{1}{2}M^2}$. Como sólo la parte intermedia de ésta sucesión de regiones, que es la más densa, podría contribuir de manera más eficaz a la producción de las emisiones espectroscópicas observadas, podemos pensar que la envoltura se reduce a una franja o toro gaseoso de altura H , delimitado por un radio interno R_i y otro externo R_e .

Consideremos un sistema de referencia (x, y, z) en el cual el plano del cielo coincide con el plano (x, y) y el eje z está dirigido hacia el observador. Sea P un punto situado sobre el círculo de radio R_i , cuyo radiovector forma un ángulo θ con el eje z . Usaremos la nomenclatura $\mu = \cos \theta$. Queremos calcular la profundidad óptica del anillo para un haz de luz que pasa por P , dirigido hacia el observador. Una trayectoria dz del haz en el anillo corresponde entonces a una dirección radial $dR = dz\mu$. Si α_λ es la sección eficaz de absorción de la transición estudiada y N es la distribución del número de átomos absorbedores por unidad de volumen, la profundidad óptica τ_λ en la dirección z es simplemente:

$$\begin{aligned} \tau_\lambda &= \int_{z(R_i)}^{z(R_e)} \alpha_\lambda N(z) dz \\ &= \int_{R_i}^{R_e} \alpha_\lambda N(z) \frac{dR}{\mu} \end{aligned} \quad (4.1)$$

Como la profundidad óptica es una cantidad integrada en la dirección radial dividida por μ , podemos reemplazar la zona toroidal por un anillo equivalente con la misma profundidad óptica que el medio original. El anillo tiene una altura H como el toro de origen pero su espesor es despreciable con respecto al radio (Rottenberg 1952). Habiendo reducido la envoltura original en forma de toro a un anillo equivalente físicamente delgado, es importante tener una idea del valor del radio de este anillo efectivo. Ese radio, único parámetro explícito del modelo que se refiere a la extensión de la envoltura, puede utilizarse luego como una escala de dimensiones de la región emisora original.

El radio del anillo puede obtenerse pidiendo que la masa contenida en éste sea la misma que la de la franja inicial. Si R es el radio del anillo delgado, se tiene

Tabla 4.1: Valores de R/R_* en función de R_e/R_* y β

R_e/R_*	$\beta = 0,0$	$\beta = 1,5$	$\beta = 2,0$
	R/R_*		
2.0	1.5	1.4	1.4
3.0	2.0	1.7	1.7
5.0	3.0	2.2	2.0
7.0	4.0	2.7	2.3
10.0	5.5	3.2	2.6
15.0	8.0	3.9	2.9
20.0	10.5	4.5	3.2
50.0	25.5	7.1	4.0

entonces:

$$M = 2\pi R_2 H \sigma = 4\pi H \int_{R_i}^{R_e} N(R) R dR \quad (4.2)$$

donde σ es la densidad superficial del anillo delgado. Para simplificar el razonamiento, podemos suponer que la densidad en la envoltura de origen $N(R)$ sólo tiene dependencia radial y que está dada por una relación de la forma:

$$N(R) = N_o \left(\frac{R_o}{R}\right)^\beta \quad (4.3)$$

donde R_o es un radio de referencia y β una constante. Además, por definición:

$$\sigma = \int_{R_i}^{R_e} N(R) dR \quad (4.4)$$

que corresponde a la densidad de columna correspondiente al camino óptico del haz de luz analizado, como es de suponer, por hacer que la profundidad óptica del anillo y del medio original sean las mismas. De (4.2) obtenemos entonces:

$$R = \left(\frac{1-\beta}{2-\beta}\right) \left[\frac{1 - \left(\frac{R_i}{R_e}\right)^{\beta-2}}{1 - \left(\frac{R_i}{R_e}\right)^{\beta-1}} \right] \quad (4.5)$$

Para $\beta = 1$ y 2 vale la relación auxiliar $\lim_{x \rightarrow 1} (a^{x-1})/(x-1) = \ln a$. Como la relación entre R y las dimensiones reales de la envoltura dependen fuertemente de β , para tener una idea inmediata de las diferencias que existen entre R y R_e supondremos R_i igual al radio de la estrella central R_* . En la Tabla 4.1 se listan algunos valores de R en función de β obtenidos con (4.5).

El resultado presentado en la Tabla 4.1 muestra que la dimensión efectiva de la región que produce las líneas en emisión puede ser mucho más grande que lo indicado por R . Desgraciadamente sólo podemos tener acceso a R_e si poseemos algún conocimiento de la distribución de la densidad de la materia en la envoltura, la cual depende que de β , que es en general desconocida. Sin embargo, como la región de emisión ha sido reducida a una capa delgada, ésta puede suponerse caracterizada

por una densidad promedio uniforme, con lo cual podemos pensar que $\beta = 0$. Este artificio permite tratar de manera simple la dependencia de la profundidad óptica de la región estudiada con la inclinación i bajo la cual observamos el sistema estrella-envoltura. Nada impide, en principio, tener en cuenta la relación (4.2) de manera explícita en el cálculo de la dependencia de la profundidad óptica media del toro circunestelar con la inclinación. Esto introduce sin embargo muchas complicaciones matemáticas que pueden evitarse, dado que el toro debe reducirse luego a un anillo delgado y el pasaje al límite requiere obtener el resultado correspondiente a un anillo con densidad media uniforme.

Para el cálculo de la profundidad óptica en función de la inclinación tomamos entonces la construcción geométrica de la Fig. 4.2 donde hay dos sistemas de referencia centrados en la estrella. El sistema estelar (X, Y, Z) tiene el eje Z en el plano del ecuador y está contenido en el plano formado por el eje de rotación de la estrella y la dirección de la visual al observador. El eje Y contiene el eje de rotación de la estrella. El sistema (x, y, z) tiene el eje z dirigido hacia el observador siguiendo la línea de la visual, mientras que el eje horizontal x coincide con el eje X que se encuentra sobre el plano del fondo del cielo. El paralelogramo de la Fig. 4.2 es un corte en el plano $x = 0$ de la envoltura en forma de toro cuadrangular. Para lo que sigue adoptaremos $R_i = R_* = 1$. Entre ambos sistemas de referencia tenemos las siguientes relaciones de transformación:

$$\left. \begin{aligned} x &= X \\ y &= -Z \cos i + Y \sin i \\ z &= Z \sin i + Y \cos i \end{aligned} \right\} \quad (4.6)$$

El borde interno del toro circunestelar gaseoso está dado por $Z_i = (1 - x^2)^{1/2}$, mientras que su borde externo corresponde a $Z_e = (R_e - x^2)^{1/2}$. La superficie superior de la franja se describe con $Y = +H$, mientras que la superficie inferior se describe con $Y = -H$.

Podemos comprender inmediatamente que el espesor promedio observado $\overline{d(i)}$ del toro gaseoso circunestelar es función del ángulo i bajo el cual lo estamos observando. Despreciando los efectos de curvatura, que son pequeños, el $\overline{d(i)}$ puede calcularse en el plano $x = 0$. Consideramos entonces el corte del toro circunestelar en forma de paralelogramo de la Fig. 4.2 de altura $2H$ y extensión $R_e - 1$ en unidades del radio estelar. Al mirar este paralelogramo según un ángulo i , podemos identificar recorridos ópticos paralelos a la línea de la visual cuyas longitudes son función de la coordenada y (línea a trazos). Estas distancias se calculan utilizando las relaciones (4.6) con $d(y) = z_1(y) - z_2(y)$, donde los puntos z_j indican las intersecciones de la visual con las aristas del paralelogramo. Para inclinaciones suficientemente pequeñas $z_1(y)$ estará determinado por el lado $Z = 1$ y $z_2(y)$ por $Y = +H$. Usando las transformaciones (4.6) obtenemos:

$$d_1(y) = \frac{y}{\sin i \cos i} - \frac{H \sin i - \cos i}{\sin i \cos i} \quad (4.7)$$

Los rayos de luz que unen la arista inferior y la arista superior del corte del toro circunestelar en $x = 0$ cubren distancias que no dependen de y . Estas son:

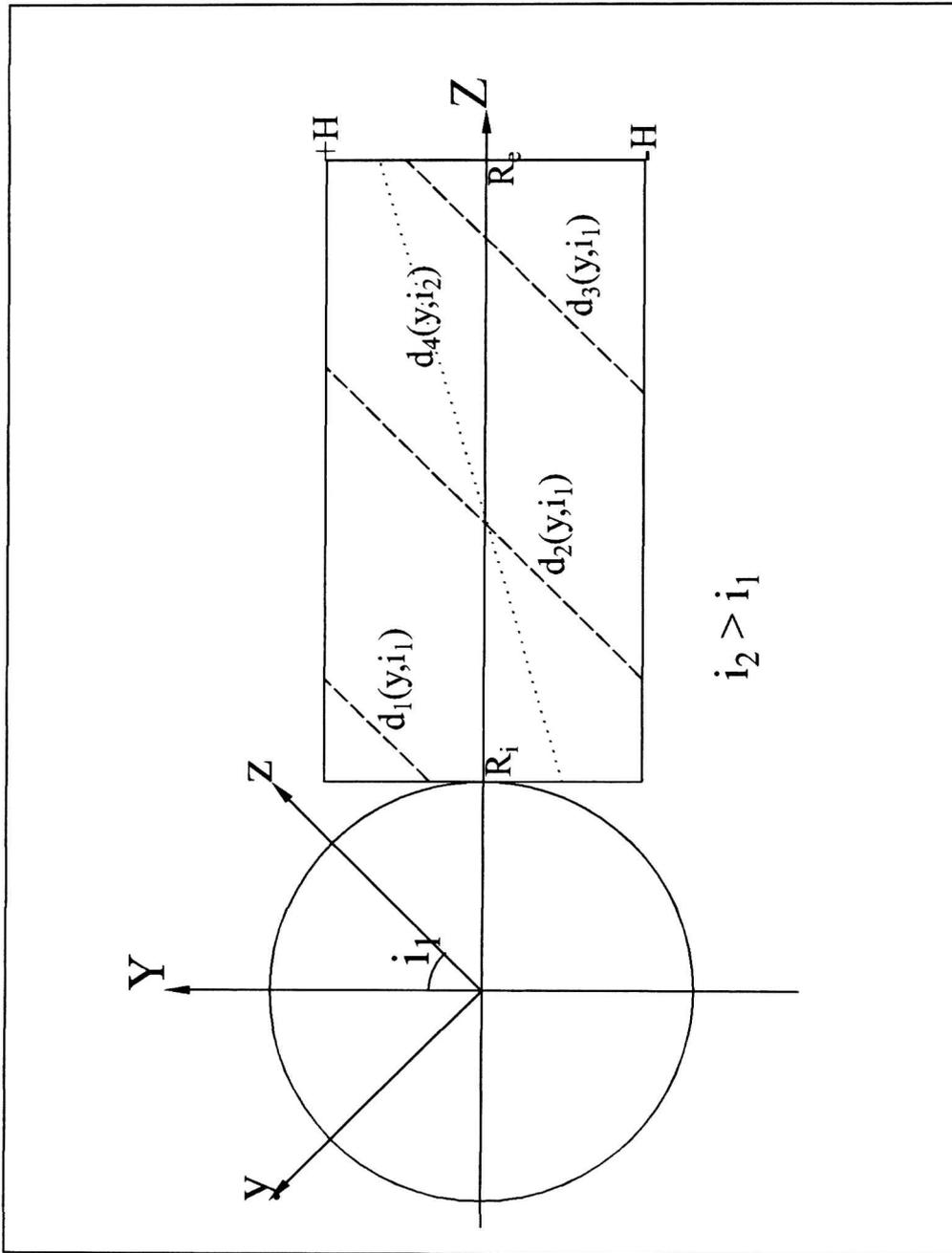


Figura 4.2: Esquema estrella-anillo circunestelar que presenta los sistemas de referencia estelar propiamente dicho y del fondo del cielo. Se muestra el corte vertical en $x = 0$ de una parte de la envoltura anular y los diferentes caminos ópticos utilizados para el cálculo de la profundidad óptica media del anillo en función de la inclinación i

$$d_2(y) = \frac{2H}{\cos i} \quad (4.8)$$

De la misma manera que para $d_1(y)$, podemos calcular las distancias recorridas por los rayos que unen el lado inferior del paralelogramo con el lado vertical externo. Según la coordenada y , éstos unen $Y = -H$ con $Z = R_e$. Obtenemos entonces:

$$d_3(y) = \frac{R_e \cos i + H \sin i}{\sin i \cos i} + \frac{y}{\sin i \cos i} \quad (4.9)$$

Para inclinaciones suficientemente grandes tendremos que operar también con distancias en función de y recorridas entre el borde vertical externo y el borde vertical interno del paralelogramo. Estas distancias tampoco dependen de y y están dadas por:

$$d_4(y) = \frac{R_e - 1}{\sin i} \quad (4.10)$$

Sea ahora y_1 la proyección del vértice superior interno del paralelogramo ($Y = H, Z = 1$) sobre el eje y que se obtiene con las relaciones (4.6):

$$y_1 = -\cos i + H \sin i \quad (4.11)$$

La proyección del vértice diametralmente opuesto al precedente ($Y = -H, Z = R_e$) es obviamente:

$$y_2 = -R_e \cos i + H \sin i \quad (4.12)$$

La distancia promedio $\overline{d(i)}$ que recorren los rayos al mirar la franja gaseosa circunestelar según un ángulo i está dada entonces por:

$$\overline{d(i)}(y_1 - y_2) = \sum_j \int_{\Delta y_j} d_j(y) dy \quad (4.13)$$

donde Δy_j representa las diferencias entre los extremos de y que delimitan respectivamente las región de validez de cada una de las distancias d_j calculadas arriba. En (4.13) sólo aparecen tres de las relaciones d_j dadas, que debemos elegir según el valor de la inclinación del sistema estrella-envoltura comparada a la inclinación de referencia i_d dada por $\tan i_d = (R_e - 1)/2H$. Para inclinaciones $i \leq i_d$ usamos d_j con $j = 1, 2$ y 3 , mientras que para $i > i_d$ usamos $j = 1, 2, 3$ y 4 . Sin embargo, cualquiera sea la combinación que adoptemos para el cálculo de (4.13) siempre obtenemos la relación:

$$\overline{d(i)} = \frac{2H}{\cos i + E \sin i} \quad (4.14)$$

donde $E = 2H/(R_e - 1)$ representa el achatamiento o la "elipticidad" del toro gaseoso circunestelar.

Así, si el anillo efectivo o equivalente que representa el toro gaseoso circunestelar emisor tiene una profundidad óptica vertical τ_o , es decir, medida según la coordenada Z , dado que hemos supuesto densidad uniforme, la profundidad óptica del anillo visto según un ángulo i será:

$$\tau_o(i) = \frac{\tau_o(i=0)}{\cos i + E \sin i} \quad (4.15)$$

La relación (4.15) reemplaza a la que se usa comúnmente en la literatura:

$$\tau_o(i) = \frac{\tau_o(i=0)}{\cos i} \quad (4.16)$$

y que conduce a la indeterminación $\tau_o \rightarrow \infty$ para $i \rightarrow \pi/2$. Para $i \rightarrow \pi/2$ la relación (4.15) recupera de manera natural la profundidad óptica del toro visto por el ecuador del sistema estrella-envoltura.

Es posible también usar la representación de la envoltura con un anillo equivalente delgado para modelar un disco circumestelar extenso. En ese caso, los campos de velocidades implicados reflejarían sólo un promedio de las velocidades de expansión y rotación que afectan el disco.

Para concluir con la presentación de los aspectos geométricos de la reducción de la envoltura a un anillo equivalente, debemos mencionar que según el valor de i y los valores de H y R_e , las proyecciones del anillo sobre el fondo del cielo dan lugar a configuraciones diferentes que no son físicamente equivalentes. La inclinación delimita, en efecto, regiones muy distintas que se autoabsorben por superposición dejando, en ciertas configuraciones, regiones internas libres donde no podemos calcular ni absorción ni emisión. Esto importa, en particular, cuando intervienen los campos de velocidades que actúan produciendo emisiones y/o absorciones desplazadas en longitud de onda según los respectivos efectos Doppler diferenciados por las combinaciones de velocidades radiales y de rotación relativas al observador. Al observar una frecuencia dada en la línea espectral emitida por el toro, ésta resulta de la emisión producida en la longitud de onda λ que corresponde a un desplazamiento $\delta\lambda^t$ del perfil propio de los átomos situados en la parte trasera del anillo y que luego es absorbida por átomos en la parte frontal del anillo donde λ corresponde a un desplazamiento $\delta\lambda^f$ de su perfil propio. La diferencia entre $\delta\lambda^t$ y $\delta\lambda^f$ es debida al efecto Doppler diferencial que responde a dos composiciones diferentes de velocidades radiales y de rotación.

Las configuraciones pueden dividirse en dos grandes grupos que dependen del valor de la altura H : si $H \leq 1$ o $H > 1$. Ambos grupos se dividen, a su vez, en dos conjuntos diferentes diferenciados por el valor de E . Cada uno de estos conjuntos presenta a su vez 4 situaciones diferentes que son función de la inclinación i . En el cálculo de los perfiles en emisión consideramos 16 configuraciones que dependen de la inclinación i . Estas se identifican con inclinaciones de control calculadas con la relación siguiente obtenida de (4.6):

$$\tan i = \frac{Zz + Yy}{Yz - Zy} \quad (4.17)$$

donde damos valores a las coordenadas (X, Y, Z) y (x, y, z) para cada inclinación límite considerada. En la Fig. 4.3 se representa un caso particular, donde podemos identificar las siguientes regiones, diferenciadas por su forma de contribuir al perfil de línea observado:

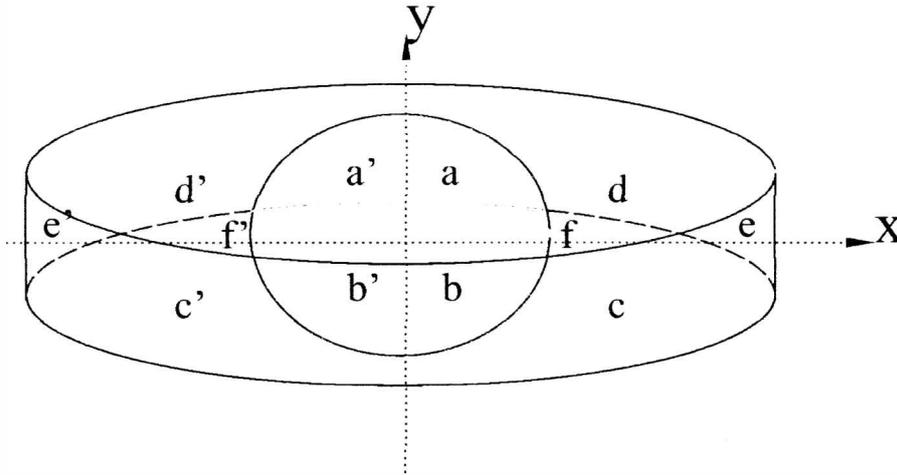


Figura 4.3: Una configuración particular, de las 16 posibles, en función de la inclinación i , del sistema estrella-anillo equivalente. Aquí se muestran las diferentes regiones que intervienen en el cálculo de la emisión y de la absorción producidas por el anillo circunestelar.

- a, a' : disco estelar descubierto
- b, b' : disco estelar cubierto por la parte frontal del anillo
- c, c' : zonas de emisión libre en la parte frontal del anillo
- d, d' : zonas de emisión libre en la parte trasera del anillo
- e, e' : zonas de superposición, la parte frontal del anillo emite libremente pero absorbe la radiación emitida por la parte trasera
- f, f' : regiones sin materia

Si la envoltura real no tiene una forma de toro, el modelo de anillo equivalente que trata de describirla puede no ser aplicable cuando las inclinaciones son pequeñas, dado que en esas proyecciones no se respeta la equivalencia entre las áreas emisivas reales y efectivas. Para inclinaciones pequeñas el área emisiva del anillo es despreciable y las intensidades de emisión predichas pueden ser considerablemente subestimadas. En ese caso se debe buscar una formulación diferente para explicar los perfiles de emisión observados, para lo cual nos proponemos obtener perfiles de líneas en emisión con envolturas en forma de disco (ver sección 4.3).

4.2.1. Formación de líneas en emisión

La representación del campo de radiación saliente del sistema estrella-anillo está basado en la solución integrada de la ecuación de transporte radiativo en cada punto (x, y) del sistema proyectado sobre el plano del fondo del cielo:

$$I_{\lambda}(x, y) = I_{\lambda}^*(x, y)e^{-\frac{\tau_{\lambda}(x, y)}{\mu}} + \int_0^{\tau_{\lambda}(x, y)} S_{\lambda}(x, y)e^{-\frac{t_{\lambda}(x, y)}{\mu}} d\frac{t_{\lambda}(x, y)}{\mu}, \quad (4.18)$$

expresión en la cual I_λ^* es la contribución al campo de radiación de la estrella central. El flujo resultará simplemente:

$$F(x, y) = \int_{\mathcal{S}} I_\lambda(x, y) dx dy \quad (4.19)$$

donde \mathcal{S} es la superficie del sistema proyectada sobre el plano el fondo del cielo. Como μ es el coseno entre la normal a la superficie en el punto saliente (x, y) del haz luminoso y la dirección de la visual, la relación (4.18) puede usarse para componer el campo de radiación debido a capas absorbentes/emisoras paralelas superpuestas, resultantes de la proyección de las partes delanteras y traseras del anillo equivalente. En el esquema de la Fig. 4.4 se muestra la idea de este procedimiento de composición.

Si $S_\lambda(x, y) = S_o = \text{constante}$ en las capas paralelas, aproximación que puede justificarse muy bien dado que se trata de un anillo de radio R , para cada punto (x, y) en las áreas a y b de la Fig. 4.4 obtenemos con (4.18) :

$$\left. \begin{aligned} I_\lambda^a(x, y) &= I_\lambda^*(x, y) e^{-\frac{\tau_\lambda^f(x, y)}{\mu}} + S_o [1 - e^{-\frac{\tau_\lambda^f(x, y)}{\mu}}] \\ &\quad \text{(emisión estelar absorbida por la capa frontal) +} \\ &\quad \text{(emisión capa frontal)} \\ I_\lambda^b(x, y) &= S_o [1 - e^{-\frac{\tau_\lambda^t(x, y)}{\mu}}] e^{-\frac{\tau_\lambda^f(x, y)}{\mu}} + S_o [1 - e^{-\frac{\tau_\lambda^f(x, y)}{\mu}}] \\ &= \text{(emisión capa trasera) } \times \text{ absorción capa frontal) +} \\ &\quad \text{(emisión capa frontal)} \end{aligned} \right\} \quad (4.20)$$

donde hicimos la distinción entre $\tau_\lambda^t(x, y)$ y $\tau_\lambda^f(x, y)$ de las profundidades ópticas “trasera” y “frontal” para tener en cuenta que en los casos donde las capas emisivas estén en movimiento, el campo de radiación estará afectado por efecto Doppler respectivo y diferenciado por las diferentes composiciones de velocidades radiales de rotación y expansión con respecto al observador. Para aclarar este planteo, tengamos presente las siguientes definiciones. Sea $\alpha_\lambda = \alpha_o \Phi(\lambda)$ el coeficiente de absorción por átomo en una línea espectral dada que cumple con la condición de normalización:

$$\int_0^\infty \alpha_o \Phi(\lambda) d\lambda = \frac{\pi e^2}{mc} f \quad (4.21)$$

donde $\Phi(\lambda)$ es el perfil de absorción en la línea y f es la fuerza de oscilador de la transición. La profundidad óptica según una dirección dada, medida sobre una coordenada s será entonces:

$$\tau_\lambda = \int \alpha_\lambda N(s) ds \quad (4.22)$$

donde $N(s)$ es la densidad numérica por unidad de volumen de átomos absorbentes en la dirección s . Podemos escribir (4.22) de la manera siguiente:

$$\left. \begin{aligned} \tau_\lambda &= \tau_o \Phi(\lambda) \\ \tau_o &= \frac{\sqrt{\pi} e^2}{mc} f \frac{\lambda_o^2}{c} \frac{N(\text{cm}^{-2})}{\Delta\lambda_D} \end{aligned} \right\} \quad (4.23)$$

forma que resulta útil para emplear en el ajuste de perfiles observados y donde:

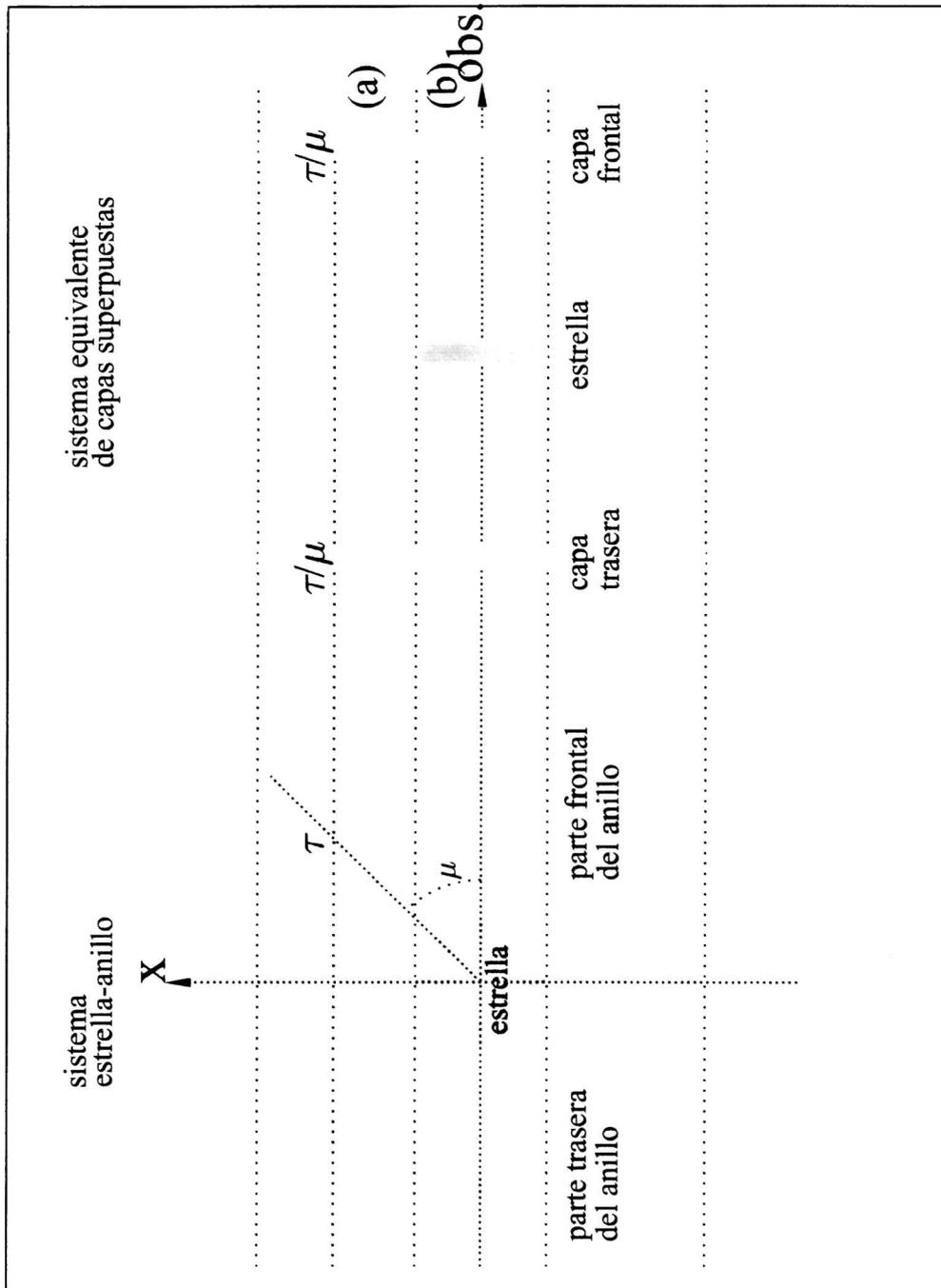


Figura 4.4: Representación gráfica del tratamiento del problema de transporte de radiación en un sistema estrella-anillo por un sistema equivalente reducido a otro sistema de capas planas superpuestas

$$\Delta\lambda_D = \lambda_o \frac{v_D}{c} \quad (4.24)$$

es el ancho Doppler de la línea debido a movimientos térmicos y turbulentos contenidos en el parámetro de velocidad v_D . Hemos usado la nomenclatura $N(\text{cm}^{-2})$ para indicar la densidad de columna del medio absorbente en la dirección s . En el procedimiento de ajuste de perfiles observados con perfiles sintéticos obtenidos con nuestros modelos, podemos tomar τ_o como parámetro libre. Una vez estimado τ_o deducimos $N(\text{cm}^{-2})$ usando las relaciones (4.23).

El perfil de la línea $\Phi(\lambda)$ es en general una función de Voigt. Viendo que las líneas de Fe II en emisión observadas no tienen alas muy extendidas, es posible que ni los efectos de radiación ni los efectos de presión sean significativos, por lo cual no resultaría necesario tener en cuenta eventuales ensanchamientos descritos por componentes Lorentzianas de perfiles. El cálculo aproximado de los parámetros físicos de las envolturas circunestelares que nos proponemos efectuar en este trabajo tampoco justifica su utilización. Consideramos entonces suficiente utilizar un perfil de Gauss. Tenemos así:

$$\tau_\lambda = \tau_o e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2} \quad (4.25)$$

Para tener en cuenta la presencia de campos de velocidades, usamos el diagrama de la Fig. 4.5, donde hemos esquematizado un perfil de línea que resulta del modelado y dos componentes locales (ellas no están en escala apropiada) que representan la contribución de dos átomos individuales. Supondremos que uno de éstos átomos está ubicado en una parte del anillo que tiene velocidades radiales que producen un corrimiento hacia el rojo, mientras que el otro está en una zona de velocidades que provocan un desplazamiento hacia el azul con respecto a la radiación del primer átomo. Sea λ una longitud de onda en el perfil de la línea observada. Llamamos λ_o a la longitud de onda central de la transición tal como se la observaría si no hubiera efectos Doppler macroscópicos. La longitud de onda observada λ está desplazada en $\delta\lambda$ respecto de la absorción central del átomo, la cual también está desplazada por causa del movimiento del medio con respecto al observador. Es decir, la intensidad de absorción (o emisión) con la que contribuye el átomo en λ está medida por $\Phi(\delta\lambda)$:

$$\Phi(\delta\lambda) = \Phi(\lambda - \lambda_o - \Delta\lambda) \quad (4.26)$$

donde se tiene:

$$\Delta\lambda = \lambda_o \frac{v_r}{c} \quad (4.27)$$

v_r es la velocidad radial total macroscópica del átomo con respecto al observador. Para simplificar el cálculo usaremos sólo velocidades, de modo que el argumento del perfil de Gauss en (4.26) se transforma como sigue:

$$\begin{aligned} \frac{\lambda - \lambda_o - \Delta\lambda}{\Delta\lambda_D} &= \left[\left(\frac{\lambda - \lambda_o}{\lambda_o} \right) - \frac{v_r}{c} \right] \frac{\lambda_o}{\Delta\lambda_D} \\ &= \frac{v - v_r}{v_D} \end{aligned} \quad (4.28)$$

en la que v mide el desplazamiento $\lambda - \lambda_o$ en el perfil observado en unidades de velocidad.

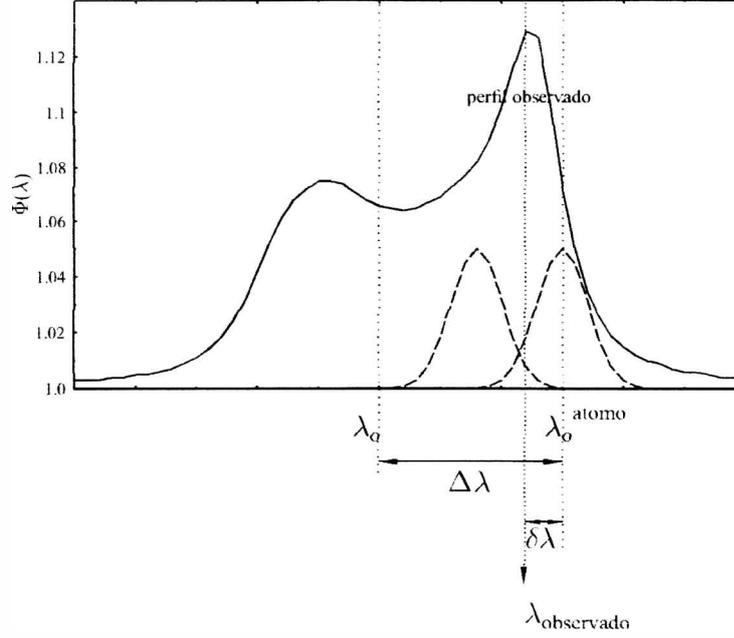


Figura 4.5: Esquema en el que se muestran los desplazamientos Doppler necesarios para el cálculo de perfiles de emisión y/o absorción producidos por un medio circunestelar en movimiento

La expresión (4.25) se transforma entonces en:

$$\tau_v = \tau_o e^{-\left(\frac{v-v_r}{v_D}\right)^2} \quad (4.29)$$

Tomamos, como es habitual, $v_r < 0$ para indicar desplazamientos hacia el azul y $v_r > 0$ para los desplazamientos hacia el rojo. En el sistema de referencia del fondo del cielo se tiene $\mu = x/R$, donde R es el radio del anillo equivalente. Podemos escribir entonces de manera compacta:

$$v_r = \pm \left\{ V_{exp}(R) \left[1 - \left(\frac{x}{R} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \pm V_{\Omega}(R) \frac{x}{R} \right\} \sin i \quad (4.30)$$

En (4.30) $V_{exp}(R)$ representa la velocidad de expansión (o contracción) del anillo, mientras que $V_{\Omega}(R)$ es su velocidad lineal de rotación. De acuerdo con (4.3) y la condición de continuidad de fluidos, tenemos:

$$V_{exp}(R) = V_{exp}^o \left(\frac{R_o}{R} \right)^{2-\beta} \quad (4.31)$$

En cambio, para el campo Kepleriano de velocidades tenemos la relación:

$$V_{\Omega}(R) = V_{\Omega}^o \left(\frac{R_o}{R} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.32)$$

En (4.31) y (4.32), V_{exp}^o y V_{Ω}^o son parámetros libres del problema. Los signos en la relación (4.30) deben elegirse según el cuadrante, de manera que se pueda respetar la convención de signos para los respectivos desplazamientos hacia el rojo y hacia

el azul que la composición de V_{exp} y V_{Ω} implique en cada caso. El factor $\sin i$ tiene en cuenta la proyección de la velocidad radial en la dirección del observador. Ahora podemos explicitar las relaciones (4.20) de la siguiente manera:

$$\left. \begin{aligned} I^a(x, y, v) &= I^*(x, y) e^{-\frac{\tau^f(x, y, v)}{\mu}} + S_o [1 - e^{-\frac{\tau^f(x, y, v)}{\mu}}] \\ I^b(x, y, v) &= S_o [1 - e^{-\frac{\tau^t(x, y, v)}{\mu}}] e^{-\frac{\tau^f(x, y, v)}{\mu}} + S_o [1 - e^{-\frac{\tau^f(x, y, v)}{\mu}}] \\ \tau^t(x, y, v) &= \tau(x, y, v - [V_{exp} [1 - (\frac{x}{R})^2] - V_{\Omega} \frac{x}{R}] \sin i) \\ \tau^f(x, y, v) &= \tau(x, y, v + [V_{exp} [1 - (\frac{x}{R})^2] - V_{\Omega} \frac{x}{R}] \sin i) \end{aligned} \right\} \quad (4.33)$$

donde también debe tenerse en cuenta el cambio del signo en el eje x para describir ambos lados de la envoltura.

4.2.2. La función fuente de una línea espectral

El elemento esencial en la descripción de los perfiles observados es la función fuente que rige su emisión en cada punto de la envoltura circunestelar. Este es además uno de los pocos elementos que no podemos parametrizar de manera arbitraria, dado que constituye el pilar de referencia con respecto al cual todos los demás parámetros libres del problema podrán ser determinados y cuyo carácter será en general de índole geométrica o cinemática. En nuestro trabajo adoptamos el principio de una función fuente dependiente del radio y de la profundidad óptica. La dependencia con el radio está dada por el factor de dilución geométrica del campo de radiación ionizante proveniente de la estrella en el caso de una función fuente dominada por fotoionizaciones. La dependencia con el radio se da también en el caso del cambio de la temperatura y la densidad, si la función fuente está dominada por las colisiones. Por su parte, la profundidad óptica cambia con la proyección de la envoltura sobre el fondo del cielo y con las coordenadas del sistema de referencia que lo representa. El estudio del carácter radiativo o colisional de la función fuente se hará en un capítulo aparte.

Detallamos aquí la regla general que se ha usado para el tratamiento de la función fuente S en el cálculo del flujo en las líneas espectrales.

Se sabe desde hace tiempo que, en reglas generales, podemos considerar que la función fuente no depende del perfil de la línea (Thomas 1965). Esto es válido sobre todo, si en toda la región donde se forma la radiación estudiada las propiedades físicas del medio no cambian mucho de un punto a otro. Usamos la notación S_o para indicar el valor de la parte constante de la función fuente en una región donde la profundidad óptica en la longitud de onda central de la línea estudiada λ_o es $0 \lesssim \tau_o \lesssim 1$. Para profundidades ópticas $\tau_o \gg 1$ consideramos que la función fuente S termaliza a la función B de Planck local. Para $\tau_o > 1$ y debido a los efectos de no-ETL, S puede aumentar con τ_o en factores que van de 10 a 10^3 , que dependen del tipo del perfil de la línea y del carácter de la función fuente (Mihalas 1978). Viendo que las alas de las líneas en emisión de Fe II no son muy extensas, podemos pensar que el ensanchamiento del perfil local de las transiciones no está afectado por efectos de presión, sino sólo por efectos de movimientos térmicos y/o turbulentos. Podemos

suponer entonces que el perfil local de estas líneas es Gausseano. En este caso, el efecto de no-ETL sobre la función fuente puede aproximarse con la relación simple (Mihalas 1978, Cidale & Ringuelet 1989):

$$S = S_o \times \tau_o^{1/2} \quad (4.34)$$

que puede considerarse válida hasta $\tau_o = \tau_M$ donde S termaliza a la función de Planck ($S/B = 1$).

Para un punto dado del sistema estrella-envoltura proyectado sobre el fondo del cielo y descrito por el sistema de coordenadas cartesianas (x, y) , la contribución a la intensidad específica de radiación emergente en la longitud de onda λ dentro de la línea espectral debida a la función fuente S esta dada entonces por:

$$I_\lambda(x, y, i) = \int_0^{\tau(x, y, i)} S(x, y, i) e^{-\tau_\lambda} d\tau_\lambda \quad (4.35)$$

donde $\tau(x, y, i)$ representa un valor de la profundidad óptica τ_o dependiente de las coordenadas (x, y) sobre el fondo del cielo y la proyección i . Usamos la notación τ_λ para el producto $\tau_o(x, y, i) \times \Phi(\lambda)$, donde $\Phi(\lambda)$ es perfil local de la línea. Como en nuestros cálculos hemos considerado $S_o(x, y, i) = \text{constante}$, tenemos:

$$I_\lambda(x, y, i) = \begin{cases} S_o[1 - e^{-\tau_o \Phi(\lambda)}] & \text{si } \tau_o \leq 1, \\ S_o[1 - e^{-\Phi(\lambda)}] + S_o \int_1^{\tau_o} t^{1/2} e^{-t\Phi(\lambda)} \Phi(\lambda) dt & \text{si } 1 \leq \tau_o \leq \tau_M, \\ S_o[1 - e^{-\Phi(\lambda)}] + S_o \int_1^{\tau_M} t^{1/2} e^{-t\Phi(\lambda)} \Phi(\lambda) dt + \\ B[e^{-\tau_M \Phi(\lambda)} - e^{-\tau_o \Phi(\lambda)}] & \text{si } \tau_o > \tau_M. \end{cases} \quad (4.36)$$

El cálculo numérico en (4.36) de las integrales:

$$\mathcal{I}(\tau, \Phi_\lambda) = \int_1^\tau t^{1/2} e^{-\Phi_\lambda t} \Phi_\lambda dt \quad (4.37)$$

puede conducir fácilmente a inestabilidades numéricas. La estimación de las integrales, que debe efectuarse para cada punto (x, y) de la grilla adoptada sobre el sistema estrella-envoltura, prolonga inútilmente el cálculo general del flujo saliente en la líneas. Como los valores de $\tau_o > 1$ se producen fácilmente para ciertas inclinaciones relativamente elevadas del sistema, es necesario recurrir a formas analíticas cerradas de \mathcal{I} .

Vemos en primer lugar que (4.37) contiene formas de la función gamma incompleta $\gamma(x, p)$:

$$\begin{aligned} \gamma(u, p) &= \int_0^u z^{p-1} e^{-z} dz \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n!(p+n)} u^{p+n} \end{aligned} \quad (4.38)$$

que transforma (4.38) a la forma:

$$\mathcal{I}(\tau, \Phi_\lambda) = \Phi_\lambda [\tau^{\frac{3}{2}} f(\tau \Phi_\lambda) - f(\Phi_\lambda)] \quad (4.39)$$

donde:

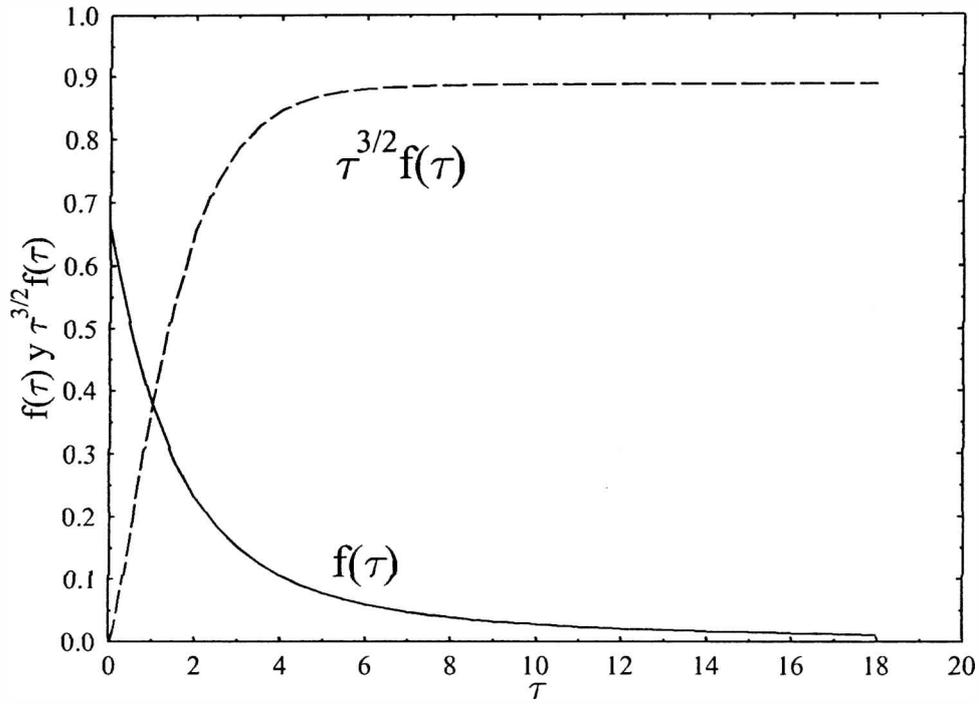


Figura 4.6: Funciones $f(\tau)$ y $\tau^{3/2}f(\tau)$ dadas por (4.42)

$$f(v) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n!(\frac{3}{2} + n)} v^n \quad (4.40)$$

la cual posee las propiedades siguientes:

$$\left. \begin{aligned} f(v) &= \frac{2}{3} \quad \text{para } v \rightarrow 0 \\ v^{\frac{3}{2}}f(v) &= \frac{1}{2}\sqrt{\pi} \quad \text{para } v \rightarrow \infty \end{aligned} \right\} \quad (4.41)$$

Las funciones $f(v)$ y $v^{\frac{3}{2}}f(v)$ se grafican en la Fig. 4.6. Para evitar el cálculo de las sumas (4.40), que consumen mucho tiempo de cómputo, hemos buscado las formas interpolatorias de $f(v)$ siguientes que aseguran una precisión del orden de 10^{-4} que es suficiente para nuestros cálculos:

$$f(v) = \begin{cases} (\frac{2}{3} - 0,10842v^1 + 0,0212778v^2 - 7,9813110^{-6}v^3)e^{-0,422905v} & \text{si } 0 \leq v \leq 8 \\ (0,039122 + 0,000306266(v-8)^{2,02872})e^{-0,182697(v-8)} & \text{si } 8 < v \leq 18 \\ \frac{1}{2}\sqrt{\pi}v^{-\frac{3}{2}} & \text{si } v > 18 \end{cases} \quad (4.42)$$

En la Fig. 4.7 se muestran estos ajustes interpolatorios en el dominio $0 < v < 18$. El uso de estas relaciones evita las inestabilidades puramente numéricas introducidas por la sumas (4.40) cuando $v > 15$ y que requieren $n > 100$.

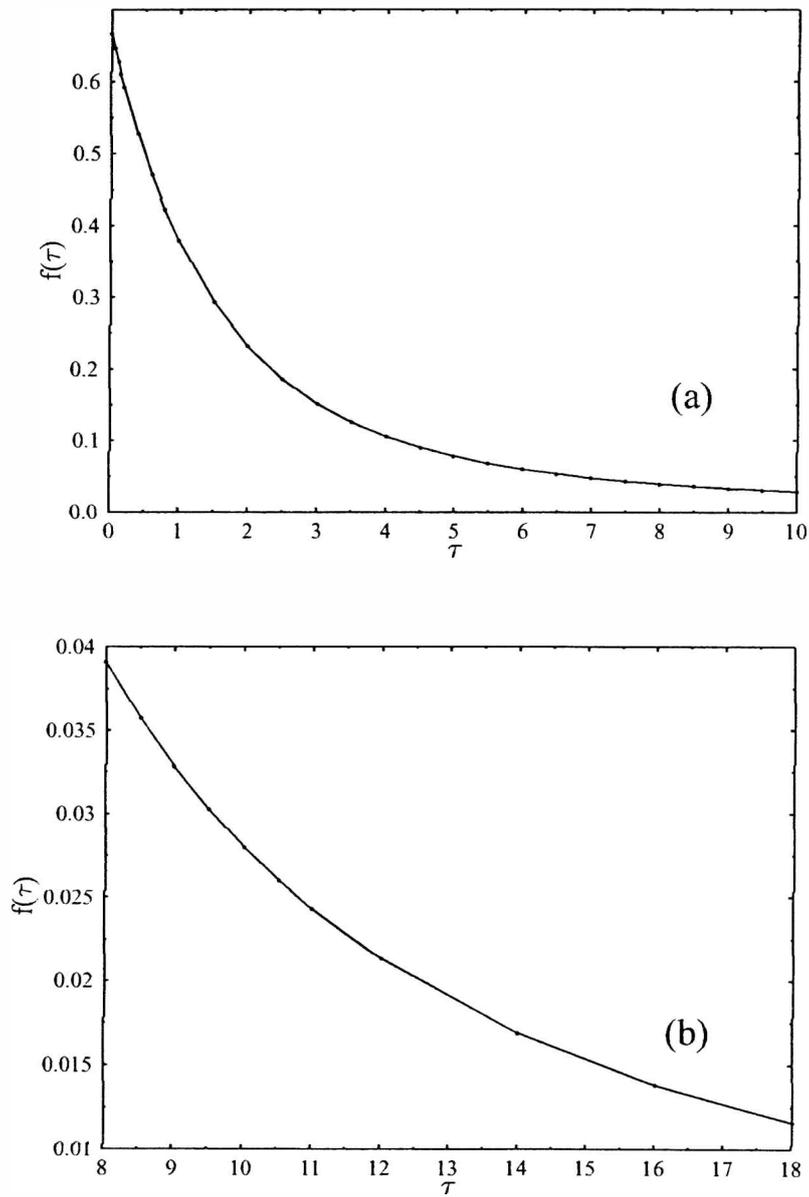


Figura 4.7: Ajustes interpolatorios de la funciones $f(\tau)$ dada por (4.42) en: (a) $0 < \tau < 10$ y (b) $8 < \tau < 18$

4.2.3. Perfiles de líneas en emisión producidos por envolturas circunestelares anulares

Aspectos generales

En la presente sección presentamos algunos cálculos de perfiles de líneas teóricos obtenidos suponiendo que la envoltura tiene la forma de un toro de sección vertical cuadrangular que se puede reducir a un anillo emisor equivalente. Estos cálculos ejemplifican la diversidad de tipos de perfiles diferentes que pueden ser producidos por una estructura circunestelar anular. Es evidente que otras combinaciones de parámetros libres, diferentes a las usadas en el presente trabajo, pueden conducir a una serie infinita de aspectos intermedios. La discusión de los casos calculados permitirá, sin embargo, comprender los mecanismos que intervienen en función de la combinación de valores de los parámetros de entrada y/o de las configuraciones geométricas y dinámicas del sistema estrella-envoltura para producir los perfiles obtenidos. La comparación de estos resultados con las observaciones permitirá decidir más fácilmente si una u otra estructura puede ser responsable de la emisión observada en los perfiles de Fe II.

En todos los casos tratados donde se incluyen otras velocidades, además de la rotacional, sólo se consideró la velocidad de expansión. Si se hubiera tenido en cuenta que el anillo puede tener un movimiento de contracción, los perfiles serían similares a los que presentamos pero con asimetrías especularmente opuestas según las abscisas.

Los parámetros libres del problema son: V_{Ω}^{env} que es la velocidad de rotación del anillo equivalente; $V_{\text{exp}}^{\text{env}}$ es la velocidad de expansión ($-V_{\text{exp}}^{\text{env}}$ puede considerarse como la velocidad de contracción); R es el radio del anillo en radios estelares; H es la semialtura del anillo en radios estelares; τ_o es la profundidad óptica vertical del anillo en la longitud de onda central de la línea estudiada; S/F representa la función fuente de la línea espectral normalizada al flujo continuo estelar en la misma longitud de onda.

En todos los casos se tomó un perfil de línea atómico Gausseano, dado que las interpretaciones de las líneas de emisión de Fe II que se efectuarán no justifican, a priori, el uso de otros tipos de perfiles atómicos locales en la envoltura circunestelar. En uno de los casos calculados hemos introducido, sin embargo, un perfil Lorentziano a los efectos de visualizar las diferencias que puede introducir el carácter del perfil local sobre la extensión de las alas de los perfiles en emisión o en absorción.

En cada figura indicamos los valores de los parámetros usados en el cálculo.

Señalamos, además, que si bien hemos obtenido perfiles para ángulos de inclinación desde 5° hasta 90° , los resultados deben ser considerados sólo como indicadores de tendencias de los fenómenos presentes, cuando nos aproximamos a inclinaciones pequeñas. Esta precaución es válida para los casos en los cuales no se puede legitimizar la reducción de la envoltura a un anillo equivalente. En esos casos, una aproximación en forma de disco puede ser más apropiada. Para ángulos pequeños, un anillo sólo produce una intensidad que es un límite inferior de emisión posible, dado que al considerar el área emisora total de éste proyectada sobre el fondo del cielo podemos estar subestimando el área verdadera de emisión de la envoltura.

Resultados

En la Fig. 4.8 comparamos el comportamiento de la emisión producida por el anillo visto según ángulos diferentes. La intensidad de la emisión está regida por el parámetro de la función fuente S/F , para el cual hemos escogido tres valores representativos inferidos del trabajo de Arias et al. (2004). Los valores de parámetros tales como R , H y τ_0 sólo tienen un carácter de referencia. En dos de los casos calculados hemos hecho $V_{\text{exp}}^{\text{env}} \neq 0$. Sin embargo, cuando la inclinación del sistema $i \rightarrow 0$, los perfiles se hacen simétricos. En efecto, la asimetría es función directa de $\sin i$. En la Fig. 4.8a vemos que en general una expansión ($V_{\text{exp}}^{\text{env}} > 0$) produce perfiles donde la emisión “roja” se intensifica, mientras que la absorción “azul” tiende a presentar perfiles de tipo P Cyg. Este comportamiento se entiende fácilmente mirando la Fig. 4.3 y teniendo presente la composición de las velocidades de rotación y expansión proyectadas hacia el observador. Sólo las partes b y b' del anillo son responsables de la absorción neta en el “azul”. Las regiones e, e' son zonas de emisión reducida, debido a la absorción que la parte frontal del anillo produce de la emisión originada en la parte trasera que se solapa. En las regiones b y b' la componente radial debida a la rotación se anula y por lo tanto resulta una absorción que está desplazada por efecto Doppler debido únicamente a la velocidad de expansión. Como en el cálculo hemos adoptado $V_{\text{exp}}^{\text{env}} = 150 \text{ km s}^{-1}$, vemos que el máximo de absorción se produce en $V \simeq -150 \text{ km s}^{-1}$.

Debido a la composición de velocidades (4.30), un pico de emisión desplazado hacia el rojo puede provenir sólo de la parte frontal c' del anillo. La región c tiende a contribuir en $V \sim 0$ y/o en el rojo. El área eficaz de emisión de c' está fuertemente perturbada o reducida por las zonas b y b' que funcionan como regiones de absorción de radiación estelar. Por otro lado, el área de la superficie libre trasera sólo produce emisión. Para inclinaciones $i \lesssim 60^\circ$ ésta supera rápidamente el área de la región de emisión frontal y que contribuye en el azul. Tenemos además que la emisión está regulada por el factor $[S(\tau)/F](1 - e^{-\tau/\mu})$. La emisión tiende a ser más prominente en las zonas donde $\tau/\mu \gg 1$, es decir cuando $\mu \rightarrow 0$. Además, los picos de emisión están situados siempre cerca de $V \simeq [(V_{\text{exp}}^{\text{env}})^2 + (V_{\Omega}^{\text{env}})^2]^{1/2} \sin i$.

En las Figs. 4.9a y b se analiza el efecto de la semialtura H del anillo. Para un ángulo pequeño ($i \lesssim 50^\circ$) el perfil es de la forma que se ha mostrado en las Figs. 4.8a y b y el efecto de H es reducido, porque su contribución a la superficie eficaz emisora (o de absorción) está reducido por un factor de proyección $\sin i$. Vemos también que el efecto de H para $i \gtrsim 60^\circ$ no es despreciable y que es más importante para los picos en emisión que para las componentes en absorción. Se observa que las componentes en absorción hacia el azul están centradas en $V \simeq -150 \text{ km s}^{-1}$ y que ellas no pueden sobrepasar un cierto valor máximo, para un dado un juego fijo de valores de S/F , R y τ_0 . Esto se debe al hecho de que la intensidad de absorción es proporcional al área estelar “tapada” por la parte frontal del anillo y que ella no puede ser superior al área del disco estelar.

En la Fig. 4.10 comparamos perfiles obtenidos para distintos valores de la profundidad óptica, calculados para $V_{\text{exp}}^{\text{env}} \neq 0$ y para $V_{\text{exp}}^{\text{env}} = 0$. En todos los casos hemos supuesto un ángulo de inclinación intermedio $i = 45^\circ$. Sabemos que en el caso de $V_{\text{exp}}^{\text{env}} \neq 0$ la asimetría puede aumentar si $i > 45^\circ$ y ella se reduce considera-

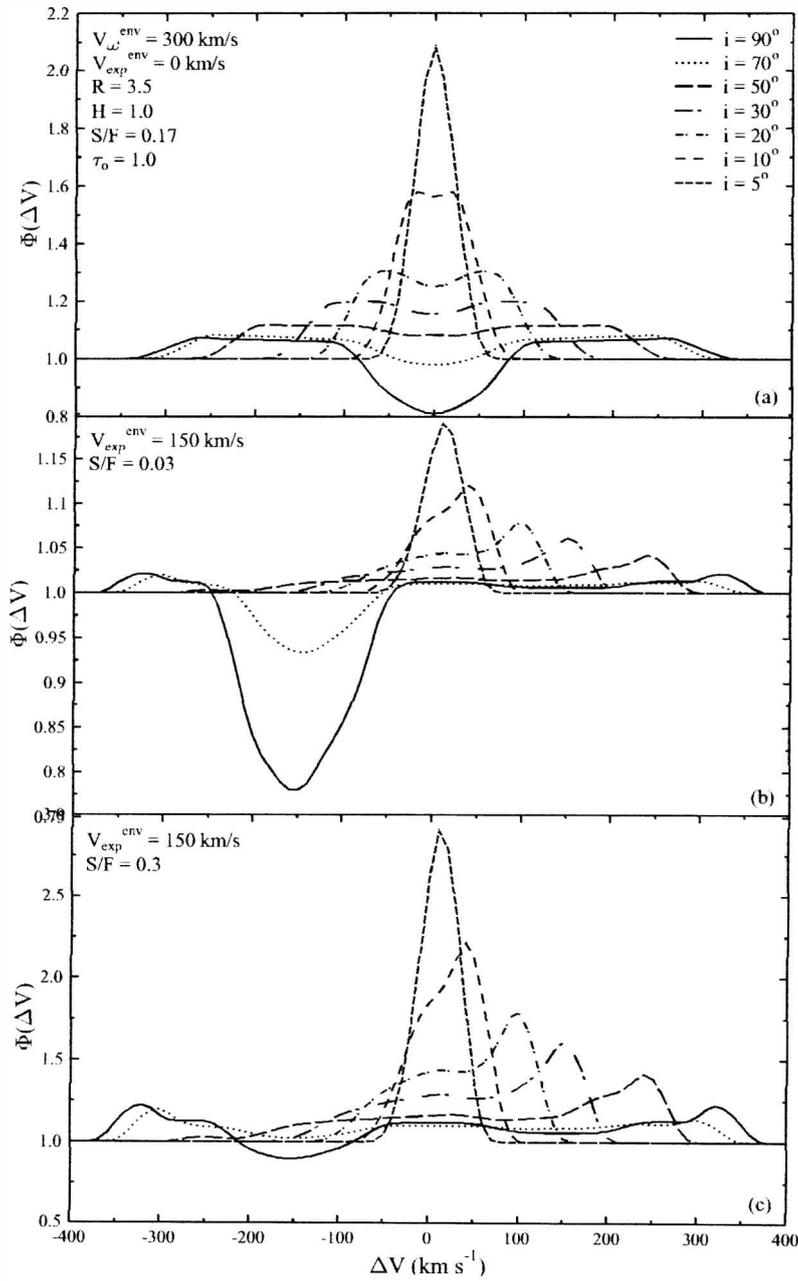


Figura 4.8: Perfiles de líneas producidos por una envoltura circunestelar anular vista según ángulos de inclinación i diferentes. (a) $S/F = 0.17$ y $V_{\text{exp}}^{\text{env}} = 0$. (b) $S/F = 0.03$ y $V_{\text{exp}}^{\text{env}} \neq 0$. (c) $S/F = 0.3$ y $V_{\text{exp}}^{\text{env}} \neq 0$

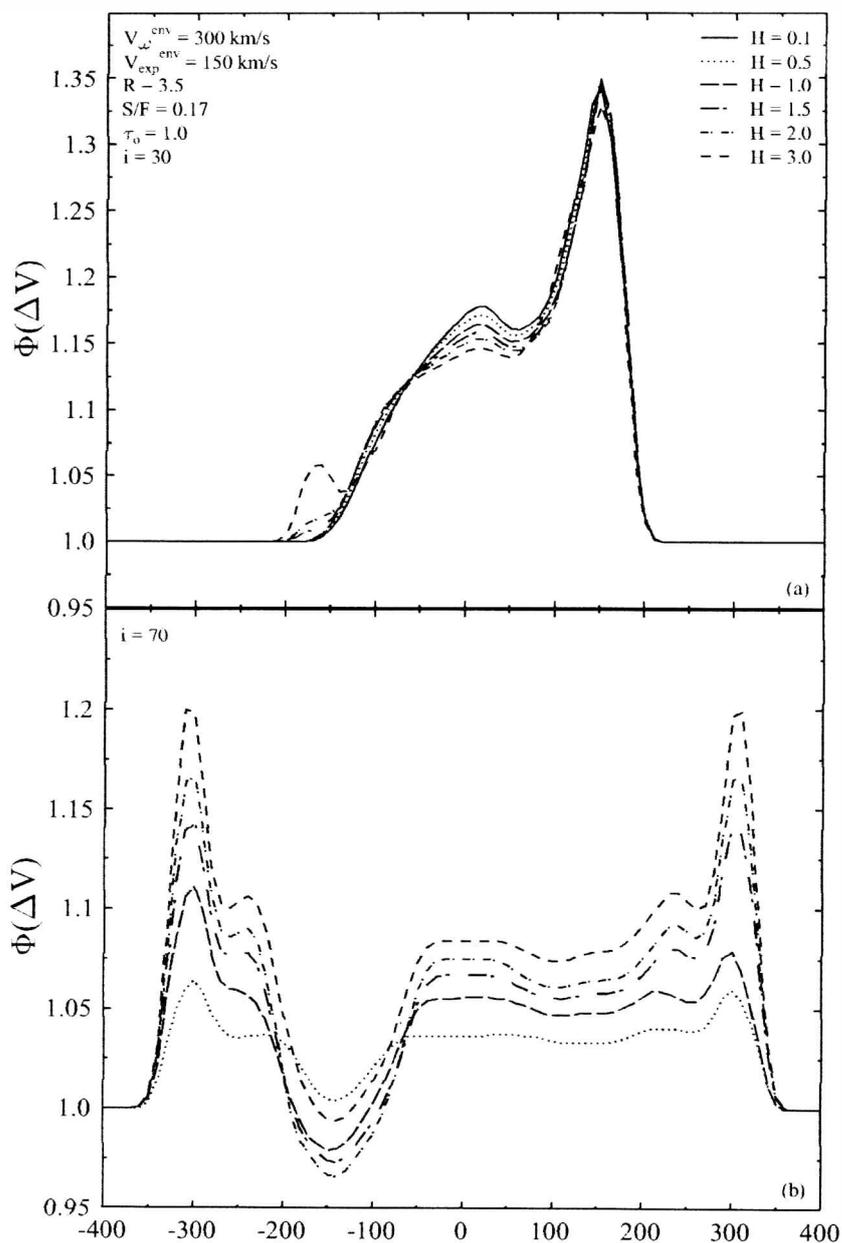


Figura 4.9: Efecto debido al cambio de la semialtura H sobre los perfiles de líneas producidos por una envoltura circunestelar anular vista según dos ángulos de inclinación i diferentes

blemente para inclinaciones $i < 45^\circ$. Los perfiles obtenidos con $V_{\text{exp}}^{\text{env}} = 0$ son de la forma ya estudiada en la Fig. 4.8. Notamos sin embargo el aspecto particular que se manifiesta si la profundidad óptica es baja. El perfil obtenido es de la forma llamada en la literatura de “capilla”. En él se distingue un pico de emisión pronunciado (la torre o el camapanario) y una meseta (o techo de la nave) que es más plana si la profundidad óptica decrece. Estos perfiles han sido estudiados por Hanuschik (1996), quien sugirió que ellos podrían ser originados en una envoltura circunestelar chata, de forma elipsoidal, centrada en uno de los focos de la elipse. En nuestro trabajo obtenemos esa clase de perfiles sólo en función del efecto diferenciado entre la región trasera del anillo circular, que favorece a la emisión en el rojo, y la región frontal, que favorece a la emisión en el azul. La emisión en el azul resulta sin embargo desfavorecida debido a la existencia de la absorción frontal en la parte azul del perfil originada por las zonas b y b' . Por otro lado, cuando el radio R es muy grande, de modo que el área del disco estelar puede considerarse despreciable, el aspecto del “llano” de la emisión del perfil “capilla” se pierde completamente.

La Fig. 4.10b y c se realizó para mostrar la acción del carácter del perfil atómico local de una dada transición sobre la línea. Vemos inmediatamente que un perfil de Lorentz produce alas mucho más extendidas que un perfil Gausseano y que por la acción de las alas Lorentzianas extensas, el perfil global de emisión resulta más redondeado.

En la Fig. 4.10b se nota, en particular, la forma chata de los picos de emisión. Los centros de estos picos, que deberían encontrarse en $V \simeq 300 \times \sin 45^\circ = 212 \text{ km s}^{-1}$, sufren de una falta de contribución de emisión. En efecto, esas velocidades corresponden a las regiones donde se sitúan los vacíos f y f' . Estas emisiones adoptan un aspecto de pico si las regiones f y f' se rellenan de material emisor. También se obtienen ese tipo de emisiones en el caso de profundidades ópticas τ_o elevadas que pueden compensar la falta de materia en f y f' con la emisión producida en el resto de regiones que responden a las velocidades radiales adecuadas.

Las Fig. 4.11 intenta poner de manifiesto el efecto del radio R del anillo. Se puede ver que la emisión es prácticamente proporcional a R para un juego fijo de parámetros S/F , H , τ_o y i . Esto se debe simplemente al hecho de que la cantidad de emisión responde al área de la superficie de la región emisora $S \sim H \times R \cos i$. En la Fig. 4.11a V_{Ω}^{env} se mantiene constante con R , mientras que en la Fig. 4.11b se toma $V_{\Omega}^{\text{env}}/R^{1/2}$ para simular el efecto de una rotación Kepleriana. La forma particular de los perfiles en la Fig. 4.11a se debe al comportamiento de la función fuente con la profundidad óptica: $S \propto \tau_o^{1/2}$. Describiremos este efecto con más detalle cuando tratemos las emisiones producidas por un disco, donde aparecen los perfiles llamados en la literatura “pico de botella”.

En la Fig. 4.12 se intenta mostrar el efecto de la profundidad óptica τ_o . En la misma figura se puede apreciar el efecto combinado de τ_o con el del radio R . Vemos, en primer lugar, que la emisión en los picos aumenta con τ_o en razón del factor $1 - e^{-\tau/\mu}$ si $0 \lesssim \tau_o \lesssim 1$ y en función de $\tau_o^{1/2}(1 - e^{-\tau/\mu})$ para $\tau_o \gtrsim 1$. En la Fig. 4.12a la absorción central es regida por el factor $e^{-\tau/\mu}$. Si embargo, la absorción central no descende de manera exponencial con τ_o dado que ésta está compensada parcialmente por una emisión del orden de $1 - e^{-\tau/\mu}$ o $\tau_o^{1/2}(1 - e^{-\tau/\mu})$ en las frecuencias centrales del perfil. Al comparar la Fig. 4.12a con las Figs. 4.12b y c se puede apreciar el efecto

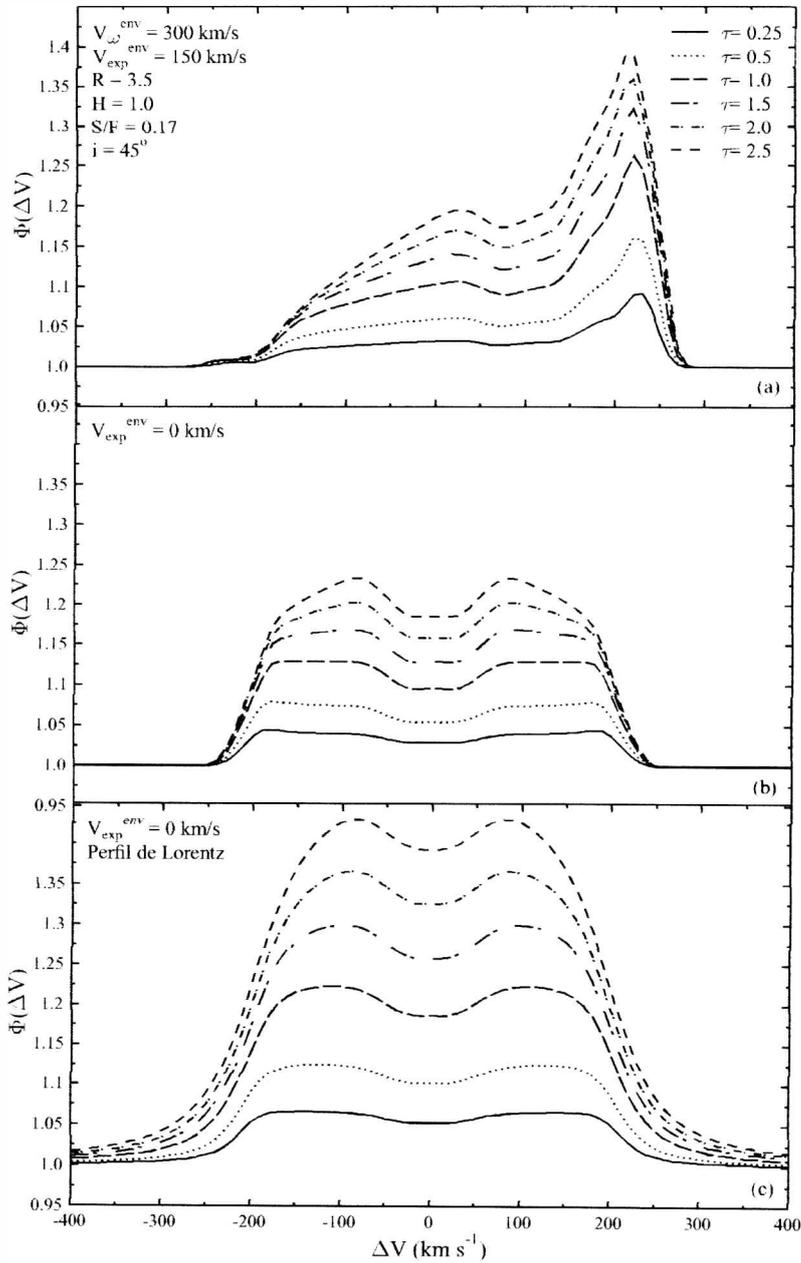


Figura 4.10: Efecto debido al cambio de la profundidad óptica τ_o sobre los perfiles de líneas producidos por una envoltura circunestelar anular. (a) $V_{exp}^{env} \neq 0$: los perfiles son de la clase "capilla". (b) $V_{exp}^{env} = 0$. (c) $V_{exp}^{env} = 0$ usando un perfil atómico de Lorentz

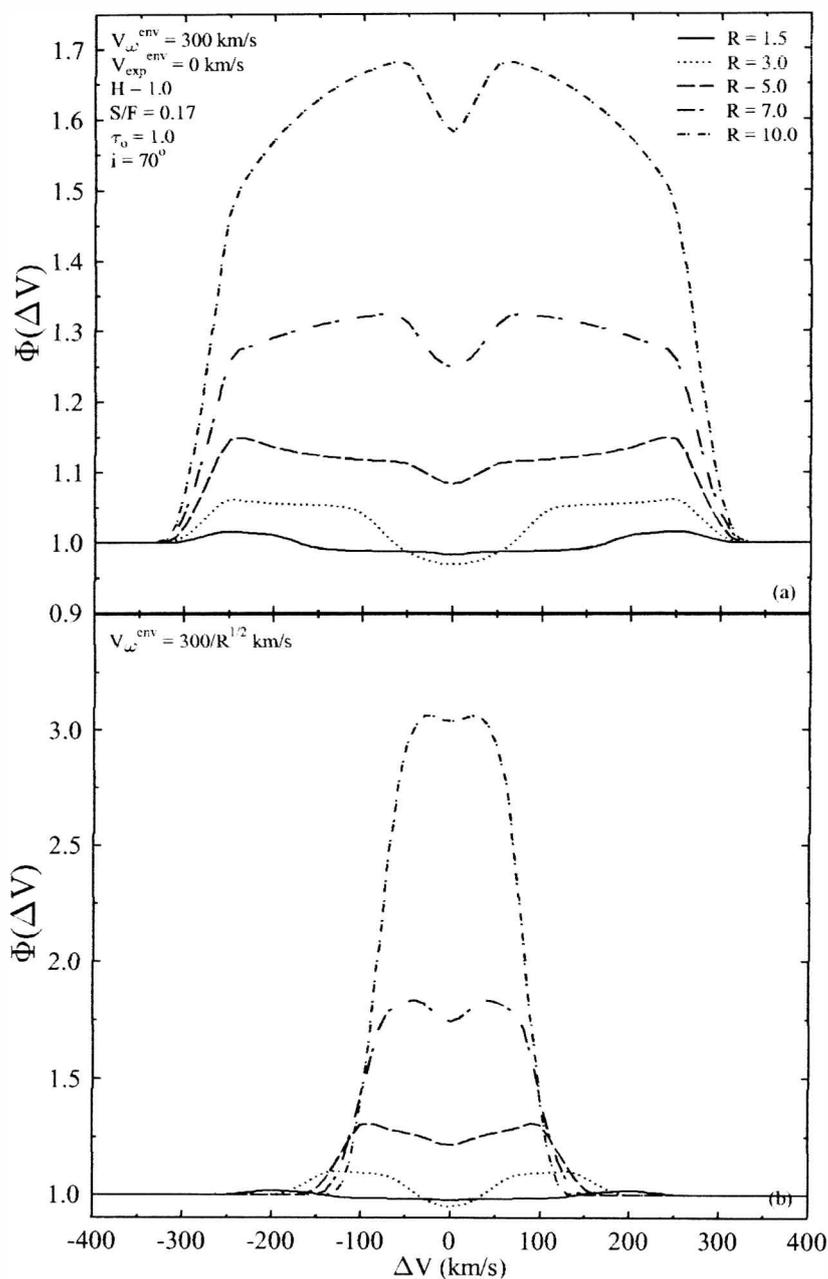


Figura 4.11: Efecto debido al cambio del radio R de la región de formación de líneas producidos por una envoltura circunestelar anular. (a) La velocidad de rotación de la envoltura se mantiene constante con R . (b) La velocidad de rotación de la envoltura varía con $R^{-1/2}$ como en la rotación Kepleriana.

debido a una superficie emisora que aumenta con R . La variación del perfil según un valor variable de R no es siempre enteramente lineal, dado que al cambiar el valor de R podemos estar cambiando el carácter del aspecto geométrico del sistema estrella-anillo proyectado sobre le fondo del cielo. Para valores suficientemente grandes y para una inclinación dada, la estrella central puede no estar cubierta por la parte frontal del anillo. Esta es una de las razones principales de los aspectos que presentan los perfiles de la Fig. 4.12c. Dependiendo de R e i , la parte trasera del anillo puede no estar cubierta por la estrella. Además, el área de las regiones vacías f y f' cambia fuertemente. Un aumento del área $f+f'$ reduce la emisión en los picos.

Otro efecto importante en la Fig. 4.12a es la variación de la separación de los picos a medida que τ_o aumenta. El efecto de la posición de los picos en emisión para el caso de una envoltura esférica y estática ha sido estudiado por Cidale & Ringuelet (1989). En este caso puede suponerse que la emisión en una longitud de onda λ dada puede aproximarse con:

$$I_\lambda = e^{-\tau_o\phi(\lambda)} + \frac{S}{F'}\mathcal{S}[1 - e^{-2\tau_o\phi(\lambda)}] \quad (4.43)$$

donde $\phi(\lambda)$ es el perfil local de la línea, τ_o es la profundidad óptica integrada radial total de la envoltura en la longitud de onda central de la línea λ_o y \mathcal{S} es el área de la superficie emisora en unidades del área del disco estelar. Se puede probar calculando $\partial I_\lambda/\partial\lambda = 0$ que el máximo de emisión (picos de emisión) de la línea se encuentra en la longitud de onda λ_M que corresponde al desplazamiento $\delta\lambda_M = \lambda_M - \lambda_o$ determinado por:

$$\phi(\delta\lambda_M) = \frac{1}{\tau_o} \ln\left[2\frac{S(\tau_o)\mathcal{S}}{F'}\right] \quad (4.44)$$

donde $S(\tau_o) = S_o$ para $\tau_o \leq 1$ y $S(\tau_o) = S_o\tau_o^{1/2}$ si $\tau_o > 1$. De la relación (4.44) vemos si τ_o aumenta, también $\delta\lambda_M$ debe aumentar. Esto implica que a mayor profundidad óptica, habrá una mayor separación de los picos.

Nuestros resultados, que corresponden a envolturas en movimiento, nos conducen a conclusiones contrarias a las de un caso estático: cuanto mayor es la profundidad óptica, menor es la separación de los picos. Nuestros cálculos no se pueden explicar usando el esquema del caso estático. En efecto, en el caso estático todas las partes de la envoltura contribuyen a una cierta longitud de onda λ dada del perfil observado con la misma λ del perfil local que siempre está centrado en λ_o . En una atmósfera en movimiento, como lo hemos visto en la sección 2.12 y/o en la Fig. 4.12, el efecto Doppler selecciona las regiones de la envoltura que pueden contribuir a una longitud de onda dada en el perfil resultante. Los cálculos muestran que para $\tau_o \leq 1$ la posición de los picos es casi invariable y corresponde a $V \simeq V_\Omega^{\text{env}}$ sin i si $V_{\text{eps}}^{\text{env}} = 0$. En cuanto τ_o comienza a crecer por encima de 1, hay dos efectos superpuestos que contribuyen al acercamiento de los picos: 1) el crecimiento de la emisión hacia el centro de la línea debido a la función fuente $S(\tau_o) = S_o\tau_o^{1/2}$, que favorece considerablemente la emisión en las longitudes de onda próximas a λ_o ; 2) la absorción en las alas producida por el solapamiento de regiones frontales y traseras e y e' y que se localizan en las regiones donde se producen las velocidades radiales máximas debidas a la rotación del anillo.

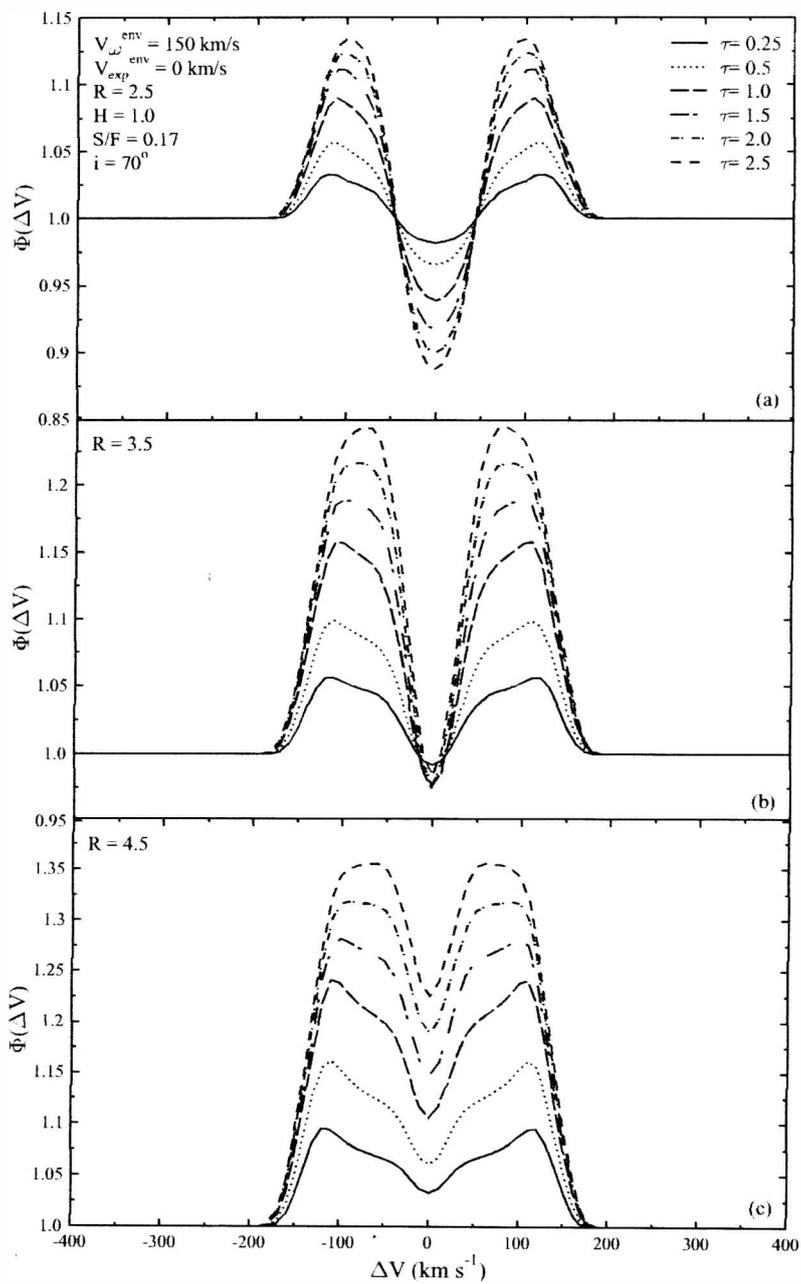


Figura 4.12: Estudio del efecto combinado del cambio de la profundidad óptica τ_o y del radio R sobre las líneas producidas por una envoltura circunestelar anular

Como consecuencia de ésta absorción en las altas velocidades, los flancos externos de los picos de emisión quedan “recortados” dejando a los picos centrales un máximo que aparenta acercarse a λ_0 .

Finalmente, la Fig. 4.13 muestra el efecto de la variación de la función fuente. Un valor de S/F mayor produce una emisión más fuerte, como debería esperarse. Para valores fijos de R y H vemos que un aumento de τ_0 produce un redondeo global de los perfiles, a medida que la intensidad en los picos aumenta y que la separación de éstos disminuye (Figs. 4.13a y 4.13c). Un cambio en el valor de R produce una configuración geométrica diferente del sistema estrella-anillo proyectado sobre el fondo del cielo. Como ya hemos mencionado anteriormente, valores grandes de R pueden, por ejemplo, implicar la aparición de zonas decubiertas de la estrella central, con lo cual la absorción central del perfil puede ser menos intensa.

4.3. Envoltura en forma de disco

Los anchos a mitad de intensidad de las líneas espectrales en emisión en las estrellas Be, en particular de las líneas de Fe II, son grandes y ellos se correlacionan con la velocidad de rotación de la estrella central. Teniendo presente este hecho, es natural pensar que el medio donde éstas se forman también está en rotación. Existe además una fuerte correlación entre la separación de los picos de emisión y la velocidad de rotación de la estrella (Hanuschik 1989). Aunque el ancho de estas líneas no se debe únicamente a efectos cinemáticos (Chauville et al. 2002), es difícil prescindir de la componente cinemática de ensanchamiento. A pesar de la variabilidad de la intensidad de la emisión y de la forma de los perfiles, podemos hablar de una cierta estabilidad relativa del aspecto de los perfiles en escalas de tiempo mucho más largas que el período de rotación estelar. Las escalas de estabilidad relativa varían según las épocas y según las estrellas. Las correlaciones mencionadas arriba implican entonces que la materia eyectada por la estrella central logra “keplerisarse” de cierta manera en el medio circunestelar próximo a la estrella. El mecanismo que provee el momento cinético necesario para establecer órbitas con velocidades Keplerianas del material expelido es aún desconocido. Este momento angular es sin embargo mayor que el momento angular que la estrella central puede proveer con su rotación superficial, incluso si ésta rotación es próxima a la velocidad crítica (Zorec 2004, Townsend et al. 2003). El descubrimiento reciente de campos magnéticos en algunas estrellas Be (Neiner 2002) brinda ciertas esperanzas para lograr explicar la existencia de velocidades Keplerianas en las envolturas circunestelares de estas estrellas por intermedio de aceleraciones de origen magnetohidrodinámico (Balona 2000). Si admitimos que la rotación en la envoltura es Kepleriana o quasi-Kepleriana, es necesario que la materia se distribuya en torno a la estrella con una concentración importante hacia el ecuador del sistema estrella-envoltura. Esto se debe al hecho de que el movimiento Kepleriano es esencialmente plano. Las numerosas inestabilidades dinámicas y magnetohidrodinámicas que pueden existir en las envolturas, dado su alto grado de ionización, hacen posible que la envoltura tenga un espesor apreciable en la dirección perpendicular al plano ecuatorial (Fromang et al. 2003). En los parágrafos que siguen desarrollamos los elementos necesarios para modelar líneas en emisión

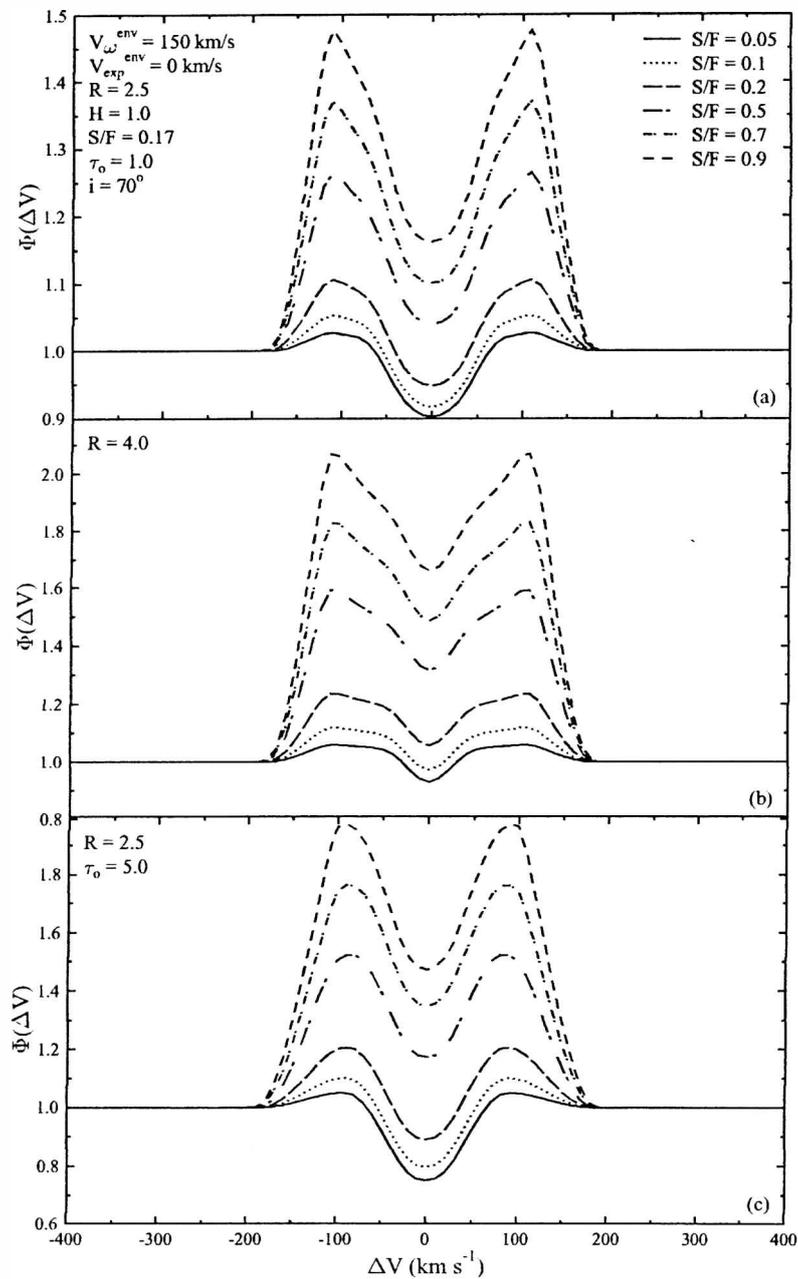


Figura 4.13: Estudio del efecto combinado del cambio de la valor de la función fuente S/F , del radio R y de la profundidad óptica τ_o sobre las líneas producidas por una envoltura circunestelar anular

en una envoltura circunestelar en forma de disco grueso en rotación y animado por una dada ley de velocidades de expansión o contracción.

4.3.1. Estructura y campos de velocidades en el disco

En un medio dominado por un campo de velocidades de rotación como el campo Kepleriano, las curvas de velocidad radial constante vistas por un observador, se presentan en forma de campo dipolar de “lazo” de velocidad radial constante relativa al observador, donde el eje de “dipolaridad” es perpendicular a la visual (Horn & Marsh 1989). Las líneas de velocidad radial $v_r = 0$ son rectas paralelas a la visual. La longitud de los “lazos” de velocidad radial $v_r = \text{constante}$ aumenta con la velocidad y pasa por un máximo para terminar con lazos que se cierran (longitud nula) en torno a un punto en el ecuador estelar donde $v_r = V \sin i$. La intensidad emitida en una longitud de onda dada en el perfil observado es una función creciente de la longitud del “lazo” que le corresponde por el efecto Doppler $\lambda - \lambda_o = \lambda_o(v_r/c)$ respectivo. Como la longitud de los “lazos” $v_r = \text{constante}$ tiene un máximo, también cabe esperar que haya un máximo de emisión en una cierta longitud de onda dada. Esta proporcionalidad entre la longitud de lazos de velocidad radial constante y la intensidad emitida se aplica tanto para velocidades positivas como negativas. El perfil de emisión resultante tiene entonces dos picos de emisión. Si en el campo de velocidades se incluyen también velocidades de expansión o de contracción, los picos de emisión resultan asimétricos.

Supondremos que la distribución de la densidad radial del disco está regida por el campo de velocidades de expansión (contracción), como lo hicimos en el caso de una envoltura toroidal con las relaciones (4.3) y (4.31). Si por el contrario decimos que en la dirección vertical al ecuador el disco está en equilibrio hidrostático, el perfil de densidad vertical estará dado por (Treves & Maraschi 1988):

$$N(Y) = N(R)e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{Y}{H}\right)^2} \quad (4.45)$$

donde $N(R)$ está dado por un relación de la forma (4.31), mientras que la escala de alturas H está relacionada con la velocidad térmica v_t del medio (Treves & Maraschi 1988):

$$\frac{H}{R} \sim \frac{v_t}{V_\Omega(R)} \quad (4.46)$$

Como existen muchas incógnitas relacionadas con v_t , no sólo deben tomarse en cuenta las velocidades de turbulencia en la relación (4.46) sino que también se debe incluir el efecto del campo de velocidades de expansión, en este trabajo tomamos H como parámetro libre.

Supongamos que estamos observando el disco según una inclinación i dada. Si la distribución vertical de densidad del disco está dada por (4.45), podemos pensar que éste tiene un espesor efectivo del orden de H . En la dirección de la visual definida por i podemos estar viendo entonces a través del espesor del disco, un rango de velocidades determinado por la dependencia de V_{exp} y V_Ω con el radio R . En la misma dirección de la visual habrá entonces un intervalo de desplazamientos Doppler que es del orden de:

$$\Delta V_D \sim \frac{H}{R} V \sin i \tan i \quad (4.47)$$

donde hemos despreciado factores numéricos del orden de 1.

Para estudiar las velocidades implicadas en una dirección dada, podemos usar el esquema de la Fig. 4.14, donde se muestran los elementos geométricos necesarios. Sabemos que en el punto P sobre el ecuador ($Y = 0$) donde se tiene una velocidad Kepleriana v_Ω el radiovector está dado por $R = (X^2 + Z^2)^{1/2}$. Al pasar del punto P al punto P' sobre la misma visual, la velocidad Kepleriana v_Ω' se referirá a un radiovector $R' = (X^2 + (Z + \Delta Z)^2 + \Delta Y^2)^{1/2}$ donde vale la relación $\Delta Z = \Delta Y \tan i$. Desarrollando en serie de potencias de ΔY y ΔZ la diferencia $v_\Omega - v_\Omega'$ y despreciando los términos de segundo orden y superiores que dependen de la curvatura del medio, obtenemos:

$$v_\Omega' = v_\Omega(R) - v_\Omega(R) \frac{1}{2} \frac{Y}{R} \cos \theta \tan i \quad (4.48)$$

La velocidad radial que nos interesa para el cálculo de las líneas en emisión es obviamente:

$$v_r = v_\Omega' \sin \theta \sin i \quad (4.49)$$

lo cual implica que tendremos una componente de cizalla:

$$v_{ciz} = -v_\Omega(R) \frac{1}{4} \frac{Y}{R} \sin 2\theta \sin i \tan i \quad (4.50)$$

que se anula en $\theta = 0$ y en $\theta = \pm\pi/2$.

De manera similar tendremos un efecto de cizalla dependiente del campo de velocidades dado por (4.31). El desarrollo es similar al que acabamos de hacer y conduce a:

$$v'_{exp} = v_{exp}(R) - v_{exp}(R)(2 - \beta) \frac{Y}{R} \cos \theta \tan i \quad (4.51)$$

Las velocidades radiales totales en el disco necesarias para el cálculo de los perfiles de la líneas en emisión son entonces:

$$\left. \begin{aligned} v_r &= v_o - v_1 \frac{Y}{R} \\ v_o &= (v_\Omega(R) \sin \theta + v_{exp}(R) \cos \theta) \sin i \\ v_1 &= \left[\frac{1}{2} v_\Omega(R) \sin \theta + v_{exp}(R)(2 - \beta) \cos \theta \right] \cos \theta \tan i \sin i \end{aligned} \right\} \quad (4.52)$$

Un tratamiento similar ha sido llevado a cabo por Horne & Marsh (1989) para discos de acreción. Mientras que estos autores sólo tuvieron en cuenta los movimientos Keplerianos, en este trabajo se incluyó también un campo de velocidades de expansión o contracción.

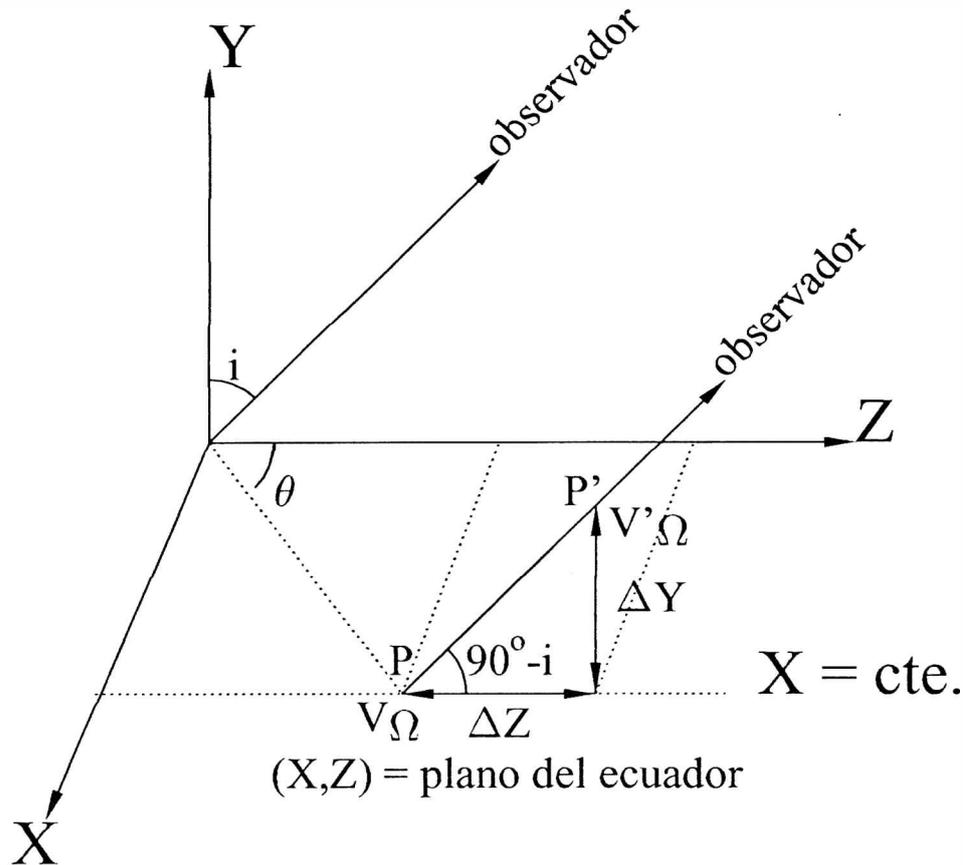


Figura 4.14: Esquema que permite visualizar el cálculo de las componentes de velocidad de cizalla vistas según una cierta inclinación del disco circunestelar

4.3.2. Formación de líneas en emisión

Ensanchamiento del perfiles por efectos de cizalla del campo de velocidades

Resulta interesante estudiar la influencia de la componente total de cizalla $v_1 \frac{Y}{R}$ en la formación de las líneas espectrales observadas. Como en el caso de la envoltura en forma toroidal, supongamos que el perfil de absorción en el átomo Φ es una función Gaussiana de las componentes de velocidad (4.52) y que en consecuencia depende de Y :

$$\left. \begin{aligned} \Phi(Y) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta_t} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\lambda-\lambda_D}{\Delta_t}\right)^2} \\ \Delta_t &= \lambda_o \frac{v_t}{c} \\ \lambda_D &= \lambda_o \frac{v_r(Y)}{c} \\ v_r(Y) &= v_o - v_1 \frac{Y}{R} \end{aligned} \right\} \quad (4.53)$$

La profundidad óptica en la dirección de la visual es entonces:

$$\tau = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(Y)N(Y)dY \quad (4.54)$$

donde la operación de integración conduce a una nueva función de Gauss:

$$\left. \begin{aligned} \tau &= \tau_o \times \left[\frac{e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\lambda-\lambda_o}{\delta\Delta_t} \frac{v_o}{c}\right)^2}}{\delta\Delta_t} \right] \\ \tau_o &= \frac{N(R)H}{\sqrt{2\pi}} \\ \delta &= \left[1 + \left(\frac{\lambda_o}{\Delta_t} \frac{v_1}{c} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \right\} \quad (4.55)$$

en la que notamos la presencia del factor δ que se agrega como un factor multiplicativo de Δ_t y que por ende actúa como agente suplementario de ensanchamiento de los perfiles por efecto de cizalla.

Flujo en las líneas espectrales

El flujo emitido por un disco visto con un ángulo de inclinación i , en una línea espectral dada, se calcula de la misma manera que en el caso de la envoltura toroidal aplicando la relación (4.19) sobre una superficie elíptica que resulta de la proyección del círculo ecuatorial sobre el plano del fondo del cielo. Utilizamos también las mismas reglas de composición de intensidades específicas (4.33) como en el caso toroidal, sólo que ahora no tendremos absorciones de las emisiones producidas en las partes traseras del disco y que son provocadas por las partes frontales del mismo. Las autoabsorciones están regidas ahora sólo por la profundidad óptica del disco mismo. Los efectos Doppler diferenciales están contenidos enteramente en las componentes de cizalla. A diferencia de lo propuesto por Horne & Marsh (1989), hemos incluido en nuestro trabajo la absorción de la radiación estelar suyacente producida por el disco.

Al reducir el disco a una capa equivalente con la operación de integración realizada en (4.54), el criterio de determinación de la superficie estelar cubierta por el disco se define de la siguiente manera. Un corte del disco en $x = 0$ con un plano vertical, que contiene al eje de rotación de la estrella, un paralelogramo en torno del ecuador de altura $2H$ y extensión $R_e - 1$. Al observar esta construcción geométrica para un ángulo i , vemos que la superficie de la estrella estará cubierta por regiones menos y más espesas/profundas del disco, al desplazar visuales desde las zonas polares "norte" de la estrella hacia las zonas ecuatoriales. Esas diferencias de espesor varían con la inclinación i . El cálculo directo del espesor promedio, sin embargo, no difiere mucho con el espesor medio usado en el caso de la envoltura toroidal de altura $2H$. Despreciando entonces los efectos de inclinación de segundo orden, podemos reducir el problema al de un sistema de dos capas delgadas y uniformes. Una de ellas tiene una altura total $2H$ y está situada justo delante de la estrella. La otra es un disco fino de radio R_e que se encuentra en el ecuador del sistema estrella-disco. La primera puede tener en cuenta la absorción del flujo estelar producida por la envoltura y la segunda producirá la emisión de la envoltura. Teniendo en cuenta los vértices de la capa vertical y de la capa horizontal y haciendo pasar por ellos líneas paralelas a la visual, podemos delimitar las regiones de la superficie estelar que son cubiertas

por el disco externo. Como en el caso de la envoltura toroidal, también aquí nos encontramos con 16 configuraciones. Sin embargo su control se realiza de manera mucho más natural utilizando las transformaciones (4.6), dado que en el presente caso no tenemos necesidad de identificar zonas con efectos Doppler diferenciados que se absorben por causas de superposiciones provocadas por las proyecciones sobre el fondo del cielo. La Fig. 4.15 muestra la operación de reemplazo por capas para una de las configuraciones posibles.

Indiquemos finalmente que la formulación de una envoltura de forma de disco puede ser mucho más apropiada para inclinaciones i pequeñas que para inclinaciones grandes. En el caso de inclinaciones grandes, los segundos órdenes en ΔY , que hemos despreciado en (4.48), pueden ser importantes para el cálculo de las componentes de velocidad de cizalla.

La función fuente

Los desarrollos efectuados para la envoltura toroidal son también aplicables al caso de la envoltura en forma de disco. Insistimos, sin embargo, sobre el hecho que mientras en la envoltura toroidal puede ser usado cualquier tipo de perfil de absorción en el átomo, el presente caso se ha desarrollado solamente para un perfil Gausseano (ver 4.45) dado que hemos combinado (4.45) y (4.53). La combinación de un perfil de tipo Lorentz con la distribución (4.45) puede llevarse a cabo, pero la integración (4.54) requiere tener una buena representación de la función integral de probabilidad para no prolongar indebidamente el cálculo numérico de los perfiles de líneas.

4.3.3. Perfiles de líneas en emisión producidas por un disco circunestelar

Aspectos generales

En los cálculos de perfiles de líneas emitidas por un disco circunestelar que se presentan a continuación interviene un parámetro importante β , que describe la distribución de la densidad de materia en el disco en función del radio, o lo que es equivalente, la ley de velocidad de expansión (contracción) en el disco. Conservando la forma de la ley de densidad (4.3), de acuerdo con la ley de continuidad para un fluido de espesor característico constante H y en el cual la distribución vertical de densidad se comporta como lo define la relación (4.45), podemos escribir:

$$\left. \begin{aligned} V_{\text{exp}}^{\text{env}}(R) &= V_{\text{exp}}^{\text{env}}(R_o) \left(\frac{R_o}{R}\right)^{2-\beta} \\ &= V_{\text{exp}}^{\text{env}}(R_o) \left(\frac{R_o}{R}\right)^{\alpha} \end{aligned} \right\} \quad (4.56)$$

con lo cual tenemos:

$$\alpha = 2 - \beta \quad (4.57)$$

De esta manera $\alpha > 0$ representa un movimiento desacelerado hacia el exterior, lo cual puede implicar un disco con densidad creciente si $\alpha > 2$. En las figuras presentadas en este capítulo hemos usado $\alpha = 1,5$ que conduce a $\beta = 0,5$, lo cual

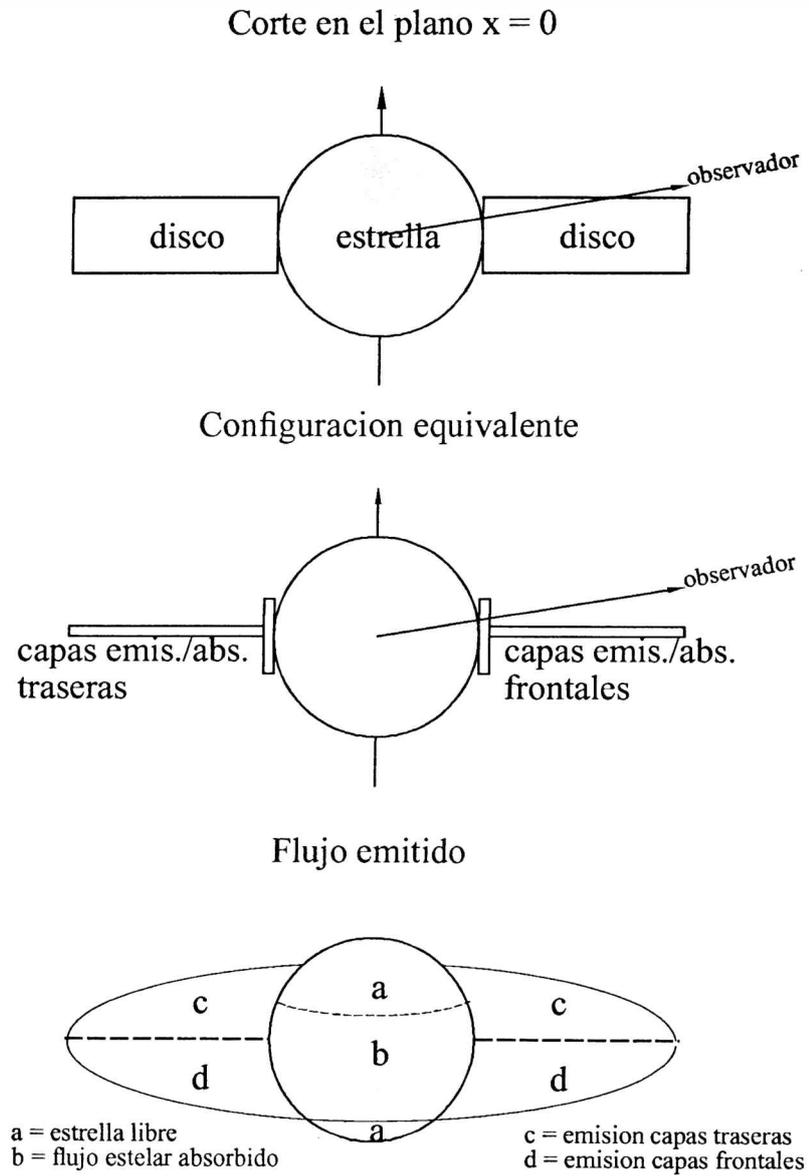


Figura 4.15: Representación gráfica de la simplificación usada para el cálculo del tratamiento del transporte radiativo implicado en el sistema estrella-disco visto según una dada inclinación i

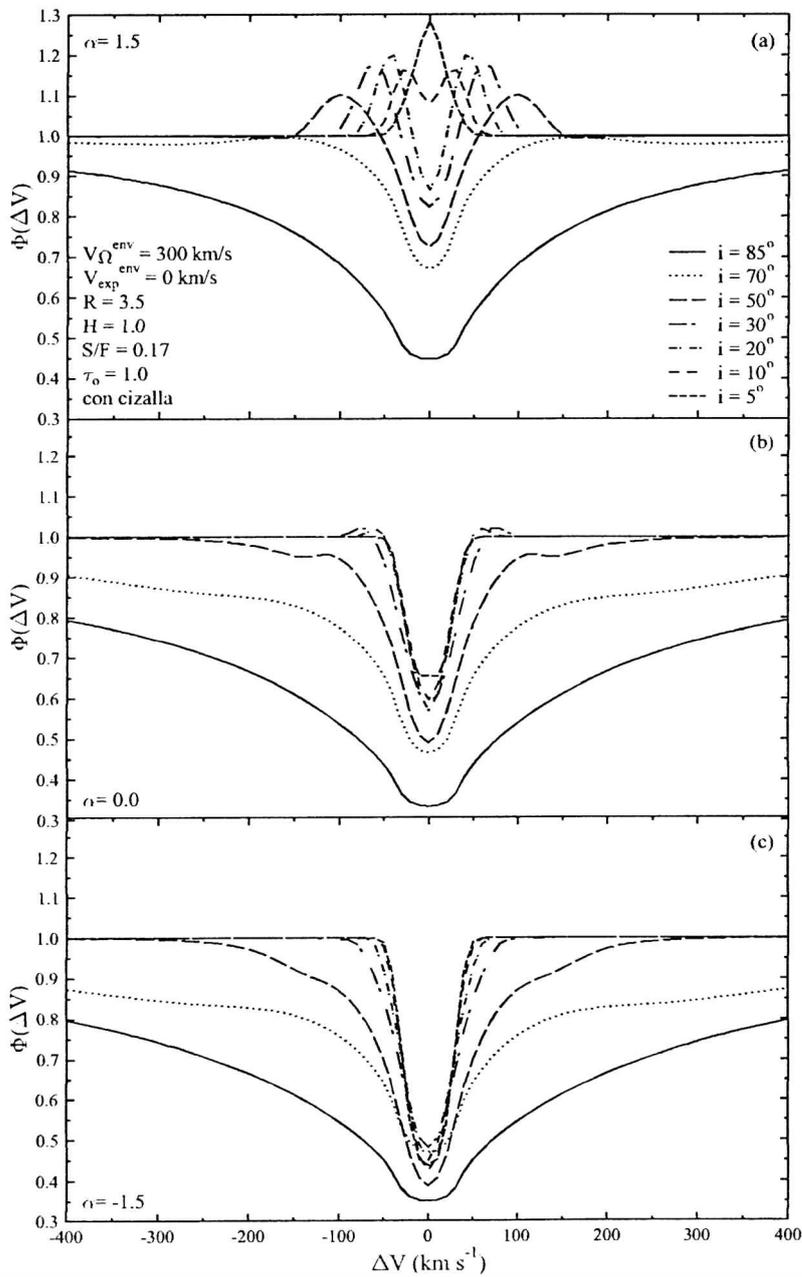


Figura 4.16: Perfiles de líneas producidos por una envoltura circunestelar en forma de disco con tres distribuciones diferentes de densidad en función del radio, vista según ángulos de inclinación i diferentes. Están incluidos los efectos de cizalla

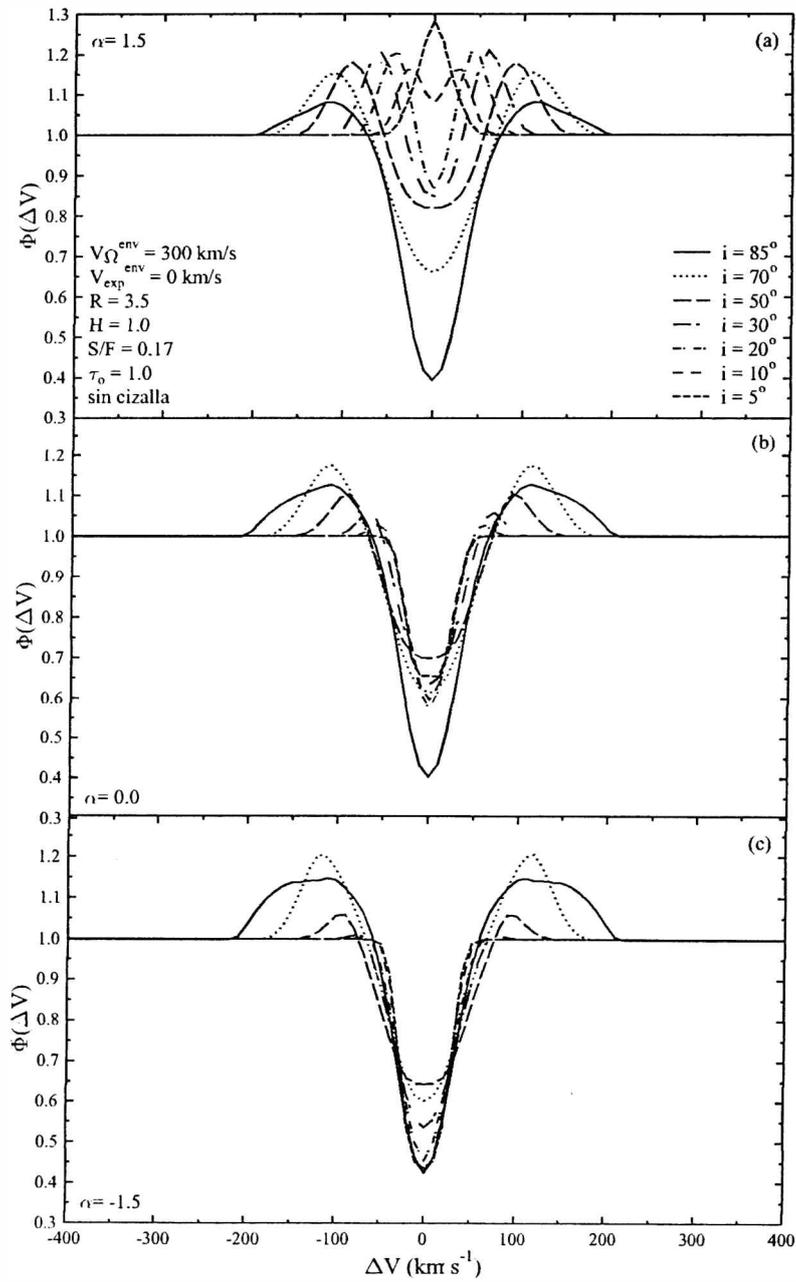


Figura 4.17: Idem Fig. 4.16, pero sin efectos de cizalla

por (4.3) implica una distribución de densidad en el disco que varía muy poco con R . Un valor de $\alpha = 0$ representa una expansión uniforme, lo cual implica una densidad decreciente en R^{-2} . Un $\alpha < 0$ implica una expansión acelerada, mientras que esto corresponde al mismo tiempo, a una distribución de densidad de material circunestelar caracterizada por una fuerte concentración de masa en las cercanías de la estrella. En éste último caso, cabe esperar que el radio dentro del cual se origina la emisión observada sea pequeño. El hecho que haya mucho material en las cercanías de la estrella, hace que las emisiones sean en general pequeñas y que los perfiles resultantes estén dominados por fuertes componentes de absorción.

Como en el caso del anillo, en el disco también tendrán importancia los valores de los parámetros H , R , S/F y τ_o para determinar el aspecto de los perfiles. Cuando los ángulos de inclinación i son pequeños, H no tiene importancia, dado que la información sobre el espesor del disco ya estará dominada por la profundidad óptica τ_o . Para grandes inclinaciones, H actúa de dos maneras: a) según una dada proyección i relativa al observador, H determina la fracción del disco estelar cubierta por la envoltura y por ende, la cantidad de radiación fotosférica subyacente que éste absorbe; b) rige la sensibilidad de los perfiles de líneas a los efectos de cizalla del campo de velocidades en el disco circunestelar.

Como ya destacó en la Sección 3.2.3 de este capítulo, los perfiles atómicos utilizados en los cálculos son Gausseanos únicamente. Esta limitación ha quedado establecida con el cálculo de (4.54) en el que se ha hecho uso de (4.53) para la forma del perfil atómico y de (4.45) para describir la distribución vertical de la densidad en el disco. Estas suposiciones conducen a la forma analítica cerrada (4.55) de la profundidad óptica, que también contiene una nueva función Gausseana. Un forma Lorentziana del perfil $\Phi(Y)$ hace que la integración (4.54) no pueda reducirse a una expresión analítica compacta. En ese caso deberíamos buscar expresiones interpolatorias de los resultados numéricos de las integrales (4.54) en función de λ . Estos resultados numéricos dependen, además, de los valores escogidos de τ_o , δ , etc., lo cual implica que sea necesario buscar expresiones de interpolación para cada caso en particular. El uso de la integral (4.54), tal como ésta está escrita, se puede efectuar numéricamente en cada punto (x, y) de la malla que representa el disco proyectado sobre el fondo del cielo, para la combinación particular de los parámetros de los que depende en ese punto. Si embargo, las integraciones numéricas, incluso cuando se trata de perfiles simples, prolongan el cálculo de manera prohibitiva. Por otro lado y, desde un punto de vista físico, los cálculos con perfiles Lorentzianos no se justifican. En efecto, las líneas en emisión observadas del Fe II no parecen presentar alas muy desarrolladas, lo cual implica que los efectos de ensanchamiento por presión y/o por radiación, puedan despreciarse.

Resultados

En las Figs. 4.16, 4.17 y 4.18 se muestra el efecto de cizalla del campo de velocidades sobre los perfiles emitidos por un disco circunestelar. En las Figs. 4.16 y 4.17 se grafican los perfiles calculados para tres valores diferentes de α y para diferentes ángulos de inclinación i bajo los cuales se observa el sistema estrella-disco. El efecto más notable debido al campo de velocidades se manifiesta en la extensión de las alas

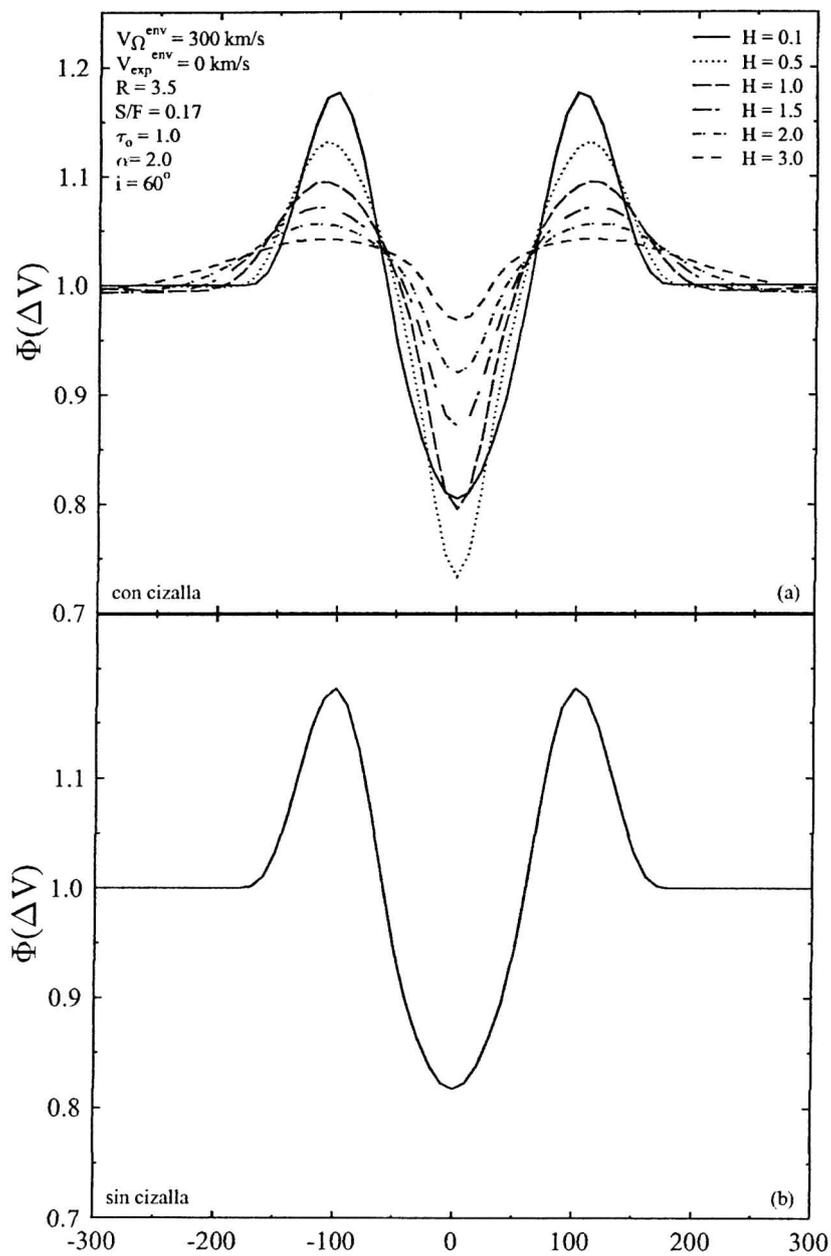


Figura 4.18: Efectos de cizalla en función de la semialtura H del disco circunestelar

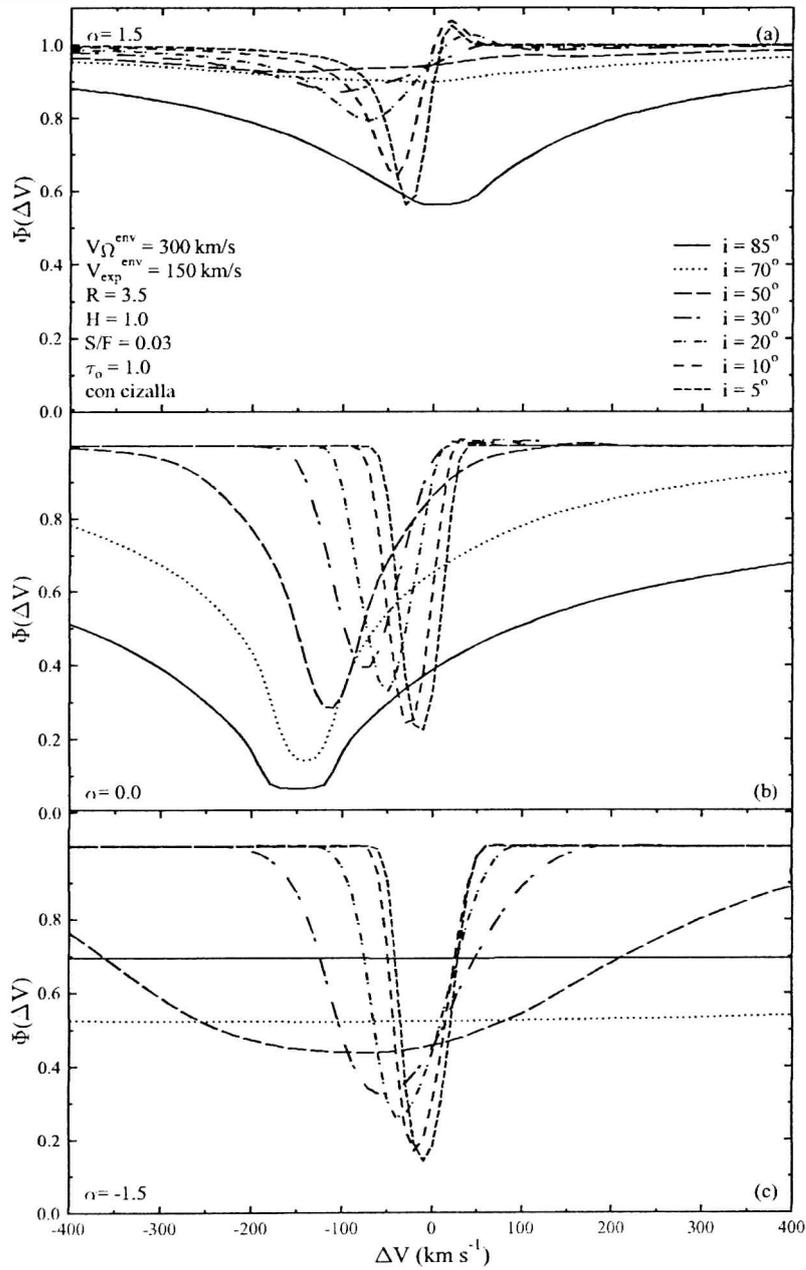


Figura 4.19: Perfiles de líneas producidos por un disco con S/F pequeño visto según diferentes inclinaciones

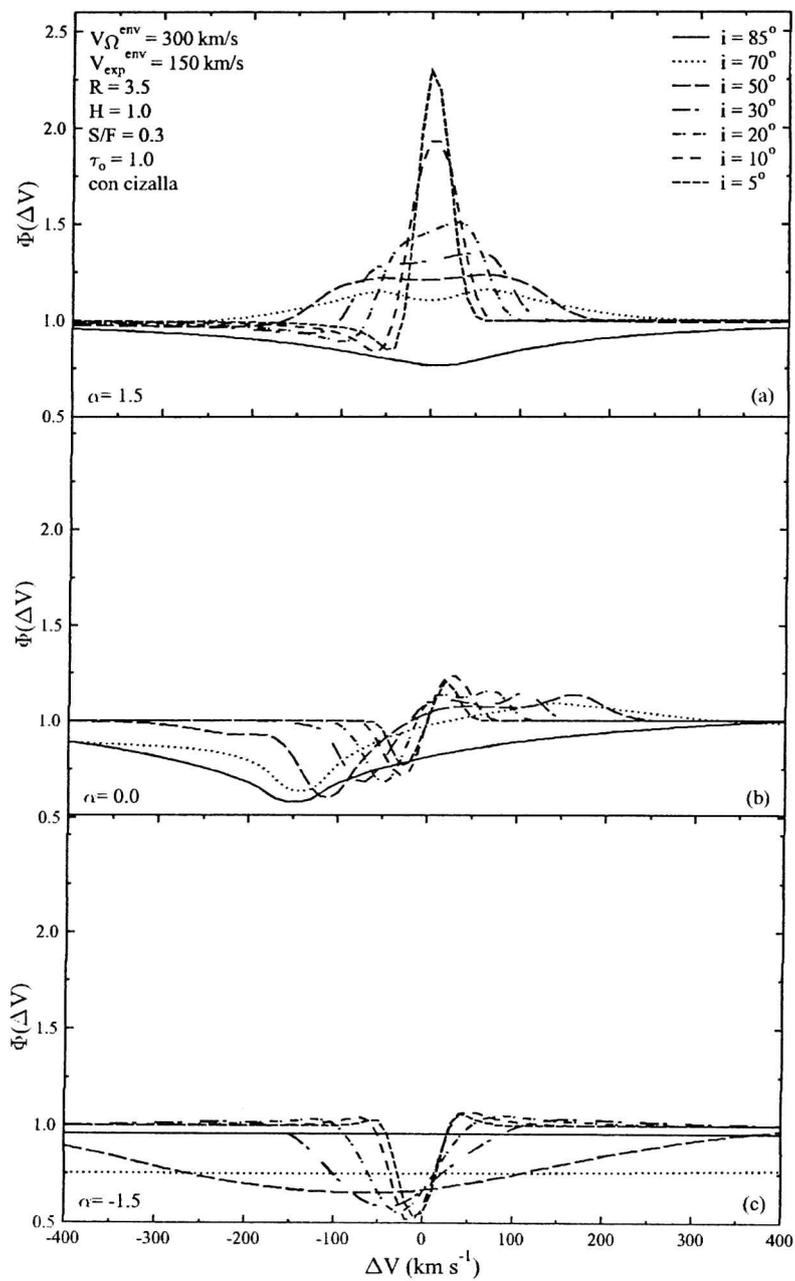


Figura 4.20: Idem Fig. 4.19, pero para S/F grande

de las líneas espectrales. Este efecto se debe al ancho Doppler modificado $\delta \times \Delta_t$ que en la expresión (4.52) de v_1 refleja, por intermedio del factor H/R , el grado de rotación y de expansión diferencial en el disco visto a lo largo del camino óptico, al atravesar el espesor del disco en la dirección determinada por i . Para valores pequeños de i , sólo es recorrido un intervalo reducido del δR radio, con lo cual v_1 es despreciable y $\delta \rightarrow 1$. En ese caso, los perfiles no son sensibles (o muy poco) a los efectos de cizalla del campo de velocidades. Notamos también que para $i \gtrsim 50^\circ$, al despreciarse el efecto de cizalla (Figs. 4.17b y c), aparecen picos de emisión en las alas de los perfiles, mientras que éstas no existen, o son muy pequeñas, si la cizalla está presente. Este fenómeno se explica simplemente si se tiene en cuenta que las componentes en absorción siempre están regidas por términos de la forma $A(\lambda) \sim e^{-\tau_o \Phi(\lambda)}$, mientras que las componentes en emisión están favorecidas por términos de tipo $E(\lambda) \sim (S/F)R^2[1 - e^{-\tau_o \Phi(\lambda)}]$. Cuando está presente el efecto de cizalla, es decir $\delta \neq 1$ en (4.55), el perfil de Gauss modificado absorbe mucho en las alas y, de acuerdo con la combinación de parámetros usados, puede ocurrir que $A(\lambda) \gtrsim E(\lambda)$. En el caso contrario, si $\delta \simeq 1$, es posible que se tenga $E(\lambda) \gtrsim A(\lambda)$ para ciertas longitudes de onda, como ocurre en las Figs. 4.17b y c.

La Fig. 4.18 muestra nuevamente el efecto de cizalla para una dada inclinación, pero usando diferentes valores de la semialtura H . Despreciando el efecto de δ en el ancho Doppler del perfil de la profundidad óptica, se obtiene un perfil de línea que corresponde a un disco infinitamente delgado, es decir $H \rightarrow 0$. Como ya lo hemos indicado, el efecto de cizalla aumenta considerablemente la absorción en las alas del perfil atómico local, lo cual puede simular un efecto de la clase de ensachamientos tipo Lorentz que hemos estudiado en la Fig. 4.10c. Debemos notar también que el aumento de la absorción en las alas del perfil local puede percibirse como un "incremento" del número de partículas emisoras en esas longitudes de onda que, para ciertas combinaciones favorables de parámetros, puede conducir a hacer $E(\lambda) \gtrsim A(\lambda)$, favoreciendo así la intensificación de emisiones en ciertas longitudes de onda que pueden esperarse, a priori, menos intensas.

En las Figs. 4.19 y 4.20 se destaca el efecto debido a valores diferentes de la función fuente y a diferentes ángulos de proyección i y distribuciones de densidad en el disco. Para $\alpha \leq 0$ las absorciones dominan el perfil resultante. Las emisiones son importantes sólo si S/F es relativamente elevado y si la densidad es casi uniforme en el disco. Podemos apreciar además los efectos competitivos entre S/F y α comparando las Figs. 4.19a, 4.20b, donde los perfiles resultantes son casi de la misma clase y de intensidad comparable. En ambos casos se reproducen perfiles de tipo P Cyg. Estos perfiles se diferencian, sin embargo, en la manera que se producen los desplazamientos de las componentes en absorción con respecto a $V = 0$ según los diferentes valores de la inclinación i . Esto se debe al hecho que α no es el mismo y que en consecuencia, las regiones eficaces de formación de la radiación que contribuyen a las componentes en absorción no tienen las mismas extensiones. Al ser diferentes las extensiones de las regiones de formación, también diferirán las velocidades que entran en juego para provocar los desplazamientos Doppler respectivos.

En las Figs. 4.21 y 4.22 se estudia el efecto combinado de los parámetros H y de α . En la Fig. 4.20 el ángulo i es pequeño, con lo cual los efectos de cizalla son

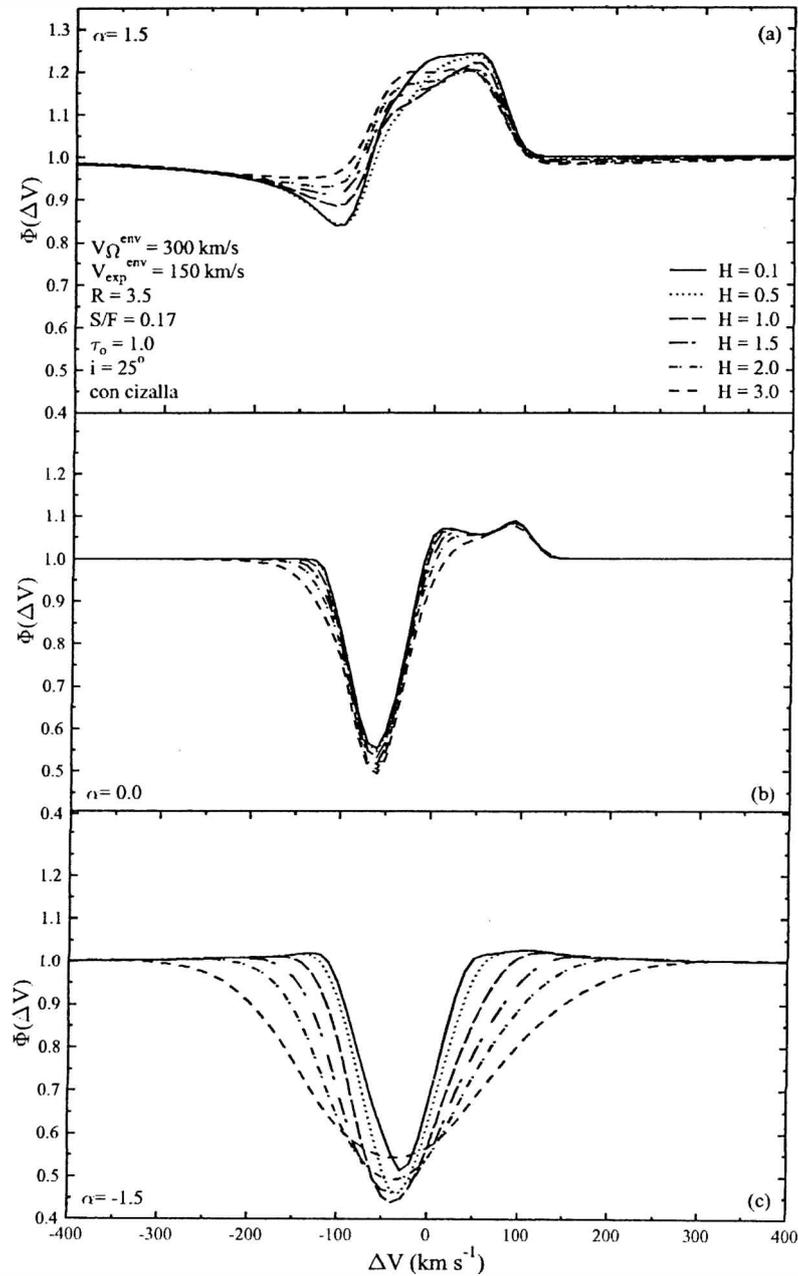


Figura 4.21: Efecto de H sobre perfiles de líneas producidas por un disco circunestelar visto bajo un ángulo $i = 25^\circ$

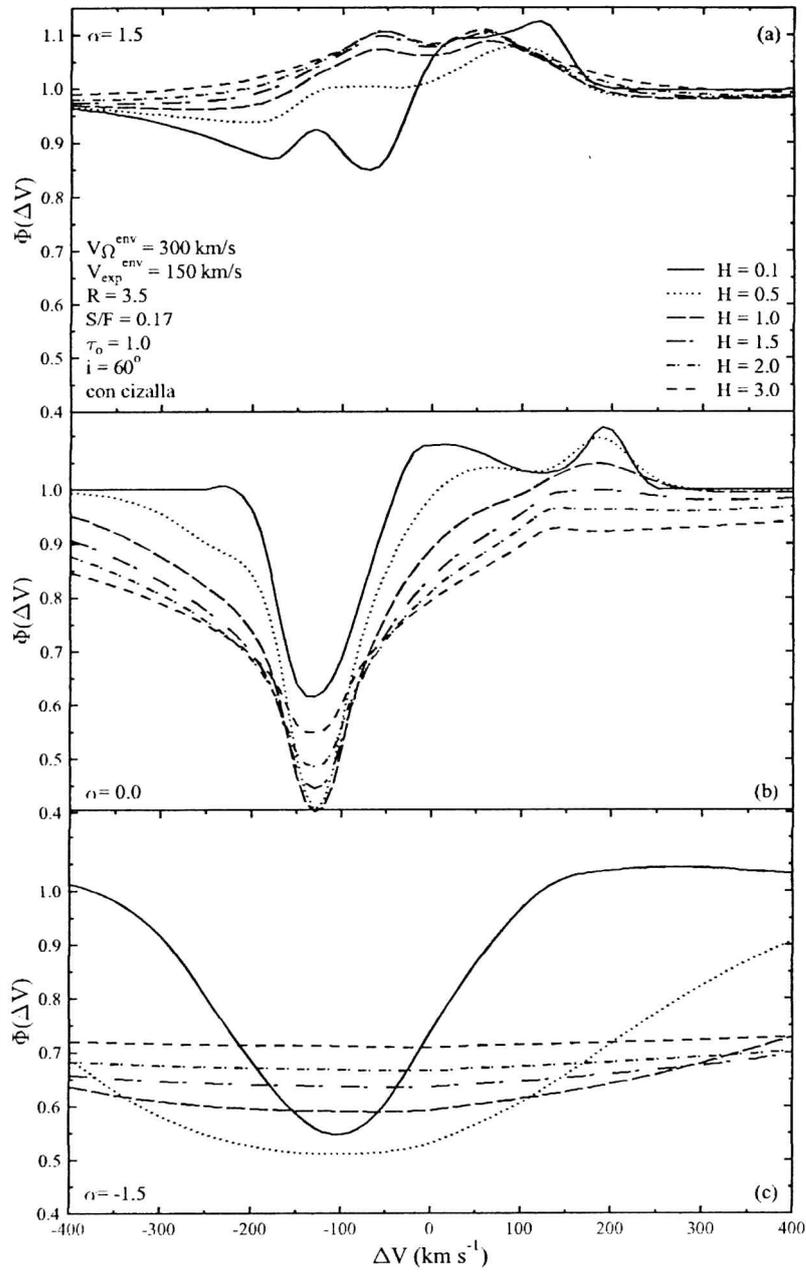


Figura 4.22: Idem Fig. 4.21, pero para un disco circunestelar visto bajo un ángulo $i = 60^\circ$

mínimos. Estos aparecen ligeramente más intensos en la Fig. 4.20c, porque el valor de α implica una fuerte concentración de masa cerca de la estrella. Los diferentes espesores H conducen entonces a profundidades ópticas totales que difieren sensiblemente. A pesar del aspecto complejo de los perfiles de la Fig. 4.22, éstos son de la misma clase que los de la Fig. 4.21. Vemos, por ejemplo, que en la Fig. 4.22b aparece un pico de emisión aislado en el rojo. En múltiples ocasiones, un pico de emisión aislado es observado en la líneas HeI 6678, que es sensible a las eyecciones de materia en estrellas Be pulsantes no radiales. El pico aislado de emisión en el rojo se interpreta entonces como debido probablemente a un paquete de materia, que luego de haber sido expulsado, vuelve a caer sobre la estrella. Nuestros cálculos desmienten tales explicaciones, dado que el pico azul asociado al pico rojo visible se encuentra inmerso en la absorción azul dominante y el sistema gaseoso circunestelar se encuentra, en realidad, en rotación y en movimiento de expansión uniforme.

La variación de la cantidad de materia emisora y/o de absorción se muestra en las Figs. 4.23 y 4.24, tomando diferentes valores del parámetro τ_o . En éstos perfiles, además de observar los efectos de asimetría producidos por la componente de velocidad $V_{\text{exp}}^{\text{env}}(R)$, podemos verificar que también la distribución de la densidad en la envoltura puede actuar como agente de magnificación de un cierto tipo de efecto de cizalla, debido sólo a la componente V_{exp} . Este aumento es más grande, cuanto mayor es la concentración de material circunestelar en las cercanías de la estrella central ($\alpha < 0$) y para ángulos i grandes.

Un efecto particular producido por la forma que adopta la función fuente cuando la profundidad óptica es grande ($\tau_o > 1$), es decir, que $S(\tau_o)$ crece con una cierta potencia de la profundidad óptica central de la línea [relaciones (4.34) y/o (48) cap.5], son los perfiles llamados “pico de botella” (Hanuschik et al. 1996). Este efecto se manifiesta si τ_o es grande y si la función fuente es grande. El fenómeno ocurre, en particular, en la línea H α como puede verse en los perfiles de nuestro catálogo (HD 41335, HD 48917, HD 50013, HD 56139, HD 91465, HD 112091, HD 148184 para citar algunos ejemplos). El efecto es tanto más pronunciado, cuanto mayor es el coeficiente de distribución de densidades α ($\alpha > 2$). En los discos con S_o/F constante con el radio, donde además la densidad aumenta hacia afuera, la superficie eficaz de emisión crece con el radio, dado el aumento del número de partículas que pueden emitir. El aumento de ambos factores, zona de formación de la radiación y la función fuente $S(\tau_o)$, hace que la emisión en el centro de la línea se incremente fuertemente. El centro de la línea está favorecido simplemente porque para valores de $\alpha > 2$ la velocidad $V_{\text{exp}}^{\text{env}}(R) \rightarrow 0$, lo cual ocurre en las regiones donde, por el aumento de la densidad local, la producción de fotones con $S(\tau_o)$ está magnificada. El efecto de emisión en “pico de botella” se presenta en la Fig. 4.25. Vemos en la Fig. 4.25a que el valor de S/F es demasiado pequeño para que la emisión producida pueda superar la autoabsorción en el disco. El “esfuerzo” que la emisión realiza para superar la autoabsorción en el centro del perfil se ve claramente para el caso con $i = 20^\circ$. Una reducción de i conduce también a un incremento de la autoabsorción global del disco, lo cual provoca una nueva absorción central en perfil que S/F no logra superar. Es interesante notar además, la forma del perfil con tres picos que se muestra en la Fig. 4.25a correspondiente a $i = 20^\circ$. Este tipo de perfil se suele ver en estrellas de la clase B[e] cuando ocurren erupciones violentas. La manifestación

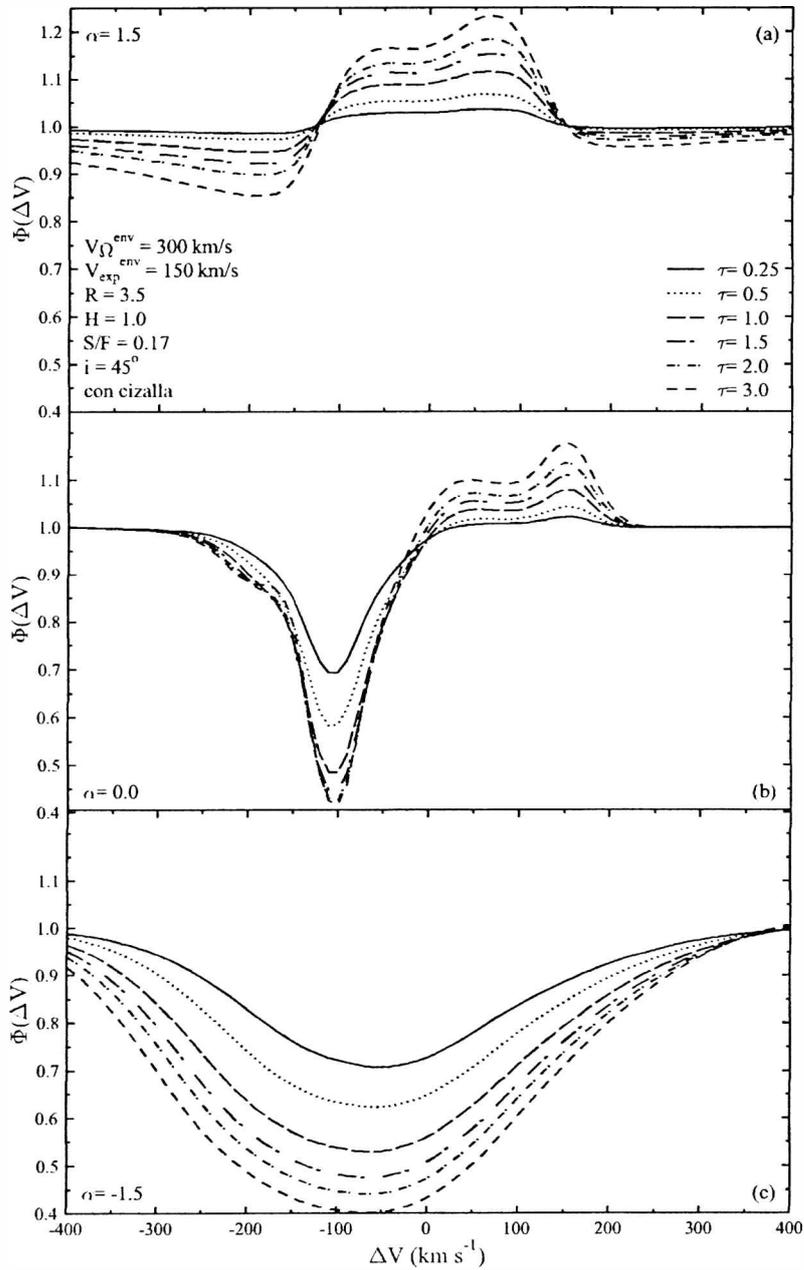


Figura 4.23: Efecto de la profundidad óptica τ_0 sobre perfiles de líneas producidos un disco circunestelar visto bajo un ángulo intermedio $i = 45^\circ$. El disco posee un campo de velocidades en expansión $V_{exp} \neq 0$

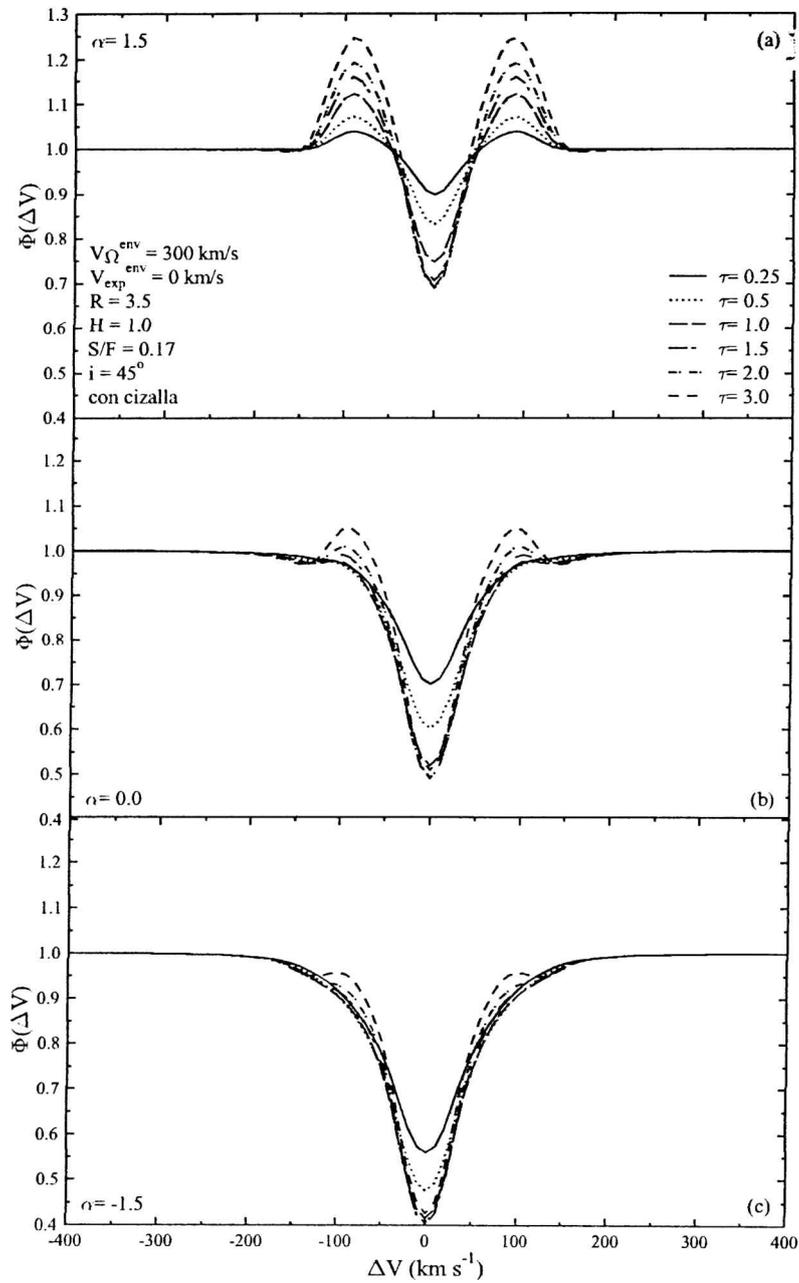


Figura 4.24: Idem Fig. 4.23, pero con un campo de velocidades en expansión $V_{\text{exp}} = 0$

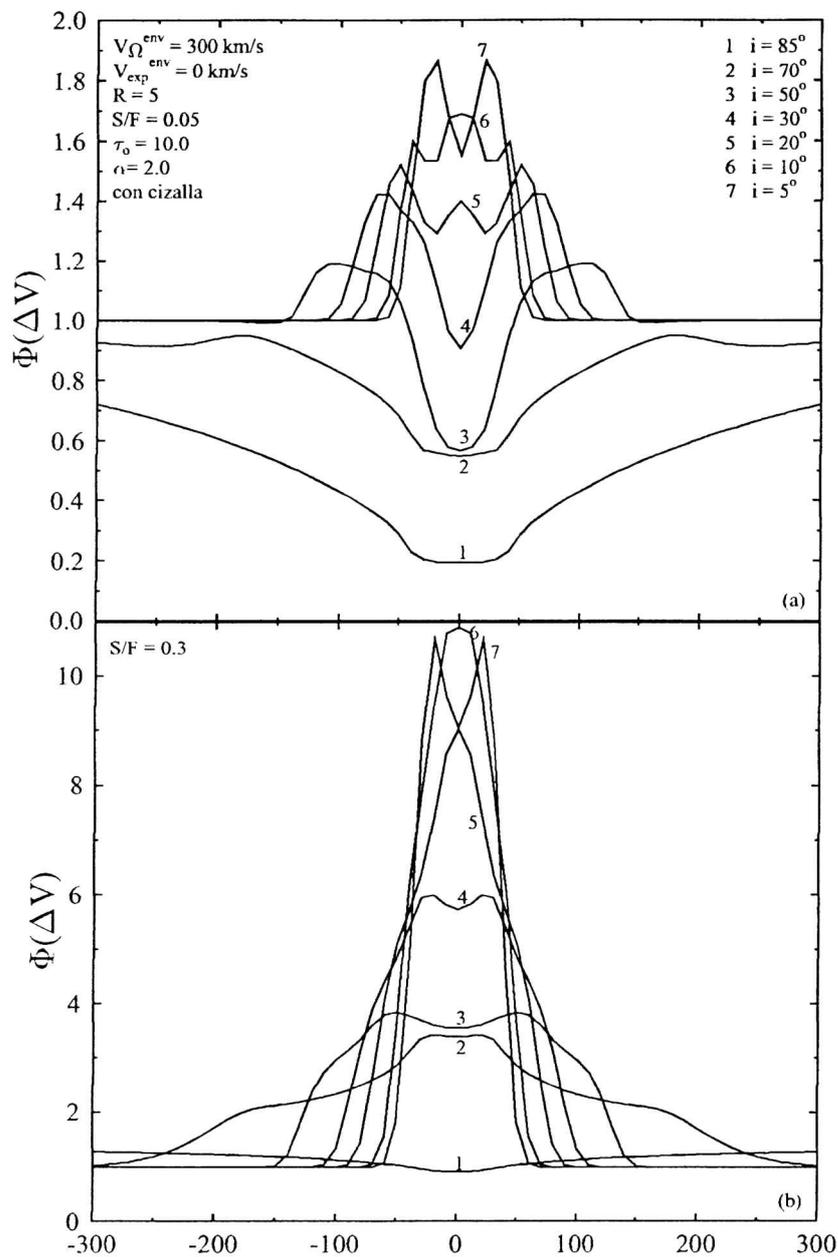


Figura 4.25: Perfiles de líneas en emisión en "pico de botella"

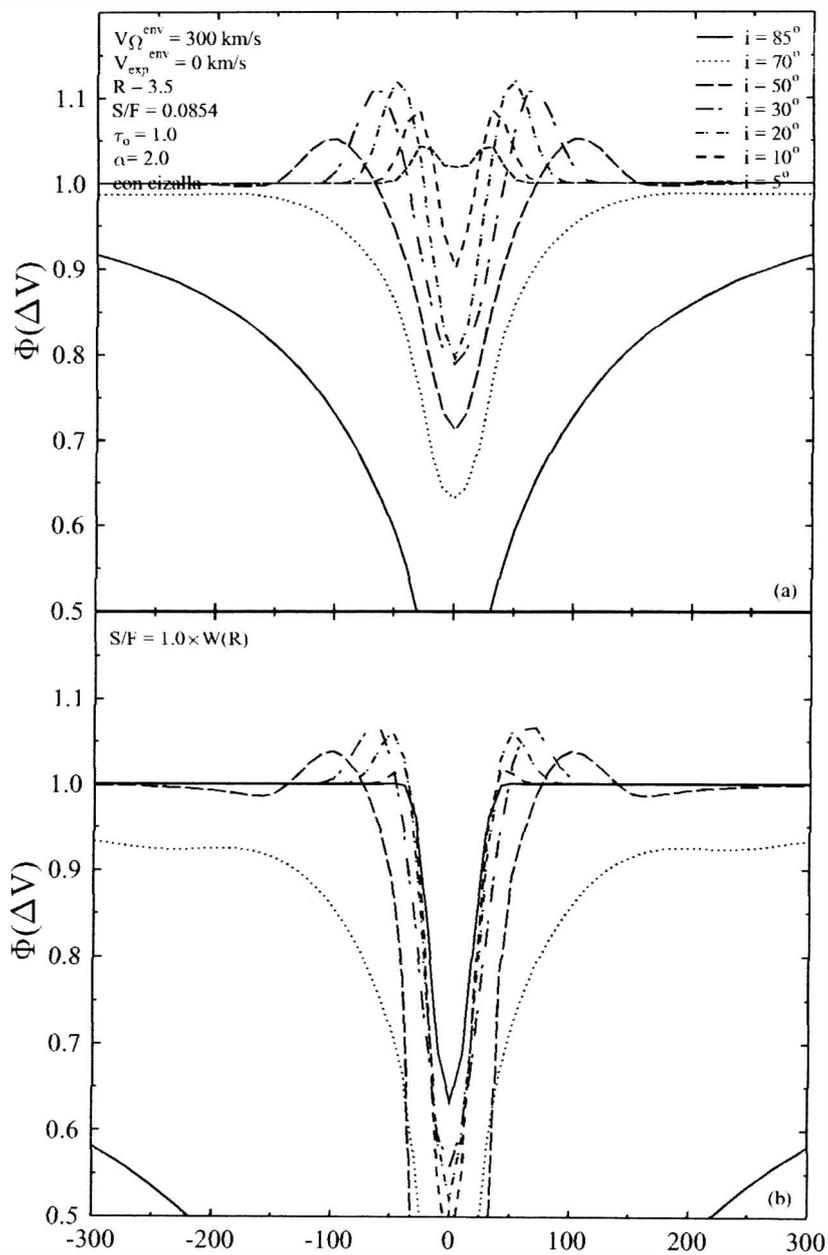


Figura 4.26: Comparación de perfiles de líneas obtenidos cuando: (a) $S/F = \text{constante}$ con el radio R , (b) cuando S/F es función decreciente con el radio R

de tales perfiles de la línea $H\alpha$ condujo a Miroschnichenko et al. (2002) a suponer que el objeto podía ser un sistema binario. Según nuestros resultados, la presencia de perfiles $H\alpha$ con tres picos puede reflejar la presencia de material eyectado con movimiento de rotación y expansión, visto bajo un ángulo de proyección pequeño.

Hasta ahora hemos usado una función fuente invariable y hemos adoptado $S/F =$ constante con el radio. En realidad la función fuente depende del radio, tanto en el caso de dominación radiativa como colisional. En el caso radiativo, el campo de radiación ionizante es el que determina la dependencia con el radio a través del factor de dilución geométrica. En el caso colisional, la temperatura y la densidad del medio son las que dependen del radio. Viendo que en muchos casos las líneas de Fe II están dominadas radiativamente, para simular el efecto de variación con el radio hemos adoptado la forma siguiente de la función fuente:

$$\frac{S(R)}{F} = \left(\frac{S(R_o)}{F}\right) \times W(R) \quad (4.58)$$

donde $S(R_o)/F$ es el valor de la función fuente normalizada cerca de la estrella y $W(R)$ es el factor de dilución geométrica. En la Fig. 4.26a hemos adoptado $S/F = 0.0854$ y constante con R , mientras que en la Fig. 4.26b hemos usado $S(R)/F = 1,0 \times W(R)$ de modo a tener $S(R)/F = 1,0 \times \overline{W}(R) = 0.0854$, donde $\overline{W}(R)$ es el promedio de $W(R)$ entre $R = 1,0$ y $R = 3,5$. Se ve inmediatamente un efecto de disminución de la función fuente con el radio R así como también de la eficiencia de la emisión en la línea.

4.4. Cálculo de curvas SAC teóricas para los modelos de disco y de anillo

Habiendo planteado el cálculo de la formación de líneas en emisión en medios circunestelares con configuraciones geométricas diferentes, nos pareció interesante poder concluir este capítulo con un breve estudio de las curvas SAC que estos medios pueden producir en función de los diferentes parámetros que los caracterizan. En la formulación original del método SAC, Friedjung & Muratorio (1987) ya han estudiado las formas de curvas SAC que pueden producir medios con configuraciones geométricas diferentes. Ellos partieron de la definición de la función $Q(\tau)$ y la expresaron en función de las características de los modelos estudiados. Estos autores se limitaron a casos con geometrías relativamente simples, que permiten llevar a cabo una formulación analítica del problema, aunque las relaciones resultantes se hayan resuelto numéricamente. En nuestro trabajo resulta difícil calcular la función $Q(\tau)$ usando su definición, debido a la dificultad que introduce la necesidad de considerar correctamente, al mismo tiempo, las características geométricas, cinemáticas y de distribución densidad de los anillos y/o de los discos proyectados sobre el fondo del cielo que hemos estudiado. Nos proponemos entonces usar los resultados de los cálculos de líneas en emisión como si estuviéramos tratando de construir curvas SAC con datos observacionales. Usando directamente los anchos equivalentes de las líneas calculadas, obtendremos información sobre la dependencia de $Q(\tau)$ con los diferentes parámetros del modelado.

4.4.1. Formulación del problema

De las relaciones (3.18) y (3.19), vemos que el método SAC puede resumirse al uso de dos expresiones que podemos reescribir de la siguiente manera:

$$\left. \begin{aligned} \log W_\lambda &= Q(\tau_\lambda) + \log \overline{N}_u - \log \lambda^4 F_c + \text{cte}_1 \\ \log \tau_\lambda &= \log(g_l f_{lu} \lambda) + \log \overline{N}_l + \text{cte}_2 \end{aligned} \right\} \quad (4.59)$$

donde W_λ es el ancho equivalente de la línea; $\overline{N}_{l,u}$ representan las densidades de columna de las poblaciones inferior y superior de una transición dada, que corresponden a la dirección de observación y se promedian sobre la superficie total del medio emisor, tal como resulta al ser proyectada sobre el fondo del cielo; F_c es el flujo del continuo contiguo a la línea. Al analizar una línea dada, podemos considerar que todo término dependiente de λ , así como las constantes atómicas de la transición pueden unirse en un término constante que no interviene en la descripción de la variación de Q con la profundidad óptica. El cambio de la profundidad óptica en la línea está regido esencialmente por \overline{N}_l . Si suponemos que el cambio de τ_λ no cambia la excitación del nivel superior, lo cual implica que \overline{N}_u no cambia sensiblemente con τ_λ , de (4.59) se ve que el cambio de $Q(\tau)$ con τ está reflejado directamente por la variación del ancho equivalente W_λ de la línea espectral. En lugar de calcular Q en función de τ podemos usar entonces la equivalencia:

$$Q(\tau) \equiv -\log W(\tau) \quad (4.60)$$

donde se ha introducido el signo “-” para tener en cuenta el carácter logarítmico negativo de la función Q .

Por definición, el ancho equivalente de una línea espectral es:

$$W_{def} = \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{F_c - F_\lambda}{F_c} \right) d\lambda \quad (4.61)$$

donde F_c es el flujo del espectro contiguo a la línea y F_λ es el flujo en las longitudes de onda dentro de la línea. Esta definición implica que si se tiene una línea en emisión, es decir $F_\lambda \gtrsim F_c$, entonces $W_{def} \lesssim 0$. Sin embargo, todo flujo observado, dentro o fuera de la línea, puede considerarse como emisión neta de energía radiativa originada en el medio circunestelar y abandonar el concepto engañoso de “absorción” en una línea espectral resultante observada. Para evitar tener problemas con el cálculo de $\log W(\tau)$ en el paso de un perfil de línea de “emisión” a otro en “absorción”, cuando así lo requiera la parametrización de la profundidad óptica, usaremos la siguiente definición de ancho equivalente:

$$W = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(\frac{F_\lambda}{F_c} \right) d\lambda \quad (4.62)$$

en la que $\lambda_{1,2}$ son dos longitudes de onda extremas, interpretadas en nuestros cálculos en términos de velocidad. Con la definición (4.62) de ancho equivalente, toda energía $F_\lambda > 0$ se considera parte de la emisión. La diferencia entre una línea llamada de “emisión” y otra llamada de “absorción”, está dada simplemente por la cantidad de energía integrada en el intervalo (λ_1, λ_2) . La ventaja de la definición (4.62) es que

permite tratar, en particular, los perfiles de aspecto mixto, donde una parte es de tipo “emisión” y la otra de tipo “absorción”. Cuando el aspecto de la línea es enteramente de “absorción”, ella puede contener también efectos debidos a la presencia del medio circunestelar que son medidos directamente por el ancho equivalente W , si está definido como en (4.52).

La definición (4.62) hace aparecer un término constante en Q para profundidades ópticas bajas, cuyo valor es $-\log W_o = -1,0297$, que corresponde simplemente a la energía del continuo integrada en el intervalo $(\lambda_1, \lambda_2) \equiv (-600, 600\text{Km/s})$ expresada en A , cuando no hay indicios visibles de existencia de efectos (absorción y/o emisión) producidos por el medio circunestelar en la transición estudiada.

Por último y para completar la representación de las curvas SAC, tenemos que definir la profundidad óptica que debe usarse en las abscisas. Esta profundidad óptica tiene que poder ser comparada con la profundidad óptica promedio que se obtiene de las curvas SAC empíricas. Es evidente que, por esta razón, su valor no puede corresponder al del parámetro τ_o que usamos en la parametrización de los modelos. En el caso de un medio circunestelar con forma anular, τ_o representa la profundidad óptica vertical del anillo. En el caso de un disco, τ_o es sólo la profundidad óptica vertical del borde interno del mismo. A partir de τ_o se determina luego la distribución de la profundidad óptica en el resto del medio circunestelar, siguiendo una ley dada de distribución de densidad en su volumen.

Para obtener la profundidad óptica en función de la cual presentaremos las curvas SAC sintéticas, seguiremos el razonamiento siguiente. Cada punto (x, y) de la superficie de la envoltura en su forma proyectada sobre el fondo del cielo, contribuye al perfil observado con un cierto perfil local de emisión y/o de absorción, que se extiende sobre un vasto intervalo de longitudes de onda. Recordamos que en nuestro trabajo todas las longitudes de onda dentro de un perfil de línea se expresan en velocidades. Hablar de longitudes de onda λ en un perfil es sinónimo entonces de velocidades V . De esta manera, un perfil de línea dado permite apreciar fácilmente la magnitud de las velocidades existentes en el medio que lo produce. Debido al efecto Doppler, ese perfil local está centrado en la velocidad radial característica del punto (x, y) . Aunque en cada punto (x, y) tengamos un perfil, no sólo de línea, sino también de profundidad óptica, debido al perfil atómico de absorción $\Phi(\lambda) \equiv \Phi(V)$, podemos aún así definir un valor promedio de la profundidad óptica local, obtenido a partir de promediar la profundidad óptica sobre todas las velocidades que intervienen localmente en $\Phi(V)$. Esto se puede comprender fácilmente usando las relaciones (4.28) a (4.30) y la Fig. 4.5. Con ello, la profundidad óptica local promedio está dada por:

$$\tau_l(x, y) = \frac{\int_{\Delta V(\text{perfil local})} \tau(x, y) \Phi[V(x, y)] dV}{\int_{\Delta V(\text{perfil local})} dV} \quad (4.63)$$

Cada V del perfil de línea resultante (es decir, cada longitud de onda del perfil observado) puede ser entonces identificado con el respectivo $\tau_l(x, y)$. Es decir, que en el intervalo de velocidades V del perfil de línea resultante tenemos una distribución de $\tau_l(x, y)$. Para caracterizar con un único parámetro de profundidad óptica el volumen emisor total del medio que da origen a la línea observada, debemos promediar

nuevamente a $\tau_i(x, y)$, pero esta vez, sobre las velocidades de la línea resultante:

$$\tau = \frac{\int_{\Delta V(\text{perfil resultante})} \tau_i[V(x, y)] dV}{\int_{\Delta V(\text{perfil resultante})} dV} \quad (4.64)$$

La profundidad óptica τ obtenida en (4.64) es la que puede tomarse finalmente como profundidad óptica característica del medio circunestelar analizado con las curvas SAC. Se puede mostrar que para $i = 0^\circ$ y una densidad uniforme en el disco circunestelar, se obtiene $\tau = \tau_o$, como podemos esperar. Lo mismo ocurre para el caso de un anillo.

4.4.2. Resultados

Notemos en primer lugar que todas las curvas SAC calculadas, fueron obtenidas parametrizando la profundidad óptica en el intervalo $0.001 \leq \tau_o \leq 7.0$.

El comportamiento de una curva SAC puede deducirse siguiendo la regla general, según la cual una inflexión hacia valores más negativos, implica una emisión más fuerte en las líneas. La pendiente de la rama descendiente mide simplemente la rapidez del crecimiento de la emisión con el aumento de la profundidad óptica global promedio del medio que la produce. Una inversión hacia valores menos negativos de la curva SAC implica, que en función de los parámetros físicos que caracterizan la envoltura, los términos de emisión $E(\lambda)$ no son suficientemente fuertes para dominar los términos de absorción $A(\lambda)$. Estos términos han sido definidos precedentemente en la sección 4.3.3 en el marco de la discusión de los perfiles emitidos por los discos, pero esas definiciones son válidas tanto para los discos como para los anillos.

En la Fig. 4.27 representamos los resultados obtenidos sobre las curvas SAC producidas por un anillo visto según ángulos de proyección diferentes. Comparando las Fig. 4.27a y 4.27b, vemos que los efectos del campo de velocidades no afectan a las curvas SAC correspondientes a medios circunestelares con configuraciones anulares. Se observa un pequeño efecto de la profundidad óptica sobre la pendiente a través del ángulo de proyección i . Un ángulo i más grande incrementa la profundidad óptica del medio debido al factor $\tau_o / \cos i$, esto aumenta la importancia de los términos de absorción, los cuales producen, en consecuencia, pendientes menos pronunciadas de las ramas descendientes de las curvas SAC.

Comparando las Fig. 4.27a, b con la Fig. 4.27c, podemos apreciar la importancia del perfil local de absorción. Un efecto similar fue estudiado por Friedjung & Muratorio (1987), quienes compararon los resultados obtenidos al suponer un perfil cuadrado, con los derivados usando perfiles de Gauss. En nuestro trabajo comparamos el efecto producido por el cambio de un perfil de Gauss por uno de Lorentz. En las condiciones dadas por los parámetros usados en la Fig. 4.27c, las alas del perfil Lorentziano producen un incremento de la profundidad óptica promedio, el cual hace que los términos $E(\lambda)$ dominen sobre los $A(\lambda)$, produciendo cambios notables de la cantidad de emisión en función de pequeños aumentos de τ_o . Estos cambios notables motivan una inflexión violenta de la curva SAC. Veremos, más adelante, que el efecto producido por el aumento de la profundidad óptica promedio debido al ensanchamiento de las alas originado por la cizalla de velocidades en los discos,

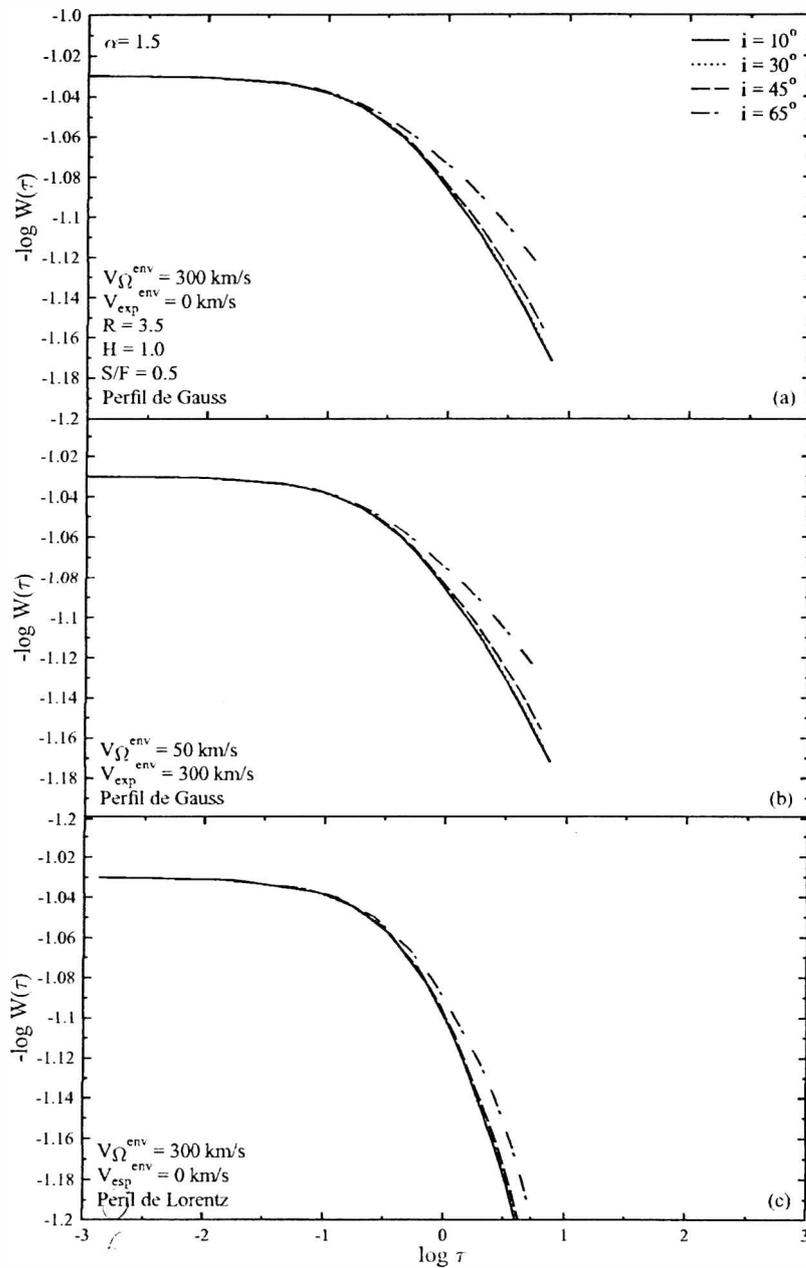


Figura 4.27: Curvas SAC producidas por líneas espectrales emitidas por envolturas circunestelares anulares, vistas según diferentes ángulos de proyección. Los cálculos se realizaron para dos perfiles locales de líneas diferentes: Gausseano y Lorentziano

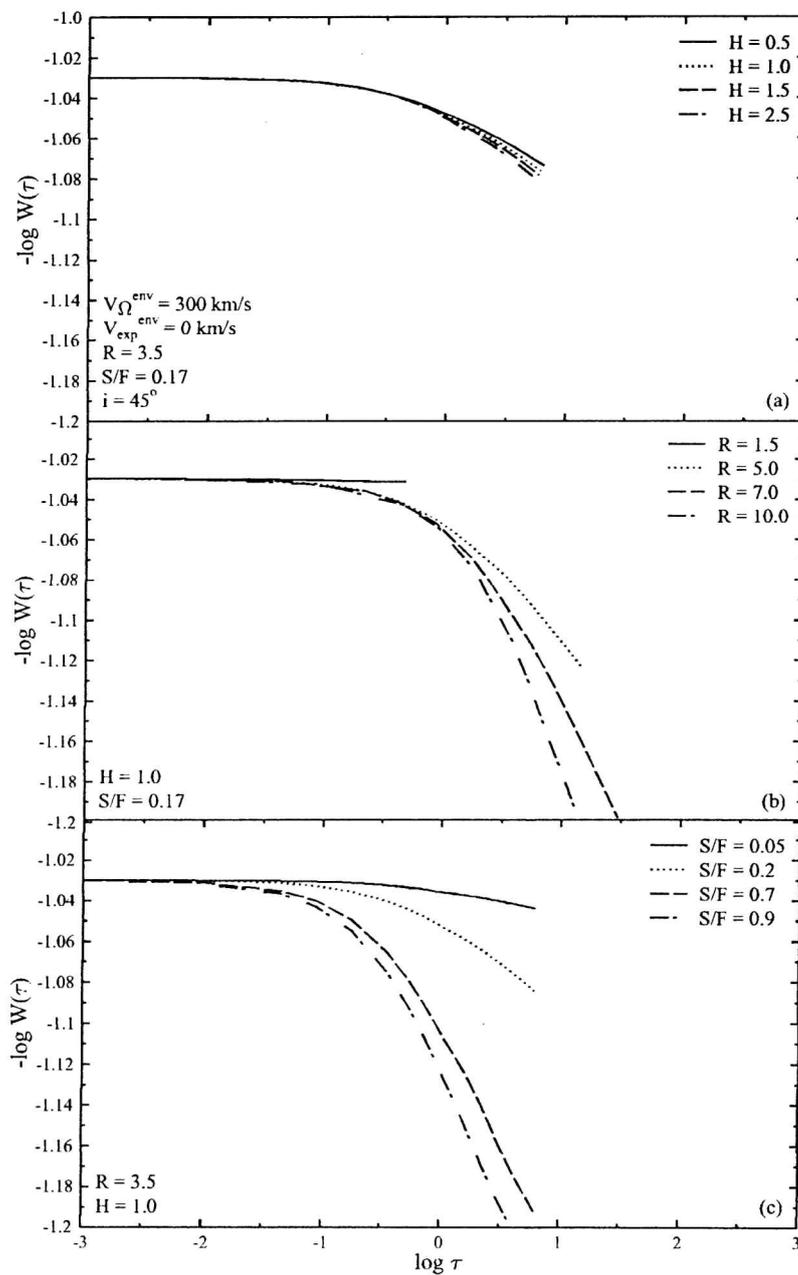


Figura 4.28: Curvas SAC debidas a envolturas anulares caracterizadas por diferentes valores de H , R y S/F . Los perfiles locales de líneas son Gausseanos

puede hacer que los términos $A(\lambda)$ dominen sobre los emisivos $E(\lambda)$. Este dominio contribuye a la formación de pendientes de curvas SAC menos pronunciadas y/o a la formación de “hombros” de inversión en las mismas.

En la Fig. 4.28 se analizan los efectos sobre las curvas SAC de la variación de los parámetros semialtura H (Fig. 4.28a), radio R (Fig. 4.28b) y función fuente (Fig. 4.28c), para un anillo. Notamos, en primer lugar, que la semialtura produce pocos efectos, mientras que las pendientes pueden depender fuertemente del radio R y de su intensidad de emisión medida con S/F .

En la Fig. 4.29 se presentan las curvas SAC producidas por tres discos del mismo tamaño ($R = 3,5$, $H = 1,0$), en rotación V_Ω y sin expansión ($V_{\text{exp}} = 0$), vistos bajo cuatro ángulos diferentes. Los discos difieren en la distribución de su densidad ($\alpha = 1.5, 0, -1.0$). Vemos, en primer lugar, que las curvas están desplazadas según las abscisas. Este fenómeno es debido al efecto de cizalla del campo de velocidades, que es tanto más fuerte cuanto más negativo es el valor de α . Hemos visto en el parágrafo 4.3.2, que en ese caso el perfil local de profundidad óptica tiene alas muy desarrolladas, que producen una absorción promedio reforzada en cada punto (x, y) de la envoltura. Este aumento de absorción en las alas implica contribuciones de absorción de velocidades de otras regiones que poseen las mismas velocidades radiales que las implicadas en el perfil de absorción local, lo cual se refleja, primero en el cálculo de $\tau_l(x, y)$ y luego, en el cálculo (4.64) de la profundidad óptica promedio total τ . Notamos también, que para un dado α , hay un cambio de la pendiente de las curvas SAC con el ángulo de inclinación. Este cambio se debe también al efecto de cizalla. Finalmente, para ángulos i elevados y valores $\alpha \lesssim 0$, hay una sobreelevación de las curvas SAC en la región del régimen llamado de baja profundidad óptica. Este efecto es producido por términos $A(\lambda) \gtrsim E(\lambda)$, que conducen a una contribución de “absorción” que domina el poder emisivo del medio.

En la Fig. 4.30 se disminuyó el valor de V_Ω . Los pequeños cambios que produce esta modificación son debidos únicamente al efecto de cizalla.

Señalamos que la presencia de una velocidad de expansión $V_{\text{exp}} \neq 0$, no introduce cambios apreciables en las curvas SAC con respecto al caso de $V_{\text{exp}} = 0$.

En la Fig. 4.31 adoptamos los parámetros cinemáticos de la Fig. 4.29 y estudiamos el efecto de la semialtura H del disco. Los cambios introducidos se deben enteramente a los efectos de cizalla. Como es de esperar, para ángulos pequeños, los efectos son apenas perceptibles, mientras que para $i = 65$ domina el efecto de absorción aumentada en razón del factor $\tau_o / \cos i$.

Para la Fig. 4.32 adoptamos $R = 10,0$. Esto conduce a cambios en la estimación de la profundidad óptica promedio. Debido al mayor radio de la zona de emisión, los términos $E(\lambda)$ dominan sobre los $A(\lambda)$. Con ello las emisiones, y por ende las inflexiones de las curvas SAC, aparecen para valores de τ más pequeños. Debido al dominio de $E(\lambda)$ sobre $A(\lambda)$, desaparecen también los “hombros” de inversión próximos a la inflexión de las curvas SAC.

En la Fig. 4.33 analizamos el efecto de los cambios de la función fuente. Como se puede esperar, para valores bajos de S/F dominan los términos de absorción $A(\lambda)$. Esto provoca un “hombro” de inversión de la curva SAC en las regiones de profundidad óptica próximas a la inflexión de ésta. En las regiones de grandes profundidades ópticas promedio, las pendientes son más abruptas si los valores de S/F son más

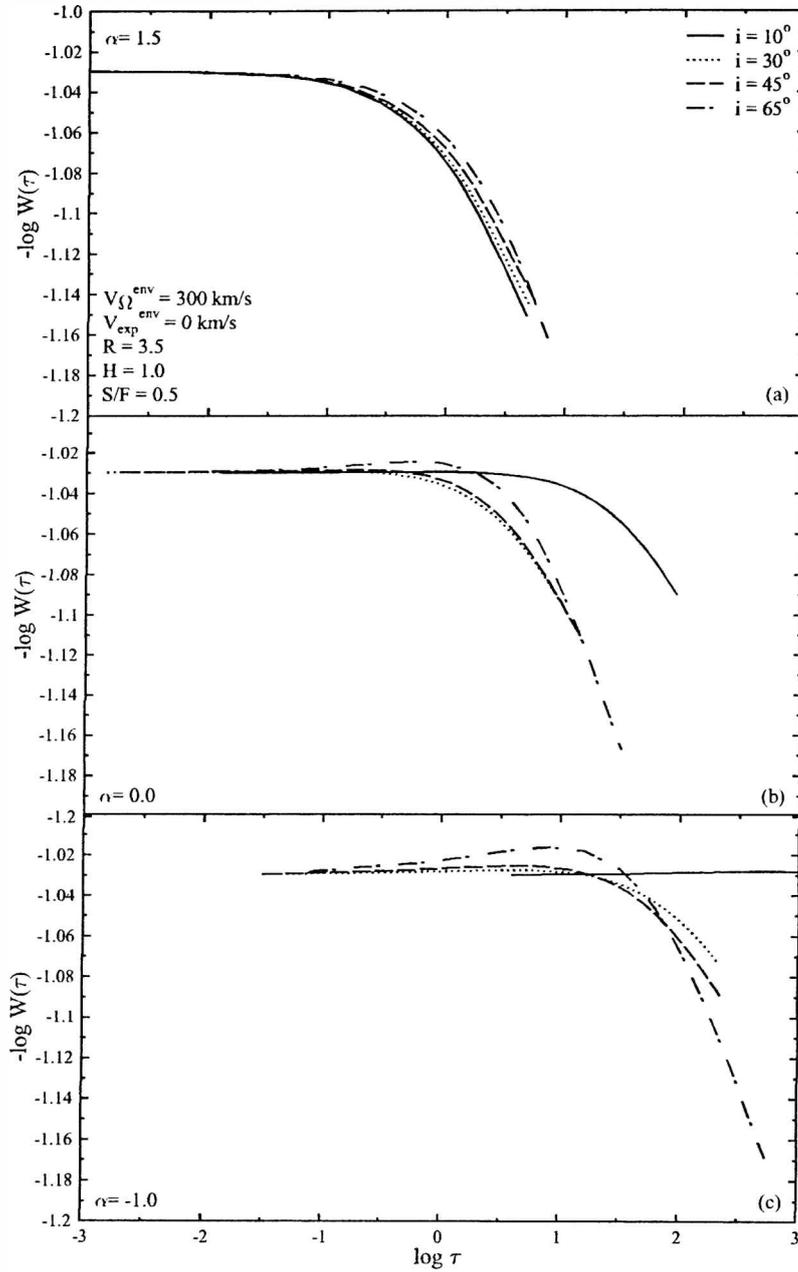


Figura 4.29: Curvas SAC producidas por líneas espectrales emitidas por envolturas circunestelares en forma de disco, vistas según diferentes ángulos de proyección. Los cálculos se realizaron para distribuciones diferentes de densidad en los discos descritas con el parámetro α

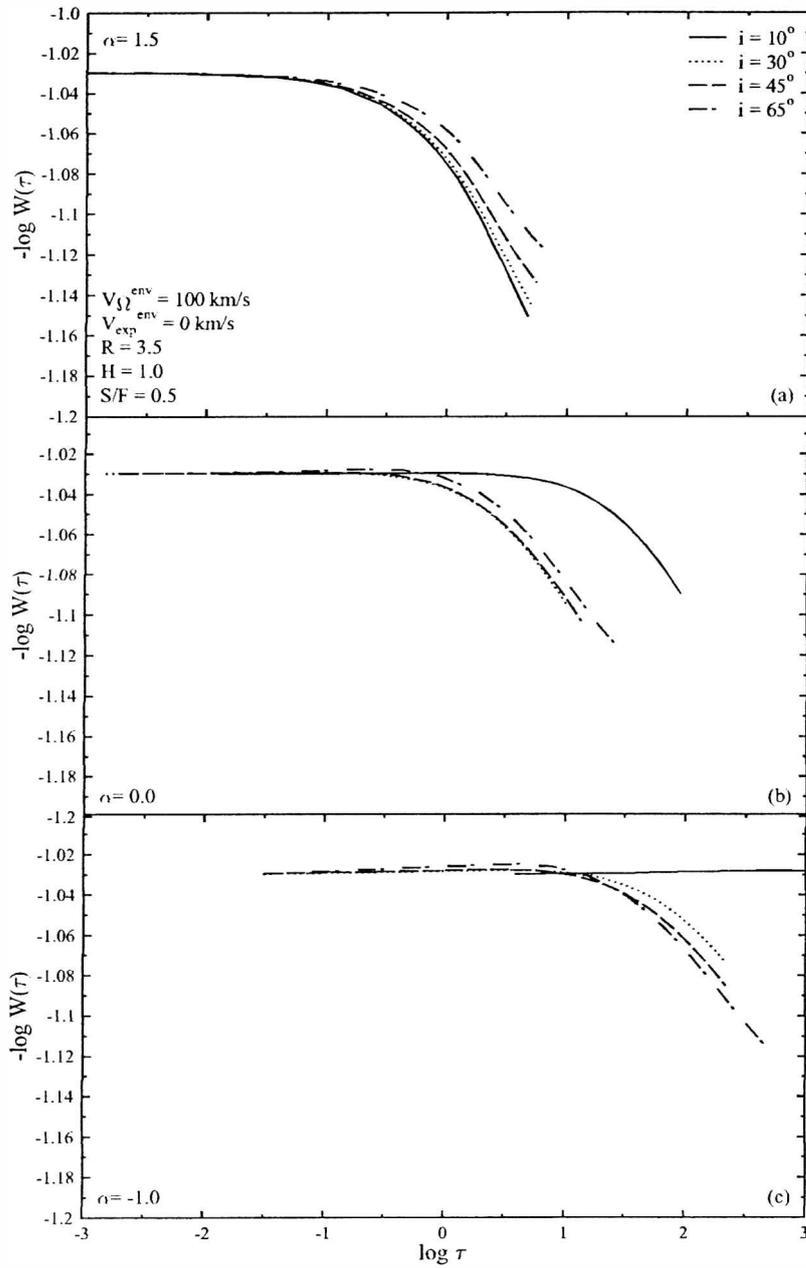


Figura 4.30: Idem Fig. 4.29, pero para una velocidad de rotación inferior

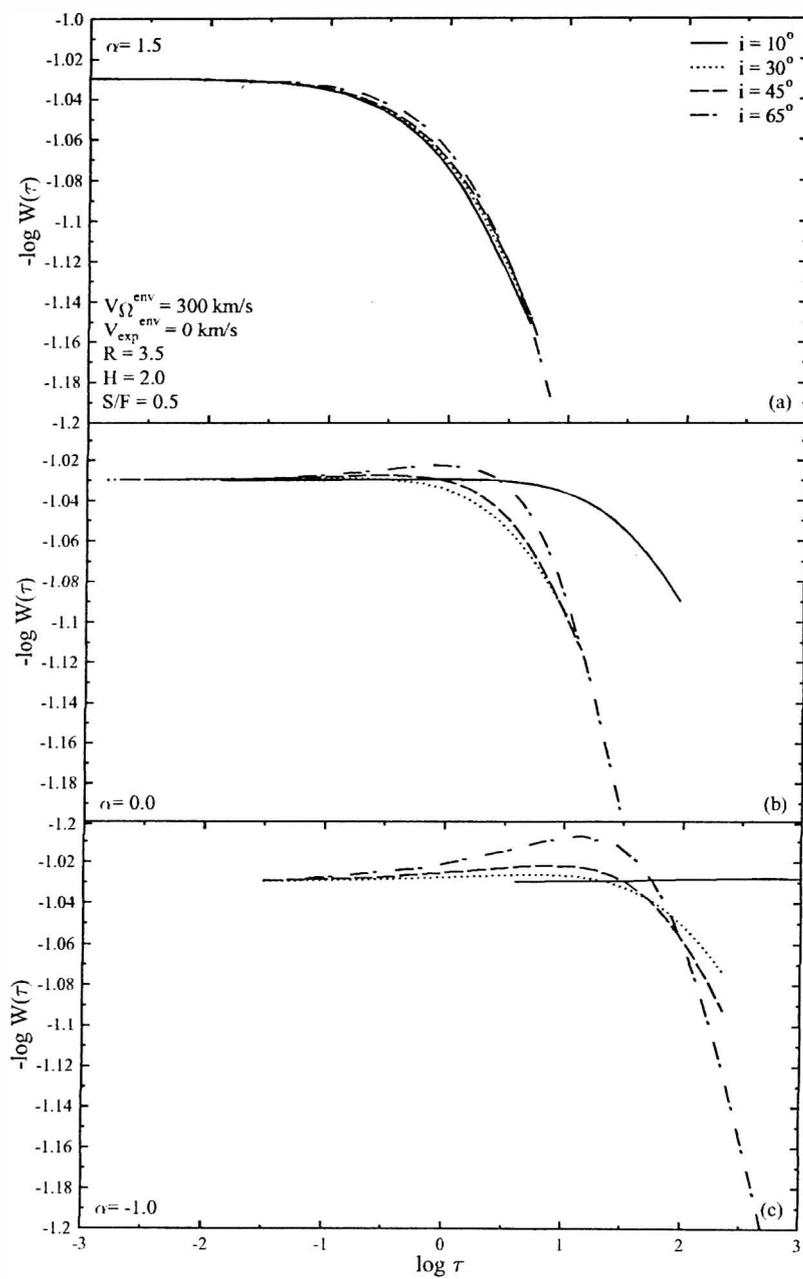


Figura 4.31: Efecto de la semialtura H sobre las curvas SAC producidas por emisiones originadas en discos que poseen diferentes distribuciones de densidad

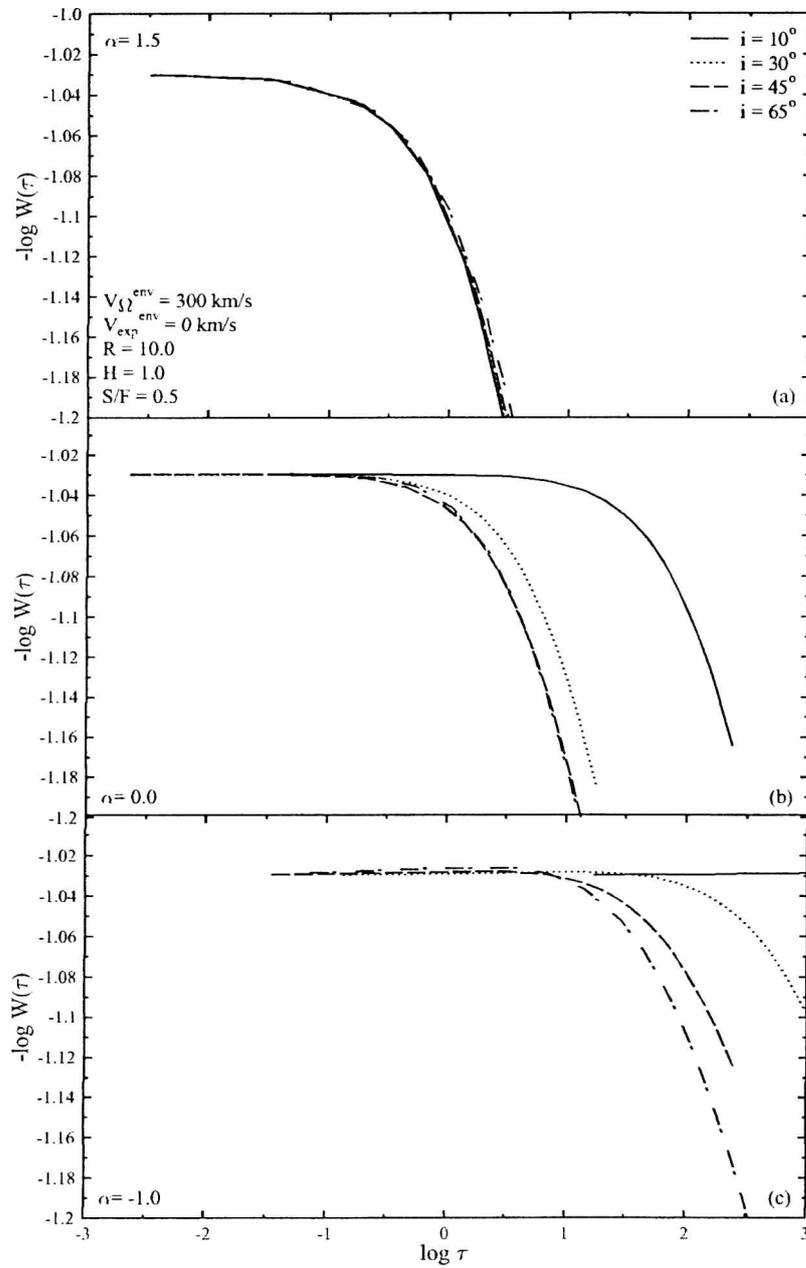


Figura 4.32: Efecto del cambio del radio R sobre las curvas SAC producidas por discos que poseen diferentes distribuciones de densidad

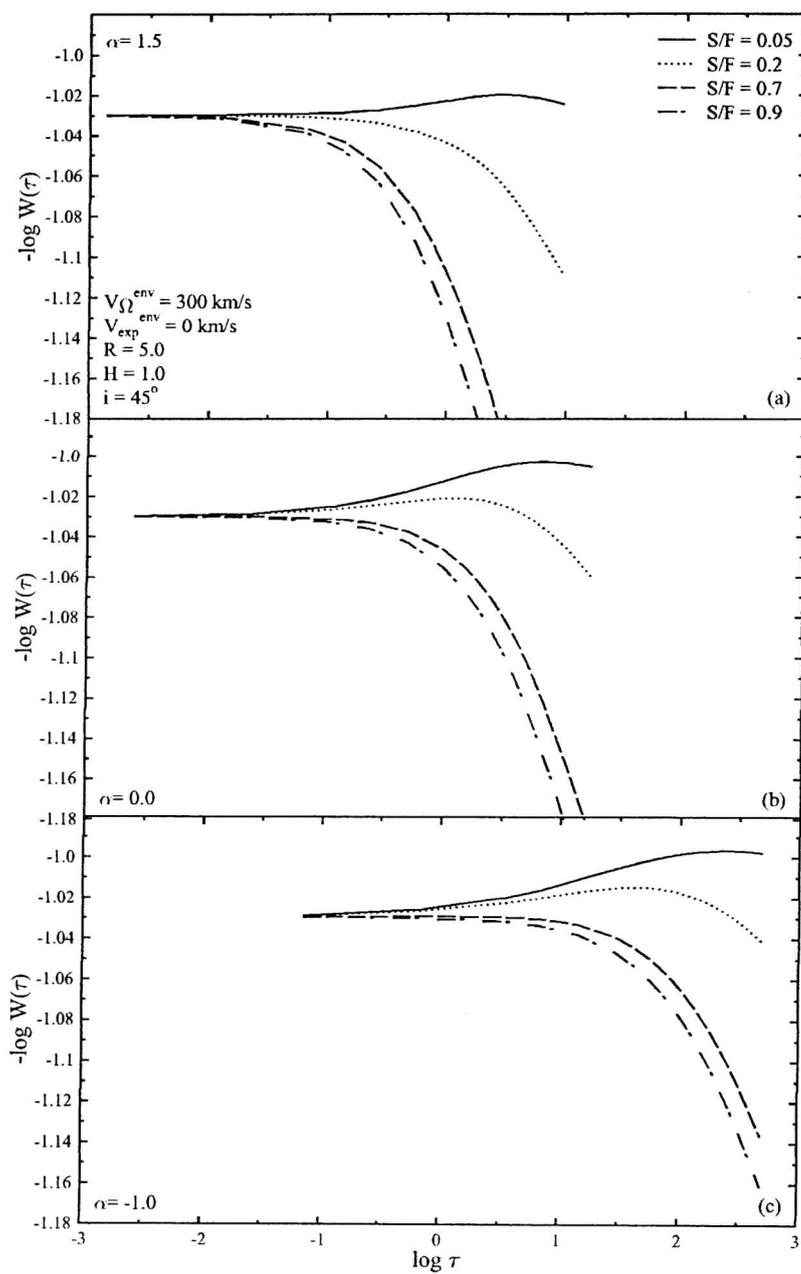


Figura 4.33: Efecto de la función fuente sobre las curvas SAC debidas a emisiones originadas en discos caracterizados por diferentes distribuciones de densidad

grandes, dado que ellas favorecen el fenómeno de emisión propiamente dicho.

Podemos ver que, en general, los cambios de pendientes en las curvas SAC se deben a la distribución de densidad parametrizada según α y a la inclinación i . Es posible entonces que las curvas SAC no tengan la misma pendiente de una estrella Be a otra, aunque puedan tener muchos otros parámetros iguales. En particular, la profundidad óptica que puede derivarse eventualmente de las curvas SAC, refleja de manera muy sensible las características geométricas de las envolturas. La interpretación de esta profundidad óptica requiere entonces que la geometría del medio sea conocida. Dada esta condición, la profundidad óptica τ de las abscisas se convierte en una cantidad que es poco útil en para el diagnóstico de las características del medio circunestelar.

Comentamos finalmente, que las curvas SAC obtenidas en este trabajo, concuerdan en sus aspectos generales con las predichas por los tratamientos originales y más simples llevados a cabo por Friedjung & Muratorio (1989). Nuestros resultados muestran, además, que estas curvas pueden ser mucho más sensibles a las características del medio emisor. Esto se da en particular, en la profundidad óptica de las abscisas, la cual parece ser un parámetro muy complejo, del que es difícil obtener información precisa sobre las propiedades del medio emisor. Nuestros cálculos han mostrado también, la sensibilidad comparada de las curvas SAC al carácter del perfil local de absorción: presencia o no de alas desarrolladas. Esta información es novedosa con respecto a lo que se sabía sobre el problema actualmente. Señalamos también, que nuestros cálculos han mostrado el fenómeno de los "hombros" de inversión en las curvas de SAC que no eran conocidos hasta el momento.

El método general de las curvas SAC, para decidir si las transiciones estudiadas tienen un comportamiento de ópticamente delgadas ($\tau \lesssim 1$) u ópticamente gruesas ($\tau \gtrsim 1$), ha sido confirmado en nuestros cálculos.

Capítulo 5

Ajuste de perfiles de líneas de emisión observadas

5.1. Introducción

Los modelos de envoltura propuestos en el capítulo anterior, basados en dos posibles distribuciones del material circunestelar, constituyen una herramienta útil para obtener información sobre las condiciones dinámicas y físicas imperantes en la región de la envoltura que da origen a las líneas de Fe II e H estudiadas. Ya hemos descrito en dicho capítulo el tipo de perfiles que pueden generar nuestros códigos y hemos mostrado sus variaciones con los parámetros de la envoltura. Es posible también extraer información de las condiciones físicas del medio circunestelar mediante la confrontación de perfiles calculados y observados. Los códigos que hemos desarrollado constan de una serie de parámetros libres, los cuales es necesario ajustar para lograr reproducir los perfiles observados. Estos parámetros son la inclinación del eje de rotación de la estrella (i), la profundidad óptica (τ_o), el radio medio o radio exterior (R/R_*) y la altura (H) de la envoltura, la velocidad de rotación y expansión del material circunestelar, el exponente α que gobierna la ley de densidad y la función fuente de las líneas estudiadas.

Con el propósito de lograr ajustes lo más precisos y realistas posibles buscaremos obtener una estimación previa de los valores de algunos de estos parámetros de entrada, lo cual nos permitirá acotar en gran medida su rango de variación. Como hemos visto en el capítulo 3, el método SAC permite obtener valores estimativos de la distancia de la región de formación de las líneas de Fe II. Los valores calculados de estas distancias se muestran en la tabla 2 de dicho capítulo y se encuentran aproximadamente entre 1 y 4 radios estelares. Así el radio medio o exterior de nuestro anillo o disco deberá estar comprendido dentro de este rango de valores.

Hemos podido obtener también estimaciones del ángulo de inclinación del eje de rotación de la estrella y de la función fuente de las líneas de Fe II para los objetos estudiados. Estos cálculos serán presentados en las secciones siguientes. Presentaremos además, en este capítulo, la comparación de perfiles de línea teóricos, obtenidos mediante los modelos mencionados, con los perfiles observados de algunos de los objetos estudiados en nuestro trabajo. A través del ajuste de perfiles nos proponemos por un lado estimar los parámetros físicos de la envoltura y por otra parte discutir

sobre las dificultades que surgidas en los procesos de ajuste para uno y otro modelo y sobre las diferencias en los parámetros obtenidos y su verosimilitud.

5.2. Función fuente de las líneas de Fe II

Como hemos mencionado previamente, es importante para nuestros cálculos conocer el valor de la función fuente en la región de formación de las líneas de Fe II. Para obtener una estimación de este parámetro, consideramos, en primer lugar, que cada transición estudiada puede ser representada usando un modelo de atómico consistente en dos estados ligados y un continuo. Los procesos que pueden darse en este caso son fotoexcitaciones y excitaciones colisionales del nivel inferior al superior y los procesos inversos. También pueden darse fotoionizaciones e ionizaciones colisionales de los niveles ligados al continuo y recombinaciones radiativas y colisionales de tres cuerpos a cada nivel ligado. La ecuación de equilibrio estadístico junto con la expresión general de la función fuente suponiendo redistribución completa, nos permite derivar la siguiente expresión para la función fuente (Thomas 1968):

$$S_l = \frac{\int J_\nu \phi_\nu d\nu + \epsilon B_\nu(T_e) + \eta B^*}{1 + \epsilon + \eta} \quad (5.1)$$

donde ϵ está dado por:

$$\epsilon = C_{ul}(1 - e^{-h\nu_{ul}/kT_e})/A_{ul} \quad (5.2)$$

η por:

$$\eta = \frac{(R_{uk} + C_{uk})n_l^*(R_{kl} + C_{lk}) - g_l(R_{lk} + C_{lk})n_u^*(R_{ku} + C_{uk})/g_u}{A_{ul}[n_l^*(R_{kl} + C_{lk}) + n_u^*(R_{ku} + C_{uk})]} \quad (5.3)$$

y B^* por:

$$B^* = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left[\left(\frac{n_l^* g_u}{n_u^* g_l} \right) \frac{(R_{uk} + C_{uk})(R_{kl} + C_{lk})}{(R_{lk} + C_{lk})(R_{ku} + C_{uk})} - 1 \right]^{-1} \quad (5.4)$$

En las expresiones anteriores, dadas por Mihalas (1978), n_i^* es la población en ETL del nivel i , C_{ik} y R_{ik} son las tasas de ionización colisional y radiativa del nivel i respectivamente y R_{ki} y C_{ki} son las tasas de recombinación radiativa y de tres cuerpos al nivel i . B_ν es la función de Planck dependiente de la temperatura electrónica T_e . A_{ul} es la tasa de emisión espontánea y C_{ul} es la tasa de excitación colisional.

En la expresión (5.1) el primer término del numerador representa el scattering no coherente, el segundo es la fuente térmica, que da la tasa a la cual son creados los fotones por excitación colisional y depende del valor local de T_e ; el tercer término es proporcional a la tasa total a la cual son ionizados los átomos desde el nivel fundamental al continuo por la fracción que recombina al estado superior y por lo tanto disponible para emitir la línea por decaimiento radiativo al nivel fundamental. En el denominador, el segundo término da cuenta de los fotones destruidos por excitación colisional al nivel fundamental y el tercero es un término de sumidero que es proporcional a la tasa total de ionización desde el estado superior por la

tasa fraccional de recombinación al nivel más bajo, de modo que tiene en cuenta los fotones destruidos por procesos vía continuo.

Basándonos en esta descripción de la función fuente, podemos observar que la naturaleza de la misma dependerá del valor de los cocientes ϵ/η y $\epsilon B_\nu(T_e)/\eta B^*$. Las líneas espectrales se clasifican en radiativas, colisionales o mixtas, de acuerdo con el valor de estos cocientes. Si $\epsilon > \eta$ y $\epsilon B_\nu > \eta B^*$, las líneas estarán dominadas por colisiones. En este caso S_l se acoplará a T_e y a la densidad electrónica local N_e . Si $\epsilon < \eta$ y $\epsilon B_\nu < \eta B^*$, las líneas estarán dominadas por fotoionizaciones y S_l se acoplará a una temperatura característica $T_r \neq T_e$. Cuando $\epsilon < \eta$ y $\epsilon B_\nu > \eta B^*$ o vice versa las líneas se denominan líneas mixtas.

De acuerdo con los valores extraídos de la literatura, las envolturas circunestelares de las de las estrellas Be, presentan densidades medias del orden de $3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ y sus temperaturas electrónicas se pueden representar con la expresión:

$$T_e/T_{ef} = 0.18 + 0.63/(R/R_*) \quad (\text{Mouhjtahid et al. 1999, 2000})$$

Calculando el valor de ϵ/η y $\epsilon B_\nu(T_e)/\eta B^*$, para diferentes temperaturas efectivas y radios, dentro de los rangos característicos de las estrellas Be estudiadas, podremos decidir bajo que condiciones la función fuente de las líneas estudiadas está dominada por colisiones o por fotoionización.

Luego, podemos simplificar la ecuación (5.1) adoptando una expresión aproximada para S_l , adecuada para el problema que queremos tratar:

$$S_l = \sqrt{\lambda} B \quad \text{si } 0 < \tau < 1 \quad (5.5)$$

$$S_l = \sqrt{\lambda} B \sqrt{\tau} \quad \text{si } \tau > 1 \quad (5.6)$$

donde $\lambda = \frac{\epsilon}{1+\epsilon}$ y $B = B_\nu(T_e)$, para una función fuente dominada por colisiones, o $\lambda = \frac{\eta}{1+\eta}$ y $B = B^*$ para una función fuente dominada por fotoionizaciones.

Para poder calcular el valor de la función fuente usando una de las expresiones anteriores, es necesario conocer previamente los valores de las tasas radiativas y colisionales de las transiciones estudiadas.

5.2.1. Tasas de fotoionización y recombinación radiativa

El número de fotoionizaciones desde el nivel i , R_{ik} , puede ser calculado como:

$$R_{ik} = 4\pi \int_{\nu_0}^{\infty} \sigma_{ik}(\nu) \frac{J_\nu}{h\nu} d\nu \quad (5.7)$$

y el número de recombinaciones al nivel i como: $n_k N_e R_{ki}$, donde,

$$R_{ki} = \left(\frac{n_i}{n_k}\right)^* 4\pi \int_{\nu_0}^{\infty} \sigma_{ik}(\nu) \frac{1}{h\nu} \left(\frac{2h\nu^3}{c^2} + J_\nu\right) e^{-h\nu/kT} d\nu \quad (5.8)$$

donde $\sigma_{ik}(\nu)$ es la sección eficaz de fotoionización a la frecuencia ν , n_k es la densidad de iones, n_i es la población del nivel i , J_ν representa el campo de radiación ionizante y se expresa como:

$$J_\nu = W(R)B(T_{ef}) \quad (5.9)$$

Aquí, $W(R)$ es el factor de dilución dado por $W(R) = 0.5[1 - [1 - (R_*/R)^2]^{1/2}]$ y $B(T_{ef})$ es la función de Plank a la temperatura efectiva de la estrella central.

Integrando numéricamente las expresiones (5.7) y (5.8), usando por ejemplo el método de cuadratura de Gauss, es posible calcular los valores de R_{ki} y de R_{ik} , que se necesitan para calcular η y B^* . Los valores de las secciones eficaces de fotoionización, $\sigma_{ik}(\nu)$, para los niveles de Fe II estudiados fueron tomados de Nahar (1995).

5.2.2. Tasas de excitación e ionización colisional

Las tasas de excitación colisional para las transiciones de Fe II analizadas, fueron calculadas usando la expresión:

$$C_{ij} = 8,63 \cdot 10^{-6} e^{-E_{ij}/kT_e} N_e \Upsilon_{ij} / (T^{1/2} g_i) \quad (5.10)$$

donde Υ_{ij} es la intensidad de colisión y esta dada por:

$$\Upsilon_{ij} = \int_0^\infty \Omega_{ij} e^{\epsilon_j/kT} d(\epsilon_j/kT) \quad (5.11)$$

donde Ω_{ij} es la intensidad colisional para la excitación del nivel i al nivel j y está promediada sobre una distribución maxwelliana de electrones incidentes, de energía ϵ_j por encima de la energía umbral del nivel j, a la temperatura T. Los valores de Υ_{ij} para las transiciones de Fe II estudiadas fueron tomados de Zhang & Pradhan (1995). Con ellos se calcularon los C_{ij} con la expresión (5.10), y los C_{ji} como:

$$C_{ji} = (g_i/g_j) C_{ij} e^{-E_{ij}/kT_e} \quad (5.12)$$

Los valores de las tasas de ionización colisional, fueron calculados usando las expresiones para un átomo hidrogenoide dadas por Jefferies (1968):

$$C_{lk} = 1,55 \cdot 10^{13} T_e^{-1/2} g a(0) e^{-\alpha} \alpha^{-1} N_e \quad (5.13)$$

donde g es el factor de Gaunt ($g=0.1, 0.2, 0.3$ para $Z=1, 2, >2$ respectivamente), $\alpha = \eta_0/KT$, η_0 es el potencial de ionización para el átomo en el estado l, y $a(0)$ es la sección eficaz de fotoionización en el umbral. Para átomos hidrogenoides $a(0)$ está dado por la expresión:

$$a(0) = 7,91 \cdot 10^{-18} l/Z^2 \quad (5.14)$$

5.2.3. Valores calculados de la función fuente

Adoptando un valor de la densidad electrónica de $3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ y tomado los valores de las temperaturas efectivas correspondientes a los objetos estudiados, hemos calculado los coeficientes de ionización y excitación y la función fuente de las líneas de Fe II para los multipletes más destacados en el rango del visible. En las tablas 5.1 y 5.2 mostramos algunos resultados de estos cálculos, obtenidos para un valor representativo de la temperatura efectiva ($T_{ef}=25000\text{K}$). En ambas tablas se indica el valor de T_{ef} , el radio de la región emisora en unidades de radios estelares, la densidad electrónica y la temperatura electrónica (calculada como $T_e/T_{ef}=0.18+0.63/(R/R_*)$)

usadas en los cálculos. Para cada serie de estos valores se muestran en la tabla 5.1 los coeficientes de ionización y excitación para las líneas listadas (I, J y K indican los niveles inferior y superior de la transición y el nivel del continuo respectivamente). En la tabla 5.2 se listan además los valores de la función fuente de las líneas (colisional y radiativa, calculadas con las expresiones 1.5 y 1.6) divididos por el flujo estelar. Hemos calculado también un valor de la función fuente "total" dada por:

$$S_t = \sqrt{q/(1+q)} B_q \quad (5.15)$$

donde $q = \epsilon + \eta$ y $B_q = [\epsilon B(T_e) + \eta B^*] / (\epsilon + \eta)$

A partir de nuestros cálculos observamos que para temperaturas efectivas elevadas, 30000K-23000K, las líneas están dominadas por fotoionizaciones en regiones cercanas a la estrella central (hasta aproximadamente 5 radios estelares). Para temperaturas efectivas más bajas, sin embargo, los procesos colisionales dominan la función fuente aún en zonas cercanas a la estrella. En todos los casos, la función fuente decrece de manera importante para radios mayores que 7 a 15 radios estelares (dependiendo de la temperatura efectiva adoptada), tomando que no son suficientes para producir las líneas en emisión observadas. Estos resultados darían una cota superior para el valor de la extensión de las zonas de formación de Fe II, que no debería ir más allá que 7 radios estelares. Nuestros cálculos nos permiten restringir los valores de la función fuente adoptados para los modelos entre 0.01 y 0.3 (cociente entre la función fuente de las líneas y el flujo estelar).

Tabla 5.1: Coeficientes de excitación y fotoionización para las líneas de Fe II.

M	λ	$T_{ef} = 25000$	$T_e = 19500$	$N_e = 0.3E+13$	$Re/R^* = 1.05$	CJK	RIK	RJK	RKI	RKJ	RKJ
27	4233.172	0.1871E+04	0.8017E+04	0.9902E+01	0.8134E+02	0.3349E+06	0.1408E+07	0.3818E-01	0.8182E-01	0.8182E-01	0.8182E-01
38	4549.474	0.1428E+04	0.9636E+04	0.1178E+02	0.8389E+02	0.1014E+06	0.1408E+07	0.1602E-01	0.1602E-01	0.1602E-01	0.1602E-01
38	4583.837	0.2064E+04	0.1290E+05	0.1160E+02	0.8134E+02	0.1014E+06	0.1408E+07	0.1602E-01	0.1602E-01	0.1602E-01	0.1602E-01
49	5197.577	0.1555E+04	0.9648E+04	0.1566E+02	0.8785E+02	0.1252E+06	0.9512E+06	0.2080E-01	0.2080E-01	0.2080E-01	0.2080E-01
49	5234.625	0.1469E+04	0.8017E+04	0.1556E+02	0.8618E+02	0.1252E+06	0.9512E+06	0.2080E-01	0.2080E-01	0.2080E-01	0.2080E-01
49	5276.002	0.1641E+04	0.8306E+04	0.1532E+02	0.8365E+02	0.1252E+06	0.9512E+06	0.2080E-01	0.2080E-01	0.2080E-01	0.2080E-01
49	5316.615	0.2149E+04	0.1033E+05	0.1482E+02	0.7977E+02	0.1252E+06	0.9512E+06	0.2080E-01	0.2080E-01	0.2080E-01	0.2080E-01
M	λ	$T_{ef} = 25000$	$T_e = 15000$	$N_e = 0.3E+13$	$Re/R^* = 1.50$	CJK <th>RIK</th> <th>RJK</th> <th>RKI</th> <th>RKJ</th> <th>RKJ</th>	RIK	RJK	RKI	RKJ	RKJ
27	4233.172	0.1906E+04	0.1378E+05	0.7652E+00	0.1060E+02	0.1227E+06	0.5160E+06	0.4117E-01	0.9311E-01	0.9311E-01	0.9311E-01
38	4549.474	0.1577E+04	0.1732E+05	0.9508E+00	0.1102E+02	0.3713E+05	0.5160E+06	0.1124E-01	0.1124E-01	0.1124E-01	0.1124E-01
38	4583.837	0.2330E+04	0.2360E+05	0.9329E+00	0.1060E+02	0.3713E+05	0.5160E+06	0.1124E-01	0.1124E-01	0.1124E-01	0.1124E-01
49	5197.577	0.1567E+04	0.1488E+05	0.1359E+01	0.1167E+02	0.4589E+05	0.3485E+06	0.1419E-01	0.1419E-01	0.1419E-01	0.1419E-01
49	5234.625	0.1444E+04	0.1203E+05	0.1348E+01	0.1139E+02	0.4589E+05	0.3485E+06	0.1419E-01	0.1419E-01	0.1419E-01	0.1419E-01
49	5276.002	0.1636E+04	0.1260E+05	0.1322E+01	0.1098E+02	0.4589E+05	0.3485E+06	0.1419E-01	0.1419E-01	0.1419E-01	0.1419E-01
49	5316.615	0.2253E+04	0.1642E+05	0.1268E+01	0.1035E+02	0.4589E+05	0.3485E+06	0.1419E-01	0.1419E-01	0.1419E-01	0.1419E-01
M	λ	$T_{ef} = 25000$	$T_e = 12375$	$N_e = 0.3E+13$	$Re/R^* = 2.00$	CJK <th>RIK</th> <th>RJK</th> <th>RKI</th> <th>RKJ</th> <th>RKJ</th>	RIK	RJK	RKI	RKJ	RKJ
27	4233.172	0.1333E+04	0.1558E+05	0.7452E-01	0.1670E+01	0.6454E+05	0.2715E+06	0.4503E-01	0.9962E-01	0.9962E-01	0.9962E-01
38	4549.474	0.1142E+04	0.1961E+05	0.9640E-01	0.1747E+01	0.1954E+05	0.2715E+06	0.9667E-02	0.9667E-02	0.9667E-02	0.9667E-02
38	4583.837	0.1698E+04	0.2682E+05	0.9426E-01	0.1670E+01	0.1954E+05	0.2715E+06	0.9667E-02	0.9667E-02	0.9667E-02	0.9667E-02
49	5197.577	0.1227E+04	0.1724E+05	0.1472E+00	0.1869E+01	0.2414E+05	0.1833E+06	0.1214E-01	0.1214E-01	0.1214E-01	0.1214E-01
49	5234.625	0.1133E+04	0.1392E+05	0.1458E+00	0.1817E+01	0.2414E+05	0.1833E+06	0.1214E-01	0.1214E-01	0.1214E-01	0.1214E-01
49	5276.002	0.1288E+04	0.1458E+05	0.1425E+00	0.1739E+01	0.2414E+05	0.1833E+06	0.1214E-01	0.1214E-01	0.1214E-01	0.1214E-01
49	5316.615	0.1788E+04	0.1912E+05	0.1356E+00	0.1622E+01	0.2414E+05	0.1833E+06	0.1214E-01	0.1214E-01	0.1214E-01	0.1214E-01
M	λ	$T_{ef} = 25000$	$T_e = 9750$	$N_e = 0.3E+13$	$Re/R^* = 3.00$	CJK <th>RIK</th> <th>RJK</th> <th>RKI</th> <th>RKJ</th> <th>RKJ</th>	RIK	RJK	RKI	RKJ	RKJ
27	4233.172	0.7087E+03	0.1736E+05	0.2131E-02	0.1000E+00	0.2755E+05	0.1159E+06	0.5300E-01	0.1058E+00	0.1058E+00	0.1058E+00
38	4549.474	0.6460E+03	0.2207E+05	0.2933E-02	0.1057E+00	0.8339E+04	0.1159E+06	0.8734E-02	0.1058E+00	0.1058E+00	0.1058E+00
38	4583.837	0.9676E+03	0.3025E+05	0.2852E-02	0.1000E+00	0.8339E+04	0.1159E+06	0.8734E-02	0.1058E+00	0.1058E+00	0.1058E+00
49	5197.577	0.7884E+03	0.2022E+05	0.4957E-02	0.1149E+00	0.1031E+05	0.7826E+05	0.1092E-01	0.7239E-01	0.7239E-01	0.7239E-01
49	5234.625	0.7326E+03	0.1637E+05	0.4898E-02	0.1110E+00	0.1031E+05	0.7826E+05	0.1092E-01	0.7239E-01	0.7239E-01	0.7239E-01
49	5276.002	0.8368E+03	0.1715E+05	0.4761E-02	0.1052E+00	0.1031E+05	0.7826E+05	0.1092E-01	0.7239E-01	0.7239E-01	0.7239E-01
49	5316.615	0.1168E+04	0.2250E+05	0.4479E-02	0.9653E-01	0.1031E+05	0.7826E+05	0.1092E-01	0.7239E-01	0.7239E-01	0.7239E-01
M	λ	$T_{ef} = 25000$	$T_e = 7650$	$N_e = 0.3E+13$	$Re/R^* = 5.00$	CJK <th>RIK</th> <th>RJK</th> <th>RKI</th> <th>RKJ</th> <th>RKJ</th>	RIK	RJK	RKI	RKJ	RKJ
27	4233.172	0.3021E+03	0.1926E+05	0.2215E-04	0.2705E-02	0.9734E+04	0.4094E+05	0.6860E-01	0.1067E+00	0.1067E+00	0.1067E+00
38	4549.474	0.2960E+03	0.2464E+05	0.3303E-04	0.2899E-02	0.2946E+04	0.4094E+05	0.8830E-02	0.1067E+00	0.1067E+00	0.1067E+00
38	4583.837	0.4462E+03	0.3376E+05	0.3189E-04	0.2705E-02	0.2946E+04	0.4094E+05	0.8830E-02	0.1067E+00	0.1067E+00	0.1067E+00
49	5197.577	0.4098E+03	0.2292E+05	0.6366E-04	0.3217E-02	0.3641E+04	0.2765E+05	0.10660E-01	0.6947E-01	0.6947E-01	0.6947E-01

$T_e^* = 25000$, $T_e = 12375$, $N_e = 0.3E+13$, $Re/R^* = 2.00$									
c	η	$c^*B(T_e)/\eta^*B^*$	c/η	λ	M	SC/F_*	SF/F_*	ST/F_*	
0.3102E-01	0.1974E+00	0.3696E-01	0.1572E+00	4233.172	27	0.3411E-01	0.3426E+00	0.3260E+00	
0.1885E-01	0.1268E+00	0.1161E+00	0.1487E+00	4549.474	38	0.2912E-01	0.9191E-01	0.9493E-01	
0.6149E-01	0.3105E+00	0.1676E+00	0.2093E+00	4583.837	38	0.3329E-01	0.1312E+00	0.1359E+00	
0.3143E-01	0.1661E+00	0.1095E+00	0.1893E+00	5197.577	49	0.4228E-01	0.1581E+00	0.1587E+00	
0.3448E-01	0.2140E+00	0.9512E-01	0.1611E+00	5234.625	49	0.4449E-01	0.1733E+00	0.1737E+00	
0.3816E-01	0.2198E+00	0.1049E+00	0.1736E+00	5276.002	49	0.4703E-01	0.1723E+00	0.1731E+00	
0.5142E-01	0.2226E+00	0.1431E+00	0.2310E+00	5316.615	49	0.5460E-01	0.1700E+00	0.1716E+00	
$T_e^* = 25000$, $T_e = 9750$, $N_e = 0.3E+13$, $Re/R^* = 3.00$									
c	η	$c^*B(T_e)/\eta^*B^*$	c/η	λ	M	SC/F_*	SF/F_*	ST/F_*	
0.3580E-01	0.2082E+00	0.1945E+00	0.1720E+00	4233.172	27	0.1700E-01	0.3356E-01	0.3649E-01	
0.2210E-01	0.7486E-01	0.2235E+00	0.2952E+00	4549.474	38	0.1518E-01	0.3600E-01	0.3831E-01	
0.7642E-01	0.1845E+00	0.3203E+00	0.4141E+00	4583.837	38	0.2785E-01	0.5335E-01	0.5740E-01	
0.3886E-01	0.9947E-01	0.2428E+00	0.3907E+00	5197.577	49	0.2434E-01	0.6089E-01	0.6307E-01	
0.4276E-01	0.1301E+00	0.2081E+00	0.3287E+00	5234.625	49	0.2573E-01	0.6809E-01	0.7005E-01	
0.4736E-01	0.1348E+00	0.2281E+00	0.3514E+00	5276.002	49	0.2730E-01	0.6816E-01	0.7056E-01	
0.6392E-01	0.1375E+00	0.3124E+00	0.4649E+00	5316.615	49	0.3180E-01	0.6712E-01	0.7082E-01	
$T_e^* = 25000$, $T_e = 7650$, $N_e = 0.3E+13$, $Re/R^* = 5.00$									
c	η	$c^*B(T_e)/\eta^*B^*$	c/η	λ	M	SC/F_*	SF/F_*	ST/F_*	
0.4051E-01	0.8460E-01	0.1273E+01	0.4788E+00	4233.172	27	0.6797E-02	0.3619E-02	0.6641E-02	
0.2526E-01	0.3660E-01	0.17770E+00	0.6900E+00	4549.474	38	0.6498E-02	0.6908E-02	0.9330E-02	
0.8737E-01	0.9127E-01	0.1080E+01	0.9573E+00	4583.837	38	0.1195E-01	0.1081E-01	0.1546E-01	
0.4552E-01	0.4908E-01	0.1036E+01	0.9274E+00	5197.577	49	0.1165E-01	0.1081E-01	0.1552E-01	
0.5021E-01	0.6568E-01	0.8555E+00	0.7614E+00	5234.625	49	0.1239E-01	0.1257E-01	0.1716E-01	
0.5560E-01	0.6870E-01	0.9082E+00	0.8093E+00	5276.002	49	0.1321E-01	0.1301E-01	0.1799E-01	
0.7495E-01	0.7012E-01	0.1204E+01	0.1069E+01	5316.615	49	0.1544E-01	0.1329E-01	0.1968E-01	
$T_e^* = 25000$, $T_e = 6750$, $N_e = 0.3E+13$, $Re/R^* = 7.00$									
c	η	$c^*B(T_e)/\eta^*B^*$	c/η	λ	M	SC/F_*	SF/F_*	ST/F_*	
0.4289E-01	0.4367E-01	0.3386E+01	0.9820E+00	4233.172	27	0.3843E-02	0.1124E-02	0.3432E-02	
0.2687E-01	0.2001E-01	0.1741E+01	0.1343E+01	4549.474	38	0.3833E-02	0.2561E-02	0.4525E-02	
0.9296E-01	0.5017E-01	0.2402E+01	0.1853E+01	4583.837	38	0.7065E-02	0.4085E-02	0.7885E-02	
0.4902E-01	0.2648E-01	0.2312E+01	0.1851E+01	5197.577	49	0.7373E-02	0.4386E-02	0.8405E-02	
0.5413E-01	0.3567E-01	0.1896E+01	0.1517E+01	5234.625	49	0.7868E-02	0.5157E-02	0.9176E-02	
0.5994E-01	0.3748E-01	0.1999E+01	0.1599E+01	5276.002	49	0.8420E-02	0.5383E-02	0.9737E-02	
0.8070E-01	0.3838E-01	0.2631E+01	0.2103E+01	5316.615	49	0.9859E-02	0.5545E-02	0.1101E-01	
$T_e^* = 25000$, $T_e = 6075$, $N_e = 0.3E+13$, $Re/R^* = 10.00$									
c	η	$c^*B(T_e)/\eta^*B^*$	c/η	λ	M	SC/F_*	SF/F_*	ST/F_*	
0.4466E-01	0.2150E-01	0.9919E+01	0.2077E+01	4233.172	27	0.2233E-02	0.3281E-03	0.1999E-02	
0.2814E-01	0.1018E-01	0.4481E+01	0.2703E+01	4549.474	38	0.2320E-02	0.8682E-03	0.2420E-02	
0.9728E-01	0.2563E-01	0.6157E+01	0.3795E+01	4583.837	38	0.4286E-02	0.1403E-02	0.4381E-02	
0.5195E-01	0.1340E-01	0.5556E+01	0.3877E+01	5197.577	49	0.4776E-02	0.1725E-02	0.4993E-02	
0.5746E-01	0.1813E-01	0.4544E+01	0.3170E+01	5234.625	49	0.5116E-02	0.2043E-02	0.5396E-02	

0.6360E-01	0.1910E-01	0.4772E+01	0.3329E+01	5276.002	49	0.5491E-02	0.2145E-02	0.5773E-02
0.8545E-01	0.1961E-01	0.6249E+01	0.4358E+01	5316.615	49	0.6441E-02	0.2220E-02	0.6679E-02
$T_{ef} = 25000$, $T_e = 5550$, $N_e = 0.3E+13$, $Re/R^* = 15.00$								
c	η	$\epsilon^* B(T_e)/\eta^* B^*$	ϵ/η	λ	M	SC/F_*	SF/F_*	ST/F_*
0.4625E-01	0.9573E-02	0.3657E+02	0.4832E+01	4233.172	27	0.1335E-02	0.8172E-04	0.1243E-02
0.2926E-01	0.4619E-02	0.1472E+02	0.6334E+01	4549.474	38	0.1442E-02	0.2496E-03	0.1428E-02
0.1011E+00	0.1163E-01	0.2017E+02	0.8680E+01	4583.837	38	0.2670E-02	0.4068E-03	0.2639E-02
0.5452E-01	0.6070E-02	0.1584E+02	0.8982E+01	5197.577	49	0.3164E-02	0.6128E-03	0.3182E-02
0.6038E-01	0.8235E-02	0.1294E+02	0.7333E+01	5234.625	49	0.3401E-02	0.7301E-03	0.3423E-02
0.6681E-01	0.8696E-02	0.1355E+02	0.7682E+01	5276.002	49	0.3661E-02	0.7699E-03	0.3683E-02
0.8962E-01	0.8940E-02	0.1769E+02	0.1002E+02	5316.615	49	0.4303E-02	0.8004E-03	0.4317E-02
$T_{ef} = 25000$, $T_e = 5025$, $N_e = 0.3E+13$, $Re/R^* = 30.00$								
c	η	$\epsilon^* B(T_e)/\eta^* B^*$	ϵ/η	λ	M	SC/F_*	SF/F_*	ST/F_*
0.4808E-01	0.2393E-02	0.4356E+03	0.2008E+02	4233.172	27	0.7167E-03	0.7539E-05	0.7003E-03
0.3054E-01	0.1168E-02	0.1442E+03	0.2614E+02	4549.474	38	0.8106E-03	0.2916E-04	0.8006E-03
0.1055E+00	0.2951E-02	0.1972E+03	0.3576E+02	4583.837	38	0.1505E-02	0.4790E-04	0.1490E-02
0.5742E-01	0.1539E-02	0.1069E+03	0.3732E+02	5197.577	49	0.1920E-02	0.1128E-03	0.1911E-02
0.6368E-01	0.2092E-02	0.8722E+02	0.3044E+02	5234.625	49	0.2072E-02	0.1351E-03	0.2061E-02
0.7042E-01	0.2213E-02	0.9120E+02	0.3183E+02	5276.002	49	0.2239E-02	0.1431E-03	0.2226E-02
0.9432E-01	0.2278E-02	0.1187E+03	0.4141E+02	5316.615	49	0.2638E-02	0.1495E-03	0.2626E-02

5.3. Estimación del ángulo de inclinación de las estrellas Be

En varios trabajos recientes se ha mostrado que las estrellas Be tienden a rotar con velocidades angulares $\omega = \Omega/\Omega_c \simeq 0.8$ (Ω_c es la velocidad angular crítica) (Moujtahid et al. 1999, Chauville et al. 2002, Zorec 2004). En estos trabajos se han utilizado los $V \sin i$ que han sido obtenidos sin tener en cuenta el oscurecimiento gravitacional que la rotación rápida produce en la superficie estelar. Como consecuencia de este efecto, las partes ecuatoriales de la estrella son más frías que las regiones polares. Al ser más frías, las regiones ecuatoriales contribuyen menos al perfil observado de las líneas que se utilizan para medir el $V \sin i$. Los anchos de estas líneas reflejan entonces un $V \sin i$ sistemáticamente más pequeño (Tawnsend et al. 2003, Zorec 2004). Otros trabajos muestran que la rotación crítica propiamente dicha parece poco probable (Frémat et al. 2004). Podemos entonces adoptar un ángulo de inclinación intermedio calculado como promedio de dos estimaciones, una que resulta de adoptar $\omega = 0.8$ para cada estrella y otra suponiendo $\omega = 1.0$. Utilizando los modelos de estrellas en rotación rígida de Sackmann & Anand (1970), Bodenheimer (1971), Clement (1979) y Zorec et al. (1988), obtenemos las siguientes relaciones, que han sido utilizadas en este trabajo para determinar el ángulo de inclinación de las estrellas Be estudiadas a partir de los $V \sin i$ publicados en Chauville et al. (2002):

$$\left. \begin{aligned} V(\omega) &= V_c \left[\frac{\Omega}{\Omega_c} \right] \left[\frac{R_e(\omega)}{R_c} \right] \\ \frac{R_e(\eta)}{R_c} &\simeq 0,725 + 0,276 \times \eta \\ \eta &= \left[\frac{\Omega}{\Omega_c} \right]^2 \left[\frac{R_e(\eta)}{R_c} \right]^3 \\ V_c &= \frac{437}{\sqrt{R_c/R_o}} \left[\frac{M/M_\odot}{R_o/R_\odot} \right]^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (5.16)$$

en la que hemos despreciado una pequeña dependencia de $R_e(\eta)/R_c$ con la masa estelar. Además, despreciando esta dependencia resulta $R_c/R_o = 1.38$, donde R_o es el radio de la estrella sin deformar por rotación, mientras que R_c es su radio en rotación crítica. Los valores de R_o y M_o no son inmediatos, dado que ellos se obtienen como resultado de una iteración. En este trabajo hemos tomado los parámetros estelares estimados por Chauville et al. (2002), quienes han usado observaciones espectrofotométricas BCD. Los parámetros BCD observados se interpretan primero en función de T_{eff} y $\log g$ que resultan de calibraciones de objetos sin rotación. Estos valores se reproducen en la Tabla 2.1. Los valores de T_{eff} y $\log g$ obtenidos directamente de las observaciones y las calibraciones mencionadas se suponen luego como debidos a estrellas que rotan con diferentes valores de ω . Para cada valor de ω los T_{eff} y $\log g$ derivados, las relaciones (5.16) conducen a los T_{eff} y $\log g$ de los mismos objetos pero sin rotación. Por interpolación en los modelos de evolución estelar obtenemos la masa M_o en reposo en función de la relación de velocidades angulares ω adoptada. Los promedios entre los valores de las inclinaciones i derivadas por Chauville et al. (2002) para $\omega = 0.8$ y las inclinaciones i que hemos obtenido para $\omega = 1.0$ se dan en la Tabla 5.3. Notamos que en la Tabla 2.1 ya se han dado

HD	i°
41335	82
45725	64
47054	58
48917	43
50013	47
50138	
56139	16
58978	57
63462	70
88661	48
91465	64
105435	55
110335	
112091	44
120991	15
124367	65
137387	42
148184	22
157042	74
158427	68
164284	45

Tabla 5.3: Inclinaciones adoptadas para las estrellas del programa

las inclinaciones estimadas por Chauville et al. (2002).

5.4. Ajustes obtenidos para los perfiles de líneas de Fe II observadas

En la siguiente sección presentamos ajustes de perfiles teóricos para algunos de los objetos estudiados. Los perfiles de las figs. 5.1 y 5.2 fueron obtenidos con el modelo de anillo mientras para generar los perfiles de las figs. 5.3 y 5.4 se usó el modelo de disco. En todos los casos se representa en el eje de las abscisas la velocidad radial respecto de la longitud de onda en reposo en km/s y en el eje de las ordenadas la intensidad en unidades del continuo estelar. Se muestran además los valores de los parámetros usados para realizar cada ajuste, la longitud de onda de las líneas ajustadas en Å y los valores de la inclinación y $V \sin i$ para cada objeto.

Los primeros resultados obtenidos a partir de los ajustes de nuestros modelos teóricos con las observaciones dan algunas pautas sobre las posibles estructuras de la envoltura para cada objeto tratado. Como fue mencionado al comienzo de este capítulo hemos adoptado, para los parámetros de entrada, los valores característicos correspondientes a los objetos estudiados. Con ello, hemos acotado el rango de variación de la extensión máxima o radio de la región emisora, de la inclinación y

de la función fuente de las líneas. Basando entonces nuestros ajustes en los valores que hemos calculado previamente para estos parámetros, disminuimos el número de parámetros libres del problema, disminuyendo al máximo el número de combinaciones de valores que originarían el mismo perfil.

En general, ambos modelos son capaces de reproducir muchos de los perfiles observados. Sin embargo, resulta en general más sencillo obtener buenos ajustes con el modelo de anillo que con el de disco. Para muchos objetos obtenemos buenos ajustes con $H > 1$ y valores de τ del orden o mayores que la unidad, indicando que para muchas estrellas Be la envoltura no es la de un disco ecuatorial achatado, sino que está extendida hacia zonas de mayor latitud.

Las velocidades de turbulencia de los ajustes son en general bajas, del orden de los 20 km/s, aunque para HD56139 y HD120991 (objetos observados casi de polo) resultan algo mayores.

Los ajustes resultaron buenos para valores de R (radio del anillo o diámetro exterior del disco) entre 1.6 y 4 radios estelares y para funciones fuente entre 0.01 y 0.3, reafirmando nuestros cálculos previos. El exponente α que gobierna la distribución de densidad en el disco toma valores entre 1.45 y 1.8 para los ajustes obtenidos, indicando una distribución de densidad que varía muy lentamente con el radio, al menos en la zona emisora de Fe II.

Para el caso del modelo de disco hemos podido reproducir algunas de las asimetrías de los perfiles considerando velocidades de expansión no nulas. Esto resultó más difícil, sin embargo, con el modelo de anillo, que reacciona de manera diferente a los movimientos radiales.

En algunos ajustes con el modelo de disco (HD124367 o HD45725) los perfiles ajustados presentan aparentemente, una leve caída del continuo en los costados de la línea que no se observa en los perfiles reales. Tal vez, los parámetros escogidos para estos casos no sean los más adecuados o quizás el ruido del espectro observado impida ver esta caída en las líneas observadas.

Respecto a la dinámica de las envolturas, en la tabla 5.4 se resumen las velocidades de rotación y expansión deducidas de los ajustes. Se muestra además el valor de $V \sin i$ y de $V \sin i / i$ (velocidad de rotación sin proyectar). Se observa que para la mayoría de los casos las velocidades de rotación ajustadas son considerables, indicando la influencia de la rotación estelar sobre los perfiles, que se formarían en zonas próximas a la estrella. Para HD50013 hemos obtenido un buen ajuste considerando V_{ex} alta. Los perfiles generados en este caso resultan sin embargo simétricos pero con picos más agudos que para ajustes con velocidades de expansión menores.

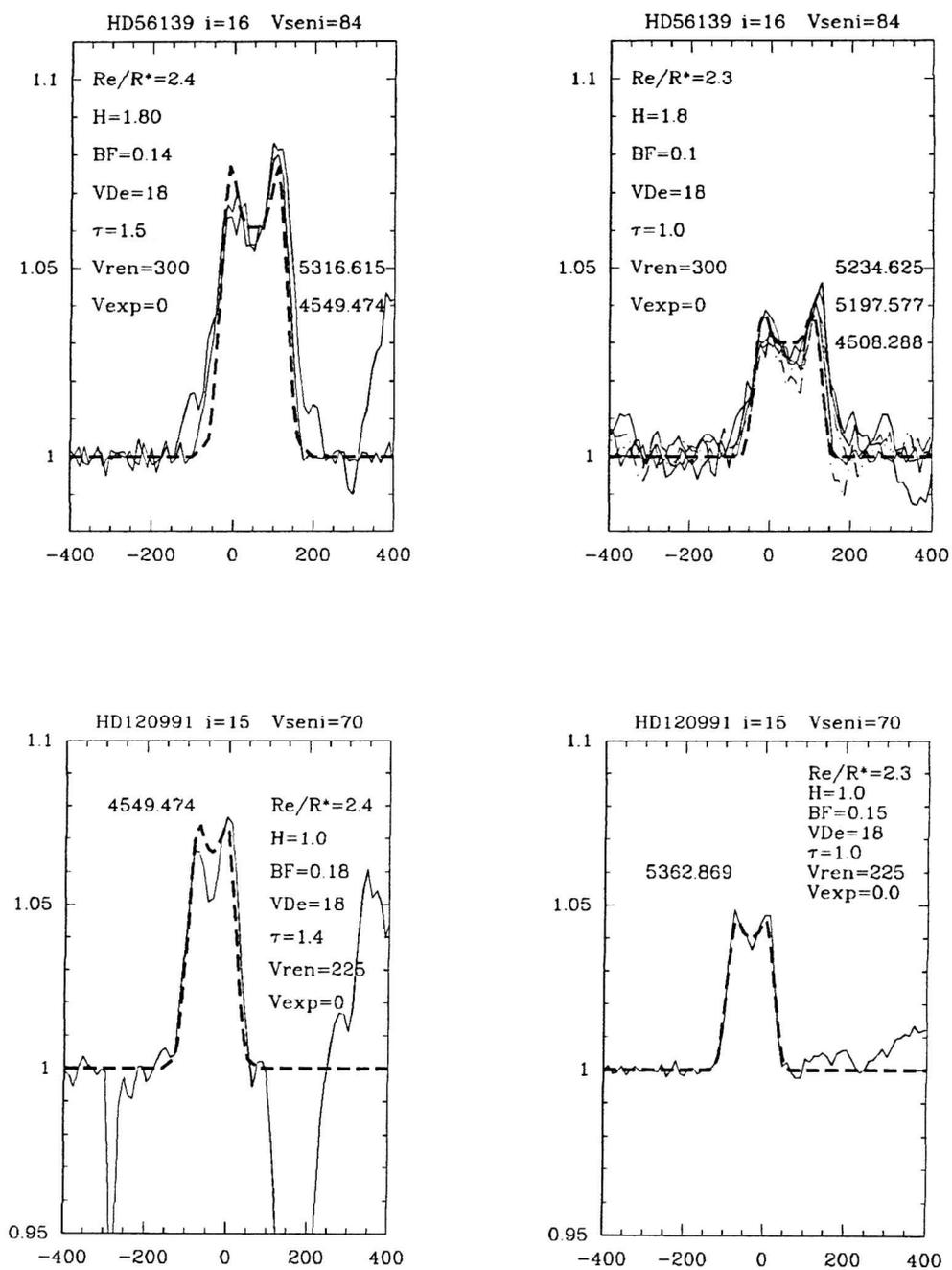


Figura 5.1: Ajustes obtenidos con el modelo de anillo

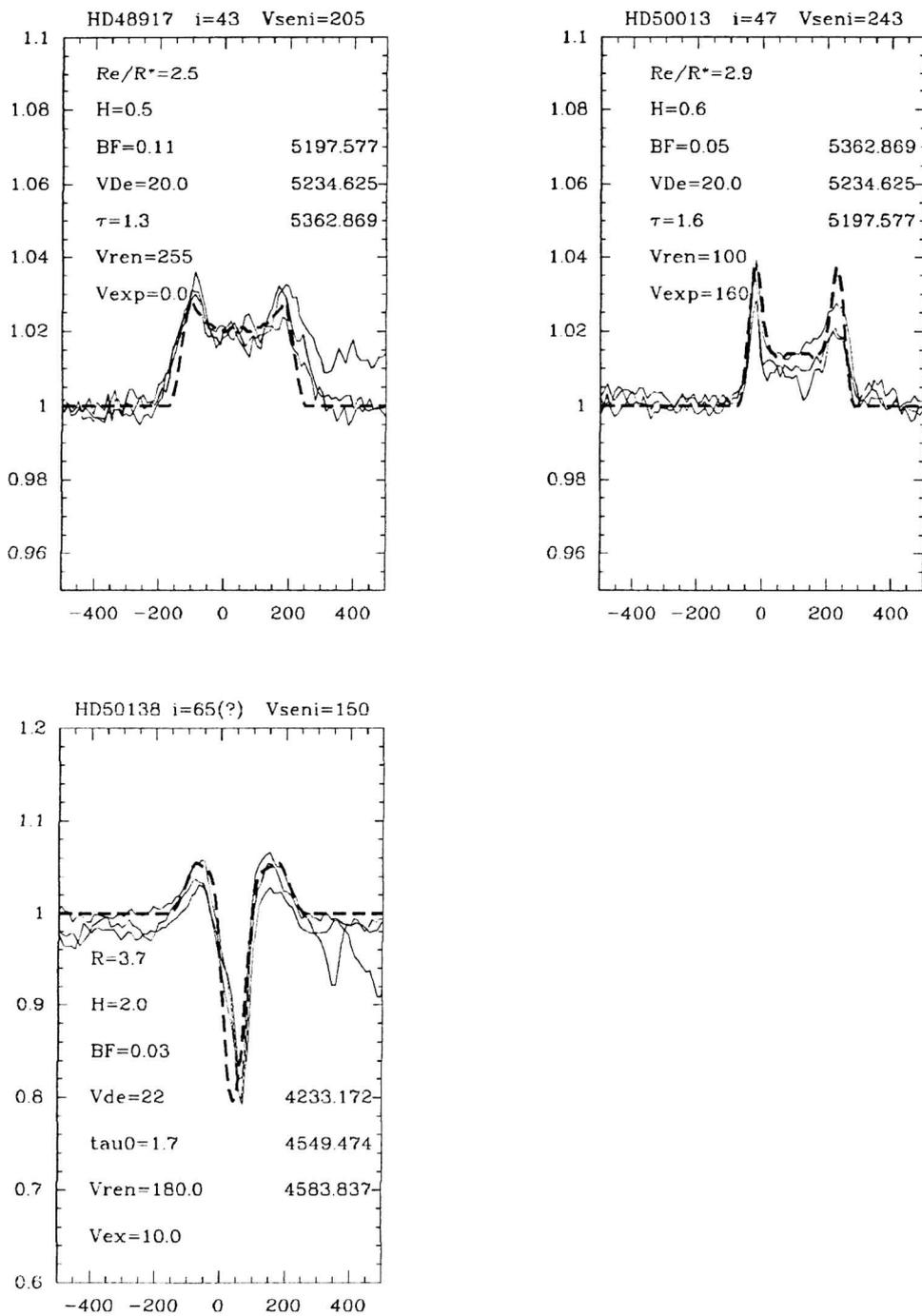


Figura 5.2: Ajustes obtenidos con el modelo de anillo

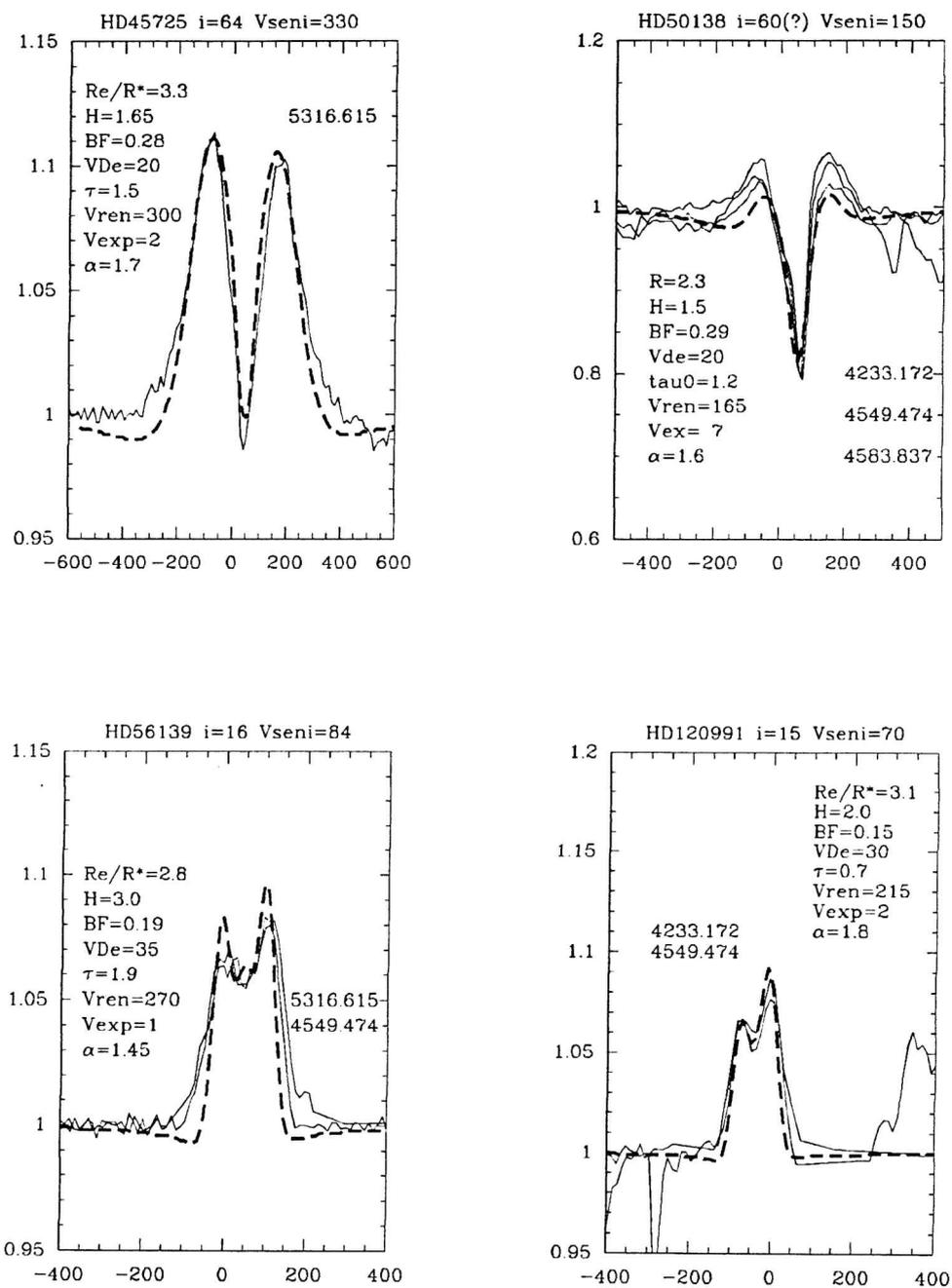


Figura 5.3: Ajustes obtenidos con el modelo de disco

Objeto	V_{seni}	V_{seni}/i	anillo		disco	
			V_{rot}	V_{exp}	V_{rot}	V_{exp}
HD45725	330	367	-	-	300	2
HD48917	205	301	255	0	-	-
HD50013	243	332	100	160	-	-
HD50138	150	173	180	10	165	7
HD56139	84	305	300	0	270	1
HD120991	70	270	225	0	215	2
HD124367	295	325	-	-	260	0
HD158427	290	312	-	-	210	0

Tabla 5.4: Velocidades de rotación y expansión de la envoltura obtenidas para los distintos de los ajustes.

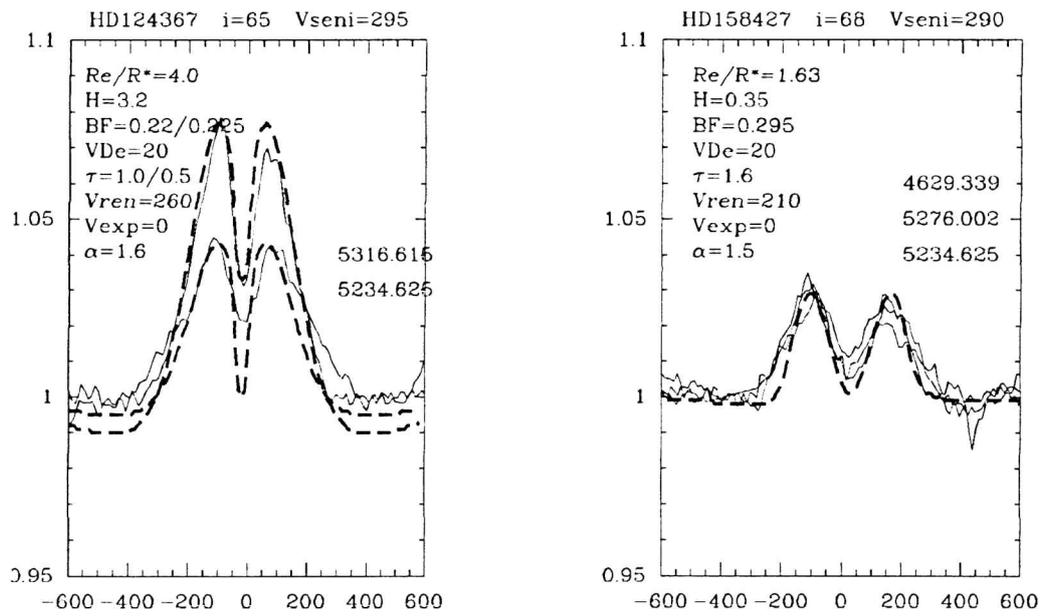


Figura 5.4: Ajustes obtenidos con el modelo de disco

Capítulo 6

Análisis de los resultados y conclusiones

En este trabajo presentamos un estudio detallado de las líneas de Fe II e H en emisión presentes en los espectros de un grupo de estrellas Be. El objetivo principal de este estudio ha sido el de inferir, a partir de los perfiles en emisión, información sobre la estructura de la envoltura extendida que rodea a estos objetos. Apuntamos en particular a definir en que regiones de esta envoltura se forman las líneas de Fe II y cuales son las características físicas y dinámicas de estas regiones. Para ello, empleamos métodos de análisis semiempíricos, y modelos básicos de envolturas, que nos permitieron obtener valores aproximados de parámetros tales como extensión de la región de formación, profundidades ópticas medias, temperaturas, velocidades de rotación y expansión.

Para cumplir con nuestro objetivo hemos presentado, en primer lugar, los objetos de estudio y las observaciones realizadas. Luego presentamos nuestras mediciones de los anchos de las líneas de Fe II e H y sus correlaciones con la velocidad de rotación proyectada de la estrella central (cap. 2). Las correlaciones encontradas sugieren que, para las líneas de Fe II la rotación de la estrella juega un papel importante en la determinación de los perfiles, sin embargo no es el único factor que afecta la forma de los mismos. En base a estas correlaciones es posible concluir que el material circunestelar esta en cierta medida acoplado con la rotación de la estrella y tiene simetría axial, pero no podemos decidir sin embargo la forma de su estructura: esferoidal, elipsoidal, disco etc.

Utilizando el método SAC (cap.3), desarrollado por Friedjung & Muratorio (1987, 1988), hemos obtenido indicaciones generales del medio que produce las líneas de Fe II. Los resultados de la aplicación del método SAC indican que las líneas de Fe II se forman en regiones cercanas a la estrella central, entre 1.5 y 4 radios estelares, y son ópticamente gruesas, aún para los objetos vistos casi de polo. Hemos obtenido también valores estimativos de la temperatura de la zona de formación que van entre 13000K y 4000K.

Al aplicar el método SAC han surgido algunas limitaciones y dificultades que describiremos a continuación. En los casos favorables, el método SAC permite obtener cierta información sobre el carácter microscópico del medio donde se producen las líneas tales como la temperatura de excitación y las poblaciones relativas de los

niveles atómicos. Una vez determinadas estas cantidades, se pueden derivar también algunos parámetros de carácter macroscópico de la envolturas, como la dimensión característica de la regiones de formación de las líneas estudiadas, la densidad promedio del medio, una velocidad promedio o característica de la región, etc. En el capítulo 2 hemos visto, sin embargo, que las temperaturas de excitación existentes en las envolturas de las estrellas Be son elevadas, lo cual implica que los desplazamientos horizontales y verticales de las curvas SAC individuales de los multipletes son del mismo orden de magnitud que las incertezas inherentes a esos desplazamientos. Esto señala que en las estrellas Be tenemos dificultades para determinar la temperatura de excitación de los niveles atómicos. El segundo inconveniente que presenta este método, al ser aplicado a las estrellas Be, está en el hecho de que en los espectros de estos objetos no hay líneas de Fe II prohibidas, ni líneas con transiciones permitidas de baja profundidad óptica que podamos declararlas ópticamente delgadas. Esto impide que podamos trazar la parte horizontal de la curva SAC, que es importante para determinar, de manera independiente, las dimensiones características de las zonas de formación de las líneas. Notamos también que el parámetro de velocidad característica aparece en el método SAC sólo como un ancho Doppler promedio. Esto puede constituir una limitación significativa en los casos donde las velocidades en las regiones de formación de las líneas estudiadas son elevadas. Como hemos visto en las correlaciones obtenidas en el capítulo 2, este es precisamente el caso de las estrellas Be, en cuyas envolturas dominan las altas velocidades de rotación. El campo de velocidades tiende a disociar las regiones de formación, en el sentido de que la radiación en cada longitud de onda del perfil observado proviene de regiones caracterizadas por una dada velocidad radial compuesta por la rotación y la expansión (contracción) del medio. De esta manera el perfil de línea resultante es función de una gama de velocidades compuestas. Resulta entonces difícil definir y/o identificar las características cinemáticas a partir de un único parámetro promedio, de modo que se pueda dar a las interpretaciones un significado físico bien definido. La temperatura de excitación que se puede obtener con los desplazamientos de las curvas SAC individuales de los multipletes, se consideran representativas al mismo tiempo de la relación de poblaciones de niveles en la función fuente y de la población del nivel inferior que determina la profundidad óptica de la transición estudiada. Esto puede ser válido, en principio, si se conoce el carácter de la transición. En los casos que existan fuertes desviaciones al ETL, es posible que las temperaturas de excitación en la función fuente y en la profundidad óptica sean diferentes. Finalmente, en la curvas SAC el parámetro de extensión de las regiones de formación de las líneas se reduce al radio equivalente de un disco proyectado en la dirección del observador.

Basándonos en los datos observacionales recientes sobre la formación de envolturas circunestelares en estrellas Be, hemos propuesto dos posibles geometrías dominantes para representar las regiones de la envoltura circunestelar donde se forman las líneas de emisión estudiadas (cap.4). Según nuestras interpretaciones, las envolturas podrían tener una forma anular o el aspecto de un disco, en los cuales la altura y el radio son parámetros libres. Para ser más precisos que el método SAC en lo que se refiere a las geometrías de las regiones de formación de las líneas, en nuestro trabajo hemos formulado dos programas de cálculo de perfiles de líneas que tienen en

cuenta las particularidades geométricas mencionadas. En ambos casos se ha tenido en cuenta la forma de estas envolturas tales como resultan de su proyección sobre el fondo del cielo con respecto al observador. Esto supone que conozcamos el ángulo de inclinación del sistema estrella-envoltura. Al tener en cuenta el ángulo de inclinación, podemos tratar también de manera coherente con respecto a la velocidad de rotación de la estrella central, las velocidades macroscópicas dominantes en las regiones circunestelares. Así hemos tenido en cuenta de manera explícita la presencia de campos de velocidades de rotación y de expansión de los medios. Este aspecto del cálculo trata de suplir la falta de información debida al uso de un único parámetro global de velocidad. La inclusión de estos campos de velocidades nos ha permitido constatar que, como consecuencia de la combinación de velocidades, la forma de un perfil puede revelar muchas propiedades macroscópicas de los medios que lo producen. Señalemos finalmente que, teniendo en cuenta que las estrellas Be son rotadores rápidos, no hay mayores dificultades para determinar el ángulo de inclinación del sistema estrella-envoltura.

La puesta a prueba de los algoritmos de cálculo nos ha permitido descubrir la gran variedad de perfiles de líneas que éstos son capaces de reproducir en función sólo de un pequeño número de parámetros libres. Habiendo determinado la función fuente de las líneas en emisión estudiadas y la inclinación i del sistema, y habiendo restringido el rango de variabilidad de la distancia de la región de formación de las líneas a zonas cercanas a la estrella, los parámetros libres propiamente dichos son: la semialtura H del disco o del anillo, y la profundidad óptica vertical τ_o del anillo o del disco en su borde interno. Las velocidades de rotación y de expansión se determinan casi sin arbitrariedad con el ajuste del ancho y de la asimetría de los perfiles. En efecto, el margen de incertidumbre de estas cantidades es muy pequeño. En el caso de una estructura circunestelar en forma de disco debemos determinar también el parámetro que caracteriza la distribución de la densidad con el radio. En los casos donde las líneas son simétricas, o si las desviaciones de la simetría son pequeñas, teniendo presente el hecho de que la formación de las envolturas de las estrellas Be es un proceso probablemente muy caótico, es razonable pensar en una distribución promedio uniforme de gas en el disco ($\alpha = 2$). Para los demás casos, el uso de formas de perfiles parametrizados en función de α pueden servir como guías para acotar el valor del parámetro de distribución de densidad buscado.

En el caso de las emisiones producidas por una envoltura anular, hemos visto que ésta puede explicar la presencia de algunos perfiles de formas enigmáticas, en particular los llamados perfiles de “capilla”. En la literatura estos perfiles son atribuidos a envolturas elípticas excéntricas, mientras que en nuestro caso los relacionamos con anillos circunestelares en rotación con una componente de velocidad de expansión relativamente fuerte. Este tipo de perfil puede explicar entonces la existencia de materia eyectada, o puede referirse a la expansión de una condensación de masa acumulada en una estructura de forma anular, producida quizás por eventos sucesivos de expulsión de materia por la estrella central.

Hemos notado también que la posición de los picos de emisión en un perfil es función de la profundidad óptica. La separación de los picos es usada corrientemente para estimar la extensión de la zona emisiva. Esa estimación está basada en argumentos cinemáticos y supone que las líneas son ópticamente delgadas (Huang 1972).

En nuestro trabajo hemos podido constatar que no sólo influyen las propiedades cinemáticas del medio en la determinación de la posición de los picos, sino que también la profundidad óptica es un factor importante. Este fenómeno ya ha sido estudiado en la literatura, en particular por Cidale & Ringuelet (1989). En este trabajo se vió que en un medio estático la profundidad óptica reduce la separación de los picos. Nuestros cálculos muestran, por el contrario, que en el caso de tener capas en movimiento, los picos pueden separarse con el aumento de la profundidad óptica del medio que las produce.

En el tratamiento de las emisiones producidas por un disco circunestelar hemos considerado el efecto de cizalla del campo de velocidades en el camino óptico que atraviesa la envoltura en la dirección de observación. El efecto más notable que provoca este fenómeno es el ensanchamiento de las alas del perfil local. Este ensanchamiento puede confundirse con el producido por la presión del medio, ej. el efecto Stark, o por un ensachamiento radiativo que da lugar a un perfil de Lorentz.

La aparición de un pico de emisión aislado no corresponde necesariamente a la emisión producida por un paquete de materia que cae sobre la estrella luego de haber sido expulsado, tal como se interpreta frecuentemente. Este puede deberse simplemente a una combinación de velocidades de rotación y de expansión.

El aumento de la función fuente con una potencia de la profundidad óptica debido a efectos de no-ETL conduce a la aparición de perfiles en forma de "pico de botella". Este fenómeno que fue descrito para el caso de envolturas en forma de disco, puede producirse también en las envolturas anulares si la profundidad óptica y la función fuente son elevadas de modo que se logre $S(\tau_o) \sim F$. Los perfiles en forma de "pico de botella" se observan a menudo en la línea $H\alpha$ de las estrellas Be. Hummel (1994), en base a cálculos de transporte radiativo 3D para envolturas en forma de disco Kepleriano extendido verticalmente (Hummel & Dachs 1992), obtiene perfiles similares. Sin embargo su código de cálculo es muy complejo y está adaptado para una forma muy particular de la envoltura circunestelar. Con respecto al código de Hummel, nuestro programa permite proceder al ajuste de perfiles de manera mucho más rápida y simple, haciendo posible obtener prácticamente la misma información sobre el medio circunestelar. Esto puede constatarse en la Fig. 4.25, en la cual se usaron los mismos parámetros físicos característicos de la envolturas que en trabajo de Hummel (1994) y de los cuales surgen no sólo las mismas formas de perfiles sino también las mismas intensidades.

En el caso de los perfiles producidos por discos, hemos podido notar la importancia de la distribución de la densidad con el radio. Por otro lado, la comparación de los perfiles observados con un catálogo de perfiles sintéticos, puede indicarnos, no sólo si las regiones se comportan preferentemente como discos o como formas anulares, sino que pueden darnos una idea del parámetro de la distribución de densidad.

El cálculo de las curvas SAC que hemos llevado a cabo para los medios circunestelares anulares y en forma de disco, han confirmado la facilidad del método para decidir cuándo las transiciones son ópticamente gruesas u ópticamente delgadas. Nuestros resultados han revelado, sobre todo, la sensibilidad de estas curvas a las características físicas de los medios emisores. En los casos en que éstos se comportan como anillos, el campo de velocidades sólo ensancha las líneas espectrales resultantes, pero no produce grandes cambios en las curvas. En el caso de los discos, sin embargo,

el campo de velocidades actúa, por intermedio del efecto de cizalla, en el ancho de los perfiles locales de absorción, lo cual genera muchos cambios en las curvas SAC. En particular, y a raíz de éstos fenómenos, hemos descubierto y explicado la razón de la existencia de inversiones de las curvas SAC para ciertas combinaciones de los parámetros físicos característicos de los sistemas emisivos. Hemos mostrado, también, que la profundidad óptica que surge de las curvas SAC es un parámetro difícil para interpretar.

Aunque por el momento nuestros códigos son aún muy simplificados, ellos permiten ajustar rápidamente perfiles de líneas formadas en sistemas circunestelares no esféricos y en movimiento. Los parámetros que hemos derivado a partir de este proceso de ajuste, sugieren que la forma de las envolturas no tiene que ser necesariamente un disco delgado como proponen muchos autores. Nuestros modelos permiten obtener buenos ajustes, considerando una envoltura que tiene una extensión en altura que en muchos casos cubre completamente a la estrella central, y que es ópticamente gruesa para las líneas de Fe II. Dicha región estaría ubicada muy cerca de la estrella central. Por otra parte, los valores estimados del parámetro α que rige la ley de densidades indican una variación suave de la densidad con el radio (cap. 5).

Los resultados inferidos de los ajustes pueden contribuir a construir modelos de envolturas circunestelares con geometrías más realistas y en los cuales se pueda tratar de resolver eventualmente con mayor detalle los problemas de transporte radiativo.

Dado que el fenómeno Be se da en un grupo de objetos que no resulta homogéneo, creemos importante además analizar con más detalle algunos objetos particulares de los que se pueda disponer de varias observaciones en distintos rangos de longitud de onda y con una buena dispersión temporal. Ajustando por ejemplo el parámetro α de nuestros modelos a un conjunto de multipletes, y viendo su variación en diferentes fases de una estrella Be, intentaremos inferir la evolución dinámica de la envoltura. Estudiando al mismo tiempo otras características fotosféricas, tales como pulsaciones no radiales a partir de las líneas de He I, se podría también analizar lo que le ocurre a la estrella central durante dichos cambios de fase y derivar eventualmente cuáles son los procesos implicados en la eyección de materia.

Todo lo mencionado anteriormente nos permitirá describir en forma más precisa objetos individuales y estudiar la evolución de sus envolturas. Hemos dado los primeros pasos en este sentido, haciendo un estudio de las líneas de Fe II del espectro visible y ultravioleta, así como también de la variación V/R de H α , para la estrella binaria V923 Aquilae. Este estudio ha permitido proponer un modelo de estructura extendida consistente con las observaciones. Los resultados de este trabajo se muestran en el Apéndice.

En resumen, a partir de nuestro estudio:

- Hemos elaborado un catálogo de líneas de Fe II e H en emisión para un grupo de estrellas Be.
- Hemos confirmado correlaciones entre los anchos de las líneas de emisión con $V \sin i$.

- Hemos determinado que las líneas de Fe II se forman en regiones cercanas a la estrella central, entre 1.5 y 4 radios estelares, y son ópticamente gruesas, aún para objetos vistos casi de polo. Las temperaturas medias inferidas para estas regiones son del orden de los 10000K.
- Hemos calculado los valores de la función fuente de las líneas de Fe II y estudiado su variación con la distancia a la estrella central. Esto nos ha permitido por un lado, conocer los valores característicos de la función fuente para estas líneas y por el otro establecer un límite superior para la extensión de la región de formación de las líneas de Fe II que no puede superar los 7 a 10 radios estelares.
- Hemos estudiado las limitaciones e inconvenientes surgidos de la aplicación del método SAC a las líneas de Fe II en estrellas Be. En lo referente a las curvas SAC también hemos mostrado la sensibilidad de las mismas a las características físicas de los medios emisores.
- Hemos desarrollado códigos de cálculo, basándonos en modelos simples de envoltura a partir de los cuales pudimos estudiar la influencia de los distintos parámetros (profundidad óptica, efecto de cizalla, altura, distribución de densidad) sobre la forma de los perfiles. Los perfiles producidos permiten concluir que la profundidad óptica es un parámetro importante en la determinación de la forma de los mismos. Hemos logrado además explicar de manera diferente a otros autores los perfiles de tipo “capilla”. También hemos reproducido perfiles de tipo “botella”, que otros autores obtienen usando cálculos mucho más complejos.
- Mediante el ajuste de perfiles observados hemos inferido valores aproximados de los parámetros de la envoltura extendida de algunos objetos de nuestra muestra. Estos primeros resultados dan algunas pautas generales sobre la forma, opacidad, densidad y velocidades de la región de formación de las líneas de Fe II.

Todo lo descripto anteriormente nos ha permitido aportar datos acerca de las propiedades globales de las regiones de formación de las líneas de Fe II en la envoltura extendida de las estrellas Be. Nos proponemos, continuar en esta línea de investigación, mejorando nuestros códigos de cálculo, analizando un rango espectral y temporal más amplio, cubriendo las distintas fases espectrales de los objetos.

Apéndice

Estudio de la envoltura extendida de la estrella Be V923 Aquilae

Presentamos aquí un trabajo sobre una estrella Be binaria, que hemos publicado recientemente, como otro modo de ilustrar la potencialidad de los métodos semiempíricos para derivar propiedades de las envolturas circunestelares. Cabe destacar que algunos resultados parciales referentes a las líneas de Fe II relacionados con este trabajo ya fueron expuestos en la práctica de la especialidad de M. L. Arias.

En la publicación presentada en este apéndice se estudia el espectro visible y ultravioleta de la estrella V923 Aquilae y se propone un modelo de envoltura consistente con las variaciones espectroscópicas de corto y largo período observadas. Analizando los perfiles de las líneas de Fe II en absorción presentes en los espectros correspondientes a distintas épocas de observación determinamos, mediante metodología desarrollada por Cidale & Ringuelet (1989), valores de la ubicación, temperatura y densidad de la región de formación de las líneas. Encontramos además que la extensión de dicha región de formación es variable y que sus variaciones se correlacionan con el período orbital (214.75 días). De acuerdo con nuestra interpretación la estrella primaria tendría una envoltura elongada deformada por la presencia de la secundaria, en la cual se originan las líneas de Fe II. Las dimensiones de la región de formación estimadas para estas líneas se encuentran entre 2 y 35 radios estelares.

Por otra parte, la línea $H\alpha$ del H presenta variaciones V/R, para las cuales hemos estimado un período de 6.8 años. Estas variaciones no están relacionadas con el movimiento orbital y su interpretación resulta menos directa. Los resultados de los modelos de transporte de Cidale & Ringuelet (1993) indican que la estructura del perfil de $H\alpha$ está definida por el gradiente de velocidad en la base del viento. En base a este resultado proponemos que las variaciones V/R observadas son originadas por cambios en la estructura de velocidad del viento que podrían ser determinados por episodios de pérdida de masa y probablemente modulados por campos magnéticos o inestabilidades en el viento.

The circumstellar environment of the star V923 Aquilae

M. L. Arias ^{***}, L. S. Cidale ^{****}, and A. E. Ringuelet ^{***}

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Paseo del Bosque S/N, B1900 CGA La Plata, Argentina.

Received 20 October 2003 / Accepted 5 December 2003

Abstract. V923 Aquilae is a Be shell star that displays emission in H α , cyclic V/R variations and variations in the intensity of the near infrared continuum. The star presents radial velocity variations arising from a superposition of a long-term cycle and an orbital motion with a period of 214.756 days (Koubský et al. 1989). To investigate the physical properties and the geometry of the circumstellar envelope of this star, we have analysed its spectra in the UV and visual range. We have selected Fe II lines to derive temperatures and location of the line-forming regions. Our results indicate that the dimensions of the circumstellar envelope vary with time and this variation correlates with the orbital period of 214.75 days. On the other hand, we determined a period of 6.8 years for V/R cyclic variations in H α . This period is in accordance with the long-term cycle in the radial velocity and U band photometric observations. We suggest that the V/R variability in the H α line is linked to the behavior of the subsonic wind structure.

Key words. stars: Be, line: formation, stars: individual (V923 Aquilae), binaries: general

1. Introduction

V923 Aquilae (HD 183656 = HR 7415 = MWC 988, $\alpha(2000) = 19^{\text{h}}30^{\text{m}}32.9^{\text{s}}$, $\delta(2000) = +03^{\circ}26'39.7''$, $V = 6.05$) is a Be shell star that displays a B6 stellar spectrum, first studied by Harper (1937) and Bidelman (1950), whose main optical features are rotationally broadened He I lines, narrow metallic lines, H lines with strong sharp cores and double emission components in the first members of the Balmer series. This star exhibits spectroscopic and photometric variations on both long-term and short-term time scales. Merrill (1952) and Merrill & Lowen (1953) found variations in the radial velocities of the shell lines as well as in the V/R ratio of the double emission peak of H α and H β . They suggested that hydrogen and metallic lines varied with a period of perhaps 6.5 years and an amplitude of 60 km s⁻¹. Later, Koubský et al. (1989) demonstrated that the observed radial velocity variation arises from a superposition of cyclic long-term velocity variations of variable amplitude and cycle length ($20 \leq 2K \leq 65$ km s⁻¹ and $1800 \leq P \leq 2400$ days respectively) and an orbital motion with a period of 214.75 days and an amplitude of 12.4 km s⁻¹. They also inferred that the binary system consists of a B5-7 primary and a

low mass (about 0.5 M_⊙) secondary separated by some 250 R_⊙. Correlations between the slope of the Balmer progression and some asymmetries of the Balmer lines with the orbital period were also found by Iliev (1994).

As regards photometric variations, the first study was carried out by Lynds (1960), who found rapid light variations of more than 0.1^m with a period of 0.85 days. Small photometric variations on several time scales were reported by Percy et al. (1988) while Pavlovski et al. (1997) found significant light and colour variations. Mennickent et al. (1994) have indicated a quasi-period of about 7 years and an amplitude up to 0.25^m in the U photometric band and short-term variations up to 0.1^m within a few days. Finally, V923 Aql was identified as an IR variable by Dougherty & Taylor (1994).

As many of the stars of its type, V923 Aquilae exhibits variable phenomena, most of which have not yet been satisfactorily explained. Short-term light variations could be due to nonradial pulsation (Baade 1987, Percy 1987), although other authors have attributed them to the passage of disturbances across the observable hemisphere of the star by the action of stellar rotation (Lynds 1960).

Long-term photometric and spectroscopic variations were proposed to be caused by an elongated envelope formed by the process of mass transfer from the secondary to the primary, and revolving due to the attraction of the secondary, as predicted by the binary model of Kříž & Harmanec (1975) (Koubský et al. 1989). However, this model was later discarded by Mennickent et al. (1997), who interpreted V/R-photometric variations in terms of global density oscillations. The global density oscillation theory implies a quasi periodic V/R behavior, but some

Send offprint requests to: M. L. Arias, e-mail: mlaura@fcaglp.unlp.edu.ar

^{*} Fellow of the CONICET, Argentina

^{**} Visiting Astronomer, Complejo Astronómico El Leoncito operated under agreement between the Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina and the National Universities of La Plata, Córdoba and San Juan

^{***} Member of the Carrera del Investigador Científico, CONICET, Argentina

observations indicate that V/R variations can change period, appear or disappear entirely. Based on these facts, Gayley et al. (2001) analyzed the impact of optically thick line forces in Keplerian disks and global disk oscillations. Their calculations suggest a net retrograde precession in slightly eccentric orbits contrary to the prograde precession of non-linearly developed one-arm modes. These results reopen the discussion on the origin of V/R variations.

From simultaneous visual ground-based and UV observations, Ringuélet et al. (1984) proposed a model for the extended envelope of V923 Aql with a high temperature shell located close to the star (a transition region), where highly ionized species originate, and an external cool envelope where the UV Fe II, Ca II and Na I lines are formed. But this model does not account for the observed variabilities.

To explain this scenario, and to give a better description of the structure of V923 Aql's extended envelope (Arias et al. 2000, preliminary results) and the phenomena that are actually taking place there, we carried out a spectroscopic study of the shell line profiles, considering a semi-empirical model of the envelope (Cidale & Ringuélet 1989) that allows us to derive some properties of the line forming regions (e.g. location of the line forming region, electron temperatures, atom columns). The same kind of solutions have proved to be suitable for the interpretation of the long-term spectrophotometric behavior of some Be stars; Moujtahid et al. (1998, 1999), found that variations in the V magnitude and in the second component of the Balmer discontinuity (ΔD) are consistent with changes in density, extent and temperature of the circumstellar envelopes. Our main goal is to describe the regions of formation of Fe II lines in the extended envelope of V923 Aql as well as to search for any correlation of the estimated parameters with the orbital period. Moreover, we intend to propose a model for the extended atmosphere able to account for the observed variabilities.

All the observations used for the present research are presented in §2. By means of a simple ellipsoidal-layer scheme for the extended envelope, described in §3, we derive average distances from the central star to regions of line formation as well as their physical conditions: electron temperature, atom columns and densities, the results of which are presented in §4. In §5 and §6 we discuss the time dependence of the results. We conclude that the variability observed in the Fe II lines of V923 Aql may be interpreted in terms of a stellar wind asymmetrically distorted by the secondary's gravitational field. Variations of Balmer progression and some of the asymmetries of Balmer lines are attributed to the revolution of an elongated envelope while the V/R variabilities are related to the subsonic wind structure.

2. Observations

Ultraviolet and photographic spectra taken from 1980 to 1999 were analysed. Tables 1 and 2 list information on date of observation, resolution, spectral range, etc. for UV and visual ranges respectively.

The selected material consists of fifteen high dispersion UV images taken from the INES (International ultraviolet explorer Newly Extrated Spectra) database, three spectrophoto-

Table 1. IUE observations of V923 Aql

Image	Date	JD -2440000
LWR11064	15/07/81	4801.030
LWR13827	01/08/82	5183.008
LWP16693	29/10/89	7829.096
LWP17843	01/05/90	8012.708
LWP17905	15/05/90	8026.509
LWP23361	23/06/92	8796.677
SWP14478	15/07/81	4801.041
SWP17550	01/08/82	5182.997
SWP21152	24/09/83	5602.158
SWP37481	29/10/89	7829.082
SWP37482	29/10/89	7829.121
SWP37484	29/10/89	7829.202
SWP38710	01/05/90	8012.691
SWP38712	01/05/90	8012.726
SWP44983	23/06/92	8796.648

Note: Wavelength range for SWP images: 1150 Å- 1980 Å, and for LWP and LWR images: 1850 Å- 3350 Å, Res. 0.2 Å

Table 2. Visual observations of V923 Aql

Plate or Image	Source	Date	JD -2440000	Disp. [Å/mm]	Spectral range [Å]
D1172	CTIO	30/07/80	4450.748	9.0	3400-4900
	CTIO	30/07/80	4450.740	18.0	5700-6600
D1235	CTIO	15/07/81	4801.729	9.6	3440-4920
	CTIO	15/07/81	4801.720	19.2	5700-6600
D1242	CTIO	18/07/81	4804.708	9.6	3440-4920
	CTIO	18/07/81	4804.708	19.2	5700-6600
F7998	ESO	01/08/82	5183.015	20.0	5700-6600
290691a	CTIO	29/06/91	8436.884	2.7	5700-6600
290691b	CTIO	29/06/91	8436.913	2.7	5700-6600
020791	CTIO	02/07/91	8439.858	2.7	5700-6600
100495	CASLEO	10/04/95	9817.913	0.2	4900-6900
290999	CASLEO	29/09/99	11451.000	0.2	4900-6900

graphic plates taken simultaneously in the blue and red ranges at CTIO (Cerro Tololo Interamerican Observatory), Chile on July, 1980 and 1981 and a series of $H\alpha$ line observations obtained by A. Ringuélet, with the coude spectrograph attached to the 1.52-m telescope at ESO (European Southern Observatory), Chile on August 1982, by J. Sahade & R. Barbá, with the 1.5-m telescope at CTIO on June and July 1991 and by us with the REOSC échellé spectrograph at the 2.15-m telescope at CASLEO (Complejo Astronómico El Leoncito, Argentina) in 1995 and 1999. Plates D1235 are simultaneous with the IUE images: LWR11064 and SWP14478 and plate F7998 is simultaneous with LWR13827 and SWP17550. The UV line spectrum of the star is essentially one of absorption features. It displays a rich spectrum in Fe II lines with Doppler profiles showing RV and intensity variations (Fig. 1). The $H\alpha$ profile displays prominent emissions and a very deep narrow central absorption. The line shows long-term V/R variations, which are evident through all the observations shown in Fig. 2. The visual line spectrum was described in detail by Ringuélet & Sahade (1981).

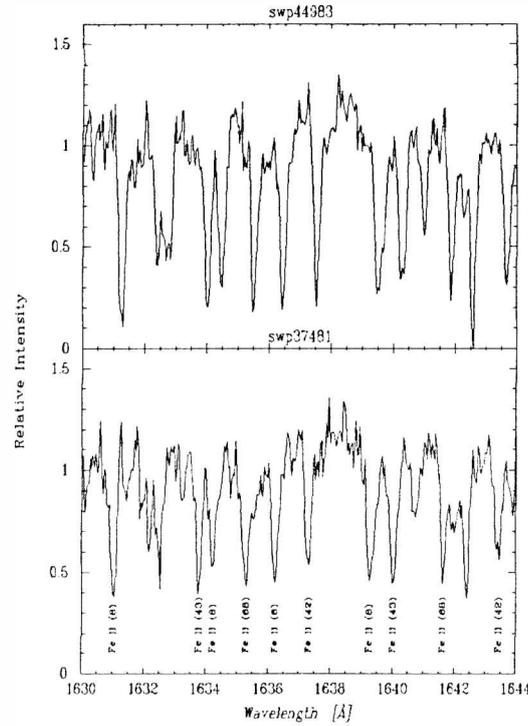


Fig. 1. Fe II line profiles for two different epochs.

3. Methodology

The shape of the $H\alpha$ line profile in the spectra of V923 Aql. a double peaked emission with a deep central absorption component, is consistent with a slow wind with low velocity gradients in the regions close to the photosphere (Cidale & Ringuélet 1993). This result combined with the analysis of Fe II and Mg II sharp resonance lines (Cidale 1998) allows us to state that there is no evidence of strong outflow phenomena in the atmosphere of V923 Aql. Therefore, the extended envelope of the star could be described, in a first approximation, by a static ellipsoidal slab-like model (Cidale & Ringuélet 1989), where the line radiation flux that emerges from the star plus the envelope is given by the expression:

$$F_l/F^* = e^{-\tau} + \alpha[1 - 2E_3(2\tau)] \text{ for } \tau < 1, \quad (1)$$

$$F_l/F^* = e^{-\tau} - 2\alpha I(\tau) \text{ for } \tau > 1 \quad (2)$$

where

$$\alpha = \left(\frac{R_v}{R_*}\right)^2 \frac{S_l \phi}{I_v^*} \quad (3)$$

depends on the geometry of the envelope.

Expressions (1) and (2) represent the total line flux, F_l , observed at a distance D from the star in terms of the line optical depth, τ , the line source function, S_l , and the geometrical

factor, $\left(\frac{R_v}{R_*}\right)^2 \phi$, for a transparent and a thick gaseous media, respectively. R_v is the mean distance of the line-forming region to the central star, R_* is the stellar radius, ϕ gives a relation between the polar and equatorial radius of the extended envelope, F^* and I_v^* are the continuous monochromatic flux and intensity corresponding to the photospheric layers.

The parameter α can be determined from observations and permits us to derive physical conditions, such as, line optical depth, atom columns, electron temperature and the ratio $\frac{R_v}{R_*}$.

The line source function is evaluated at $\tau = 0$ and may be expressed in terms of the processes that dominate the line formation (cf. Mihalas 1978). In a two level atom model controlled by radiative processes (R-C), we have

$$S_l(0) = \left(\frac{\eta}{1+\eta}\right)^{1/2} B^*, \quad (4)$$

and, for collisionally controlled lines (C-C),

$$S_l(0) = \left(\frac{\epsilon}{1+\epsilon}\right)^{1/2} B_v(T_e). \quad (5)$$

Expressions for ϵ and η , the relative rates for direct collisional de-excitation and photoelectric ionization followed by recombination respectively, B_v , the Planck function, and B^* , are taken from Mihalas (1978). The C-C case would provide information about the electron temperature of the line formation region, T_e .

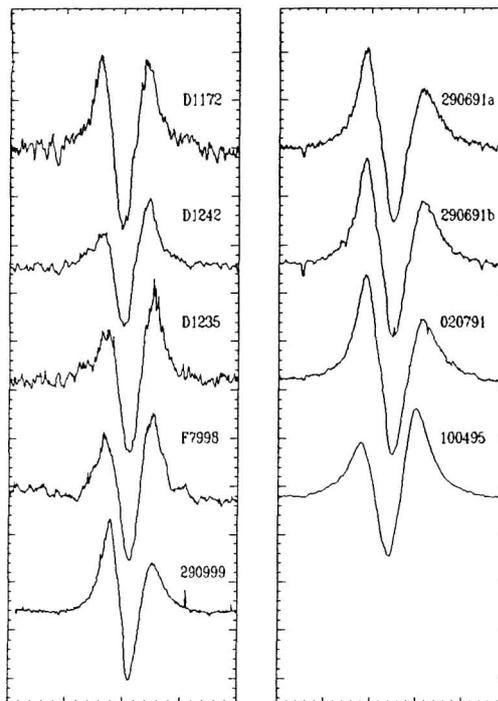


Fig. 2. $H\alpha$ line profiles of V923 Aql

4. Results

4.1. Parameters of the circumstellar envelope: α and τ

By measuring the central line absorption depth, $r = \frac{F' - F_i}{F'}$, of pairs of lines belonging to the same multiplet and having their optical depth ratio, $\frac{\tau_1}{\tau_2} = \frac{\lambda_1 g_1 f_1}{\lambda_2 g_2 f_2}$, we calculated the “ α ” parameter that better fits expressions (1) and (2). The wavelengths, λ , and the oscillator strengths, gf , are known values (Kurucz 1981; Wiese 1985; Wiese & Martin 1980). In general, more than two lines of the same multiplet are available, hence, accurate values of α and τ can be obtained (a detailed description of the method used is presented in Cidale & Ringuet, 1989). The corresponding values of α and τ for Fe II lines are presented in Tables 4, 5 and 6. The different columns give, for every measured line on each plate or image, the laboratory wavelength, the multiplet number, the central absorption depth, the α parameter and the line optical depth. When the quality of the spectrum was poor or the feature was blended it was not possible to obtain any value.

4.2. N_i , T_e and $\frac{R_c}{R_s}$

Once we know the values of the optical depth τ in the center of the line, we are able to calculate atom columns of the lower

level. Integrating the formal expression of the line optical depth along the whole atmosphere, given by

$$\tau = \int n_D n_i ds, \quad (6)$$

with $n_D = \frac{\sqrt{\pi} e^2 f H(a, \nu)}{m c \Delta \nu_D}$, the line absorption coefficient, n_i the number of absorbing atoms per cubic centimeter, $H(a, \nu)$ the Hjerting function and $\Delta \nu_D$ the Doppler width, we obtain,

$$\tau = \frac{1.5 \cdot 10^{-15} gf \lambda N_i}{V_D g_i} \quad (7)$$

where N_i is the atom column in cm^{-2} , λ is in \AA and V_D is the Doppler velocity in $km s^{-1}$. V_D is determined through the Goldberg’s method by measuring the line Doppler widths (cf. Jefferies 1968).

Knowing τ and V_D we calculate (N_i/g_i) through expression (6).

Fundamental parameters of V923 Aql have been derived using the BCD spectrophotometric system (Chalonge & Divan 1952) by Moujtahid et al. (1998), who found that the photospheric layers of the star are characterized by $T_{eff} = 13,770$ K and $\log g = 4.03$. This temperature is somewhat lower than the one deduced by Ringuet & Sahade (1981): $T_{eff} = 15,000$ K and $\log g = 4.0$. Based on these results, we adopt a Kurucz’s (1979) model with $T_{eff} = 14,000$ K, to represent the continuum

Table 3. V/R variation of the H α profile

JD-2440000	V/C	R/C	V/R	Reference
3009.500	–	–	0.88 *	Fontaine et al. (1982)
3007.500	–	–	0.88 *	Fontaine et al. (1982)
3006.500	–	–	0.89 *	Fontaine et al. (1982)
4450.748	1.84	1.77	1.04	this work
4801.729	1.32	1.73	0.76	this work
4804.708	1.26	1.63	0.77	this work
5183.015	1.59	1.78	0.89	this work
5610.698	1.62	1.46	1.11	Ballereau et al. (1987)
5611.710	1.60	1.50	1.07	Ballereau et al. (1987)
5619.678	1.65	1.40	1.18	Ballereau et al. (1987)
6640.486	1.80	1.60	1.13	Denizman et al. (1994)
6930.580	2.20	1.90	1.16	Denizman et al. (1994)
6990.541	1.70	1.70	1.00	Denizman et al. (1994)
7490.000	1.48	2.56	0.58 *	Doazan et al. (1991)
8436.884	2.07	1.59	1.30	this work
8436.913	2.02	1.64	1.25	this work
8439.858	2.05	1.61	1.29	this work
9095.500	2.11	1.77	1.20 *	Hanuschik et al. (1996)
9239.500	2.15	1.65	1.30 *	Hanuschik et al. (1996)
9817.913	1.87	2.38	0.79	this work
11451.00	2.01	1.53	1.32	this work

Note: The symbol (*) indicates intensity measurements taken by us on published spectra

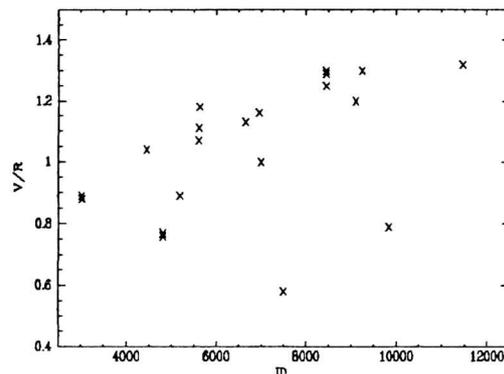
flux of the star, and calculate photoelectric and collisional rates for Fe II lines.

We conclude that multiplets UV(1), UV(62), UV(63) and UV(64) would be collisionally dominated for electron densities greater than $3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, while the rest of the lines, originating in the UV and visual regions are photoelectrically controlled for any possible value of N_e in the extended envelope ($N_e < 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, Moujtahid et al. 1999).

Since the electron temperature is related to collisional processes and, therefore, to local conditions, only in the case of a line source function collisionally controlled is the population of the levels determined by the Boltzmann distribution and it is possible to derive T_e . When we plot $\log(N_l/g_l)$ against the excitation potential of the lower level, χ_l , T_e is determined through the slope of the straight line which is a mean square solution for the plotted relation. From the IUE images (LWP and LWR), we obtained a mean value for the electron temperature of about 10,000 K.

The mean distances (R_c/R_*), derived from the parameter α according to expression (3), are presented in Tables 7, 8 and 9. These tables list the plate or image number, the date of observation, the estimated values of the distance to the line-forming region averaged for multiplets with similar excitation energy and the orbital phase calculated according to the ephemeris given by Koubský et al. (1989): $T_{max}(RV) = JD2424805 + 214.756dE$, where the zero phase corresponds to the maximum radial velocity. For a qualitative discussion, we just listed the lowest limits of R_c/R_* , which correspond to the factor $\phi = 1$.

To estimate the error in the measurements for the UV lines, the line profile stability of the high resolution IUE images has been assessed. This was possible using SWP images taken in

Fig. 3. Long-term V/R variations observed in the H α profile

rapid succession (i.e. SWP37481, SWP37482 and SWP37485 on Oct 9, 1980 and SWP38710 and SWP38712 on May 1, 1981). For most lines, the differences found in the central absorption depths from image to image were of the order of 10%. An uncertainty of 10 % on the central line absorption depth introduces an error of 20 % on the estimated ratio (R_c/R_*) (Cruzado 1994).

4.3. H α V/R variations

We determined variations in the intensity of the violet (V/C) and the red (R/C) emission relative to the local continuum, and the corresponding V/R ratio ($V/R = I_v/I_r$). To obtain a better estimate of the long-term periodic variation, these data were combined with the few records on V/R ratio found in the literature. All the values are presented in Table 3. This table lists Julian date of the observation, V/C and R/C ratios, when available and the V/R ratio. References to the source where data was taken are shown in the last column.

We determined a period of 6.8 years for the V/R variations using the Lomb-Scargle periodogram (Horne & Baliunas 1986). This period is in agreement with the cycle of 6.5 years estimated by Merrill & Lowen (1953) for radial velocities but larger than the long-term cycle in the radial velocity, with a quasiperiod of 5.8 years, suggested by Koubský et al. (1989). Fig. 3 depicts the corresponding long-term V/R variations.

5. Discussion

5.1. The structure of the envelope

From the computed ratio (R_c/R_*), for the photographic range, we can distinguish two line formation regions for Fe II lines, which are located around 1.5 and 3.5 stellar radii, approximately (Table 7). These values correspond to different groups of lines which are classified according to their excitation energy. In our model multiplets (114) and (144) with higher excitation energy ($E_l \approx 4.4 \text{ eV}$) are formed in a region closer to the central star than those with lower excitation energy (multiplets (27), (28), (37) and (38) with $E_l \approx 2.7 \text{ eV}$).

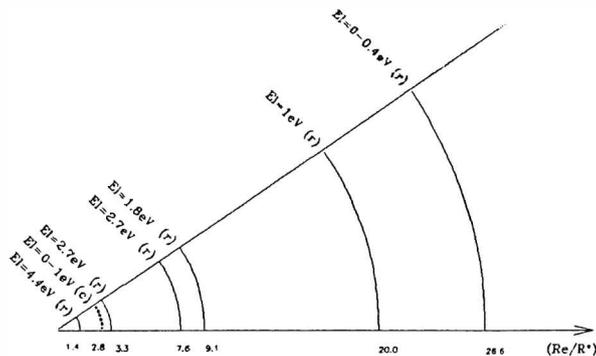


Fig. 4. Relative position of the regions of formation of Fe II lines in the outer envelope of V923 Aquilae. E_i is the excitation energy of the lower level and (r) and (c) indicate multiplets R-C or C-C, respectively.

The mean extent of the line-forming region for LWR and LWP spectra is around 3.25 stellar radii, and its value varies with time from 2 to 4.5 stellar radii (Table 8). The UV line optical depths are all greater than 1 and the obtained values for $\log(N_i/g_i)$ are similar for all the images, averaging 13 dex.

The α values obtained for the UV LWP-LWR multiplets are lower than the ones calculated for the photographic region; the line profiles are deeper and the optical depths are much larger than the photographic ones (Table 5).

The line optical depths in SWP images are also larger than 1, indicating in some cases saturation effects. (R_e/R_*) ratios estimated for R-C lines in SWP spectra (Table 9) are about seven times higher than those measured for the C-C lines in LWP and LWR images. This difference is considerably larger than the variations of the values of (R_e/R_*) , indicating a different region of formation for these lines. Hence, for multiplets with similar lower excitation energies ($\approx 1\text{eV}$): the collisional lines form closer to the star than radiative ones.

A scheme of the different formation regions in the envelope of V923 Aql. is shown in Fig. 4. Our results would indicate that the Fe II forming region extends from 1.5 to 35 stellar radii (both values are lower limits).

5.2. Time variations

Assuming that the orbital period of V923 Aql binary system is 214.756 days (Koubský et al. 1989), we test the possibility that some of the observed time variabilities correlate with this orbital period.

It can be noticed that the calculated mean distance from the central star to Fe II formation regions varies with time (Tables 7, 8 and 9). Variations of around 100 % and larger than 50 % are found for the ratio (R_e/R_*) in the inner and outer regions, respectively. The observed variation is much larger than the estimated error of $\sim 20\%$ for $\Delta(R_e/R_*)$. This behavior is presented in Figs. 5 and 6.

Fig. 5 illustrates the variations of (R_e/R_*) against the orbital phase corresponding to the visual and LWP-LWR IUE data presented in Tables 7 and 8, together with the orbital velocity curve given by Koubský et al. (1989) on top. Apparently,

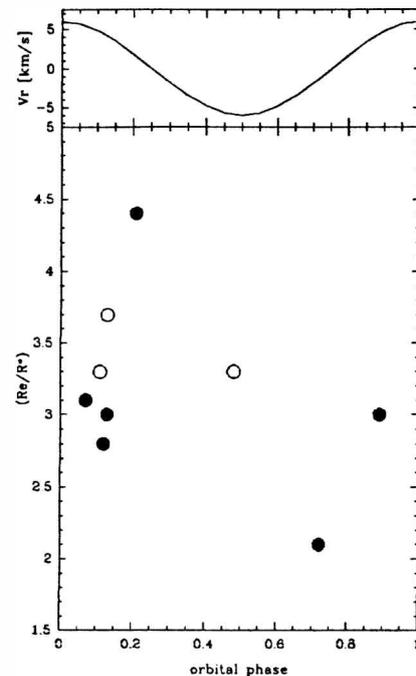


Fig. 5. Distribution of values of (R_e/R_*) with orbital phase, together with radial velocity curve taken from Koubský et al. (1989) on top (\circ) values of $(R_e/R_*)_1$ from Table 7, (\bullet) values of (R_e/R_*) from Table 8.

there is a dependence of the ratio (R_e/R_*) with the phase; this ratio increases between phases 0.0 and 0.2 and between phase 0.6 and 1.0.

Temporal variations of (R_e/R_*) ratios for SWP images have a similar trend as for LWP-LWR images, but with larger amplitudes (Table 9). The amplitude of the variation depends on the location of the line forming region. The outer the region, the larger the amplitude.

To be able to compare (R_e/R_*) variations of similar amplitude, we plotted the estimated values of (R_e/R_*) listed in Table 7, 8 and 9 minus the mean (R_e/R_*) value for each column in Fig. 6. Fig. 6 a shows (R_e/R_*) variation from Tables 7, 8 and the columns five and six of Table 9 and Fig. 6 b shows the value of (R_e/R_*) for the columns three and four of Table 9.

Unfortunately, the lack of a good temporally dispersed set of IUE SWP-images does not allow us to cover a complete cycle of variation. However, the variations show the same tendency observed in Fig. 5, where the ratio (R_e/R_*) increases between phases 0.0 and 0.2 and between phases 0.6 and 1.0.

The above results are in agreement with the observation reported by Iliev (1994), who stated that the changes of the central depths of the metal shell lines are well pronounced and show dependence on the orbital phase. The maximum and minimum values of (R_e/R_*) in Fig. 5 correspond approximately

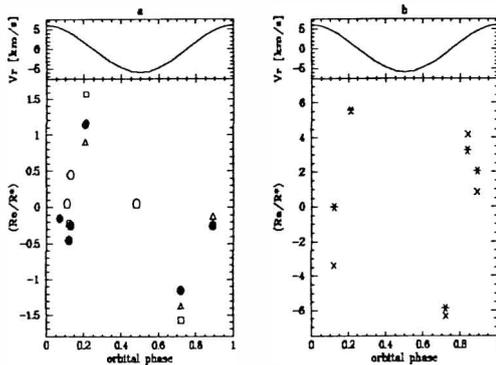


Fig. 6. Values of (R_c/R_c) (from Tables 7, 8 and 9) minus the corresponding average values for each column against orbital phase. a) Variations of (R_c/R_c) with similar amplitude for visual (\circ) $((R_c/R_c)_1)$ from Table 7), LWP-IWR (\bullet) (Table 8) and SWP images (Δ and \square) $((R_c/R_c)_3)$ and $(R_c/R_c)_4$ from Table 9). b) Variations of (R_c/R_c) with similar amplitude for SWP images (\times and \star) $((R_c/R_c)_1)$ and $(R_c/R_c)_2$ from Table 9). On top: radial velocity curve taken from Koubský et al. (1989).

to the zero radial velocity, while at the quadrature phases the envelope presents the same extent. These (R_c/R_c) variations should not be interpreted as variations due to changes in the envelope size, like radial pulsation modes. Instead, according to our model, this ratio (R_c/R_c) represents a mean effective distance to an equivalent ellipsoidal layer that contributes mostly to the line formation process. Under this hypothesis, the observed variations in (R_c/R_c) may be attributed to the presence of an elongated extended envelope, which presents its maximum extension towards the secondary star of the binary system, and its minimum extension in the opposite direction.

The above result indicates that the envelope is strongly distorted by the gravitational field of the companion and revolves with the orbital period of 214.756 d.

The presence of this dense elongated envelope is revealed mainly through Fe II lines. H lines seem to exhibit minor effects; Iliev (1994) has reported changes in the slope of the Balmer progression and in the asymmetries of $\Delta\lambda$ observed in the peaks of the emission lines. Both variations are found to correlate with the orbital motion of 214.756 d.

This dense elongated envelope does not account for the V/R variation (of ~ 6.8 years, see §4.3) observed in the Balmer lines, as it has been proposed by McLaughlin (1962) and Huang (1973) for cyclic V/R variable Be stars.

It is difficult to assess the stability of an elongated envelope distorted by tidal forces. However, its existence seems possible. Evidence for the presence of this kind of asymmetric envelope was reported for Pleione (Gies et al. 1990), through H α spectroscopy during a lunar occultation. An envelope of a mean radius of 34 to 55 stellar radii was estimated for this star and the asymmetry of the envelope was attributed to the presence of a companion, detected by speckle interferometry. Hydrodynamical models for binary stars (Gawryszczak et al. 2003) indicate that the wind from a red giant can be signifi-

cantly deflected toward the orbital plane by the gravitational pull of the companion star, although these models were only developed for symbiotic stars.

The interpretation of the H line variations seems to be more complex. We propose that the V/R variations originate as a consequence of changes in the initial velocity structure of the stellar wind, due to cyclic variations of the dynamical mechanisms driving the wind.

According to Cidale & Ringuélet (1993), the shape of the H α line is defined by the velocity structure. Considering a low-speed spherical flow whose characteristics yield H α symmetric double peak emission, then a slight increase of the mass loss would be associated with larger gradients in the velocity field at the base of the wind. It is expected that, as the wind accelerates, a flow element will see inwards and outwards photons systematically red-shifted, and therefore, the resulting profile will display a red emission enhancement while the central absorption shifts to the blue. This situation is qualitatively represented by theoretical calculations of line profiles in monotonically increasing spherical winds (see Fig. 4 a and b in Cidale & Ringuélet 1993). Conversely, a temporal deceleration in the wind structure might be related to a monotonically decreasing velocity case, where photons would be systematically blue-shifted and interact with the blue edge of the emission profile.

Periodic long-term mass loss episodes would determine changes in the velocity and density conditions of the flow which would be related to the V/R variations observed in the lines and to the long-term photometric variations as well.

6. Conclusions

In the present paper we have applied a semi-empirical method to obtain information about the circumstellar structure of the binary V923 Aql and have proposed a model for the envelope consistent with the observed spectroscopic variabilities.

The spectra of V923 Aql show photometric variability on periods of 0.85 day and of 6.5 years. Fe II and H α profiles present variations with the orbital period of 214.7 days and with a quasiperiod of 6.8 years.

The analysis of the Fe II lines from 1980 to 1992 permits us to outline a distance scale for the line-forming regions. The location of these regions depends on whether the source function of the line is controlled by collisions or by photoionization. Among the transitions dominated by photoionization, the excitation energy of the lower level determines different regions of line-formation. The lines with the same lower excitation energy that are dominated by collisions form closer to the star than those dominated by photoionization. Among the multiplets dominated by the radiation field, the lines with the lowest excitation energies form further out.

The (R_c/R_c) time variations reflect the influence of the secondary star over the circumstellar envelope of the primary star, the outer regions being the ones more affected. The elongated envelope has its maximum extension in the direction of the secondary and the minimum extension in the opposite direction and rotates with the orbital period. However, the revolution of an elongated envelope does not account for the observed V/R variability.

Finally, taking into account long-term V/R variations and Fe II line profile variations we propose that the circumstellar envelope of V923 Aquilae is consistent with an aspherical wind structure distorted by rotation and tidal forces leading to an eccentric high density envelope at the equatorial plane. Furthermore, the wind presents long-term radial velocity variations due to variations in the velocity structure, possibly modulated by a variable weak magnetic field or instabilities of the wind.

Variations in the envelope size of V923 Aquilae, similar to the ones observed in γ Cas (Quirrenbach et al. 1993), could be supported by interferometric observations.

The simple method presented here to study the V923 Aql extended envelope could be applied to other mild interacting binaries (e.g. ζ Tau), to study density distributions of the wind, modified by the gravitational field of the secondary component.

Acknowledgements. Part of this research was based on INES data from the IUE satellite. The authors acknowledge use of the CCD and data acquisition system supported under U.S. National Science Foundation grant AST-90-15827 to R. M. Rich. We acknowledge J. Sahade and R. Barbá for having taken three spectra for us and C. Quiroga for his useful comments on the period analysis of V/R variations.

References

- Arias, M. L., Cidale, L. S., & Ringuélet, A. E. 2000, in *IAU Coll. 175: The Be Phenomenon in Early-Type Stars*, ASP Conference Series, 214, 547, ed. Smith, M., & Henrichs, H.
- Baade, D. 1987, in *The Physics of Be Stars*, ed. Slettebak, A., & Snow, T. P. (Cambridge, Cambridge University Press), p.361
- Ballereau, D., Alvarez, M., Chauville, J., & Michel, R. 1987, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 15, 29
- Bidelman, W. P. 1950, *PASP*, 62, 48
- Chalonge, D., & Divan, L. 1952, *Ann. Astrophys.* 15, 201
- Cidale, L. S. 1998, *ApJ*, 502, 824
- Cidale, L. S., & Ringuélet, A. E. 1989, *PASP*, 101, 417
- Cidale, L. S., & Ringuélet, A. E. 1993, *ApJ*, 411, 874
- Cruzado, A. 1994, private communication
- Denizman, L., Koktay, T., Saygac, T. & Kocer, D. 1994, *Ap&SS*, 222, 191
- Doazan, V., Sedmak, G., Barylak, M., & Rusconi, L. 1991, in *A Be atlas of far UV and optical high-resolution spectra*, ESA SP-1147, p311
- Dougherty, S. M., & Taylor, A. R. 1994, *MNRAS*, 269, 1123
- Fontaine, G., Villeneuve, B., Landstreet, J. D., & Taylor, R. H., 1982, *ApJS*, 49, 259
- Gayley, K. G., Ignace, R., & Owocki, S. P. 2001, *ApJ*, 558, 802
- Gawryszczak, A. J., Mikołajewska, J., & Różyczka, M. 2003, *A&A*, 398, 159
- Gies, D. R., McKibben, W. P., Kelton, P. W., Opal, C. B., & Sawyer, S. 1990, *AJ*, 100, 1601
- Hanuschik, R. W., Hummel, W., Sutorius, E., et al. 1996, *A&AS*, 116, 309
- Harper, W. E. 1937, *Pub. Dominion Astrophys. Obs.*, 7, 1
- Horne, J. H., & Baliunas, S. L. 1986, *ApJ*, 302, 757
- Huang, S.-S. 1973, *ApJ*, 183, 541
- Iliev, L. 1994, in *IAU Symp. 162: Pulsation, rotation and mass loss in early type stars*, p.374, ed. Percy, J. R.
- Jefferies, J. T. 1968, *Spectral Line Formation*, ed. Blaisdell Publishing and Company
- Koubský, P., Gulliver, A. F., Harmanec, P., et al. 1989, *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*, 40, 31
- Kříž, S., & Harmanec, P. 1975, *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*, 26, 65
- Kurucz, R. L. 1979, *ApJS*, 40, 1
- Kurucz, R. L. 1981, *Spec. Rep. Smithsonian Ap. Obs.*, 390
- Lynds, C. R. 1960, *ApJ*, 131, 390
- McLaughlin, D. B. 1962, *ApJS*, 7, 65
- Mennickent, R. E., Vogt, N., & Sterken, C. 1994, *A&AS*, 108, 237
- Mennickent, R. E., Sterken, C., & Vogt, N. 1997, *A&A*, 326, 1167
- Merrill, P. W. 1952, *ApJ*, 116, 501
- Merrill, P. W., & Lowen, L. A. 1953, *ApJ*, 118, 18
- Mihalas, D. 1978, *Stellar Atmospheres (2nd edition)*, ed. Freeman and Co.
- Moujtahid, A., Zorec, J., & Hubert A. M. 1998, *A&AS*, 129, 289
- Moujtahid, A., Zorec, J., & Hubert A. M. 1999, *A&A*, 349, 151
- Percy, J. R. 1987, in *The Physics of Be Stars*, ed. A. Slettebak and T. P. Snow (Cambridge, Cambridge University Press), p.361
- Percy, J. R., Coffin, B. L., Drukier, G. A., et al. 1988, *PASP*, 100, 1555
- Pavlosvski, K., Harmanec, P., Božić, H., et al., 1997, *A&AS*, 125, 75
- Quirrenbach, A., Hummel, C. A., Buscher, D. F., et al. 1993, *ApJ*, L416, 25
- Ringuélet, A. E., & Sahade J. 1981, *PASP*, 93, 594
- Ringuélet, A. E., Sahade, J., Rovira, M., Fontenla, J. M., & Kondo, Y. 1984, *A&A*, 131, 9
- Wiese, W. L. 1985, in *Atomic Data for Controlled Fusion Research*, Vol. IV, Spectroscopic Data for Iron, NBS, Washington, D.C.
- Wiese, W. L., & Martin, G. A. 1980 in *Wavelengths and Transition Probabilities for Atoms and Atomic Ions*, Part II, Washington, D.C., US Government Printing Office, NSRDS-NBS No. 68

M. L. Arias et al.: The circumstellar environment of the star V923 Aquilae

Table 4. Values of r , α and τ , corresponding to the photographic region.

λ [Å]	Multiplet	D1172			D1235			D1242		
		r	α	τ	r	α	τ	r	α	τ
4233.172	(27)	0.69	0.30	5.20	0.31	0.32	0.94	0.58	0.48	4.50
4351.768		0.70	0.30	4.25	0.26	0.32	0.80	0.49	0.48	3.69
4416.830		0.44	0.30	1.30	–	–	–	0.25	0.48	1.23
4303.176		0.56	0.30	1.85	–	–	–	0.30	0.48	1.43
4385.387		0.50	0.30	1.56	–	–	–	0.34	0.48	1.60
4178.862	(28)	0.45	0.55	5.45	0.18	0.84	7.25	–	–	–
4296.572		0.28	0.55	1.65	0.10	0.84	2.20	–	–	–
4122.668		0.15	0.55	1.12	–	–	–	–	–	–
4629.339	(37)	0.50	0.42	2.28	0.21	0.32	0.68	0.34	0.32	1.04
4555.893		0.56	0.42	2.97	0.17	0.32	0.58	0.27	0.32	0.83
4515.339		0.35	0.42	1.42	0.18	0.32	0.60	0.37	0.32	1.13
4491.405		0.30	0.42	1.23	–	–	–	0.19	0.32	0.63
4520.224		0.38	0.42	1.55	–	–	–	0.28	0.32	0.86
4583.837	(38)	0.69	0.28	2.90	0.33	0.30	0.94	0.53	0.44	2.57
4549.474		0.72	0.28	4.15	–	–	–	0.57	0.44	4.30
4522.634		0.66	0.28	2.55	0.26	0.30	0.75	0.45	0.44	2.00
4508.288		0.49	0.28	1.43	0.20	0.30	0.60	0.35	0.44	1.47
3493.470	(114)	0.61	0.36	2.73	0.43	0.44	1.60	0.45	0.55	4.20
3468.677		0.40	0.36	1.27	0.23	0.44	0.75	0.33	0.55	1.92
3621.270	(144)	0.42	0.49	1.70	0.28	0.32	0.85	0.22	0.55	1.40
3624.893		0.32	0.49	1.14	0.17	0.32	0.56	0.18	0.55	1.23

Table 5. Values for r , α and τ corresponding to LWR and LWR images.

λ [Å]	Multiplet	LWR11064			LWR13827			LWP16693			LWP17843			LWP17905			LWP23361			
		r	α	τ																
2585.880	UV(1)	–	–	–	–	–	–	0.92	0.05	3.70	0.96	0.02	4.40	–	–	–	–	–	–	
2598.369		0.96	0.04	5.90	–	–	–	0.90	0.05	4.60	–	–	–	0.97	0.02	7.73	0.98	0.02	7.80	
2599.395		–	–	–	0.97	0.04	14.50	0.99	0.05	13.20	0.98	0.02	15.50	–	–	–	–	–	–	
2607.086		0.95	0.04	3.80	0.94	0.04	4.40	0.91	0.05	3.82	0.97	0.02	5.05	–	–	–	0.96	0.02	6.50	
2611.873		–	–	–	0.96	0.04	5.80	–	–	–	–	–	–	0.98	0.02	8.72	–	–	–	
2613.820		–	–	–	0.90	0.04	2.67	0.75	0.05	2.50	–	–	–	0.96	0.02	4.00	0.93	0.02	2.94	
2617.618		–	–	–	0.79	0.04	1.76	–	–	–	0.91	0.02	2.61	–	–	–	0.94	0.02	3.07	
2628.291		0.90	0.04	2.61	0.88	0.04	2.51	0.77	0.05	2.12	0.92	0.02	2.81	–	–	–	0.95	0.02	3.42	
2631.045		–	–	–	–	–	–	0.89	0.05	2.73	–	–	–	–	–	–	–	–	–	
2631.321		–	–	–	–	–	–	0.91	0.05	3.06	0.97	0.02	4.45	–	–	–	–	–	–	
2743.196		UV(62)	0.92	0.04	3.07	0.85	0.03	2.07	0.80	0.10	2.20	0.89	0.08	3.15	0.94	0.05	4.00	0.94	0.01	2.98
2746.487			0.97	0.04	4.95	0.89	0.03	2.46	0.87	0.10	3.20	0.92	0.08	5.05	0.95	0.05	6.49	–	–	–
2749.324			0.98	0.04	7.13	0.97	0.03	4.25	0.95	0.10	5.12	0.99	0.08	7.50	–	–	–	0.98	0.01	6.00
2714.414		UV(63)	0.91	0.03	2.83	0.78	0.06	1.80	–	–	–	0.89	0.05	2.65	–	–	–	0.89	0.06	2.97
2727.538	–		–	–	0.91	0.06	3.22	–	–	–	0.90	0.05	2.79	–	–	–	–	–	–	
2736.970	–		–	–	0.74	0.06	1.63	–	–	–	0.74	0.05	1.53	–	–	–	0.84	0.06	2.23	
2739.545	0.98		0.03	13.73	–	–	–	0.91	0.10	5.20	0.95	0.05	12.30	0.98	0.06	6.04	0.96	0.06	14.40	
2746.978	–		–	–	0.94	0.06	5.55	0.86	0.10	2.91	–	–	–	0.92	0.06	3.73	0.94	0.06	9.00	
2562.535	UV(64)	0.97	0.05	9.69	0.93	0.06	8.41	0.87	0.12	5.52	0.96	0.04	7.00	–	–	–	0.99	0.01	8.50	
2577.920		0.89	0.05	2.85	0.85	0.06	2.39	0.72	0.12	1.80	0.80	0.04	1.83	0.90	0.04	2.84	0.89	0.01	2.34	
2582.582		–	–	–	–	–	–	–	–	–	0.87	0.04	2.37	0.95	0.04	3.49	0.95	0.01	3.26	
2591.544		0.92	0.05	3.40	–	–	–	0.74	0.12	1.94	0.89	0.04	2.66	0.95	0.04	3.49	0.93	0.01	2.83	

Table 6. Values for r , α and τ corresponding to the SWP images.

λ [Å]	Multiplet	SWP14478			SWP17550			SWP21152			SWP37481			SWP44983		
		r	α	τ												
1608.446	UV(8)	0.89	0.16	17.00	0.89	0.14	14.00	0.77	0.24	13.00	0.99	0.26	12.00	0.98	0.10	14.00
1621.685		0.84	0.16	8.50	0.89	0.14	6.97	–	–	–	0.74	0.26	6.00	0.90	0.10	7.00
1631.124		–	–	–	0.83	0.14	3.30	0.70	0.24	2.60	0.73	0.26	3.45	–	–	–
1618.464		0.89	0.16	5.10	–	–	–	0.74	0.24	3.12	0.67	0.26	2.44	0.81	0.10	2.27
1629.155		0.83	0.16	4.15	0.85	0.14	5.25	0.79	0.24	4.70	0.82	0.26	4.60	0.90	0.10	5.25
1636.334		0.86	0.16	5.60	0.82	0.14	3.00	0.73	0.24	3.07	0.67	0.26	2.45	0.87	0.10	3.31
1634.353		0.74	0.16	2.20	0.70	0.14	1.80	0.66	0.24	2.20	0.61	0.26	1.95	0.80	0.10	2.17
1639.403		0.82	0.16	3.40	0.72	0.14	1.92	0.66	0.24	2.17	0.66	0.26	2.30	0.81	0.10	2.33
1272.638	UV(9)	0.80	0.17	3.19	0.56	0.27	1.69	–	–	–	0.73	0.25	3.14	0.79	0.11	2.32
1267.437		0.82	0.17	8.10	0.67	0.27	3.32	0.72	0.28	4.55	–	–	–	–	–	–
1272.001		–	–	–	0.59	0.27	1.87	0.72	0.28	4.10	–	–	–	0.89	0.11	5.60
1275.801		0.83	0.17	5.80	–	–	–	0.71	0.28	3.25	0.94	0.25	4.65	–	–	–
1275.144		0.69	0.17	1.93	–	–	–	–	–	–	0.66	0.25	2.20	0.80	0.11	2.33
1702.045	UV(38)	0.88	0.15	17.00	0.88	0.25	16.00	0.84	0.27	21.00	0.76	0.30	11.00	0.92	0.16	24.00
1713.002		–	–	–	–	–	–	0.83	0.27	11.00	0.70	0.30	6.00	0.91	0.16	11.00
1720.621		0.85	0.15	6.14	–	–	–	0.73	0.27	7.90	0.72	0.30	4.00	0.84	0.16	8.00
1726.394		0.85	0.15	4.46	0.74	0.25	3.54	–	–	–	0.69	0.30	3.40	–	–	–
1696.800		0.77	0.15	2.44	0.68	0.25	2.40	0.71	0.27	3.17	0.55	0.30	1.82	0.82	0.16	3.55
1708.627		0.74	0.15	2.15	0.70	0.25	2.72	0.72	0.27	3.44	–	–	–	0.81	0.16	3.17
1718.123		0.69	0.15	1.76	0.58	0.25	1.67	0.50	0.27	1.42	–	–	–	0.60	0.16	1.37
1659.487	UV(40)	0.78	0.23	8.70	0.75	0.25	5.30	0.67	0.33	8.00	–	–	–	–	–	–
1663.226		0.79	0.23	4.39	0.69	0.25	2.60	0.67	0.33	4.50	0.72	0.27	3.65	0.83	0.16	4.54
1674.716		–	–	–	–	–	–	0.61	0.33	2.47	–	–	–	–	–	–
1686.455		0.75	0.23	3.25	–	–	–	–	–	–	0.68	0.27	2.63	0.81	0.16	3.39
1658.785	UV(41)	0.88	0.27	6.64	0.78	0.22	4.70	0.72	0.33	4.35	0.69	0.31	4.45	–	–	–
1685.953		0.73	0.27	4.67	0.71	0.22	2.45	0.59	0.33	2.34	0.66	0.31	2.90	–	–	–
1693.936		0.63	0.27	2.17	–	–	–	0.54	0.33	1.92	0.55	0.31	1.86	–	–	–
1612.814	UV(43)	–	–	–	0.78	0.22	7.00	–	–	–	0.98	0.29	7.00	–	–	–
1623.092		0.72	0.19	2.27	0.75	0.22	3.10	–	–	–	–	–	–	0.78	0.11	2.15
1625.525		0.83	0.19	5.97	0.76	0.22	3.25	0.74	0.26	3.90	0.71	0.29	4.30	0.89	0.11	5.60
1633.907		0.80	0.19	3.60	0.77	0.22	3.75	0.71	0.26	3.07	0.71	0.29	3.90	0.86	0.11	3.19
1640.167		–	–	–	0.76	0.22	3.32	0.68	0.26	2.51	0.69	0.29	3.04	–	–	–
1569.670	UV(44)	–	–	–	–	–	–	–	–	–	0.61	0.34	2.60	0.87	0.10	3.40
1580.635		–	–	–	–	–	–	0.76	0.25	4.65	0.74	0.34	6.00	–	–	–
1581.951		0.79	0.20	3.75	0.76	0.21	3.13	0.72	0.25	2.92	0.66	0.34	4.20	–	–	–
1588.295		0.75	0.20	2.76	0.67	0.21	1.99	0.64	0.25	2.07	0.63	0.34	2.90	0.93	0.10	5.70
1566.825		0.83	0.20	4.85	0.83	0.21	4.80	0.72	0.25	3.02	0.71	0.34	4.35	–	–	–
1563.790	UV(45)	–	–	–	0.72	0.28	22.00	0.73	0.32	24.00	–	–	–	0.90	0.12	21.00
1570.244		–	–	–	0.72	0.28	17.00	0.68	0.32	18.00	0.70	0.32	17.69	0.87	0.12	14.00
1568.020		–	–	–	0.67	0.28	2.62	0.66	0.32	3.17	0.65	0.32	2.90	0.80	0.12	2.42
1859.744	UV(65)	0.76	0.24	5.99	–	–	–	0.67	0.34	6.93	–	–	–	0.74	0.26	1.57
1851.517		0.45	0.24	1.14	–	–	–	0.40	0.34	1.32	–	–	–	0.54	0.26	9.00
1635.389	UV(68)	–	–	–	0.76	0.24	6.00	0.73	0.29	8.00	–	–	–	–	–	–
1641.761		0.81	0.20	4.85	0.71	0.24	2.63	0.71	0.29	4.15	–	–	–	–	–	–
1646.187		0.77	0.20	3.07	–	–	–	0.61	0.29	2.17	0.58	0.32	2.16	–	–	–
1647.161		0.75	0.20	2.71	0.57	0.24	1.59	0.59	0.29	2.00	–	–	–	0.85	0.10	2.90
1649.583		0.90	0.20	4.90	–	–	–	–	–	–	–	–	–	0.98	0.10	5.60
1650.709		0.71	0.20	2.27	–	–	–	0.59	0.29	2.00	0.56	0.32	1.95	0.86	0.10	2.98
1709.678	UV(84)	0.82	0.20	4.85	0.91	0.10	5.75	0.89	0.10	4.10	0.86	0.35	9.00	0.94	0.06	5.95
1707.411		0.72	0.20	2.36	0.76	0.10	1.92	0.65	0.10	1.39	0.62	0.35	2.85	0.78	0.06	1.83
1720.042		0.75	0.20	2.66	0.75	0.10	1.86	0.58	0.10	1.12	0.65	0.35	3.85	–	–	–
1689.821	UV(85)	0.57	0.34	2.20	0.45	0.43	1.93	0.49	0.41	2.07	–	–	–	–	–	–
1690.781		–	–	–	0.53	0.43	2.59	0.58	0.41	3.20	0.52	0.23	1.35	0.65	0.34	3.25
1699.199		0.67	0.34	4.35	0.58	0.43	3.90	0.51	0.41	2.27	0.42	0.23	1.02	0.62	0.34	2.67
1693.477		–	–	–	–	–	–	0.49	0.41	2.08	–	–	–	–	–	–
1772.518	UV(99)	0.77	0.12	2.10	0.66	0.33	3.45	–	–	–	0.60	0.38	3.05	0.75	0.25	4.04
1793.371		0.70	0.12	1.69	0.63	0.33	2.74	–	–	–	0.56	0.38	2.47	0.73	0.25	3.26
1798.163	UV(142)	0.68	0.32	4.20	–	–	–	0.62	0.29	2.26	0.56	0.44	3.47	0.72	0.21	2.52
1809.316		0.63	0.32	2.63	–	–	–	0.50	0.29	1.49	0.51	0.44	2.29	0.61	0.21	1.67
1785.262	UV(191)	0.81	0.18	3.80	0.81	0.11	2.39	–	–	–	0.70	0.30	3.95	0.85	0.12	3.20
1786.738		0.78	0.18	2.80	0.73	0.11	1.79	–	–	–	0.69	0.30	3.45	0.80	0.12	2.43

Table 7. Calculated values of (R_r/R_*) for Fe II lines in the photographic region, averaged for multiplets with similar excitation energy

Plate	Date	$(R_r/R_*)_1$	$(R_r/R_*)_2$	Phase
D1172	30/07/80	3.3	1.4	0.48
D1235	15/07/81	3.3	1.4	0.11
D1242	18/07/81	3.7	1.6	0.13

Note: $(R_r/R_*)_1$ is the average value of the distance to the line forming region for multiplets (27), (28), (37) y (38) ($E_i \approx 2.7\text{eV}$) and $(R_r/R_*)_2$ is the average value for (114) and (144), ($E_i \approx 4.4\text{eV}$). The last column shows the phase calculated with the period 214.756d estimated by Koubský et al.(1989)

Table 8. Mean values of (R_r/R_*) for Fe II lines in the UV region (LWR-LWP images).

Image	Date	(R_r/R_*)	Phase
LWR11064	15/07/81	2.8	0.12
LWR13827	01/08/82	3.0	0.89
LWP16693	29/10/89	4.4	0.21
LWP17843	01/05/90	3.1	0.07
LWP17905	15/05/90	3.0	0.13
LWP23361	23/06/92	2.1	0.72

Note: (R_r/R_*) is the average value for multiplets (62), (63) and (64), having an excitation energy $E_i \approx 1\text{eV}$. The last column shows the phase calculated with the period 214.756d estimated by Koubský et al.(1989)

Table 9. Calculated values of (R_r/R_*) for Fe II lines in the UV region (SWP images) averaged for multiplets with similar lower excitation energy.

Image	Date	$(\frac{R_r}{R_*})_1$	$(\frac{R_r}{R_*})_2$	$(\frac{R_r}{R_*})_3$	$(\frac{R_r}{R_*})_4$	Phase
SWP14478	15/07/81	26.61	20.01	9.06	7.58	0.12
SWP17750	01/08/82	30.85	22.05	9.36	-	0.89
SWP21152	24/09/93	34.18	23.25	-	-	0.84
SWP37481	23/10/89	35.52	25.56	10.39	9.38	0.21
SWP44983	23/06/92	23.66	14.15	8.12	6.23	0.72

Note: $(\frac{R_r}{R_*})_1$ average ratio for multiplets UV(8), UV(9), UV(38), UV(40), UV(41), UV(43) and UV(44) ($E_i \approx 0 - 0.4\text{eV}$); $(\frac{R_r}{R_*})_2$ average for UV(65) and UV(68) ($E_i \approx 1\text{eV}$); $(\frac{R_r}{R_*})_3$ average for UV(84), UV(85) and UV(99), ($E_i \approx 1.8\text{eV}$); $(\frac{R_r}{R_*})_4$ average for UV(142) and UV(191) ($E_i \approx 2.7\text{eV}$). The last column shows the phase calculated with the period 214.756d estimated by Koubský et al.(1989).

Bibliografía

- [1] Albert A. & Huang S. S. 1974, ApJ 189, 479
- [2] Andrillat Y. 1983, A&ASS 53, 319
- [3] Andrillat Y. & Fehrenbach Ch. 1982, A&ASS 48, 93
- [4] Arias M. L., Cidale L. & Ringuélet A. 2004, A&A 417, 679
- [5] Arias M. L., Cidale L. & Ringuélet A. 2000, IAU Coll. 175, *The Be Phenomenon in Early-Type Stars*, ASP Conf. Ser. Vol. 214, Smith M. A. & Henrichs H. F. (eds.), p.547
- [6] Baade D. 1982, A&A 105, 65
- [7] Baade D. 1986, IAU Coll. 92, *Physics of Be stars*, Slettebak A. & Snow T. (eds.), Cambridge Univ. Press, p. 361
- [8] Baade D., 1989, A&AS 79, 423
- [9] Baldwin R. B. 1939, ApJ 89, 255
- [10] Baldwin R. B. 1940, ApJ 92, 82
- [11] Baldwin R. B. 1941, ApJ 94, 283
- [12] Ballereau D., Chauville J. & Zorec J. 1995, A&ASS 111, 457
- [13] Balona L.A. 1975, MNRAS 173, 449
- [14] Balona L.A. 1990, MNRAS 245, 92
- [15] Balona L.A. 1995, MNRAS 277, 1547
- [16] Balona L.A. 2000, IAU Coll. 175, *The Be Phenomenon in Early-Type Stars*, ASP Conf. Ser. Vol. 214, Smith M. A. & Henrichs H. F. (eds.), p.1
- [17] Barbier D. & Chalonge D. 1941, Ann. Astroph. 4, 30
- [18] Barker P. K. 1982, ApJSS 49, 89
- [19] Bell S. A., Kilkenny D., & Malcolm G. J. 1987, MNRAS 226, 879
- [20] Bjorkman J.E. & Cassinelli J. P. 1993, ApJ, 409, 429

- [21] Bjorkman, J.E. & Bjorkman K. S. 1994, ApJ 436, 818
- [22] Bjorkman J. E. 2000, IAU Coll. 175, *The Be Phenomenon in Early-Type Stars*, ASP Conf. Ser. Vol. 214, Smith M. A. & Heurichs H. F. (eds.), p.384
- [23] Briot D. 1971, A&A 11, 57
- [24] Briot D., & Zorec J. 1981, Workshop on Pulsating B Stars, eds. G.E.V.O.N. et C. Sterken, Observatoire de Nice, p. 109
- [25] Briot D. 2000, IAU Coll. 175, *The Be Phenomenon in Early-Type Stars*, ASP Conf. Ser. Vol. 214, Smith M. A. & Heurichs H. F. (eds.), p.117
- [26] Brown J. C. & Wood K. 1992, A&A 265, 663
- [27] Brusasco A. (comunicación privada)
- [28] Castor J. L., Abbott D. C. & Klein R. I., 1975, ApJ 195, 157
- [29] Chalonge D., & Barbier D. 1939, ApJ 90, 627
- [30] Chalonge D., & Divan L. 1952, Ann. Astrophys. 15, 201
- [31] Chauville J., Zorec J., Ballereau D. et al. 2001, A&A 378, 861
- [32] Chen H., Marlborough J. M., & Waters L. B. F. M. 1992, ApJ, 384, 605
- [33] Chen H. & Huang L. 1987, Chinese Astron. Astrophys. 11, 10
- [34] Cidale L. S., & Ringuelet A. E. 1993, ApJ 411, 874
- [35] Cidale L. S., & Ringuelet A. E. 1989, PASP 101, 417
- [36] Cidale L. 1998, ApJ 502, 824
- [37] Coe M. J. 2000, IAU Coll. 175, *The Be Phenomenon in Early-Type Stars*, ASP Conf. Ser. Vol. 214, Smith M. A. & Heurichs H. F. (eds.), p. 656
- [38] Cohen D. H., Cassinelli & Macfarlane 1997, ApJ 487, 867
- [39] Cohen D. H. 2000, IAU Coll. 175, *The Be Phenomenon in Early-Type Star*, ASP Conf. Ser. Vol. 214, Smith M. A. & Heurichs H. F. (eds.), p. 156
- [40] Collins G. W. & Truax R. J. 1995, ApJ 439, 860
- [41] Cook K. H., Alcock C., Allsman H. A. et al. 1995, ASP Conf. Ser. 83, 221
- [42] Code A. D., Davis J. & Bless R. C. et al. 1976, ApJ 203, 417
- [43] Coté J. & Waters L. B. 1987, A&A 176, 93
- [11] Cox J. P. 1980, *Theory of Stellar Pulsation*, Princeton Univ. Press, cap.17
- [45] Cruzado A., Di Rocco H. O. & Ringuelet A. E. 1998, ApJ 503, 902

- [46] Dachs J., Hanuschik R. W., Kaiser D. et al. 1986, A&ASS 63, 87
- [47] Dachs J., Hanuschik R. W., Kaiser D, & Rohe D. 1986, A&A 159, 276
- [48] Dachs J. 1987, IAU Coll. 92, *Physics of Be stars*, Slettebak A. & Snow T. (eds.), Cambridge Univ. Pres, p. 149
- [49] Dachs J., Engels D., & Kiehling R. 1988, A&A, 194, 167
- [50] Dachs J., Poetzel R., & Kaiser D. 1989, A&AS, 78, 487
- [51] Dachs J., Hummel W. & Hanuschik R. W. 1992, A&ASS 95, 437
- [52] Divan L., Zorec J., & Briot D. 1978, *The Messenger* No 14, 11
- [53] Divan L. 1979, *Spectral Classification in the Future*, IAU Coll. No 47, eds. M.F. McCarty, G.V. Coyne & A.G.D. Philip., p. 247
- [54] Divan L. & Zorec J. 1982a, *Basic parameters of O and B stars*, Perryman M. A. C., Guyene T. D. (eds.), In: The scientific aspects of the Hipparcos Mission, ESA-SP 177, p. 101
- [55] Divan L. & Zorec J. 1982b, IAU Symp. 98, *Be Stars*, Jaschek & Groth H. G. (eds.), D. Reidel Pub. Comp., p. 53
- [56] Doazan V. et al. 1991, *A Be Star Atlas of Far-UV and Optical High-Resolution Spectra* (ESA-SP 1147)
- [57] Domiciano de Souza A., Kervella P., Jankov S. et al. 2003, A&A 407, L47
- [58] Dougherty S. M. & Taylor A. R. 1992, Nature 359, p.808
- [59] Dougherty S. M., Taylor A. R. & Waters L. B. F. M. 1991, A&A 248, 175
- [60] Dyson J.E. & Hartquist T.W. 1992, Astro. Lett. and Comm. 28, 301
- [61] Fabregat J., Torrejón J.M. 2000, A&A 357, 451
- [62] Feinstein A. 1968, Zeitschrift für Astrophysik, Vol. 68, p.29
- [63] Feinstein A. 1970, PASP 82, 132
- [64] Feinstein A. 1975, PASP 87, 603
- [65] Feinstein A. 1990, Rev. Mex. Astron. Astrof. 21, 373
- [66] Fontaine G., Villeneuve B., Landstreet J. D. et al. 1982, ApJSS 49, 259
- [67] Fox G. K. 1993, MNRAS 260, 525
- [68] Friedjung M. & Malakapur I., 1971, Astrophys. Letters 7, 171
- [69] Friedjung M. & Muratorio G. 1987, A&A 188, 100

- [70] Friend D. B. & Mc Gregor K. B. 1987, ApJ 282, 591
- [71] Fromang S., De Villiers J. P., & Balbus S. S. 2003, in Scientific Highlights 2003, SF2A, eds. F. Combers, D. Barret, T. Contini, L. Pagani, EDP Sciences, p. 519
- [72] Furenlinde, & Yung 1980, ApJ 240, L59
- [73] Gayley K. G., Owocki S. P. & Cranmer S. R. 1999, ApJ 513, 442
- [74] Gies D.R., IAU Coll. 175, *The Be Phenomenon in Early-Type Stars*, ASP Conf. Ser. Vol. 214, Smith M. A. & Henrichs H. F. (eds.), p. 668
- [75] Gouttebroze P. 2004, A&A 413, 733
- [76] Guinan E. F. & Hayes D. P. 1984, ApJ, 287, L39
- [77] Grady C. A., Bjorkman K. S. & Snow T. P. 1987, ApJ 320, 376
- [78] Grady C. A., Bjorkman K. S. & Snow T. P. 1989, ApJ 339, 403
- [79] Gulliver A. F. 1977, ApJS 35,441
- [80] Gulliver A. F., Bolton C. T. & Poeckert R. 1980, PASP, 92, 774
- [81] Haubury Brown R., Davis J. & Allen L. R., 1974, MNRAS 167, 121
- [82] Harmanec P. 1988, Bull. Astron. Inst. Czechosl. 39, 329
- [83] Harmanec P., Horn H. & Koubský P. 1982, IAU Symp. 98, *Be stars*, Jaschek M & Groth H. G. (eds.), D. Reidel Pub. Comp., p.269
- [84] Hertz R. D., Hackwell J. A. & Jones T. W. 1975, ApJ 191, 675
- [85] Hanuschik R. W. 1986, A&A 166,185
- [86] Hanuschik R. W. 1987, A&A 173, 299
- [87] Hanuschik R. W. 1988, A&A 190, 187
- [88] Hanuschik R. W. 1989, Ap&SS 161, 61
- [89] Hanuschik R. W. et al. 1993, A&A 271, 356
- [90] Hanuschik R. W. 1995, A&A 295, 423
- [91] Hanuschik R. W. 1996, A&A 308, 170
- [92] Hanuschik R. W., Hummel W., Sutorius E. et al. 1996, A&ASS 116, 309
- [93] Hanuschik R. W. 2000, IAU Coll. 175, *The Be Phenomenon in Early-Type Stars*, ASP Conf. Ser. Vol. 214, Smith M. A. & Henrichs H. F. (eds.), p.518
- [94] Harmanec P. et al. 1982, IAU Symp. 98, *Be Stars* , Jaschek M & Groth H. G. (eds.), D. Reidel Pub. Comp. ,p. 413

- [95] Harmanec P. 2000, IAU Coll. 175, *The Be Phenomenon in Early-Type Stars*, ASP Conf. Ser. Vol. 214, Smith M. A. & Henrichs H. F. (eds.), p.13
- [96] Harmanec P., Bisikalo D.V., Boyarchuk A.A. et al. 2003, A&A 396, 937
- [97] Hartquist T. W., Dyson J. E., Pettini M. et al. 1994, MNRAS 221, 715
- [98] Hill G., Harmanec P, Pavlovski K. et al. 1997, A&A 324, 965
- [99] Hoefflich P. 1988, A&A 191, 348
- [100] Horne K. & Marsh T. R. 1986, MNRAS, 218, 761
- [101] Huang S. S. 1972, ApJ 171, 549
- [102] Huang S. S. 1973, ApJ 183, 541
- [103] Huang S. S. 1975, Sky & Tel. 49, 359
- [104] Hubert-Delplace A. M. & Hubert H. 1979, *An Atlas of Be Stars*, Paris Meudon Observatory
- [105] Hubert A. M. et al. 1987, A&A 186, 213
- [106] Hubert A. M. 1994, IAU Symp. 162, *Pulsation, rotation and Mass loss in early-type stars*, Balona R. A., Henrichs H. F., Le Contel J. M. (eds.), Kluwer Academic Publishers, p.341
- [107] Hubert A. M. et al. 1997, A&A 324, 929
- [108] Hubert A. M. & Floquet M. 1998, A&A 335, 565
- [109] Hubert A. M., Floquet M. & Zorec J. 2000, IAU Coll. 175, *The Be Phenomenon in Early-Type Stars*, ASP Conf. Ser. Vol. 214, Smith M. A. & Henrichs H. F. (eds.), p.348
- [110] Hummel W. 1994a, A&A, 289, 458
- [111] Hummel W. 1994b, A&A, 330, 243
- [112] Hummel W. & Vrancken M. 2000, A&A 359, 1075
- [113] Iglesias M. E. & Ringuelet A. E. 1993, ApJ 411, 342
- [114] Jaschek M., Jaschek C., Hubert-Delplace A. M. et al. 1980, Astron. Astrophys Suppl. 42, 103
- [115] Jaschek M., Slettebak A. & Jaschek C. 1981, Be Stars Newsl. 4, 9
- [116] Jaschek C. & Jaschek M. 1993, A&ASS 97, 807
- [117] Jefferies J. T. 1968, *Spectral Line formation*, p.121

- [118] Johnson M. 1958, *Etoiles a Raies d'Emission*, Inst. d'Astrophys., Liège, p.219
- [119] Kastner J. H. & Mazzali P. A. 1989, A&A, 210, 295
- [120] Keller S. C., Bessell M. S. & da Costa G. S. 2000, IAU Coll. 175, *The Be Phenomenon in Early-Type Stars*, ASP Conf. Ser. Vol. 211, Smith M. A. & Henrichs H. F. (eds.), p.75
- [121] Keller S. C. et al. 2003, AJ 124, 2039
- [122] Kogure T., & Hirata R. 1982, Bull. Astr. Soc. India 10, 281
- [123] Kotric-Karuza D., Friedjung M., Selvelli P. L. 2002, Ap&SS 280, 413
- [124] Kříž & Harmanec P. 1975, Bull. Astron. Inst. Czechosl. 26, 65
- [125] Lamers H. J. & Cassinelli J. P. 1999, *Introduction to Stellar Winds*, Cambridge Univ. Press
- [126] Lamers H.J.G.L.M., Zickgraf F.J., de Winter D., Houziaux L., & Zorec J. 1998, A&A 340, 117
- [127] Lamers H.J.G.L.M. & Pauldrach A. W. A. 1991, A&A 244, L5
- [128] Lamers H.J.G.L.M. & Waters L.B.F.M. 1987, A&A 182, 80
- [129] Lee U., Saio H. & Osaki Y. 1991, MNRAS, 250, 432
- [130] Levenhagen R.S., Leister N.V., Zorec J. et al. 2003, A&A 400, 599
- [131] Limber D. N. 1964, ApJ, 140, 1391
- [132] Limber D. N. 1967, ApJ, 148, 141
- [133] Limber D. N. 1969, ApJ, 157, 785
- [134] Low B. C. & Tisganos K. 1986, ApJ 302, 163
- [135] Maeder A., Grebel E. K. & Mermilliod J. C. 1999, A&A 346, 459
- [136] Marlborough J. M. 1969, ApJ, 156, 135
- [137] Marlborough J. M. 1987, IAU Coll. 92, *Physics of Be stars*, Slettebak A. & Snow T. P. (eds.), Cambridge Univ. Press, p.317
- [138] McLaughlin D. B., 1937, Ap. J. 85, 181
- [139] McLaughlin D. B., 1961, Astron. Soc. Canada, 55, 13 y 73
- [140] Mc Lean I. S. & Brown J. C. 1978, A&A 69, 291
- [141] Maxted P. F. L., Hill G. & Hilditch R. W. 1995, A&A 301, 135
- [142] Marlborough J.M. 1969, ApJ 156, 135

- [143] Mennickent R. E. & Vogt N. 1991, A&A 241.159
- [144] Mennickent R. E., Vogt N. & Sterken C. 1994, A&AS 108, 237
- [145] Mennickent R. E. et al. 2003, A&A 393, 887
- [146] Merrill P. W. 1952 ApJ 116, 501
- [147] Mihalas D. 1978, Stellar Atmospheres, 2nd. ed., Freeman & Co., San Francisco
- [148] Millar C. E. & Marlborough J. M. 1998, ApJ 494, 715
- [149] Millar C. E. & Marlborough J. M. 1999, ApJ 526, 400
- [150] Miroshnichenko A., Klochkova V. G., Bjorkman K. S. et al. 2002, A&A 390, 697
- [151] Moujtahid A. , Zorec J., Hubert A. M. et al., 1998, A&AS 129, 289
- [152] Moujtahid A., Zorec, J. & Hubert A. M. 1999, A&A 349, 151
- [153] Moujtahid A., Zorec, J. & Hubert A. M. 2000, IAU Coll. 175, *The Be Phenomenon in Early-Type Stars*, ASP Conf. Ser. Vol. 214, Smith M. A. & Henrichs H. F. (eds.), p. 506
- [154] Muratorio G. & Friedjung M. 1988, A&A 190, 103
- [155] Muratorio G., Tesis Doctoral, Universidad de Marsella
- [156] Muratorio G., Viotti R., Friedjung M. et al. 1992, A&A 258, 423
- [157] Muratorio G., Markova N., Friedjung M. et al., 2002a, A&A 390, 213
- [158] Muratorio G., Friedjung M., Rossi C. et al. 2002b, Semaine de l'Astrophysique Francaise, Combes F. & Barret D. (eds.), EdP. Sciences, Conf. Ser., p.221
- [159] Nahar S. 1995, A&A, 293, 967.
- [160] Neiner C., Hubert A. M., Floquet M. et al. 2002, A&A 388, 899
- [161] Neiner C. 2002, Tesis: Université Louis Pasteur de Starsbourg y Universiteit van Amsterdam
- [162] Neiner C., Henrichs H. F., Floquet M. et al. 2003, A&A 411, 565
- [163] Netzer H. 1988, IAU Coll. 94, *Physics of Formation of Fe II Lines Outside LTE*, Viotti R., Vittone A. Friedjung M. (eds.), Ap&SS Lib. 138, 245
- [164] Nordh H. L. & Olofsson S. G. 1977, A&A 56, 117
- [165] Okazaki A. T. 1991, PASJ 43, 75
- [166] Okazaki A. T. 2000, IAU Coll. 175, *The Be Phenomenon in Early-Type Stars*, ASP Conf. Ser. Vol. 214, Smith M. A. & Henrichs H. F. (eds.), p.409

- [167] Okazaki A. T. 2001, PASJ 53, 119
- [168] Oudmaijer R. D. & Drew J. E. 1997, A&A 318, 198
- [169] Owocki S. P., Cranmer S. & Blondin J. M. 1994, ApJSS 221, 455
- [170] Owocki S. P., Cranmer S. & Gayley K. 1996, ApJ 472, L115
- [171] Owocki S. P. 1999, IAU Coll. 169, *Variable and Non-Spherical Stellar Winds in Luminous Hot Stars*, Wolf B., Stahl O. & Fullerton A. W., Springer, Lec. Not. Phys. Nro. 523, p. 294
- [172] Owocki S. P. 2004, IAU Symp. No. 215, *Stellar Rotation*, Maeder A., Eenees Ph. (eds.) (en prensa)
- [173] Pauldrach A. W. A. & Puls J. 1990, A&A 237, 409
- [174] Pavlovski K., Harmanec P., Božič et al. 1997, A&AS 125, 75
- [175] Penrod G. D. 1986, PASP 98, 35
- [176] Percy J. R., Coffin B. L. & Drukier G. A. 1988, PASP 100, 1555
- [177] Percy J. R., 1994, IAU Symp. 162, *Pulsation, rotation and mass loss in early type stars*, p.299
- [178] Percy J. R., Harlow J., Hayhoe K. A. S. et al. 1997, PASP 109, 1215
- [179] Petrenz P. & Puls J. 2000, A&A 358, 956
- [180] Poe C. H., & Friend D. B. 1986, ApJ, 311, 317
- [181] Poeckert R. & Marlborough J. M., 1978a, ApJ 220, 940
- [182] Poeckert R. & Marlborough J. M., 1978b, ApJS 38, 229
- [183] Poeckert R., Bastien P. & Landstreet J. D. 1979, AJ 84, 812
- [184] Popper D. M., 1980, Ann. Rev. Astr. Ap. 18, 115
- [185] Porter J. M. 1996, MNRAS 280, L31
- [186] Porter J. M. 1997, A&A, 324, 597
- [187] Porter J. M. & Rivinius T. 2003, A&A 115, 1153
- [188] Prinja R. K. & Howarth I. D. 1986, ApJSS 61, 357
- [189] Quirrenbach A., Hummel C. A., Buscher D. F. et al. 1993, ApJ 416, L25
- [190] Quirrenbach A., Buscher D. F., Mozurkewch D. et al 1994, A&A 283, L13
- [191] Quirrenbach A., Bjorkman K. S., Bjorkman J. E. et al. 1997, ApJ 479, 477

- [192] Ringuelet A. E., Fontenla J. M., & Rovira M. 1981, A&A 100, 79
- [193] Rivinius T., Baade D., Štefl S. et al. 1998, A&A 336, 177
- [194] Rivinius T., Štefl S. & Baade D. 1999, A&A 348, 831
- [195] Rivinius T., Baade D., Štefl S et al. 2001b, A&A 369, 1058
- [196] Rivinius T., Baade D., Štefl S. et al. 2001a, A&A 379,257
- [197] Rivinius T., Baade D. & Štefl S. 2003, A&A 411, 229
- [198] Rottenberg J. A. 1952, MNRAS 112, 125
- [199] Sareyan J. P., Chauville J. & Alvarez M. et al. 2002, IAU Coll. 185, *Radial and Nonradial Pulsations as Probes of Stellar Physics*, ASP Conf. Ser. 259, Conny Aerts, Timothy R. Bedding, & Jorgen Christensen-Dalsgaard (eds.), p.238
- [200] Schmidt-Kaler 1982, *Landolt-Bornstein*, New Series, Group IV, Vol. 2b, Berlin-Heidelberg, New York, Springer-Verlag
- [201] Shorlin S. L. S., Wade G. A., Donati J. F. et al. 2002, A&A 392, 637
- [202] Slettebak A., 1982, ApJSS 50, 55. Reidel Publishing Company.
- [203] Slettebak A. 1985, ApJSS 59, 769
- [204] Slettebak A. 1988, PASP 100, 770
- [205] Slettebak A. 1987, IAU Col. 92, *Physics of Be Stars*, Slettebak A. & Snow P. (eds.), Cambridge Univ. Press, p.24
- [206] Slettebak A., Collins G. W. & Truax R. 1992, ApJSS 81, 335
- [207] Smith M. A. 2001, ApJ 562, 998
- [208] Snow T. P. 1981, ApJ 251, 139
- [209] Snow T. P. & Stalio R. 1987, *Exploring the Universe with the IUE Satellite*, Kondo Y. et al. (eds.), Dordrecht: Reidel, 183
- [210] Stee P. & Araújo F. X. 1994 , A&A, 292, 221
- [211] Stee P., Vakili F. X., Mourard D. et al. 1995, A&A 301, 219
- [212] Stee P., Vakili F., Bonneau D. et al. 1998, A&A 332, 268
- [213] Struve O. 1931, ApJ 73, 94
- [214] Štefl S. & Rivinius T. 2000, IAU Coll. 175, *The Be Phenomenon in Early-Type Stars*, ASP Conf. Ser. Vol. 214, Smith M. A. & Henrichs H. F. (eds.), 356
- [215] Stoeckley T.R. 1968, MNRAS 140, 121

- [216] Struve O. 1931a, ApJ 74, 225
- [217] Struve O. 1931b, ApJ 73, 94
- [218] Tarafdar S. P. & Apparao K. M. V. 1994, A&AS 290, 159
- [219] Taylor A. R., Waters L. B., Lamers H. J. et al. 1987, MNRAS 228, 811
- [220] Thomas R. N. 1965, *Some Aspects of Non-Equilibrium Thermodynamics in the Presence of a Radiation Field*, University of Colorado Press
- [221] Townsend R.H.D., Owocki S.P., & Howarth I.D. 2004, MNRAS (en prensa)
- [222] Treves A. & Maraschii L. 1988, PASP, 100, 427
- [223] Tubessing S. Rivinius Th, & Wolf B. 2000, IAU Coll. 175, *The Be Phenomenon in Early-Type Stars*, ASP Conf. Ser. Vol. 211, Smith M. A. & Henrichs H. F. (eds.), p. 232
- [224] Uesugi A. & Fukuda I. 1982, *Revised Catalog of Stellar Rotational Velocities*, Dept. of Astronomy, Kyoto University
- [225] Underhill A. & Doazan V. 1982, *B Stars with and without emission lines*, CNRS/NASA Monogr. Ser. Nontherm. Phen. Stell. Atmosph., NASA SP-456
- [226] Vakili F., Granes P., Bonneau D. et al. 1984, PASJ 36, 231
- [227] van den Ancker M. E., Blondel P. F. C., Tjin A Djie H. R. E. et al. 2004, MNRAS 349, 1516
- [228] Vázquez A. C., Cidale L. S. & Ringuelet A. E. 1993, ApJ 419, 286
- [229] Viotti R. 1970, Mem. Soc. Astron. Ital. 41, 513
- [230] Viotti R. 1976, ApJ 204, 293
- [231] Walborn N. R. 1980, ApJS 44, 535
- [232] Waters L. B. 1986, A&A. 159, L1
- [233] Waters L. B. 1986b, A&A, 162, 121
- [234] Waters L. B., Coté, J., & Lamers, H.J. 1987, A&A, 185, 206
- [235] Waters L. B., et al 1991, A&A 244, 120
- [236] Waters L. B. & Marlborough 1994, IAU Symp. 162, *Pulsation, rotation and Mass loss in early-type stars*, Balona R. A., Henrichs H. F. & Le Contel J. M. (eds.), Kluwer Academic Publishers, p.399
- [237] Wellman P. 1951, Z. Astrophys. 30, 71,88,96
- [238] Wills B. J., Netzer H. & Wills D., 1985, ApJ 288,94

- [239] Wood, K., Bjorkman, K. S. & Bjorkman, J.E. 1997, *ApJ*, 477, 926
- [240] Yudin R. V. 2001, *A&A* 368, 912
- [241] Zhang H. L. & Pradhan A. K. 1995, *A&A*, 293, 953.
- [242] Zorec J. 2004, IAU Symp. No 215, *Stellar Rotation*, Maeder A. & Eenens Ph. (eds.), (en prensa)
- [243] Zorec J., Briot D. 1991, *A&A* 245, 150
- [244] Zorec J., Briot D. & Divan L. 1983, *A&A* 126, 192
- [245] Zorec J. 1985, *Rev. Mex. Astron. Astrof.* 10, 317
- [246] Zorec J.& Briot D. 1997, *A&A* 318, 443
- [247] Zorec J., Frémat Y. 2000, IAU Coll. 175, *The Be Phenomenon in Early-Type Stars*, ASP Conf. Ser. Vol. 214, Smith M. A. & Henrichs H. F. (eds.), 330
- [248] Zorec J., Frémat Y. 2004, *A&A* (en preparación)
- [249] Zorec J., Ballereau D.,& Chauville J. 2000, IAU Coll. 175, *The Be Phenomenon in Early-Type Stars*, ASP Conf. Ser. Vol. 214, Smith M. A. & Henrichs H. F. (eds.), p. 502
- [250] Zorec J., Hubert A. M. & Moujtahid A. 2000, IAU Coll. 175, *The Be Phenomenon in Early-Type Stars*, ASP Conf. Ser. Vol. 214, Smith M. A. & Henrichs H. F. (eds.), p. 448
- [251] Zorec J. & Moujtahid A. 2000, IAU Coll. 175, *The Be Phenomenon in Early-Type Stars*, ASP Conf. Ser. Vol. 214, Smith M. A. & Henrichs H. F. (eds.), p. 55

