



Universidad de Concepción  
Dirección de Postgrado  
Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas  
Programa de Magíster en Ciencias Mención Física

**“Análisis Espectroscópico de la Estrella  
Wolf-Rayet WR6 (HD50896): Buscando el  
Origen de la Variabilidad en su Viento.”  
(Título traducido al inglés “Spectroscopic  
Analysis of the Wolf-Rayet Star WR6  
(HD50896): Searching the Origin of the  
Variability in its Wind”)**

TESIS PARA OPTAR AL GRADO DE MAGÍSTER EN  
CIENCIAS CON MENCIÓN EN FÍSICA

ALEX CAMILO GORMAZ MATAMALA  
CONCEPCIÓN-CHILE

2015

Profesor Guía: Dr. Ronald Mennickent Cid  
Profesor Co-Guía: Dr. Michel Curé Ojeda  
Profesores Guías Externos: Anthony Hervé & André-Nicolas Chené  
Departamento de Astronomía, Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas  
Universidad de Concepción



# Índice general

<b>Agradecimientos</b>	<b>9</b>
<b>Resumen</b>	<b>11</b>
<b>Abstract</b>	<b>13</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>15</b>
1.1. Acerca de la Física Fundamental de las Estrellas. . . . .	15
1.1.1. Propiedades de las Estrellas Masivas. . . . .	17
1.2. Viento Estelar. . . . .	18
1.2.1. Perfiles P-Cygni. . . . .	18
1.2.2. Parámetros Fundamentales. . . . .	20
1.3. Evolución de las Estrellas Masivas. . . . .	21
1.3.1. Estrellas Wolf-Rayet. . . . .	22
1.3.2. Fronteras de la Evolución de Estrellas Masivas. . . . .	25
<b>2. Acerca de WR6</b>	<b>27</b>
2.1. Estudios Previos de WR6. . . . .	27
2.1.1. Magnitud Absoluta y Distancia de WR6. . . . .	27
2.1.2. Clasificación Espectral y Parámetros de WR6. . . . .	28
2.1.3. Variabilidad y Estructura Atmosférica de WR6. . . . .	29
2.1.4. Campos Magnéticos. . . . .	31
2.2. Nuestro Trabajo. . . . .	32
2.2.1. Motivación. . . . .	32
<b>3. Datos Astronómicos y Herramientas Computacionales</b>	<b>35</b>
3.1. Datos Observacionales. . . . .	35
3.1.1. Datos Ultravioleta. . . . .	35
3.1.2. Datos Ópticos. . . . .	37
3.2. Modelos Atmosféricos: CMFGEN. . . . .	39
3.2.1. Instalación. . . . .	41
3.2.2. Ejecutando un Modelo. . . . .	44
3.2.3. Iteraciones en CMFGEN. . . . .	46
3.2.4. Ajustando los Parámetros. . . . .	47

<b>4. Variabilidad Espectral de WR6.</b>	<b>51</b>
4.1. Espectro de Varianza Temporal, TVS. . . . .	51
4.2. TVS para WR6. . . . .	52
4.3. Variabilidad para WR6. . . . .	54
<b>5. Parámetros del Viento Estelar de WR6.</b>	<b>57</b>
5.1. Correcciones a partir del Espectro Observado. . . . .	57
5.1.1. Correcciones en Velocidad Terminal. . . . .	57
5.1.2. Correcciones en Temperatura Efectiva. . . . .	59
5.1.3. Correcciones en Tasa de Pérdida de Masa. . . . .	60
5.1.4. Correcciones en la Ley de Velocidad (Parámetro $\beta$ ). . . . .	60
5.1.5. Clumping. . . . .	61
5.1.6. Correcciones en Abundancias. . . . .	62
5.1.7. Sumario de Correcciones. . . . .	63
5.2. Mejor Ajuste General. . . . .	64
5.2.1. Comentarios acerca de los Parámetros Generales del Viento Estelar de WR6. . . . .	68
5.3. Variabilidad de las Parámetros del Viento Estelar de WR6. . . . .	70
<b>6. Conclusiones y Discusión Futura</b>	<b>73</b>
<b>A. Conceptos Básicos de Astrofísica Estelar.</b>	<b>75</b>
A.1. Espectroscopía en Astronomía. . . . .	75
A.1.1. Transiciones Atómicas. . . . .	76
A.1.2. Clasificación Espectral. . . . .	78
A.1.3. Nomenclatura de Líneas Espectrales. . . . .	80
A.2. Reacciones Nucleares. . . . .	81
A.2.1. Fusión de Hidrógeno. . . . .	81
A.2.2. Fusión de Helio. . . . .	82
<b>B. Modelos Atmosféricos.</b>	<b>83</b>
B.1. Modelos para describir Sistemas Físicos. . . . .	83
B.2. LTE versus non-LTE. . . . .	84
B.3. Ecuaciones de Equilibrio Estadístico. . . . .	86
B.3.1. Expresiones para Tasas Radiativas y Colisionales. . . . .	87
B.3.2. Ecuación de Transporte Radiativo. . . . .	88
<b>Referencias</b>	<b>91</b>

# Índice de figuras

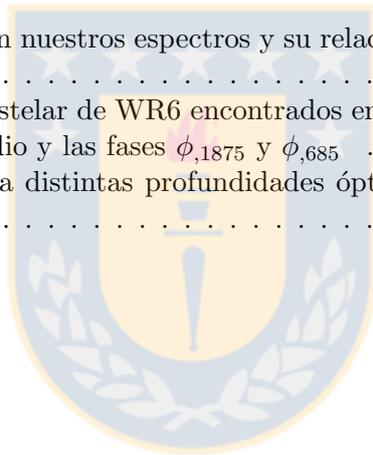
1.1.	Diagrama de Hertzsprung-Russell . . . . .	16
1.2.	Formación de Perfil P-Cygni . . . . .	19
1.3.	Perfil de velocidad a distintos valores de $\beta$ . . . . .	21
1.4.	Estrella Wolf-Rayet WR124 . . . . .	24
2.1.	Estrella Wolf-Rayet WR6 rodeada por S308 . . . . .	28
2.2.	Mapa de densidad para una estrella modelo . . . . .	31
3.1.	Espectros Ultravioleta obtenidos con el satélite IUE . . . . .	36
3.2.	Espectros ópticos a distintas fases en el rango 4000 – 5100Å . . . . .	39
3.3.	Espectros ópticos a distintas fases en el rango 5100 – 6700Å . . . . .	40
3.4.	Picos de emisión de la línea He II $\lambda\lambda$ 4686 tomados en las distintas fases . . . . .	41
3.5.	Espectros ópticos a distintas fases alrededor de las líneas C IV $\lambda\lambda$ 5806 y He I $\lambda\lambda$ 5875 . . . . .	42
3.6.	Espectros observados a modelar: $\phi_{,1875}$ , promedio y $\phi_{0,6850}$ para las líneas más importantes del espectro óptico . . . . .	43
3.7.	Archivo VADAT . . . . .	44
3.8.	Archivo RVSIG_COL . . . . .	45
3.9.	Archivo MOD_SUM . . . . .	46
4.1.	TVS para las líneas N IV $\lambda\lambda$ 4058 y He II $\lambda\lambda$ 4686 . . . . .	54
4.2.	TVS para las líneas He II $\lambda\lambda$ 4860 y He II $\lambda\lambda$ 5411 . . . . .	55
4.3.	TVS para las líneas C IV $\lambda\lambda$ 5806-He I $\lambda\lambda$ 5875 y He II $\lambda\lambda$ 6560 . . . . .	56
5.1.	Comparación de modelos con diferentes velocidades terminales alrededor de la línea C IV $\lambda\lambda$ 1548 . . . . .	58
5.2.	Comparación de modelos con diferentes $v_{\text{turb}}$ alrededor de la línea C IV $\lambda\lambda$ 1548 . . . . .	59
5.3.	Comparación de modelos a diferentes $T_{\text{eff}}$ para el rango 5350-5950 Å . . . . .	60
5.4.	Comparación de modelos a diferentes $\dot{M}$ . . . . .	61
5.5.	Comparación de modelos con diferentes $\beta$ alrededor de la línea He II $\lambda\lambda$ 4686 . . . . .	62
5.6.	Comparación de modelos con diferentes $f$ . . . . .	63

5.7. Comparación de modelos con diferentes $CL_2$ alrededor de la línea He II 4686 . . . . .	63
5.8. Ajuste para espectro promedio . . . . .	65
5.9. Ajuste para espectro promedio en el rango ultravioleta . . . . .	66
5.10. Ajuste para espectro $\phi_{,1875}$ . . . . .	67
5.11. Ajuste para espectro $\phi_{,6850}$ . . . . .	68
A.1. Fenómeno de dispersión de la luz . . . . .	75
A.2. Modelo del átomo de hidrógeno, con los distintos orbitales y sus niveles de energía . . . . .	77
A.3. Espectros para distintos tipos de estrellas desde O5 hasta F0 . . . . .	79
A.4. Espectros para distintos tipos de estrellas desde F6 hasta K5 . . . . .	80



# Índice de cuadros

1.1. Propiedades de las estrellas masivas . . . . .	18
1.2. Propiedades de las estrellas Wolf-Rayet . . . . .	23
2.1. Parámetros para el Viento Estelar de WR6 . . . . .	29
3.1. Información espectros ultravioleta . . . . .	36
3.2. Información espectros ópticos . . . . .	38
5.1. Observables presentes en nuestros espectros y su relación con los parámetros del viento estelar . . . . .	64
5.2. Parámetros del viento estelar de WR6 encontrados en el presente trabajo para el espectro promedio y las fases $\phi_{1,1875}$ y $\phi_{1,685}$ . . . . .	66
5.3. Valores de $R_*$ y $T_*$ para distintas profundidades ópticas entregados por CMFGEN . . . . .	69





# Agradecimientos

En primer lugar, quisiera agradecer a mis profesores, quienes confiaron en mí y en mis capacidades. Agradecimientos al Profesor Ronald Mennickent, por aceptarme como alumno tesista para el Magíster y por incentivar me a ser un científico integral.

A André-Nicolas Chené, por ser el gran artífice de este proyecto que hemos sacado a flote. Fue él quien, al saber de mi interés por las estrellas Wolf-Rayet, hizo las gestiones para elaborar un Proyecto de Magíster dedicado al estudio de estas estrellas. Dichas gestiones fueron las que permitieron la obtención de los espectros de ESPaDOnS y el contacto con los astrofísicos especializados en el uso y manejo del código CMFGEN.

A Anthony Hervé quien, pese a la enorme distancia entre Concepción y Montpellier, se dedicó a enseñarme el uso de CMFGEN y quien nos aportó su conocimiento acerca del comportamiento del viento estelar en estrellas Wolf-Rayet. Además, agradecido de su paciencia conmigo en los momentos difíciles, cuando el aprendizaje se tornaba complicado.

A Profesor Michel Curé, quien aceptó unirse a nosotros para aportarnos su conocimiento teórico acerca de los vientos estelares en estrellas masivas, quien ha sido un apoyo para mí en los últimos momentos de mi Magíster y quien me ha aceptado recientemente como alumno de Doctorado en la Universidad de Valparaíso.

Agradecimientos especiales a Nicole St-Louis y Antoine de la Chevrotière, por facilitarnos sus datos espectrales de WR6. A John Hillier, por facilitar el libre acceso al código CMFGEN. A Fabrice Martins, por recibirme una semana en la Université de Montpellier, Francia, con tal de aprender a usar CMFGEN y por facilitarnos su herramienta para convolucionar espectros, SYNSTOOL. A Georges Meynet y Jose Groh, por permitir la presentación y posterior publicación de los primeros resultados parciales en el Simposio de Estrellas Masivas llevado a cabo en Ginebra, Suiza. Y a Wolf-Rainer Hamann, por financiar parte de la presentación de los resultados finales en el Workshop sobre estrellas Wolf-Rayet llevado a cabo en Potsdam, Alemania.

Agradecimientos también a la Universidad de Concepción, a la Facultad de Ciencias Físicas y al Departamento de Astronomía. A los Profesores Doug Geisler, Ricardo Demarco y al Decano Rodolfo Araya, quienes me ayudaron a financiar parte importante de mis viajes académicos. Con el mismo propósito, extiendo mis agradecimientos a la Sociedad Chilena de Astronomía por su apoyo económico. Junto con ellos, agradezco la extraordinaria labor de Soledad Daroch, quien siempre estuvo dispuesta a ayudar con los trámites burocráticos a lo largo de toda mi permanencia en el Magíster.

Además, quisiera agradecer a todas las personas que me han acompañado estos seis años y medio en la Universidad de Concepción. Mención especial para Fabrizio, Daniel, Heinz y Rodrigo (más conocido como 'el Tata'); amigos de mil batallas y con quienes compartí los mejores momentos de mi vida universitaria. Incluyo a 'la tía' Jeannette Espinoza y a Marllory Fuentes, quienes siempre supieron regalarme con algún dulce y/o café cuando la jornada académica se volvía intensa.

Finalmente, pero no menos importante, quiero agradecer a mi familia. A mis padres, quienes

siempre me apoyaron a lo largo de todas las decisiones que fui tomando durante mi permanencia en la Universidad. A mis hermanas Aurora, Coté y Maigo y a mi prima Arielle, quienes me he convertido en una especie de científico loco. Este trabajo va dedicado a ustedes. Y también a Janinna Vergara Vega, quien siempre ha sido de gran ayuda a la hora de comprar pasajes aéreos.

La presente Tesis de Magíster ha sido financiada mediante el programa de Becas Conicyt para estudios de Magíster Nacional.



# Resumen.

WR6 (HD50896) es la primera estrella Wolf-Rayet confirmada con evidencia de una estructura de gran escala en su atmósfera; sin embargo, el origen de ésta no es del todo comprendido. Una mejor comprensión de los parámetros del viento estelar de WR6 y de cómo éstos varían sería necesario para tener una visión acerca de cómo se generan las estructuras atmosféricas de gran escala.

Usando espectros ópticos de ESPaDOnS, buscamos variaciones en los parámetros del viento estelar durante las diferentes fases en las que se observó la estrella. La atención se centrará en las dos fases extremas que muestran mayor dispersión respecto al espectro promedio en el perfil de la línea He II  $\lambda\lambda$  4686.

Nosotros usamos el código de transporte radiativo CMFGEN para construir los espectros sintéticos modelos, los cuales se usaron para las comparaciones con los espectros observados.

Nuestro trabajo arroja parámetros generales para el viento estelar de WR6,  $T_{\text{eff}} = 55[kK]$ ,  $\dot{M} = 2,7 \times 10^{-5}[M_{\odot}/yr]$  y  $V_{\infty} = 1700[km/s]$ . Además, observamos variaciones en la temperatura y la tasa de pérdida de masa entre las fases con una mayor y menor intensidad para la línea He II  $\lambda\lambda$  4686. La temperatura efectiva incrementa a  $59[kK]$  para la intensidad más alta, mientras que la tasa de pérdida de masa decrece a  $2,5 \times 10^{-5}[M_{\odot}/yr]$  en este caso. Por el otro lado, la temperatura efectiva decrece a  $52,5[kK]$  y la tasa de pérdida de masa aumenta a  $3 \times 10^{-5}[M_{\odot}/yr]$  cuando la línea He II 4686 alcanza su mínima intensidad.

Estos resultados confirman la naturaleza variable en el viento estelar, que en este caso se traduce en dos de sus parámetros fundamentales: temperatura y pérdida de masa. Ambas variaciones pueden ser la clave de la inestabilidad en el viento desde su base, que luego se traduce en la formación de la ya conocida estructura a gran escala en la atmósfera de WR6.



# Abstract.

WR6 (HD50896) is the first Wolf-Rayet star confirmed with evidence to present a stellar wind structure; however, the origin of the large-scale structure in its atmosphere is not well understood. A better comprehension of the stellar wind parameters and how these may vary during the variability of WR6 would be necessary to have an approach about how the large-scale structures are generated.

Using ESPaDOnS optical spectra of WR6, we search variations on the stellar wind parameters during the different phases of the spectral variations. The focus is put in the two extrema phases which have the greater and smaller intensity in their He II  $\lambda\lambda$  4686 line profiles.

We use the radiative transfer code CMFGEN to build the synthetic model spectra, using them to the comparisons with our observations.

Our work gives general stellar wind parameters for WR6,  $T_{\text{eff}} = 55[kK]$ ,  $\dot{M} = 2,7 \times 10^{-5}[M_{\odot}/yr]$  and  $V_{\infty} = 1700[km/s]$ . Furthermore, we observe variations in temperature and mass-loss rate between the phases with the highest intensity and the lowest intensity of their He II lines. Effective temperature increases to  $59[kK]$  at the highest intensity, whereas the mass-loss rate decrease to  $2,5 \times 10^{-5}[M_{\odot}/yr]$  respectively in that case. On the other hand, effective temperature decreases to  $52,5[kK]$  and the mass-loss rate increases to  $3 \times 10^{-5}$  respectively when the He II line profile reach its minimum intensity.

Results confirm the variable nature of the stellar wind, presented in this case on two of its fundamental parameters: temperature and mass-loss; which could be used to constraint the nature of the instability at the basis of the wind.



# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1. Acerca de la Física Fundamental de las Estrellas.

Se sabe ya desde hace tiempo el hecho que las estrellas varían en el tiempo sus propiedades fundamentales como temperatura, luminosidad y radio (Carroll & Ostlie, 1996).

Las **estrellas** son gigantescas esferas de gas a altas temperaturas que emiten energía (principalmente en forma de radiación electromagnética aunque, como veremos más adelante, no es la única forma) al medio exterior. Ésta se produce en su interior gracias a la fusión termonuclear: reacciones en las que los núcleos atómicos se transforman en otros liberando el exceso de masa en forma de energía de acuerdo a la famosa ecuación de Einstein  $E = mc^2$ . Las principales reacciones termonucleares que ocurren en una estrella son aquellas en las que se quemaba hidrógeno: el **proceso protón-protón** (pp) y el **ciclo CNO** (carbono-nitrógeno-oxígeno)<sup>1</sup>. La energía producida por la fusión nuclear, en forma de fotones (radiación electromagnética), atraviesa toda la estrella desde el núcleo hasta la superficie para ser liberada desde allí hacia el espacio.

Las estrellas se forman a partir del colapso gravitacional de una nube de gas (ya sean nebulosas, remanentes de supernova o complejos moleculares). La nube se fragmenta, y comienza a colapsar en distintos puntos. La compresión provoca que la temperatura aumente: aumenta hasta que se dan las condiciones para que comiencen las reacciones nucleares. La *presión de radiación*, producida por la energía desencadenada, contrarresta el colapso gravitacional y cada punto de concentración de materia logra el equilibrio nuevamente. Así, creamos una esfera equilibrada hidrostáticamente cuyos fotones producidos en su interior gracias a la fusión nuclear serán liberados hacia el medio interestelar: ha nacido una estrella.

Puesto que nuestra nube inicial no era densamente homogénea, los distintos puntos

---

<sup>1</sup>El **proceso protón-protón** consiste en cuatro átomos de hidrógeno fusionándose para formar uno de helio, junto con energía en forma de radiación gamma. Esta forma de quemar hidrógeno predomina en las estrellas de baja masa. Por su parte, el **ciclo CNO** consiste en una cadena cíclica de reacciones termonucleares que utiliza como catalizadores a los *elementos CNO*: carbono, nitrógeno y oxígeno. Este proceso predomina en las estrellas más masivas. Más detalles en el Apéndice A.2.1.

en donde la nube colapsa no concentran exactamente la misma cantidad de materia. Algunas aglomeraciones serán más grandes y otras más pequeñas. Esto conlleva a que la masa de las distintas estrellas nacientes sea variada: algunas con una masa de apenas un décimo la del Sol, y otras hasta cincuenta veces más masivas. Se ha encontrado que la distribución de estas masas no es homogénea, sino que sigue una distribución del tipo  $\xi(m) \propto m^{-\alpha}$ , con  $\alpha$  un factor de  $\sim 2,35$  para estrellas con masas superiores a  $m = 1$  masas solares (Salpeter, 1955; Kroupa, 2001). Es decir, mientras más masiva es una estrella menos abundante es en el Universo.

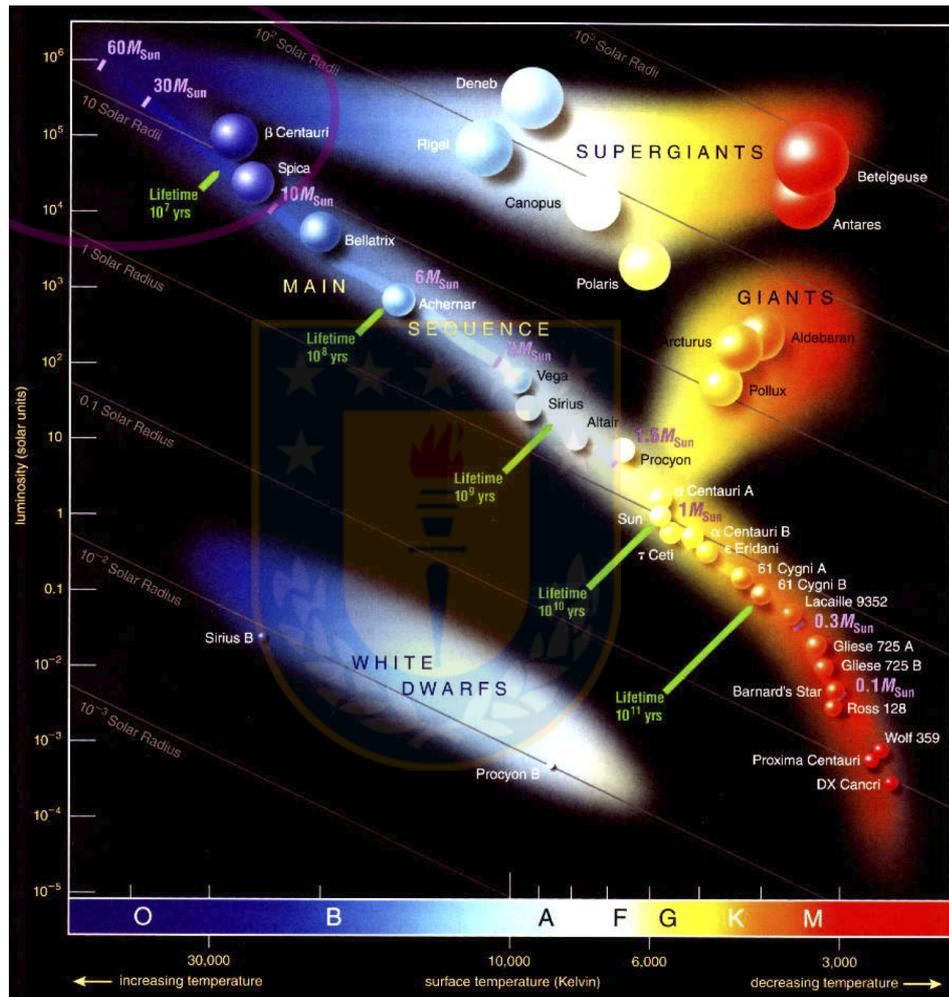


Figura 1.1: Diagrama de Hertzsprung-Russell. La ubicación de las estrellas masivas aparece encerrada en la elipse color magenta. Más información acerca de los tipos espectrales que puede tener una estrella, en la sección A.1.2.

Una mayor masa para una estrella implica una mayor compresión en su núcleo; una mayor compresión en el núcleo implica una mayor temperatura; y una mayor temperatura

en el núcleo implica más colisiones entre las partículas que lo componen, por lo cual la tasa de reacciones nucleares aumenta. Dado lo anterior, mientras más masa tenga una estrella al nacer, poseerá una mayor temperatura y una mayor luminosidad (envía más fotones al espacio por unidad de tiempo). Hay una última consecuencia: la mayor tasa de reacciones nucleares hace que el combustible (hidrógeno) se agote más rápido, por lo que una estrella vive menos tiempo conforme mayor masa tenga.

A partir de todo lo anterior, resulta fácil ver por qué el destino de una estrella está fuertemente ligado a la masa con la cual nace. Las **estrellas masivas** (estrellas cuya masa inicial sea igual o superior a diez veces la masa del Sol) son más calientes, más luminosas y viven menos que sus compañeras más pequeñas. Además, la gran masa trae otras consecuencias no incluidas en el descripción previa. La alta temperatura que logran alcanzar los núcleos de las estrellas masivas ( $\sim 10^8 K$ ) provoca no sólo que la tasa de reacciones nucleares aumente, sino también hace aparecer reacciones nuevas, imposibles de ocurrir a la temperatura típica de los núcleos de estrellas pequeñas ( $\sim 7 \times 10^6 K$ ). Y un último elemento: no sólo fotones son emitidos desde la estrella, sino también partículas en forma de **viento estelar**: un flujo de partículas en movimiento que emerge desde la fotosfera. Puesto que las estrellas masivas liberan más energía al medio interestelar, el viento estelar será más intenso en éstas. A partir de todo esto, una estrella con gran masa seguirá un camino evolutivo totalmente diferente al de una estrella tipo solar.

Profundizaremos en la evolución seguida por una estrella masiva en la secciones siguientes, pero primero aportaremos información más técnica acerca de las estrellas masivas y los vientos estelares.

### 1.1.1. Propiedades de las Estrellas Masivas.

Como dijimos anteriormente, estrellas masivas son aquellas con masa igual o superior a 10 masas solares<sup>2</sup>,  $M_{\odot}$ .

De acuerdo a su clasificación espectral son estrellas tipo O u tipo B (*OB stars*)<sup>3</sup>, las cuales corresponden a los tipos espectrales más calientes. En sus espectros, observamos principalmente líneas de helio ionizado, helio neutro e hidrógeno, además de los "metales"<sup>4</sup> carbono, nitrógeno y oxígeno. Sus propiedades se resumen en el Cuadro 1.1.

Dada su gran luminosidad y temperatura, las estrellas masivas se sitúan en la región superior izquierda del diagrama del Hertzsprung-Russell (diagrama que ordena a las estrellas en función de su luminosidad y temperatura, ver Figura 1.1). Sus picos de emisión (rango dentro de la longitud de onda a la cual la intensidad de radiación emitida alcanzará su valor máximo) se producen en la banda ultravioleta, razón por la cual vemos estas estrellas de color azul.

<sup>2</sup>En Astronomía, para medir masas muy grandes se usa la unidad de medida **masa solar** ( $M_{\odot}$ ) la cual, tal como su nombre lo indica, corresponde a la masa total del Sol ( $2 \times 10^{30} [kg]$ ). De esta forma,  $10M_{\odot}$  equivalen a  $2 \times 10^{31}$  kilogramos.

<sup>3</sup>Para más información acerca de espectroscopía y clasificación espectral en Astronomía, léase Apéndice A.1.

<sup>4</sup>No confundir con el significado de metal en Química. En Astronomía, denominamos **metales** a todos aquellos elementos con un número atómico mayor al del helio.

Masa Inicial	$\gtrsim 10M_{\odot}$
Temperatura	$\gtrsim 10kK$
Luminosidad	$\gtrsim 10^4L_{\odot}$
Tasa de Pérdida de Masa	$\gtrsim 10^{-9}M_{\odot}/\text{año}$
Tiempo estimado de Vida	$\sim 10^7\text{años}$

Cuadro 1.1: Propiedades de las estrellas masivas.

Como ya se ha mencionado previamente, las estrellas masivas se caracterizan por estar dotadas de un poderoso viento estelar el cual las hace perder mucha materia durante sus vidas. Esta característica es crucial en sus etapas evolutivas posteriores, por lo que debemos comprender de mejor forma en qué consiste el viento estelar para adentrarnos luego en la evolución de estrellas de gran masa.

## 1.2. Viento Estelar.

Llamamos **viento estelar** al flujo de partículas que, junto con los fotones, son liberados desde la fotosfera de una estrella hacia el medio interestelar.

La principal causa que explicaría el viento estelar es el hecho que, en la fotosfera de la estrella, las fuerzas que producen el equilibrio hidrostático, presión total desde el interior (generada por la radiación y por el gas que compone a la estrella) y gravedad, no están completamente equiparadas. La fuerza de presión proveniente del interior le gana a la gravedad y ese desequilibrio produce este flujo de materia que termina desmembrando a la estrella lentamente (Lamers & Cassinelli, 1999). Esto explica también el hecho que en estrellas más calientes, en donde la presión proveniente del interior es muchísimo mayor, el viento estelar sea más intenso.

### 1.2.1. Perfiles P-Cygni.

Una estrella evidencia la existencia de viento al presentar **perfiles P-Cygni** (llamados así porque fueron detectados por primera vez en la estrella Variable Luminosa Azul P-Cygni, situada en la constelación del Cisne). Un perfil P-Cygni consiste en la superposición de una línea ancha de emisión y una componente de absorción, desplazada hacia longitudes de onda más cortas (corrida hacia el azul, *blueshifted* en inglés), obteniéndose así la forma mostrada en la Figura 1.2.

El perfil P-Cygni se forma debido al movimiento de la materia que está siendo expulsada desde la estrella. Esta materia es liberada en todas las direcciones y, al tratarse de un gas caliente, producirá líneas de emisión las cuales se verán ensanchadas debido a las múltiples velocidades a la que se están moviendo. Sin embargo, dentro de todas estas direcciones está aquella que va en la línea de vista del observador (zona coloreada de celeste en la Figura 1.2). Observaremos entonces una línea de absorción debido a que

## Formation of a P-Cygni Line- Profile

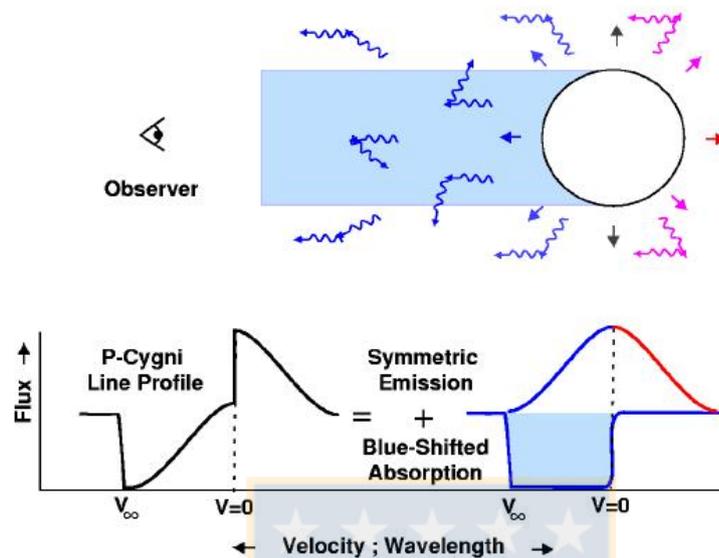


Figura 1.2: Formación de Perfil P-Cygni, debido al flujo de material que sale desde la estrella (viento estelar). Nótese que la velocidad terminal del viento  $v_{\infty}$  está relacionada con qué tan desplazada hacia el azul se encuentre la componente de absorción (Owocki, 2000).

la estrella se encuentra justo detrás de esta columna de gas moviéndose<sup>5</sup>. Esta línea de absorción, debido al efecto Doppler<sup>6</sup>, se verá desplazada a longitudes de onda más cortas

<sup>5</sup>Las razones de por qué en un caso se produce emisión y en el otro absorción en la línea espectral se deben a las **Leyes de la Espectroscopía de Kirchhoff**:

1. Un objeto sólido caliente produce luz en el espectro continuo.
2. Un gas tenue produce luz con líneas espectrales de emisión dependiendo de su composición química.
3. Un objeto sólido caliente opacado por un gas a menor temperatura producirá líneas de absorción dependiendo (también) de su composición química.

En nuestro caso, el 'objeto sólido caliente' será nuestra estrella central y el gas corresponde a su atmósfera extendida (viento estelar). Además, dado que el viento es simplemente material expulsado por la estrella, tiene la misma composición que ésta (o al menos la misma que en su fotosfera), por lo que es natural que se produzca absorción y emisión en la misma transición atómica.

<sup>6</sup>**Efecto Doppler** se le llama al fenómeno en el cual la frecuencia de una onda (y por consiguiente también la longitud de onda) se ven alteradas debido al movimiento relativo entre la fuente emisora y la receptora. De esta forma, la longitud de onda observada ( $\lambda_o$ ) no coincide con la emitida ( $\lambda_e$ ) si es que las fuentes se están moviendo una respecto a la otra, Para velocidades bajas respecto a la de la luz, se cumple que el desplazamiento en longitud de onda será proporcional a la velocidad relativa entre las

al estar avanzando en dirección del observador.

Las principales líneas espectrales con un perfil P-Cygni, para todo tipo de estrellas masivas, se encuentra en el rango ultravioleta: C III  $\lambda\lambda$  1175, C IV  $\lambda\lambda$  1548 y N IV  $\lambda\lambda$  1713<sup>7</sup> destacan como las principales (Lamers & Cassinelli, 1999), aunque también encontramos una en el rango óptico (He I  $\lambda\lambda$  5875).

### 1.2.2. Parámetros Fundamentales.

Los dos principales parámetros del viento estelar son:

- **Velocidad Terminal:** (terminal velocity,  $v_\infty$ ), entendida como la velocidad asintótica que alcanzarán las partículas cuando se encuentren muy lejos de la estrella.
- **Tasa de Pérdida de Masa:** (mass loss rate,  $dM/dt$  ó  $\dot{M}$ ), correspondiente a la cantidad de materia liberada al espacio por unidad de tiempo.

Ambos parámetros nos permiten, por ejemplo, conocer la cantidad de energía y momentum que se envía al medio interestelar.

La función que describe la velocidad del viento es llamada **Perfil de Velocidad**, la cual puede expresarse de la forma:

$$v(r) \simeq v_\infty \left(1 - \frac{r_0}{r}\right)^\beta \quad (1.1)$$

con:

$$r_0 = R_* \left[1 - \left(\frac{v_0}{v_\infty}\right)^{1/\beta}\right]$$

y siendo  $v_0$  la velocidad del viento en la fotosfera de la estrella ( $v(R_*) = v_0$ ). Acá,  $\beta$  es un factor que indica qué tan abrupto es el aumento de la velocidad a lo largo del camino que sigue: mientras mayor sea el valor de  $\beta$ , menos abrupto es el incremento de velocidad (Figura 1.3).

Para estrellas tipo solar, la pérdida de masa es de  $\dot{M} \sim 10^{-13} M_\odot/\text{año}$ , lo cual es 10 mil veces menos intenso que el mínimo para las estrellas masivas (ver Cuadro 1.1). De aquí, se puede ver que el desmembramiento mencionado antes debido al viento estelar no es significativo para estrellas pequeñas. Sin embargo, en las estrellas masivas jugará un rol crucial que condicionará todas las etapas evolutivas posteriores.

---

fuentes emisora y receptora.

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda_o - \lambda_e}{\lambda_e} = \frac{v}{c}$$

De aquí se observa que, cuando la fuente emisora se aleja del observador, la longitud de onda medida será mayor a la emitida originalmente, y viceversa si la fuente se acerca al observador.

<sup>7</sup>Para una explicación más detallada acerca de la nomenclatura usada para denominar a las líneas espectrales, dirigirse al Apéndice A.1.3, 'Nomenclatura de Líneas Espectrales'.

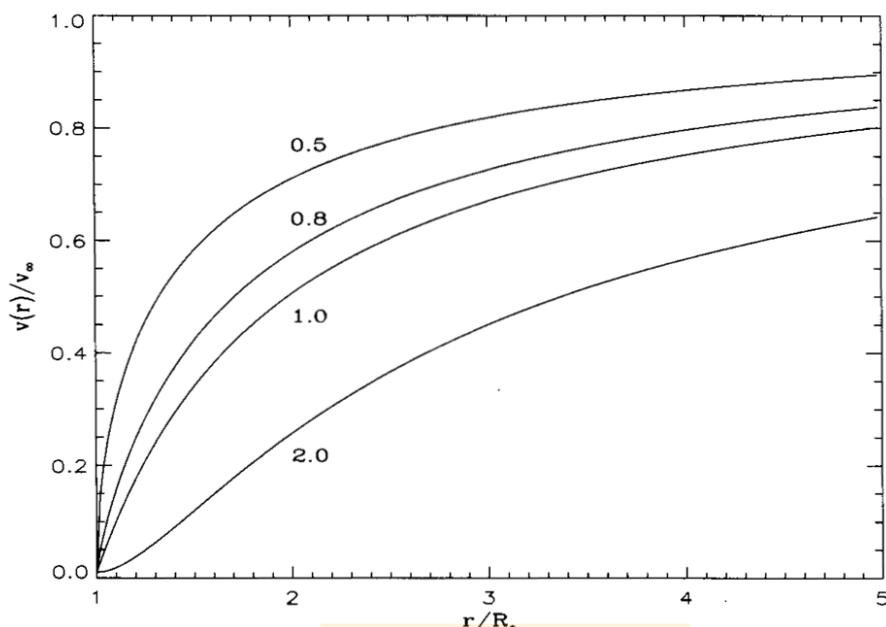


Figura 1.3: Perfil de velocidad a distintos valores de  $\beta$  (Lamers & Cassinelli, 1999).

### 1.3. Evolución de las Estrellas Masivas.

Explicamos previamente por qué las estrellas masivas tienen reservado un futuro distinto al de sus hermanas más pequeñas. Las principales consecuencias de la gran masa que luego determinarán el camino evolutivo son, a saber: la mayor tasa de pérdida de masa debido al fuerte viento estelar y la mayor nucleosíntesis en el núcleo a mayor temperatura. Respecto al último aspecto, sólo alcanza relevancia al momento del final de la vida de la estrella, al estallar como supernova. El camino evolutivo, entonces, se ve afectado principalmente por la alta tasa de pérdida de masa de la estrella masiva.

A continuación, describiremos el modelo de evolución para una estrella de 60 masas solares hecho por Maeder & Meynet (1987) y disponible en el libro *Introduction to Stellar Winds* (Lamers & Cassinelli, 1999).

El efecto más directo producido por la pérdida de masa a una estrella es el "desmembramiento" de ésta, es decir, el viento estelar destruye las capas externas de la estrella dejando luego al descubierto las capas internas. También produce inestabilidad: una estrella muy masiva jamás se convertirá en una supergigante roja como las estrellas con baja masa, porque la alta pérdida de masa le impide alcanzar un equilibrio al momento en que su núcleo comienza a quemar helio y debe expandirse. En lugar de eso, tendremos estrellas inestables, variables y que pueden enviar *shocks* de materia al espacio: tendremos una estrella **Variable Luminosa Azul** (*Luminous Blue Variable, LBV* en inglés).

El desmembramiento producirá luego que, al momento en que la estrella haya ya

agotado el hidrógeno en su núcleo y comience a quemar helio, los remanentes de los procesos de quema de hidrógeno aparezcan en la superficie (helio por el proceso protón-protón y nitrógeno por el ciclo CNO principalmente), por lo cual estos elementos serán observables en el espectro. Puesto que la estrella presentará una atmósfera extendida<sup>8</sup>, veremos gruesas líneas de emisión de helio y nitrógeno: estaremos observando una **Estrella Wolf-Rayet** (*WR Star*). Éstas son consideradas la etapa final en la vida de una estrella masiva previo a la explosión como supernova.

### 1.3.1. Estrellas Wolf-Rayet.

Una **Estrella Wolf-Rayet** es una estrella cuyo espectro se caracteriza por presentar anchas líneas de emisión, lo cual las hace fácilmente identificables incluso a grandes distancias (Hillier, 2000).

Dependiendo de cuáles líneas estén presentes en el espectro, clasificaremos a las estrellas Wolf-Rayet de la forma:

- **Estrellas WN:** sus líneas de emisión consisten principalmente en helio y nitrógeno, aunque también podemos encontrar líneas de carbono, silicio e incluso hidrógeno.
- **Estrellas WC:** sus líneas de emisión están dominadas por helio y carbono, mientras que nitrógeno e hidrógeno están ausentes.
- **Estrellas WO:** presentan la misma composición que las WC, pero aparecen ahora más líneas de oxígeno. Las WO son mucho más escasas que las WN o WC, debido a que se encontrarían en su última fase de quema de helio y/o quema de carbono (Smith et al., 1991).

A partir de estas clases espectrales hay una consiguiente subdivisión dependiendo del nivel de ionización de las líneas. Así, las estrellas WN se subdividen desde WN2 hasta WN9, siendo WN2 las que presenten líneas con alta ionización (ej.: He II, N V, O VI) mientras que son WN9 las que presentan líneas correspondientes a niveles de ionización más bajos (ej.: He I, N III). Para las estrellas tipo WC la subdivisión es similar. Abarcamos desde WC4 (presentan líneas de He II, C IV u O VI) hasta WC9 (líneas de He I, C II). Resulta evidente entonces que las estrellas con subclase más baja

---

<sup>8</sup> La **atmósfera** de una estrella corresponde a la capa intermedia entre el interior de ella y el medio interestelar, incluyendo la superficie de la estrella (fotosfera). Es acá desde donde los fotones pueden finalmente escapar del interior de las estrellas, por ende, las líneas espectrales se forman acá (Lanz, 2000).

Para el caso de estrellas masivas, el viento estelar circundante a la estrella es tan intenso que forma una capa ópticamente gruesa que opaca muchas veces la superficie de la estrella, la cual llamaremos **atmósfera extendida**. Esto sucede gracias a que el viento en las estrellas calientes es un evento permanente, no corresponde a eyecciones esporádicas de materia como chorros o pulsos. Para el caso particular de estrellas Wolf-Rayet, por ejemplo, el viento es tan ópticamente grueso que no permite observar ni siquiera las líneas formadas en la fotosfera (líneas de absorción), y todas las líneas que observamos se producen precisamente en esta atmósfera extendida, es decir, se forman en el viento estelar de la Wolf-Rayet.

La atmósfera extendida es entonces el viento estelar de la estrella. Por tal razón, podemos usar ambas expresiones como sinónimos.

son más calientes, ya que presentan una ionización más alta, y viceversa. De aquí, nace el referirse a las subclases WN2 hasta WN5 como tipo temprano (*early type*, WNE), mientras que las subclases 6-9 serán las tipo tardío (*late type*, WNL). Análogamente para las WC, las subclases 4-6 serán WCE y las subclases 7-9 serán WCL (Hillier, 2000).

Las características físicas de las estrellas Wolf-Rayet pueden apreciarse en el Cuadro 1.2

Masa	$\sim 5 - 60[M_{\odot}]$
Temperatura	$\sim 30 - 100[kK]$
Luminosidad	$\gtrsim 10^5[L_{\odot}]$
Tasa de Pérdida de Masa	$\sim 10^{-5}[M_{\odot}/\text{año}]$

Cuadro 1.2: Propiedades de las estrellas Wolf-Rayet. Valores de temperaturas dados por Sander et al. (2012). Los otros valores dados por Hillier (2000) y Crowther (2007). Las masas corresponden a las masas medidas para estrellas WR y no a la masa inicial con las que nacieron las estrellas en la Secuencia Principal.

Las líneas de emisión presentes en el espectro de las estrellas Wolf-Rayet corresponden a los residuos de los procesos protón-protón y CNO (en el caso de las WN) y el proceso triple-alfa (en el caso de las WC). Esto, sumado a sus altas temperaturas, luminosidades y tasas de pérdida de masa sustentan la afirmación de que las estrellas Wolf-Rayet descienden de estrellas tipo espectral O que han sido desprovistas de sus capas externas mostrando ahora sus otrora capas internas en la fotosfera.

La Figura 1.4 nos muestra una imagen de la estrella WR124. Puede verse claramente la envoltura que la rodea, la cual formará luego una nebulosa (*WR Nebula*). Esta nebulosa nace a partir de la interacción entre el intenso viento estelar eyectado por la Wolf-Rayet y el medio interestelar (ISM).

De acuerdo a Maeder & Meynet (1987), una estrella que nace con 60 masas solares ha eyectado unos  $38M_{\odot}$  de gas al medio interestelar durante su evolución, de los cuales  $29M_{\odot}$  corresponden a hidrógeno parcialmente enriquecido con nitrógeno-14 y  $8M_{\odot}$  corresponden a helio (el  $1M_{\odot}$  restante es carbono y oxígeno). Esto, junto con el hecho que el tiempo promedio de vida de una estrella masiva es de unos  $\sim 10^7$  años, muestra el rol importante que juegan las estrellas masivas en el enriquecimiento del medio interestelar, en especial durante su fase Wolf-Rayet (en donde el enriquecimiento es mayor debido a la mayor tasa de pérdida de masa). Es por eso que lograr una buena comprensión de las estrellas Wolf-Rayet, sus características y el cómo varían en el tiempo es una pieza clave en la comprensión posterior de la evolución química del medio interestelar, e incluso la de la galaxia.

Desafortunadamente, entender la naturaleza de las estrellas Wolf-Rayet no es un trabajo fácil. Dado el intenso viento estelar, no es posible aplicar la suposición de equilibrio termodinámico local (*local thermodynamical equilibrium*, *LTE*), por lo que las ecuaciones usualmente usadas para describir la Física en las estrellas (ej.: distribución de Maxwell-Boltzmann, ecuación de Saha) no son válidas aquí. Características entonces tales como la

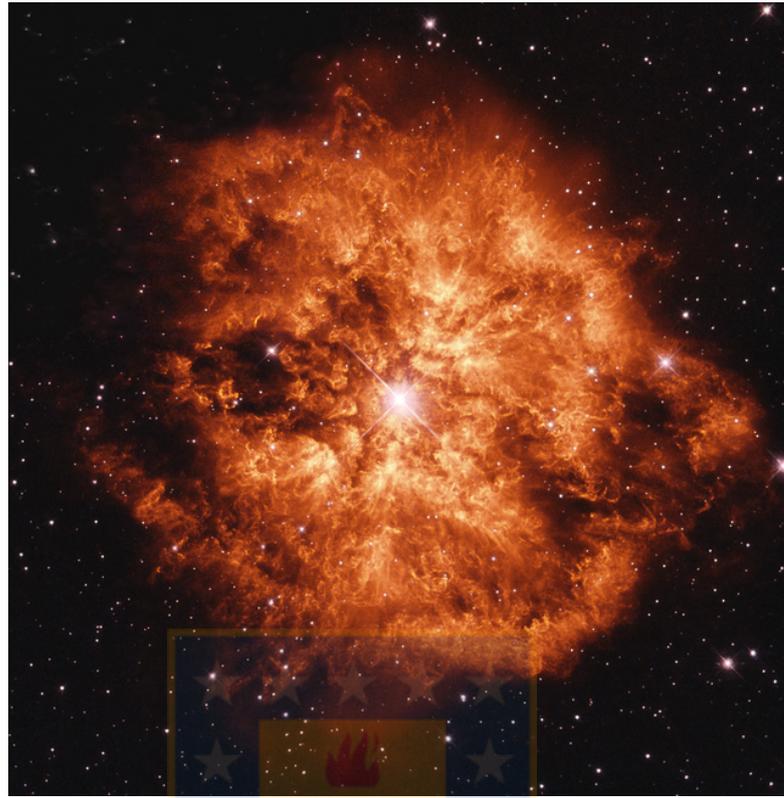


Figura 1.4: Estrella Wolf-Rayet WR124, tomada por el Telescopio Espacial Hubble.

temperatura o las abundancias de la estrella no son fáciles de conocer, requieren resolver ecuaciones acopladas, lo cual es posible sólo con ayuda de códigos computacionales (Hillier, 2000). Abordaremos más en profundidad este tema en la sección siguiente, dedicada a la modelación de fotosferas.

Se sabe que el viento de las estrellas Wolf-Rayet no es uniforme, sino que presentaría estructuras similares a coágulos de materias llamados *clumping* en inglés (Nishimaki et al., 2008). Este *clumping* presenta una complicación a la hora de calcular pérdida de masa; específicamente, se ha encontrado que los valores de  $\dot{M}$  son menores cuando se considera *clumping* en vez de un flujo homogéneo (Nugis et al., 1998). Se ha observado también que en muchas estrellas WR, el viento varía periódicamente. La explicación más plausible para estas variaciones es que la alta rotación de estas estrellas produce que el material circundante en la atmósfera de la Wolf-Rayet forme estructuras llamadas Regiones de Interacción Co-Rotante (*Co-Rotating Interaction Regions, CIRs*) (Morel et al., 1997). Todo esto muestra que las estrellas Wolf-Rayet son más complejas de lo que se podría imaginar.

### 1.3.2. Fronteras de la Evolución de Estrellas Masivas.

La parte más desconocida respecto a las estrellas Wolf-Rayet tiene relación con su posición en la secuencia evolutiva de las estrellas masivas.

La descripción para una estrella de  $60M_{\odot}$  dada por Maeder & Meynet (1987) ha sido nada más que un bosquejo simplificado de la evolución estelar de las estrellas para mostrar el efecto producido por la alta pérdida de masa. La realidad es un poco más compleja, con diferentes etapas conforme cuál sea la masa inicial. También, se sabe que otros parámetros independientes de la masa, como la metalicidad y la rotación, influyen también.

A continuación, presentamos los esquemas evolutivos en función de la masa inicial más aceptados hasta ahora. Consideramos una metalicidad solar y sin rotación (Crowther, 2007):

$$\begin{aligned}
 M_* \gtrsim 75M_{\odot}: & \text{OV} \rightarrow \text{WNh} \rightarrow \text{LBV} \rightarrow \text{WN} \rightarrow \text{WC} \rightarrow \text{SN Ic} \\
 M_* \sim 40 - 75M_{\odot}: & \text{OV} (\rightarrow \text{LBV}) \rightarrow \text{WN} \rightarrow \text{WC} \rightarrow \text{SN Ic} \\
 M_* \sim 25 - 40M_{\odot}: & \text{OV} \rightarrow (\text{LBV})/\text{RSG} \rightarrow \text{WN} (\rightarrow \text{WC}) \rightarrow \text{SN Ib} \\
 M_* \sim 20 - 25M_{\odot}: & \text{OV} \rightarrow \text{RSG} \rightarrow \text{WN} \rightarrow \text{SN II/Ib} \\
 M_* \sim 10 - 20M_{\odot}: & \text{OV} \rightarrow \text{RSG} \rightarrow \text{BSG} \rightarrow \text{SN II}
 \end{aligned}$$

Los valores de las masas son tentativos, y los paréntesis indican fases también tentativas.

Incluyendo rotación en los modelos evolutivos, el panorama cambia. Se ha descubierto que la masa crítica para entrar a la fase Wolf-Rayet disminuye cuando consideramos estrellas rotando, además de entrar en una etapa de evolución más temprana y permanecer más tiempo como WR (Meynet & Maeder, 2005).

El esquema de Crowther (2007) y la descripción de Lamers & Cassinelli (1999) muestran a las WR como descendientes de las LBV, pero éste puede no ser el caso, al menos no siempre. Se ha encontrado evidencia de que LBVs pueden llegar a ser progenitoras de supernovas (Groh et al., 2013). Incluso, dado que Meynet & Maeder (2005) consideran el que una estrella masiva puede convertirse en WR durante su estadía en la Secuencia Principal (es decir, cuando todavía se está quemando hidrógeno en el núcleo), es probable que en algunos casos la fase LBV sea posterior a una fase WR que luego deriva en una Wolf-Rayet nuevamente (Meynet et al., 2011).

No es difícil ver entonces por qué la evolución de las estrellas masivas está muy lejos de ser realmente comprendida en su totalidad. Son muchas las interrogantes, y muchas las piezas que conforman este rompecabezas. Sin embargo, todo trabajo enfocado en conocer más acerca de las fases tardías de estrellas masivas (LBVs o WR) aporta un granito de arena para la futura comprensión de la evolución estelar en su totalidad. Nuestro trabajo de tesis apunta hacia eso: enfocarnos en el estudio de una estrella Wolf-Rayet en particular (WR6) con tal de buscar aportar información que sea útil a futuro al momento de comprender mejor las WR en general.



## Capítulo 2

# Acerca de WR6

WR6, también conocida como HD50896 o EZ Canis Majoris<sup>1</sup>, es una estrella tipo Wolf-Rayet ubicada en la constelación del Can Mayor, y ha sido una de las estrellas Wolf-Rayet más estudiadas (de la Chevrotière et al., 2013). Hasta ahora, ha sido observada en casi todos los rangos espectrales con la instrumentación disponible tanto en la Tierra como en el espacio exterior. Con una magnitud visual de  $m_V = 6,94$  (van der Hucht, 2001), es la sexta estrella estrella Wolf-Rayet más brillante en el cielo.

WR6 (HD 50896) se encuentra al interior de la nebulosa burbuja S308, la cual se forma debido a la interacción del fuerte viento estelar de esta estrella con el medio interestelar, tal como puede verse en la Figura 2.1.

### 2.1. Estudios Previos de WR6.

#### 2.1.1. Magnitud Absoluta y Distancia de WR6.

La distancia a la cual se encuentra WR6 fue motivo de controversia tiempo atrás. Howarth & Schmutz (1995) encontraron un valor de  $d = 1,8kpc$ . Sin embargo, el Catálogo de van der Hucht (2001) nos da un valor de  $d = 0,97kpc$ . Esta diferencia se debía a que WR6 se consideraba una estrella más dentro del cúmulo abierto Cr121, el cual se encuentra a una distancia de  $d = 1,08kpc$  (Kaltcheva, 2000). De haber sido así, WR6 debería tener una magnitud absoluta de  $M_v \simeq -3$  y una luminosidad de  $\log(L/L_\odot) \simeq 4,7$ . Sin embargo, en este cúmulo no existen estrellas con un tipo espectral más temprano que B2, por lo que es difícil pensar que una estrella presente en él se haya convertido en una Wolf-Rayet (Howarth & Schmutz, 1995). Trabajos posteriores nos entregan valores como  $M_v \simeq 4,6 - 4,86$  y  $\log(L/L_\odot) \simeq 5,3 - 5,6$  (Morris et al., 2004; Hamann et al., 2006; Crowther, 2007), por lo que el valor de la distancia dado por Howarth & Schmutz es más confiable.

---

<sup>1</sup>Para ver todas las denominaciones, visite el catálogo de SIMBAD, <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/sim-id?Ident=EZ+CMa>

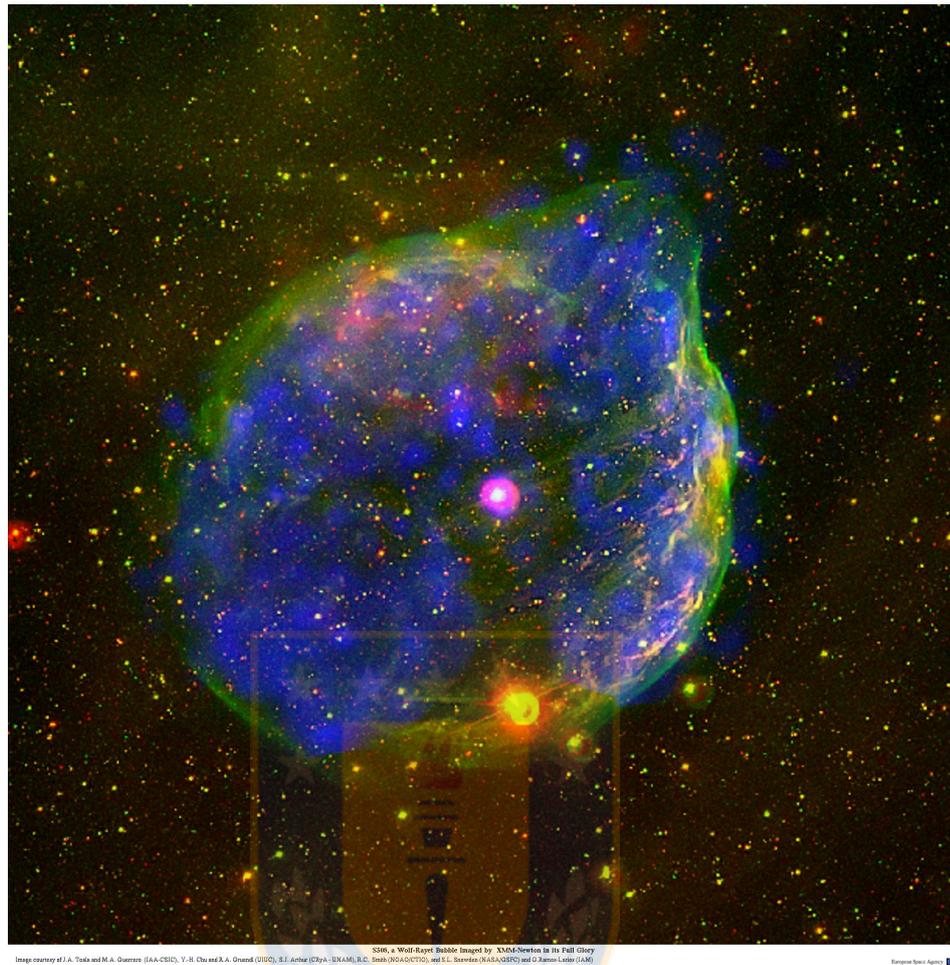


Figura 2.1: Estrella Wolf-Rayet WR6 rodeada por S308. Foto disponible en [http://xmm.esac.esa.int/external/xmm\\_science/gallery/public/level3.php?id=1151](http://xmm.esac.esa.int/external/xmm_science/gallery/public/level3.php?id=1151).

### 2.1.2. Clasificación Espectral y Parámetros de WR6.

WR6 fue catalogada en sus inicios como WN5 (Hiltner & Schild, 1966; van der Hucht et al., 1988), pero a partir del uso del sistema tridimensional de clasificación espectral de Smith et al. (1996) se le asignó el tipo espectral WN4. Al ser entonces una Wolf-Rayet tipo WNE (*WN-Early type*, tipo temprano), WR6 es una estrella carente de hidrógeno, una importante característica a tener en cuenta al momento de ejecutar nuestros modelos.

Hamann et al. (2006) modeló WR6 usando su código de transferencia radiativa de Potsdam, denominado PoWR<sup>2</sup>. Este código, resuelve las ecuaciones non-LTE para mode-

<sup>2</sup>Para entender de mejor forma qué es un modelo en Física y cómo modelar atmósferas estrellas masivas, mirar Apéndice B: "Modelos Atmosféricos, una Herramienta para estudiar Estrellas Masivas".

Parámetro	Morris et al. (2004)	Hamann et al. (2006)
$T_* [kK]$	85	89.1
$\dot{M} [M_\odot/\text{año}]$	$1,25 \times 10^{-5}$	$5 \times 10^{-5}$
$v_\infty [km/s]$	1800	1700
$\beta$ -factor	1.0	1.0
$\log(L/L_\odot)$	5.3	5.6
$M [M_\odot]$	-	19
$X_H [\%]$	0	0

Cuadro 2.1: Parámetros para el Viento Estelar de WR6 dados por Morris et al. (2004) y Hamann et al. (2006). Los valores para la temperatura estelar  $T_*$  corresponden a la temperatura correspondiente al radio de la estrella en donde la profundidad óptica de Rosseland es  $\tau_{\text{Ross}} = 20$  para Morris et al. y  $\tau_{\text{Ross}} \sim 20$  para Hamann et al..

lar atmósferas de forma análoga a lo que hace el código CMFGEN<sup>3</sup>. Por su parte Morris et al. (2004) usó CMFGEN para modelar WR6, siendo el único estudio hecho hasta ahora con este código para esta estrella. Los resultados de ambos análisis espectroscópicos pueden verse en el Cuadro 2.1.

La diferencia más significativa entre los datos de ambas fuentes es sin duda la tasa de pérdida de masa. Esta diferencia se puede explicar debido al clumping presente en el viento, el cual afecta considerablemente la determinación de  $\dot{M}$  (Nugis et al., 1998).

Importante es destacar que los espectros observacionales usados por Hamann et al. (2006) para modelar con PoWR se obtuvieron con el espectrógrafo UVES (*Ultraviolet and Visible Echelle Spectrograph*), con una resolución espectral de  $\sim 40\,000$ . Morris et al. (2004), por su parte, usó para sus datos observacionales en el rango óptico la espectrofotometría hecha por Torres-Dodgen & Massey (1988), con una resolución estimada en  $R = \Delta\lambda/\lambda \sim 500$ . Nosotros usamos en el presente trabajo espectros tomados con ESPaDOnS<sup>4</sup>, con una resolución espectral que alcanza los  $R \sim 80\,000$ , por lo cual nuestros datos observacionales poseen una calidad muy por encima de los usados en los trabajos previos.

### 2.1.3. Variabilidad y Estructura Atmosférica de WR6.

La naturaleza variable de WR6 es ampliamente conocida. HD50896 posee las variaciones de perfil de línea (*Line Profile Variations*, LPVs) más intensas conocidas dentro de todas las Wolf-Rayet (Morel et al., 1997).

Se sabe que su variabilidad posee un período de  $P = 3,77$  días (Lamontagne, 1986), la cual aplica tanto a las líneas en el rango óptico y ultravioleta como a su continuo (es decir, presenta variabilidad tanto espectroscópica como fotométrica). Las primeras observaciones de la variación fotométrica se remontan a 1961. Su regularidad era tal

<sup>3</sup>Código de transferencia radiativa desarrollado por Hillier (1990) y usado para la creación de espectros sintéticos de estrellas masivas. Abordaremos más en detalle CMFGEN en la sección 3.2.

<sup>4</sup>Mayor información acerca del espectro-polarímetro ESPaDOnS en la sección 3.1.2.

que su margen de irregularidad era de 8 segundos cada 5 meses (Ross, 1961). Estos resultados fueron confirmados en trabajos posteriores, en donde incluso las curvas de polarimetría presentaban la misma dependencia (Robert et al., 1992). Un valor más preciso, de  $P = 3,766$  días fue entregado después por de la Chevrotière et al. (2013).

Una de las principales hipótesis para explicar este regular período era la presencia de una estrella compañera, probablemente una estrella de neutrones (Ebbets, 1979; Firmani et al., 1980). Sin embargo, Morel et al. (1997) desechó esta idea, demostrando que la variabilidad de WR6 se debe a una estructura de gran escala presente en su viento estelar y que, al rotar la estrella, produce cambios en las observaciones al cambiar la cara visible de la estrella. Esta idea fue reforzada por el hecho de que ya se sabía que el viento de WR6 presentaba distorsiones en su estructura (Schulte-Ladbeck et al., 1991, 1992). De acuerdo a Morel et al. (1998), la estructura mencionada se formaría debido a variaciones a lo largo de la coordenada azimutal del flujo proveniente desde la base de la estrella, efecto demostrado en las simulaciones hidrodinámicas hechas por Cranmer & Owocki (1996) para estrellas tipo temprano.

Dado que el viento estelar en estrellas tipo temprano es impulsado principalmente por presión de radiación, es razonable que estas variaciones en el flujo proveniente desde la base de la estrella (es decir, desde su fotosfera) modifiquen la geometría de la atmósfera, sumado a la rotación de la estrella, esto formará corrientes dentro del viento, las cuales crearán a su vez regiones con una mayor densidad a la del promedio y que girarán sincrónicamente con la estrella central: tendremos las Regiones de Interacción Co-Rotante (*Corotating Interaction Regions*, CIRs). Una ilustración de CIR puede verse en la Figura 2.2.

Una CIR es detectable espectralmente debido a que forma componentes discretas de absorción (*Discrete Absorption Components*, DACs) que opacan parte de las líneas de absorción y perfiles P-Cygni presentes en el espectro (Cranmer & Owocki, 1996). Estas componentes de absorción se van moviendo a lo largo de las líneas más grandes de acuerdo a cómo va variando el ángulo entre la CIR y la línea de vista hacia la estrella debido a la rotación. Desafortunadamente, las DACs sólo se encuentran en estrellas OB. En estrellas Wolf-Rayet estas componentes de absorción no aparecen porque estas estrellas suelen presentar perfiles P-Cygni saturados (una excepción es WR24; Prinja & Smith, 1992). Sin embargo, la presencia de estructuras de gran escala en el viento de estrellas WR es también detectable espectroscópicamente. En efecto, Dessart & Chesneau (2002) mostraron mediante simulaciones que el patrón variable tipo-S encontrado encima de las líneas de emisión de algunas estrellas Wolf-Rayet (por ejemplo, el patrón encontrado por Morel et al. (1997) para WR6) se deben precisamente a la existencia de CIRs en sus atmósferas. Entonces, la presencia de este patrón de variación debido por componentes extras de emisión ha sido la clave para el hallazgo de estructuras de gran escala en estrellas Wolf-Rayet (Chené & St-Louis, 2011).

A partir de aquí, WR6 se convirtió entonces en la primera estrella Wolf-Rayet con evidencia confirmada de poseer una CIR en su atmósfera junto con WR134, dando inicio para la búsqueda de estructuras atmosféricas en otras estrellas WR (St. Louis et al., 2009; Chené & St-Louis, 2011).

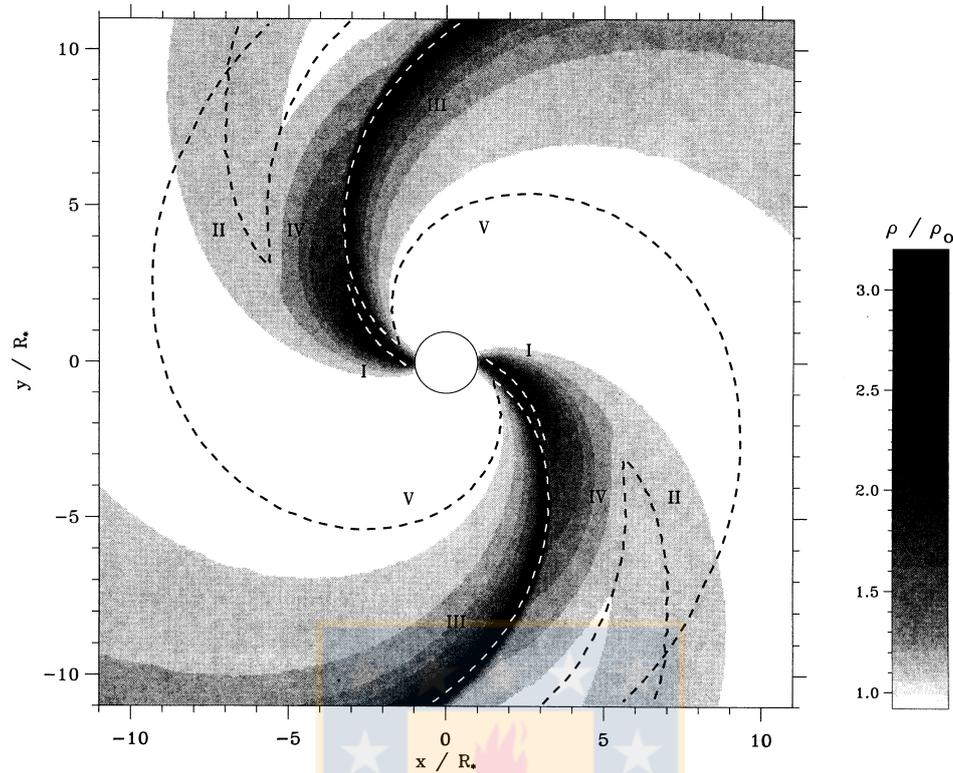


FIG. 5.—Normalized density gray scale for model 1, as in Fig. 3a. Overplotted are dashed lines that trace the (I) direct spot enhancement, (II) prograde precursor, (III) CIR compression, (IV) CIR rarefaction, and (V) radiative-acoustic Abbott kink.

Figura 2.2: Mapa de densidad para una estrella modelo. La línea a rayas III muestra la zona de compresión de la CIR (Cranmer & Owocki, 1996).

#### 2.1.4. Campos Magnéticos.

Con el fin de explicar el mecanismo que produce las ya mencionadas estructuras atmosféricas, Morel et al. (1998) sugirió la existencia de pulsaciones y/o campos magnéticos en la fotosfera de WR6.

Desafortunadamente, las estrellas masivas no se caracterizan por poseer propiedades magnéticas; estas propiedades se encuentran más en estrellas de menor masa (de la Chevrotière et al., 2013). La principal razón es que los campos magnéticos se producen en zonas convectivas, en donde hay movimiento de partículas cargadas; y las capas exteriores de las estrellas masivas son de tipo radiativo. Además, para estrellas Wolf-Rayet, sólo las tipo WNL parecen tener una pequeña zona convectiva (Schaerer, 1996); las demás se cree que ya liberaron la gran capa convectiva interna capaz de producir un campo magnético. Precisamente, de la Chevrotière et al. (2013) se abocaron a la búsqueda de un campo magnético para WR6, usando espectros polarizados tomados con ESPaDOnS (éstos serán los mismos espectros usados en el presente trabajo). Ellos encontraron una cota superior para el campo magnético de  $B \sim 100G$  en el viento,

traducido en  $B_* \sim 5,4kG$  en la superficie estelar. Valores que, si bien no permiten la creación de una magnetósfera significativa, sí podría dar origen a la CIR presente en WR6.

Este resultado, sin embargo, debe ser tomado con cautela. Las detecciones de algunos efectos Zeeman se detectaron al límite de la capacidad resolutive de ESPaDOnS, por lo que faltarían mejores datos, con mejor señal a ruido, para seguir estudiando el magnetismo de WR6.

## 2.2. Nuestro Trabajo.

Nuestro trabajo consiste en la búsqueda de variación de los parámetros del viento estelar de WR6 entre los distintos espectros tomados a lo largo de su período rotacional. Con tal objetivo, procederemos a modelar usando CMFGEN el espectro promedio, tomado a partir de los espectros tomados por ESPaDOnS durante once noches, junto con las dos fases individuales que muestren una mayor dispersión en torno a los perfiles de línea (fases extremas).

A partir de los modelos obtenidos para estos tres espectros (promedio y las dos fases extremas), obtendremos por un lado los parámetros generales del viento estelar de WR6 (los cuales serán comparados con los obtenidos previamente por Morris et al. (2004) y Hamann et al. (2006)) y también información acerca cuáles de ellos (temperatura, pérdida de masa, factor de *clumping*, abundancias) varían a lo largo de la ya conocida naturaleza variable de WR6. Al haber modelado las fases extremas, la diferencia entre los parámetros que muestren variación correspondería al máximo rango de variación que la estrella exhibe durante períodos cortos de tiempo.

Esta variación de parámetros estelares nos aportarán información acerca de la estructura atmosférica de WR6 y cómo ésta puede llegar a variar en escalas de tiempo cortas (no más de 5 años). A partir de aquí, estimamos que será posible saber cómo se comporta el viento estelar desde su base, con lo que tendríamos una mejor comprensión de cómo son las inestabilidades que luego forman las CIRs en la estrella.

Dado que las fases extremas no pertenecen al mismo período de rotación no será posible establecer que el rango de variabilidad encontrado se sitúa en una escala de tiempo dentro del período rotacional. Sin embargo, a pesar de lo anterior las variaciones se encontrarán en escalas de tiempo de no más de 5 años, por lo que incluso así representa un resultado que aporta información necesaria para una mejor comprensión del origen de la estructura a gran escala presente en WR6.

### 2.2.1. Motivación.

Como ya hemos visto en este capítulo, WR6 es una de las estrellas Wolf-Rayet más estudiadas que se conocen. Conocemos ya su naturaleza variable y el cómo su estructura atmosférica deja de ser homogénea para dar paso a regiones más densas que rotan junto a la estrella.

A pesar de esto, poco se sabe acerca de qué produce estas variaciones. Sólo se tienen

las hipótesis de pulsaciones y posibles campos magnéticos descritos anteriormente, pero nada concreto hasta el momento. El mecanismo que provoca las irregularidades en la superficie de la estrella, y por consiguiente genera la estructura de larga escala en la atmósfera de WR6, aún no se comprende bien.

Los espectros tomados con ESPaDOnS muestran una alta variabilidad en los perfiles de las líneas de emisión de WR6, basada principalmente en qué zonas de las líneas son oscurcidas por las ya mencionadas componentes discretas de absorción. Estas variaciones, gracias a la alta capacidad de CMFGEN para entregar modelos óptimos, nos permitirán posteriormente obtener valores distintos para los parámetros del viento estelar entre los espectros a ser modelados. La obtención de distintos parámetros estelares para las distintas fases en las que observamos WR6 mostrarían cómo estos varían durante la rotación de la estrella, lo cual serviría luego para ayudar a explicar el origen de su estructura atmosférica.





## Capítulo 3

# Datos Astronómicos y Herramientas Computacionales

### 3.1. Datos Observacionales.

#### 3.1.1. Datos Ultravioleta.

Los datos ultravioleta, abarcando el rango de longitudes de onda entre 1150 – 3200Å, fueron obtenidos con el espectrógrafo *Short Wavelength Prime* (SWP) ubicado en el telescopio espacial *International Ultraviolet Explorer* (Explorador Internacional Ultravioleta, IUE). IUE fue un proyecto de colaboración entre NASA, ESA y el UK Science Research Council y estuvo operativo por 18 años desde 1978 hasta 1996 (es decir, actualmente está fuera de servicio). Este espectrógrafo tenía una resolución  $\Delta\lambda = 0,1 - 0,3\text{Å}$ , por lo que su factor R de resolución espectral será, aproximadamente:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \simeq 10\,000 \quad (3.1)$$

El cual es un valor muy bajo, comparado con la resolución espectral de los otros instrumentos (UVES, por ejemplo, tiene una resolución espectral de 40 000<sup>1</sup>). Es decir, la calidad de nuestros espectros ultravioleta está muy por debajo de la de nuestros datos ópticos, tal como lo veremos más adelante.

Puesto que IUE lleva ya casi 18 años fuera de servicio, los espectros fueron obtenidos de la base de datos en línea *Mikulski Archive for Space Telescopes*, MAST<sup>2</sup>. MAST es una plataforma online que proporciona a la comunidad astronómica una variedad de datos astronómicos archivados (imágenes, espectros) tomados por los distintos telescopios espaciales, principalmente en los filtros ultravioleta, óptico e infrarrojo cercano.

Para este trabajo, seleccionamos espectros tomados por IUE el día 22 de enero de 1992. El detalle de los datos puede observarse en el Cuadro 3.1 y los espectros se observan en Figura 3.1.

---

<sup>1</sup><http://www.eso.org/sci/facilities/paranal/instruments/uves.html>

<sup>2</sup><http://archive.stsci.edu/>

Espectro	Hora
swp43709	04:48:45
swp43710	05:28:14
swp43711	06:06:53
swp43712	06:47:38
swp43713	07:36:04
swp43714	08:23:13
swp43715	08:56:08

Cuadro 3.1: Información espectros ultravioleta, tomados con el instrumento SWP con un tiempo de exposición de 239,486s.

El espectro ultravioleta que usaremos para comparar con los modelos se obtendrá a partir del promedio de estos siete espectros individuales. Dado que nuestro rango de tiempo acá abarca un día (los espectros fueron tomados con  $\sim 1,6$  horas de diferencia), no usaremos el espectro ultravioleta para conocer la variabilidad de los parámetros del viento estelar. Sin embargo, éste será muy útil al momento de determinar indirectamente parámetros generales tales como la velocidad terminal, la velocidad de turbulencia y las abundancias CNO.

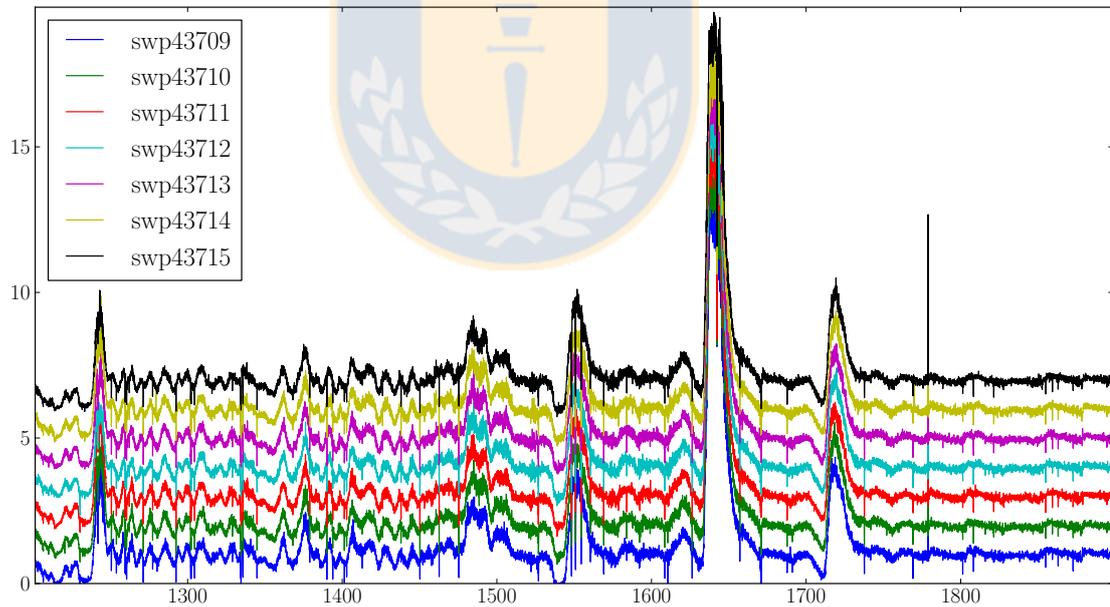


Figura 3.1: Espectros Ultravioleta obtenidos con el satélite *International Ultraviolet Explorer* (IUE).

### 3.1.2. Datos Ópticos.

Los espectros ópticos, abarcando el rango de longitud de onda  $4000 - 10000\text{\AA}$  fueron tomados con el *Echelle SpectroPolarimetric Device for the Observation of Stars* (Aparato Espectropolarimétrico Echelle para la Observación de Estrellas, ESPaDOnS). ESPaDOnS es un proyecto del Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT), una colaboración entre las agencias de investigación de Canadá y Francia. Este instrumento está situado en Mauna Kea, Hawái<sup>3</sup> y consiste en un espectrógrafo y espectro-polarímetro diseñado para obtener un espectro óptico completo en una sola exposición con una capacidad de resolución de hasta  $R \sim 81\,000^4$ .

Los espectros de WR6 fueron tomados durante tres noches consecutivas el año 2005, y durante cuatro noches consecutivas los años 2009 y 2010. En cada una de estas noches se tomaron 3 espectros, uno por cada parámetro de Stokes Q, U y V<sup>5</sup>. En total, se cuenta con 33 espectros ópticos.

Puesto que no estamos en condiciones para estudiar las propiedades magnéticas de WR6, la información contenida en los diferentes parámetros de Stokes no es importante para el objetivo de este estudio. Por ende, construimos nuestro parámetro I de Stokes (correspondiente a la señal total) usando  $I = \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}$ . De esta forma, tenemos un espectro no polarizado para cada noche de observación.

La información con los detalles acerca de las fases los espectros puede observarse en el Cuadro 3.2

#### Normalización de Espectros.

La normalización de nuestros espectros se realizó con IRAF, utilizando las tareas disponibles en `noao@onedspec`<sup>6</sup>.

Una vez que han sido construidos nuestros espectros no polarizados de la forma `spN.fits` a partir de  $I = \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}$ , nuestros pasos de normalización son:

- Combinar todos los espectros para producir uno promedio.  
`scombine sp* mean.fits`
- Dividir todos los espectros por el promedio para crear nuestros "residuals".  
`sarith spN.fits / mean.fits dspN`
- Ajustar los "residuals" con un polinomio, tratando de mantener el ajuste lo más cercano posible al continuo.

<sup>3</sup><http://www.cfht.hawaii.edu/>

<sup>4</sup><http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Spectroscopy/Espadons/>

<sup>5</sup>Los **Parámetros de Stokes** indican el estado de la polarización de la radiación electromagnética (luz). Q tiene relación con qué tan horizontal-vertical está polarizada, U tiene relación con qué tan inclinada es la polarización y V representa qué tan circular es la polarización.

El análisis de los parámetros de Stokes sirve para el estudio de campos magnéticos en estrellas (de la Chevrotière et al., 2013). Sin embargo, dado que nuestro estudio no incluye el posible aspecto magnético de WR6, la información acerca de la polarización de nuestros espectros no es relevante para nosotros.

<sup>6</sup><http://iraf.net/irafhelp.php?val=noao.onedspec&help=Help+Page&pkg=1>

Fecha (UT)	Fase ( $\phi$ )	Fase Central	S/N
10 Ene 2009	0,012–0,042	0,027	180,44
25 Feb 2010	0,155–0,178	0,1665	154,51
19 Dic 2005	0,155–0,220	0,1875	140,9
7 Ene 2009	0,242–0,273	0,2575	166,469
26 Feb 2010	0,418–0,440	0,429	171,337
20 Dic 2005	0,442–0,492	0,467	147,045
8 Ene 2009	0,479–0,509	0,494	166,233
27 Feb 2010	0,674–0,696	0,685	140,317
21 Dic 2005	0,682–0,758	0,72	160,703
9 Ene 2009	0,749–0,779	0,764	147,037
28 Feb 2010	0,954–0,977	0,9655	141,048

Cuadro 3.2: Información espectros ópticos. La señal a ruido del continuo fue calculada a lo largo de los intervalos 475-485, 530-535, 547-552 y 593-598 nanómetros de longitud de onda.

```
continuum dspN.fits fdspN.fits type=fit
```

- Dividir los espectros originales por el ajuste.

```
sarith spN.fits / fdspN.fits nfdspN.fits
```

- Ajustar el espectro promedio y guardar el ajuste.

```
continuum mean.fits contfit.fit type=fit
```

- Dividir los espectros normalizados por el fit del promedio.

```
sarith rfdspN.fits / contfit.fits rnfdspN.fits
```

Los 11 archivos distintos `rnfdspN.fits` serán entonces nuestros espectros normalizados, los cuales pueden observarse en las Figuras 3.2 y 3.3.

### Variabilidad en Espectros Ópticos.

En nuestros espectros ópticos podemos ver fácilmente la forma en que varían los perfiles de emisión de WR6 (Figura 3.4) debido a componentes extra de emisión. La presencia de éstos encima de diferentes partes de la línea de emisión modifica completamente el perfil de He II  $\lambda\lambda$  4686. Sin embargo, se observa también que la intensidad de las líneas no es la misma. De las once fases presentadas, hay dos que destacan:

- Una fase con un pico más bajo ( $\phi = 0,1875$ ), debido a que presenta un mínimo en su intensidad. A esta fase la llamaremos *fase mínima* o simplemente  $\phi_{,1875}$ .
- Otra fase con un pico más alto ( $\phi = 0,685$ ), debido a que presenta un máximo en su intensidad. A esta fase la llamaremos *fase máxima* o simplemente  $\phi_{,685}$ .

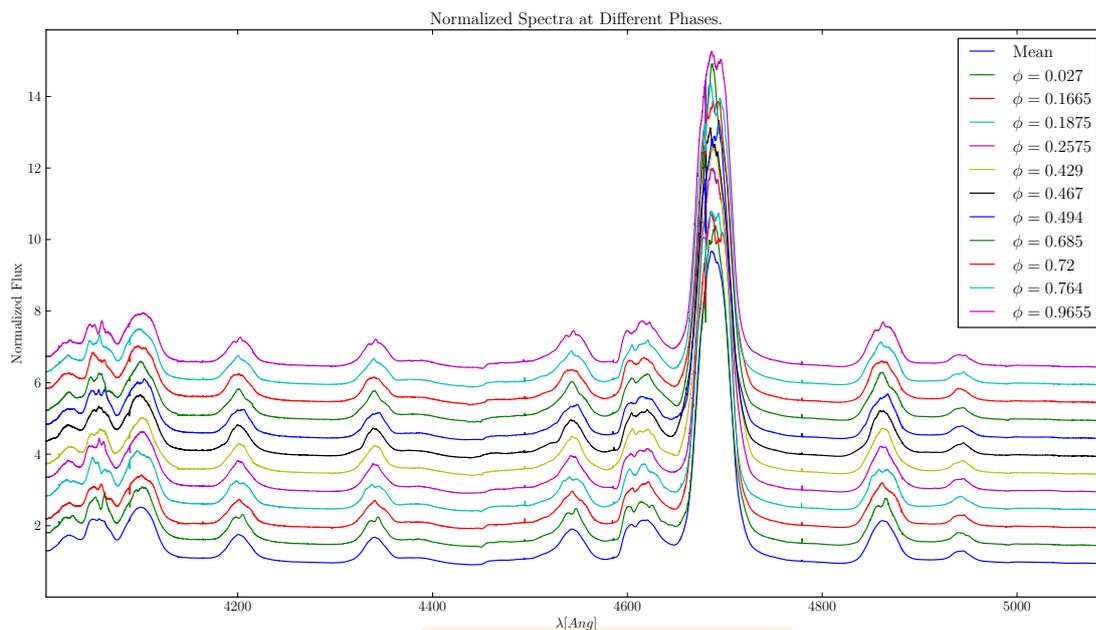


Figura 3.2: Espectros ópticos a distintas fases en el rango 4000 – 5100Å.

Éstas son las fases consideradas "extremas" por nosotros, es decir, aquellas que muestran una mayor dispersión comparadas con el espectro promedio. Esta diferencia en los perfiles se traducirá en dos ajustes distintos con CMFGEN, lo que físicamente se interpretará como una diferencia en uno o varios parámetros estelares. Luego, al ser esta variación producto del ajuste de las fases más alejadas entre sí, dicha rango de variación corresponderá al máximo detectado a lo largo de la variabilidad espectral de WR6.

Importante es destacar que este patrón de variación en los perfiles de línea se produce para todas las líneas en el rango óptico (especialmente en las líneas de He II), con la única excepción de He I  $\lambda\lambda$  5875, el cual muestra su propio perfil particular de variación (Figura 3.5).

La Figura 3.6 muestra los perfiles de las líneas más importantes del rango óptico para  $\phi_{,1875}$ ,  $\phi_{,685}$  y el espectro promedio.

### 3.2. Modelos Atmosféricos: CMFGEN.

Para crear nuestros modelos fotosféricos, usaremos el código desarrollado por Hillier (1990) para resolver las ecuaciones de equilibrio estadístico y de transferencia radiativa (de ahora en adelante *Statistical Equilibrium and Radiative Transfer Equations*, SERTEs)<sup>7</sup> en atmósferas expansivas, CMFGEN (*Co-Moving Frame Generator*). Este código demostró en sus inicios ser útil para modelar las atmósferas de estrellas WC y WN.

<sup>7</sup>Para más información acerca de las SERTEs, dirigirse al Apéndice B.3, 'Ecuaciones de Equilibrio Estadístico'.

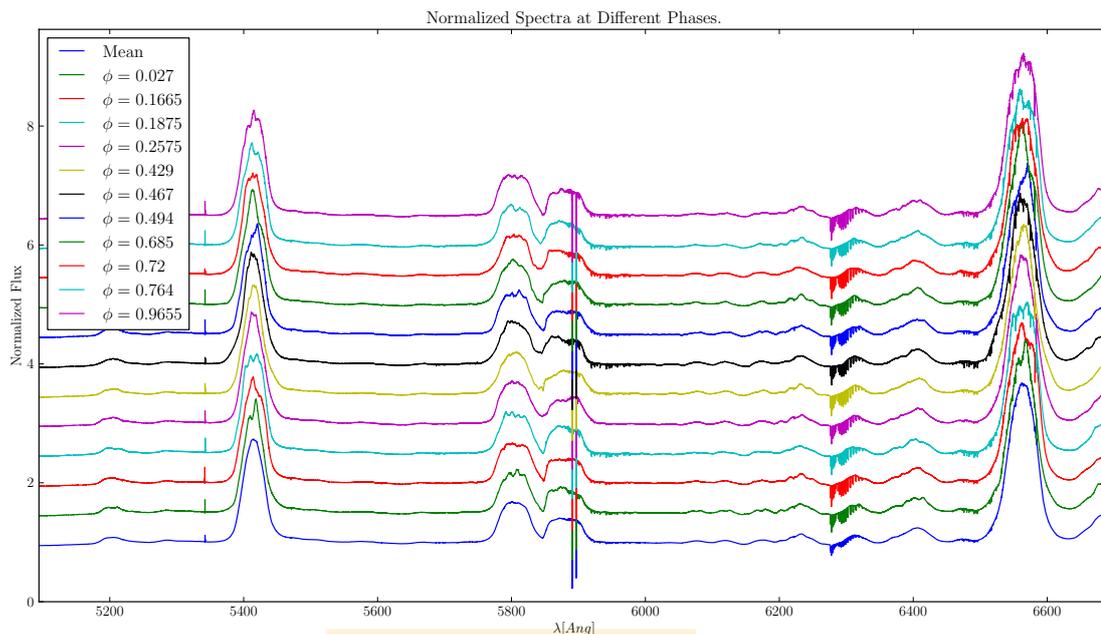


Figura 3.3: Espectros ópticos a distintas fases en el rango 5100 – 6700Å.

El código inicial fue modificado luego para incluir el tratamiento de line-blanketing<sup>8</sup> y súper-niveles atómicos en los casos non-LTE y así crear modelos más precisos (Hillier & Miller, 1998).

CMFGEN nos entregará los valores de las poblaciones iónicas en cada uno de los **puntos de profundidad** a lo largo de la atmósfera estelar, usualmente 60. El punto de profundidad 1 corresponde a la parte más externa de la atmósfera y el punto 60, al más cercano (la fotosfera).

Al conocer las poblaciones en las distintas capas, se pueden crear espectros sintéticos que reproduzcan los parámetros estelares especificados en un principio (temperatura, tasa de pérdida de masa, velocidad terminal, perfil  $\beta$  y poblaciones atómicas). Este espectro sintético es comparado con aquellos obtenidos observacionalmente vía inspección ocular con la finalidad de hacer luego las correcciones y ajustes necesarios a los parámetros estelares.

CMFGEN tiene presenta ventajas y desventajas. Tiene la ventaja de ser un programa muy completo capaz de crear un espectro sintético abarcando desde los rayos-X hasta el infrarrojo lejano, conteniendo centenares de transiciones atómicas. Dentro de sus desventajas, está el excesivo consumo de memoria y de espacio: CMFGEN requiere al menos 8 GB de memoria para su ejecutar un modelo completo y tan sólo la información atómica en total pesa 1 GB. Cada modelo creado suele tener un tamaño de 6 GB al ser ejecutado, aunque luego puede reducirse a  $\sim 200$  MB borrando archivos innecesarios. Y el tiempo

<sup>8</sup>Llamamos **Line-Blanketing** al efecto de "vacío" producido en los espectros debido a la superposición de miles de líneas de absorción, principalmente de hierro.

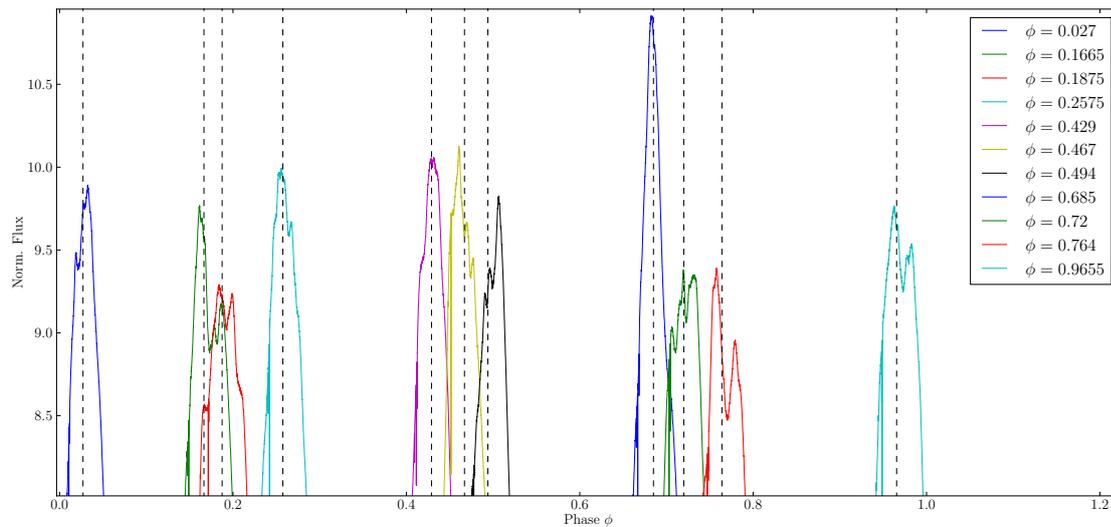


Figura 3.4: Picos de emisión de la línea He II  $\lambda\lambda$  4686 tomados en las distintas fases. En ellos pueden verse las componentes de emisión modificando los perfiles de línea de distinta forma dependiendo de dónde estén situados. La diferencia a lo largo del eje-x entre las líneas es proporcional a la diferencia de fase.

de ejecución de cada modelo varía entre los 20 y las 30 horas.

Otra desventaja de CMFGEN, es el que sólo trabaja con simetría esférica. Es decir, no permite la modelación de estructuras estacionarias dentro de la atmósfera estelar (por ejemplo: estrellas con discos como las Be). A primera vista, esto parece ser un problema en nuestro trabajo (modelar una estrella con una estructura atmosférica conocida ya como asimétrica), sin embargo, dado que cada espectro observado corresponde a una fase distinta de la rotación de WR6, podremos obtener diferentes modelos *para cada cara que la estrella muestre*.

### 3.2.1. Instalación.

La instalación de CMFGEN es un proceso complicado, principalmente debido a los muchos requisitos necesarios para su funcionamiento.

A los ya mencionadas altas capacidades de memoria y almacenamiento, se suma la necesidad de tener instaladas librerías de **Fortran** que son llamadas por CMFGEN durante su ejecución.

- **PGPLOT**: paquete requerido para hacer gráficos con CMFGEN<sup>9</sup>.
- **BLAS**: *Basic Linear Algebra Subprograms*, subprogramas que permite el manejo de matrices en **Fortran**<sup>10</sup>.

<sup>9</sup><http://www.astro.caltech.edu/~tjp/pgplot/>

<sup>10</sup><http://www.netlib.org/blas/>

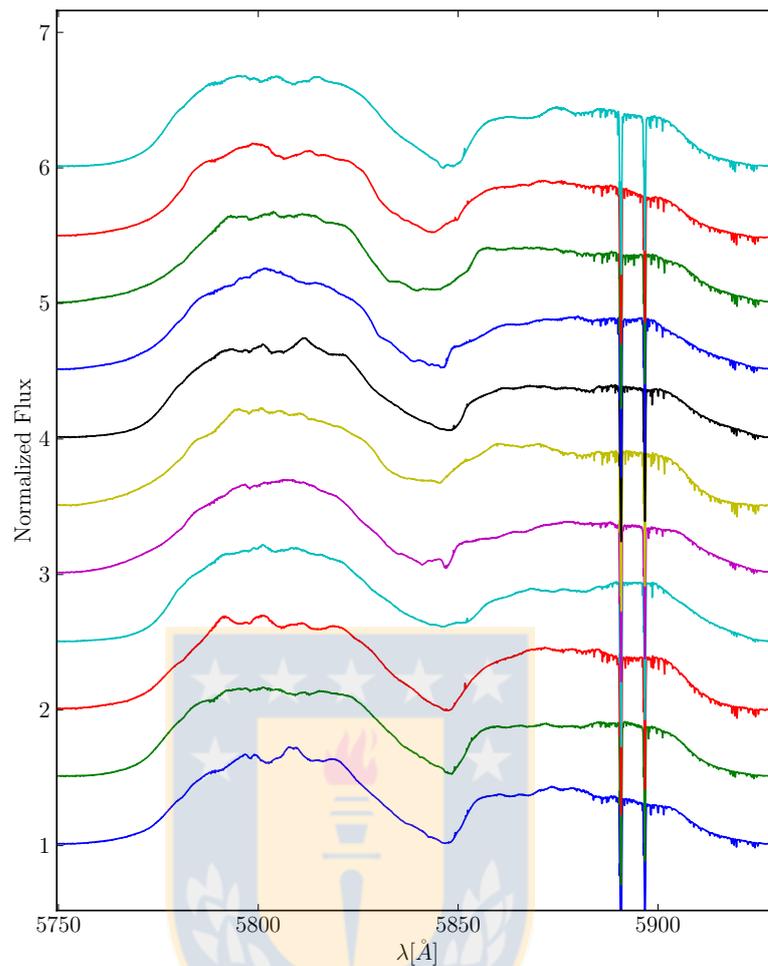


Figura 3.5: Espectros ópticos a distintas fases alrededor de las líneas C IV  $\lambda\lambda$  5806 y He I  $\lambda\lambda$  5875.

- LAPACK: *Linear Algebra Packaging*, librería necesaria para operaciones de álgebra lineal: ecuaciones lineales simultáneas, problemas de auto-valores, etc<sup>11</sup>.

CMFGEN es un código escrito en **Fortran**, por lo cual necesitaremos también un compilador **Fortran**. Los compiladores más frecuentemente usados son GFORTRAN y el compilador de Intel, IFORT. GFORTRAN permite una compilación más simple y efectiva, pero presenta problemas con el tiempo de convergencia de los modelos: éstos suelen demorar tres o cuatro veces más que un modelo que corre compilado con otro compilador. IFORT presenta mayores problemas a la hora de compilar CMFGEN, pero permite correr modelos de buena forma y en un tiempo razonable una vez que la compilación es exitosa.

<sup>11</sup><http://www.netlib.org/lapack/>

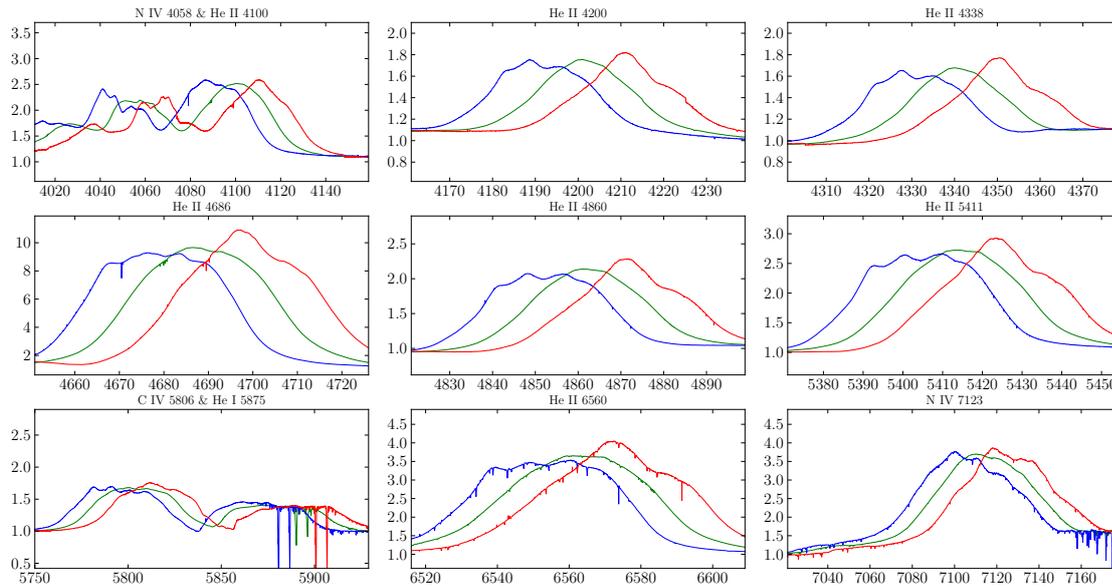


Figura 3.6: Espectros observados a modelar:  $\phi_{0.1875}$  (azul), promedio (verde) y  $\phi_{0.6850}$  (rojo) para las líneas más importantes del espectro óptico. Los espectros de las fases están convenientemente desplazados en 10 Å hacia el azul y hacia el rojo respectivamente para mostrar de mejor forma los perfiles de línea.

Importante es mencionar que, el compilador elegido debe usarse también para compilar las librerías mencionadas previamente (PGPLOT, BLAS y LAPACK).

Toda la documentación necesaria para la instalación, desde el manual del usuario, los makefiles hasta los datos atómicos, se descarga desde la página web oficial de CMFGEN, <http://kookaburra.phyast.pitt.edu/hillier/web/CMFGEN.htm>. La página también contiene una pequeña grilla de modelos para estrellas O, B, y Wolf-Rayet, útiles para comenzar a crear nuestros modelos propios.

Con tal de ofrecer un correcto funcionamiento, CMFGEN incluye una lista de comandos útiles, por ejemplo, para crear nuevos directorios de modelos o apuntar hacia los datos atómicos. Para inicializarlos en nuestro computador, debemos añadir en nuestro código fuente la línea:

```
source /home/cmfgen/cur_cmf/com/alias_for_cmfgen.sh
```

Una vez que todos los archivos han sido descargados y distribuidos correctamente en los directorios que requiere CMFGEN, y una vez que las librerías y subprogramas están bien compilados, se puede compilar el código ejecutando simplemente el makefile correspondiente. Si la instalación ha sido exitosa, se crearán los ejecutables `cmfgen_dev.exe`, `cmf_flux.exe` y `dispgen.exe`, necesarios para hacer correr nuestros modelos.

### 3.2.2. Ejecutando un Modelo.

Todos los archivos para un modelo se localizan en directorios individuales y separados del directorio que contiene los ejecutables, siendo un archivo específico (`batch.sh` o `go_cmfggen.sh`) el encargado de establecer los caminos hacia los datos atómicos y hacia el ejecutable principal, `cmfggen_dev.exe`.

```

27.25656192 [RSTAR]           !Rp 125
203.95737670 [RMAX]          !Rmax/Rp
T           [DO_HYDRO]

7           [VEL_LAW]           !Velocity Law
RVSIG_COL [VEL_OPT]           !Tell CMFGEN to read this file
1700.0     [VINFL]             !Terminal (km\s)

2.7E-05    [MDOT]              !Mass loss rate
3.98100D+05 [LSTAR]           !Luminosity (Lo)
5.500      [TEFF]
4.         [LOGG]
1.0D0      [BETA]
17.60084839 [MASS]            !Stars Mass (Mo)

T           [DO_CL]            !Allow for clumping in the model?
EXPO       [CL_LAW]            !Law to evaluate clumping factors.
2          [N_CL_PAR]          !Number of clumping parameters
0.09       [CL_PAR_1]          !1st clumping parameter (X at Vinf)
50         [CL_PAR_2]

1.0D-08    [HYD/X]
1.00       [HE/X]              !He/X abundance (by number)
5.5D-05    [CARB/X]            !C/X abundance (by number)
3.0D-03    [NIT/X]            !N/X abundance (by number)
3.0D-05    [OXY/X]            !O/X abundance (by number)
stars models/mod219>

```

Figura 3.7: Archivo VADAT.

Dentro de los principales archivos de CMFGEN de control para cada modelo, se encuentran aquéllos que controlan el número de iteraciones estándar e hidrostáticas (`IN_ITS` e `HYDRO_DEFAULTS`), aquél que controla los parámetros estelares (`VADAT`, Figura 3.7) y aquél que controla los elementos atómicos y niveles de ionización a utilizar (`MODEL_SPEC`). Junto con ellos, existen además un archivo que establece la estructura hidrostática (`RVSIG.COL`, Figura 3.8) de la estrella a modelar y otro que da los valores de la opacidad media de Rosseland en función de la temperatura y densidad (`ROSSELAND_LTE_TAB`) y los archivos individuales con la información acerca de la densidad de ion y de electrón en función de la profundidad óptica para cada ion usado en el modelo (`ZvN.IN`).

CMFGEN sólo puede crear un modelo nuevo a partir de uno ya existente. La razón se debe a que no es capaz de crear por sí mismo una estructura atmosférica propia, por lo que debe tomarla a partir de una previa, sea ésta de un modelo previo o creada con programas externos como `TLUSTY`<sup>12</sup>. Por esta razón, la creación de un modelo con CMFGEN implica en la práctica la modificación de un parámetro de un modelo anterior. Esto se logra a partir del comando `cpmo` (incluido en `alias_for_cmfggen.sh`), el cual

<sup>12</sup><http://nova.astro.umd.edu/>

```

stars models/mod219> more RVSIG_COL
!
! Note: The effective temperature and surface gravity are defined
! at the reference radius, which (except when using the old
! velocity) is the location where Tau=2/3.
!
! Effective temperature (10^4 K) is:      5.500000E+00
!   Log surface gravity (cgs) is:        4.000000E+00
!   Core radius (10^10 cm) is:          2.725656E+01
!   Reference radius (10^10 cm) is:      4.833163E+01
!   Luminosity (Lsun) is:                3.981112E+05
!   Mass (Msun) of star is:              1.760085E+01
!   Mass loss rate (Msun/yr) is:         2.700000E-05
!   Mean atomic mass (amu) is:           4.045358E+00
!   Eddington parameter is:              1.713401E-01
!   Atom density is:                     2.800000E+01
! Ratio of inner to outer radius is:     203.95737670
!
!      60      !Number of depth points
!
!      R(10^10cm)      V(km/s)      Sigma      Tau      Index
! 5559.17686721      1.691643E+03      -9.950846E-01      1.867510E-03      1
! 5489.35925402      1.691537E+03      -9.949838E-01      1.891423E-03      2
! 4316.60598892      1.689232E+03      -9.932903E-01      2.408660E-03      3
! 3352.69312812      1.686178E+03      -9.914157E-01      3.106618E-03      4
! 2602.86220152      1.682270E+03      -9.887262E-01      4.006824E-03      5
! 2019.34012936      1.677076E+03      -9.851656E-01      5.167884E-03      6
! 1568.57964859      1.670332E+03      -9.812684E-01      6.665384E-03      7
! 1222.28684937      1.662098E+03      -9.761967E-01      8.596815E-03      8
! 954.07409213      1.651632E+03      -9.686846E-01      1.108792E-02      9
! 747.16731011      1.637991E+03      -9.591437E-01      1.430087E-02      10
! 589.11153199      1.620980E+03      -9.497399E-01      1.844484E-02      11
! 468.82912994      1.601538E+03      -9.356101E-01      2.378961E-02      12
! 376.16876749      1.576994E+03      -9.166989E-01      3.068314E-02      13
! 306.25061073      1.548128E+03      -9.005490E-01      3.957421E-02      14
! 252.48665709      1.517383E+03      -8.725959E-01      5.104164E-02      15
! 210.03979739      1.478388E+03      -8.492587E-01      6.583200E-02      16
! 176.65542897      1.439230E+03      -8.097693E-01      8.490818E-02      17
! 148.95609812      1.387639E+03      -7.747455E-01      1.095121E-01      18
--More-- (42%)

```

Figura 3.8: Archivo RVSIG\_COL.

copia los archivos principales para un modelo descritos anteriormente hacia un nuevo directorio, dentro del cual se harán los ajustes de parámetros correspondientes.

Una vez que las modificaciones al nuevo modelo han sido efectuadas, se ejecuta CMFGEN simplemente ejecutando el archivo `go_cmfgen.sh`:

```
./go_cmfgen.sh
```

Se crearán archivos auxiliares para controlar que el modelo se esté ejecutando de forma correcta (`OUTGEN` y `batch.log`).

Al terminar de correr CMFGEN, se puede observar un archivo conteniendo un resumen del modelo ejecutado llamado `MOD_SUM` (Figura 3.9). En éste, aparte de mostrar los parámetros ingresados por CMFGEN y la fecha de ejecución, aportará información acerca de la estructura atmosférica creada: esto es, nos entregará valores para la opacidad, el radio de la estrella y la temperatura al nivel de la fotosfera<sup>13</sup>.

<sup>13</sup>Esto se logra gracias a que CMFGEN computa la opacidad a lo largo de la atmósfera. Tal como

```

Model Started on:      14-Apr-2015 09:15:20
Model Finalized on:   15-Apr-2015 01:56:28
Main program last changed on: 19-May-2009

ND[60]          NC[15]          NP[75]          NT[1358]
NUM_BNDS[3]     NCF[51848]        NLINES[92345]

HI[30/30]
HeI[69/69]      He2[30/30]
                 C2[322/92]        CIII[243/99]    CIV[38/33]
                 N2[48/25]        NIII[287/57]    NIV[70/44]

NV[49/41]
OV[56/32]
NeV[24/14]
                 OIII[45/25]      OIV[48/29]
                 NeIII[71/23]   NeIV[52/17]
                 SkIII[50/50]  SkIV[66/66]
                 PIV[27/11]

PV[15/9]
                 SIII[78/39]      SIV[108/40]
SV[144/37]      SSIX[58/28]
FeV[1000/139]   FeSIX[1000/59]   FeSEV[562/76]  FeVIII[82/23]
NkV[183/46]     NkSIX[182/40]    NkSEV[182/22]

L*=3.981E+05    Mdot=2.700E-05   R*=27.257       RMAX/R*=203.957
Tau=99.399      R*/Rsun=3.916    T*=7.324E+04    V(km/s)=1.528E-01  Log g=4.498
Tau=20.000      R /Rsun=3.955    Teff=7.288E+04  V(km/s)=5.557E-01  Log g=4.489
Tau=10.000      R /Rsun=3.967    Teff=7.276E+04  V(km/s)=8.979E-01  Log g=4.486
Tau=6.667E-01   R /Rsun=7.223    Teff=5.393E+04  V(km/s)=775.935   Log g=3.966
Eta=5.665       Ek/L(%)=1.598

Vinf1=1700.000  Beta1=1.000      SCL_HT/RP=0.000E+00
VCORE=0.000E+00 VPHOT=0.000E+00

Mean atomic mass (amu) is: 4.0454

SPECIES  Rel. # Fraction  Mass Fraction  Z/Z(sun)  Z(sun)
HYD      1.000E-08        2.463E-09      3.51E-09  7.01E-01
HE       1.000            9.852E-01      3.51E+00  2.80E-01
CARB     5.500E-05        1.625E-04      5.32E-02  3.05E-03
NIT      3.000E-03        1.034E-02      9.40E+00  1.10E-03
OXY      3.000E-05        1.182E-04      1.24E-02  9.54E-03

```

Figura 3.9: Archivo MOD\_SUM.

Una vez que CMFGEN converge procedemos a crear nuestro espectro sintético en el sistema de referencia co-móvil con el viento, es decir, sin efecto Doppler ni velocidad rotacional. Esto lo hacemos con CMF\_FLUX (ejecutable `cmf_flux.exe`). Y a partir de aquí, podemos convolucionar luego el espectro para nuestro sistema de referencia, agregando el efecto de la rotación de la estrella. Esto puede hacerse o bien con PLTSPEC (`plt_spec.exe`) o bien con un programa externo tal como SYNSTOOL.

### 3.2.3. Iteraciones en CMFGEN.

CMFGEN, como cualquier código computacional, resuelve las SERTEs de modo iterativo. CMFGEN define como iteración a cualquier proceso que realice en el que los

puede verse en la Figura 3.9, CMFGEN considera como superficie de la estrella (fotosfera) el radio al cual la opacidad de Rosseland es de  $\tau_{\text{Ross}} \sim 100$ .

niveles de poblaciones iónicas a lo largo de cualquiera de los puntos de profundidad cambien. Una vez que el porcentaje de estos cambios sean menores a un valor límite (usualmente  $5 \times 10^{-5}$ ), el modelo convergerá.

Dentro de las iteraciones realizadas por CMFGEN, se encuentran las **iteraciones hidrostáticas**, las cuales se encargan de darle consistencia a nuestro modelo. Como explicamos previamente, CMFGEN nos resolverá las SERTES y nos entregará valores de las poblaciones iónicas para cada punto de profundidad, pero no relaciona estos puntos entre sí. A partir de aquí, necesitamos las iteraciones hidrostáticas (de ahora en adelante **hidroiteraciones**) para que correlacione las poblaciones entre los diversos puntos de profundidad, de modo de obtener una estructura atmosférica consistente.

En cada una de estas hidroiteraciones la opacidad cambia en el archivo `RVSIG.COL`. Si las diferencias entre dos puntos de profundidad consecutivos diverge demasiado (debido, por ejemplo, a cambios muy grandes entre los parámetros de viento estelar), CMFGEN frenará. Es por esta razón que recalamos el hecho de que las modificaciones hechas para cada modelo no deben ser muy grandes, en lo posible no superar el  $\sim 15 - 20\%$ , para no desestabilizar el modelo a crear.

### 3.2.4. Ajustando los Parámetros.

Tal como señalamos previamente, la creación de un nuevo modelo en CMFGEN corresponde a la modificación de un modelo preexistente, para lo cual habrá que modificar los respectivos parámetros en el archivo `VADAT` (Figura 3.7).

Dado que se necesita una estructura hidrostática para crear un modelo consistente, la modificación de los parámetros implicará en muchos casos la modificación de la estructura hidrostática contenida en `RVSIG.COL`. Con tal fin, usamos el ejecutable `rev_rvsig.exe`. Este ejecutable cuenta con múltiples opciones dependiendo de qué forma se pretenda modificar la estructura hidrostática.

#### Temperatura Efectiva.

Parámetro `TEFF` en el archivo `VADAT`. Para CMFGEN, la temperatura efectiva corresponde a la temperatura de la estrella en el punto donde la opacidad de Rosseland es de  $\tau_{\text{Ross}} = 2/3$ . Ésta se ajustará reescalando el radio de la estrella (opción `SCLR` en `REV_RVSIG`), siguiendo la Ley de Stefan-Boltzmann:

$$R_*(\text{nuevo}) = R_*(\text{viejo}) \left( \frac{L(\text{nueva})}{L(\text{viejo})} \right)^{1/2} \left( \frac{T_{eff}(\text{viejo})}{T_{eff}(\text{nueva})} \right)^2$$

Luego de esta modificación, dado que ahora trabajaremos con un nuevo radio estelar, será necesario también modificar `RMAX` en `VADAT`, la razón entre el máximo radio al cual CMFGEN calcula las abundancias (punto de profundidad 1) y el mínimo (punto 60).

#### Tasa de Pérdida de Masa.

Parámetro `MDOT` en el archivo `VADAT`. También requiere modificar la estructura hidrostática con `REV_RVSIG`, usando la opción `MDOT` e ingresando en nuevo valor para

$\dot{M}$ .

Dado que esta vez no modificamos el radio, no se hace necesario modificar RMAX.

### Velocidad Terminal.

Parámetro VINFIN en el archivo VADAT. También debe modificarse el archivo RVSIG\_COL con REV\_RVSIG, usando la opción SCLV y reescalando la velocidad por el nuevo valor de acuerdo a:

$$\text{factor de escala} = \frac{\text{nueva } v_{\infty}}{\text{vieja } v_{\infty}}$$

### Perfil $\beta$ de Velocidad.

Parámetro BETA en VADAT. También modificamos RVSIG\_COL.

Puesto que todas las opciones de REV\_RVSIG permiten ingresar un nuevo valor para el parámetro  $\beta$ , éste podrá ser cambiado con cualquiera de dichas opciones.

### Clumping.

Dado que una estrella Wolf-Rayet presenta una compleja estructura atmosférica, se hace necesario la inclusión de clumping en nuestro modelo.

Para crear un modelo que incluya *clumping* o "llenado" del viento estelar, primero debemos establecer la opción T (True) para el parámetro DO\_CL en VADAT. Luego, tenemos dos parámetros que caracterizarán el clumping:

- CL\_P\_1: primer parámetro de clumping. Corresponde al factor de llenado  $f_{\infty}$  (*filling factor*), es decir, qué tan consistente será la estructura de "grumos de materia" para el clumping en el viento estelar. Las tasas de pérdida de masa de modelos con y sin clumping (modelos homogéneos) se relacionan, precisamente, por este factor de llenado:

$$\dot{M}_{\text{clump}} = \sqrt{f_{\infty}} \dot{M}_{\text{hom}} \quad (3.2)$$

Así, un modelo sin clumping nos entrega un valor mayor para  $\dot{M}$  de lo que lo haría un modelo con clumping ( $f_{\infty}$  toma valores entre 0 y 1).

- CL\_P\_2: segundo parámetro de clumping, llamado velocidad de clumping ( $v_{\text{CL}}$ ). Corresponde a desde qué velocidad en la atmósfera de la estrella el clumping comienza a ser efectivo. Por ejemplo: si establecemos  $v_{\text{CL}} = 100[\text{km/s}]$ , significa que el clumping comenzará cuando el viento de la estrella alcance una velocidad de  $100[\text{km/s}]$ . En otras palabras, establece desde qué punto comienzan a existir las estructuras de clumping en el viento estelar.

Ambos parámetros forman la función de clumping aplicable al viento estelar, definida en función de la velocidad del viento:

$$f(v) = f_{\infty} + (1 - f_{\infty})e^{-v/v_{\text{CL}}} \quad (3.3)$$

Los valores típicos usados por CMFGEN en estrellas Wolf-Rayet para ambos son  $f_{\infty} = 0,1$  y  $v_{CL} = 100[km/s]$ . Si bien el clumping tiene relación con la estructura atmosférica, no se hace necesario modificar `RVSIG.COL` para ajustar estos parámetros.

### Abundancias Atómicas.

Parámetros `HYD/X`, `HE/X`, `CARB/X`, etc., donde X es el elemento de referencia. Dicho elemento de referencia es hidrógeno para estrellas tipo O y helio para estrellas Wolf-Rayet, el cual se establece asignándole el valor 1. Así, un valor de `NIT/X` =  $5 \times 10^{-3}$  en una estrella Wolf-Rayet indica que hay un átomo de nitrógeno cada 200 átomos de helio.

Luego, las abundancias atómicas totales se calculan equilibrando todas estas proporciones entre elementos con la masa total de la estrella. La porción de masa total que corresponderá a cada elemento se conoce una vez que CMFGEN ha convergido, y aparece en el archivo resumen del modelo, `MOD.SUM`. De aquí, se ve que la modificación entre la proporción de cualquier elemento respecto al de referencia afectará indirectamente las abundancias de los demás.

Puesto que las abundancias no dependen de la estructura hidrostática de la estrella, no se necesita en este caso la modificación del archivo `RVSIG.COL`.





## Capítulo 4

# Variabilidad Espectral de WR6.

Tal como lo discutimos en los capítulos anteriores, la naturaleza variable de WR6 es ya ampliamente conocida.

Los datos observacionales usados por Morel et al. (1997) para caracterizar la variabilidad de WR6 consistieron en 99 espectros obtenidos con el telescopio IUE. Nosotros, por nuestra parte, repetiremos este proceso para nuestros 11 espectros ESPaDOnS, a modo de mostrar que la variabilidad de WR6 puede también detectarse con nuestros espectros.

### 4.1. Espectro de Varianza Temporal, TVS.

La forma más sencilla para conocer cómo varía un conjunto de datos si sus errores se distribuyen normalmente, es calculando la varianza (o la raíz cuadrada de ésta, la desviación estándar), definida de la forma:

$$s^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2 \quad (4.1)$$

donde  $X_i$  corresponde a cada dato,  $n$  es el número de datos totales y  $\bar{X}$  es el promedio de nuestros datos.

Para nuestro caso, en el cual buscamos variación en los perfiles de línea (*line profile variations, LPVs*), el simple cálculo de la varianza (junto con otros métodos tales como estudiar los espectros residuales) son poco efectivos porque no toman en cuenta el ruido de los datos y su distribución temporal es bastante pobre, por lo cual no son de mucha ayuda para estudiar LPVs (Fullerton et al., 1996).

En su lugar, Fullerton et al. (1996) introduce un nuevo método para detectar LPVs llamado *Temporal Variance Spectrum* (TVS). Este método compara las variaciones producidas en las líneas con aquellas que ocurren en las zonas aledañas de continuo en una forma estadísticamente rigurosa. Si las desviaciones observadas en la línea espectral son más grandes que las desviaciones esperables sobre la base de la dispersión observada en las bandas del continuo (es decir, sobre el ruido del continuo), entonces podemos afirmar

que hay una variación dentro de un cierto nivel de significancia estadística. Por otro lado, si la variación de la línea es pequeña comparada con el ruido del continuo, entonces el método de la TVS permite establecer un límite superior confiable sobre la amplitud de la variación a estimarse.

El método de la TVS ya ha sido usado para encontrar LPVs en estrellas Wolf-Rayet, en el trabajo de St. Louis et al. (2009). Precisamente, a partir de aquél trabajo extraemos la metodología para caracterizar la variabilidad de WR6.

Para un sistema con  $N$  espectros, la TVS a longitud de onda  $j$  se define de la forma:

$$(TVS)_j = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \frac{w_i}{\alpha_{ij}} (S_{ij} - \bar{S}_j)^2 \quad (4.2)$$

donde:

$$S_j = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N w_i S_{ij}$$

es el promedio pesado (*weighted mean spectrum*); y los pesos individuales de cada espectro están dados por:

$$w_i = \left( \frac{\sigma_0}{\sigma_{ic}} \right)^2 \quad (4.3)$$

con:

$$\sigma_0^2 = \left( \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sigma_{ic}^{-2} \right)^{-1} \quad (4.4)$$

una dispersión estandarizada. Aquí,  $\bar{S}_j$  es el espectro promediado,  $\sigma_{ic}$  es el ruido del continuo y  $\alpha_{ij}$  es una corrección para la longitud de onda dada por:

$$\alpha_{ij} = (\sigma_{ij}/\sigma_{ic})^2 \quad (4.5)$$

siendo  $\sigma_{ij}$  el ruido asociado al flujo  $S_{ij}$  (St. Louis et al., 2009).

Dado que se asume que la distribución del error de nuestros espectros  $S$  es normal (Gaussiana), el TVS seguirá entonces una distribución  $\chi^2$ -cuadrado (Fullerton et al., 1996). A partir de aquí, usamos la dispersión estandarizada  $\sigma_0$  para establecer un umbral de  $\sigma_0^2 \chi_{N-1}^2$  (99,5%). Este umbral nos dice que, si el valor del TVS alcanza  $\sigma_0^2 \chi_{N-1}^2$  (99,5%), el espectro es variable a un nivel de  $1\sigma$  con un 99,5% de confianza. Entonces, si el valor del TVS supera ampliamente el umbral establecido, podremos corroborar con seguridad la naturaleza variable de WR6.

Los trabajos anteriores (Fullerton et al., 1996; Morel et al., 1997; St. Louis et al., 2009) usaron como umbral  $\sigma_0^2 \chi_{N-1}^2$  (99%). Nosotros decidimos usar 99,5% para aumentar ligeramente la confianza de nuestro resultado.

## 4.2. TVS para WR6.

Procederemos a calcular el TVS para WR6. Buscaremos LPVs para las líneas He II  $\lambda\lambda$  4686 y He II  $\lambda\lambda$  4860 (usadas por St. Louis et al. 2009 para medir variabilidad), junto

con las líneas N IV  $\lambda\lambda$  4058, He II  $\lambda\lambda$  5411, He II  $\lambda\lambda$  6560 y el dúo formado por C IV  $\lambda\lambda$  5806 y He I  $\lambda\lambda$  5875.

Notemos que, a partir de las ecuaciones 4.3 y 4.5:

$$\frac{w_i}{\alpha_{ij}} = \left(\frac{\sigma_0}{\sigma_{ic}}\right)^2 \left(\frac{\sigma_{ic}}{\sigma_{ij}}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_0}{\sigma_{ij}}\right)^2$$

Por lo tanto, reescribiremos la TVS de la forma:

$$(TVS)_j = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \left(\frac{\sigma_0}{\sigma_{ij}}\right)^2 (S_{ij} - \bar{S}_j)^2 \quad (4.6)$$

Puesto que el flujo de nuestros espectros fue calculado a partir de la cantidad de fotones que golpean cada pixel, podemos asumir que éstos seguirán una distribución poissoniana. Esto significa que el ruido asociado al flujo cumplirá que  $\sigma_{ij} \propto \sqrt{S_{ij}}$ . Dado que nuestro flujo está normalizado, ajustamos esta proporción de acuerdo al ruido del continuo  $\sigma_{ic}$ . De aquí usamos:

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ic} \sqrt{S_{ij}}$$

y entonces:

$$\begin{aligned} (TVS)_j &= \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \left(\frac{\sigma_0}{\sigma_{ic}}\right)^2 \frac{(S_{ij} - \bar{S}_j)^2}{S_{ij}} \\ \Rightarrow (TVS)_j &= \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N w_i \frac{(S_{ij} - \bar{S}_j)^2}{S_{ij}} \end{aligned} \quad (4.7)$$

Para calcular  $\sigma_0$ , necesitaremos conocer el "ruido del continuo". Éste corresponderá al inverso de la señal a ruido de nuestros espectros (puesto que, en el continuo, nuestra señal es 1), por lo cual simplemente utilizamos los valores ya mostrados en el Cuadro 3.2.

Utilizamos tareas de IRAF para calcular la TVS a partir de nuestros espectros individuales, llamados para esta ocasión `phaseN.fits`. Específicamente:

- Utilizar la Ecuación 4.4 para calcular la dispersión estandarizada  $\sigma_0$ .
- Utilizar la Ecuación 4.3 para calcular los pesos individuales correspondientes a cada espectro.
- Combinar los espectros individuales para crear el espectro promedio pesado (*weighted mean spectrum*).

```
scombine phase*.fits wr6_weightmean.fits combine=average weight=@weight.dat
```

- Calcular las diferencias entre el espectro promedio pesado y las fases individuales.

```
sarith wr6_weightmean.fits - phaseN.fits diffN.fits
```

- Calcular el cuadrado de estas diferencias.

```
sarith phaseN.fits * phaseN.fits sqdiffN.fits
```

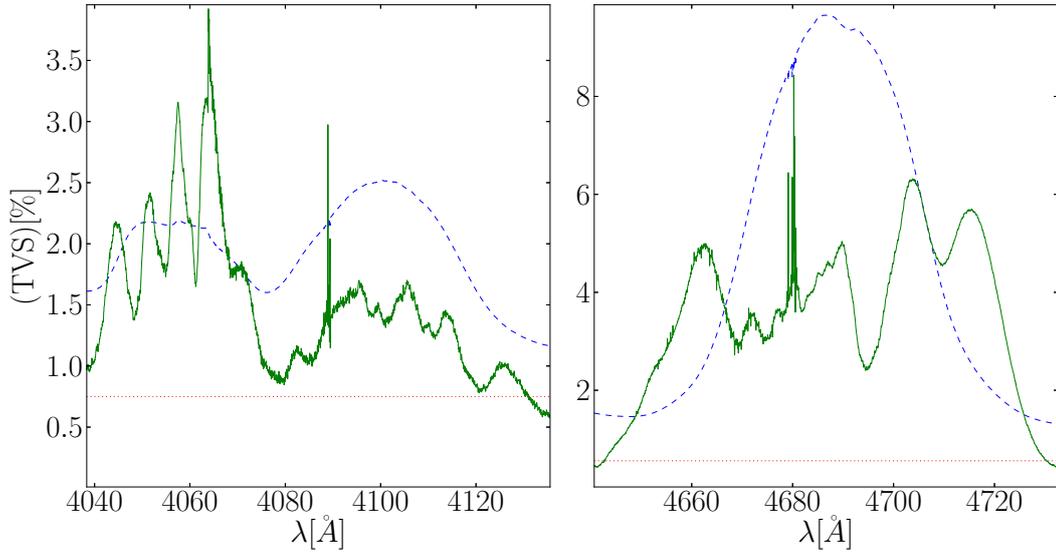


Figura 4.1: TVS en% (verde, continuo), espectro promedio (azul, líneas) y umbral  $\sqrt{\sigma_0^2 \chi_{10}^2}$  (99,5%) en% (rojo, punteado) para las líneas N IV  $\lambda\lambda$  4058 (izquierda) y He II  $\lambda\lambda$  4686 (derecha).

- Dividir las diferencias cuadráticas por las fases individuales (ver Ecuación 4.7) para "normalizarlas".

```
sarith sqdiffN.fits / phaseN.fits dsqdiffN.fits
```

- Combinar las diferencias cuadráticas normalizadas de acuerdo a los pesos  $w_i$ .

```
scombine dsqdiffN.fits weightsum.fits combine=sum weight=@weight.dat
```

- Dividir por  $N - 1 = 10$ , para finalmente obtener la TVS.

```
sarith weightsum.fits / 10 TVS.fits
```

- Calculamos la raíz cuadrada de la TVS.

```
sarith TVS.fits ^ 0.5 sqrt_TVS.fits
```

Respecto al umbral  $\sqrt{\sigma_0^2 \chi_{10}^2}$  (99,5%), debido a que el continuo medido en las cercanías de las líneas espectrales puede variar, éste se calculará de forma separada para cada línea. Así, las líneas que presenten un continuo más ruidoso en su vecindad necesitarán superar un valor límite más amplio que para aquellas líneas más "limpias".

### 4.3. Variabilidad para WR6.

Los resultados obtenidos para la TVS de WR6 en las líneas a estudiar se observan en las Figuras 4.1, 4.2 y 4.3.

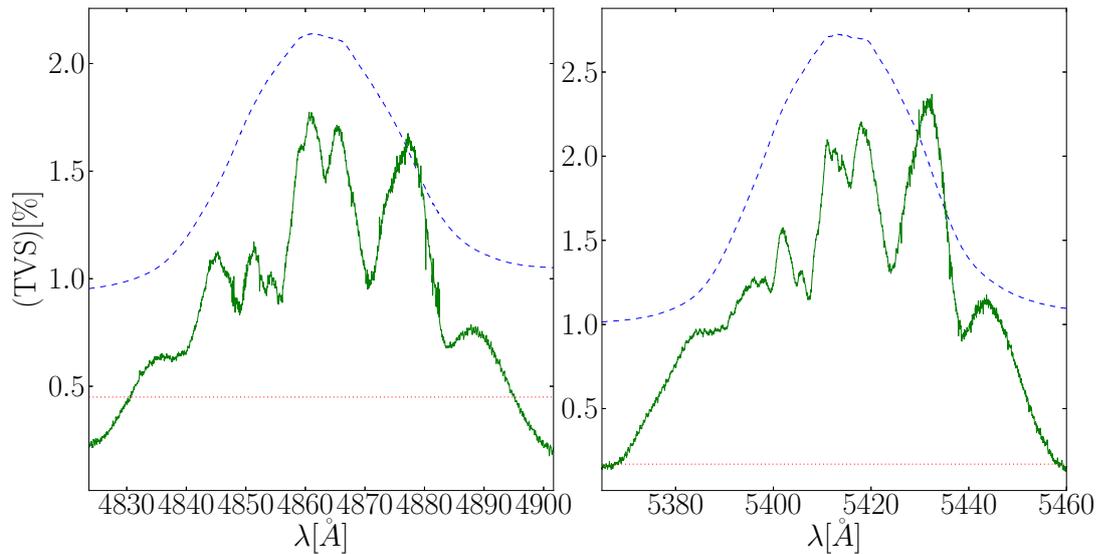


Figura 4.2: Lo mismo que Figura 4.1, pero para He II  $\lambda\lambda$  4860 (izquierda) y He II  $\lambda\lambda$  5411 (derecha).

En todas estas figuras se observa que el TVS sobre las líneas estudiadas supera ampliamente al umbral, por lo que cuantitativamente podemos afirmar la naturaleza variable de estas líneas a  $1\sigma$  con un 99,5% de confianza. Se observa también que la TVS alcanza valores bajo  $\sqrt{\sigma_0^2 \chi_{10}^2(99,5\%)}$  conforme nos vamos acercando a las zonas continuas del espectro. Este resultado es razonable, ya que no esperamos ninguna variación en el continuo de espectros normalizados cuyo valor debiera ser constante ( $= 1$ ).

Como conclusión, encontramos que nuestros espectros ESPaDOnS son capaces de reproducir la variabilidad espectral de WR6, por lo cual podremos usarlos luego para ser modelados con CMFGEN.

Respecto al perfil de la TVS planteada, se observan similitudes entre las líneas de He II (4686, 4860, 5411 y 6560), en donde se observan picos de variabilidad para el centro del perfil de línea y para su ala derecha (hacia longitudes de onda más "rojas"). El pico en el ala roja es también observado para C IV  $\lambda\lambda$  5806 (Figura 4.3, izquierda). Atribuimos esta similitud entre estos perfiles de línea a la similitud en el patrón de variabilidad espectral observada al menos para las líneas de He II, lo cual puede deberse a la ya conocida estructura de gran escala evidenciada en el viento estelar de WR6 (CIR). La excepción a este patrón las hacen N IV  $\lambda\lambda$  4058 (Figura 4.1, izquierda) y He I  $\lambda\lambda$  5875 (Figura 4.3, izquierda). Para el caso de esta última línea, el pico de variación se logra en el ala azul, hacia donde se produce la absorción del perfil P-Cygni.

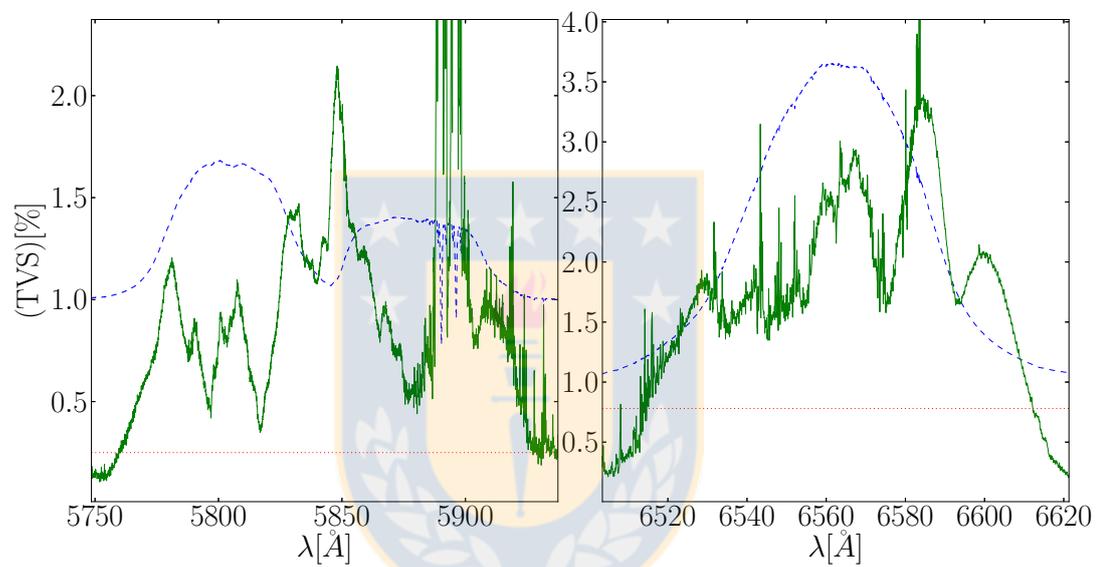


Figura 4.3: Lo mismo que Figuras 4.1 y 4.2, pero para C IV  $\lambda\lambda$  5806 - He I  $\lambda\lambda$  5875 (izquierda) y He II  $\lambda\lambda$  6560 (derecha).

## Capítulo 5

# Parámetros del Viento Estelar de WR6.

### 5.1. Correcciones a partir del Espectro Observado.

Para buscar los parámetros generales del viento estelar de WR6, creamos un espectro promedio a partir de los once espectros individuales.

Tal como vimos en la subsección 3.2.4, los diferentes modelos con los que se busca el ajuste del espectro observado son generados a partir de modificaciones de parámetros en modelos previos. Así, cambiando paulatinamente los distintos parámetros, nos vamos acercando al modelo que ajusta de mejor manera nuestros datos observados. Sin embargo, dado que cada modelo tarda en correr aproximadamente 25 horas, es necesario conocer de antemano qué cambios harán que nuestros ajustes vayan adecuándose mejor a la solución final.

Es por esto que necesitamos identificar qué propiedades (intensidad de las líneas, desplazamientos, etc) de nuestro espectro observado (a los que llamaremos observables) conllevan información acerca de los parámetros estelares, para así saber de qué forma éstos últimos deben ajustarse en el modelo siguiente a ejecutar.

#### 5.1.1. Correcciones en Velocidad Terminal.

La velocidad terminal ( $v_\infty$ ) se ajusta a partir de los perfiles P-Cygni; la cual dependerá de qué tan desplazada hacia el azul se encuentre la componente de absorción (ver Figura 1.2), es decir, en dónde se encuentre nuestro punto de retorno hacia el continuo; denominado como  $v_{\text{black}}$  por Prinja et al. (1990). Dado que en nuestros espectros, el perfil P-Cygni es claramente visible sólo para la línea C IV  $\lambda\lambda$  1548, utilizamos ésta para ajustar nuestra velocidad terminal.

Para estrellas Wolf-Rayet,  $v_{\text{black}}$  es un buen medidor de la velocidad terminal. Notemos, sin embargo, que a diferencia de lo mostrado en la Figura 1.2, en la Figura 5.1 las velocidades terminales no coinciden con  $v_{\text{black}}$ , la cual nos entrega un valor de velocidad mucho mayor que aquél establecidos en los modelos. La razón de esta discrepancia

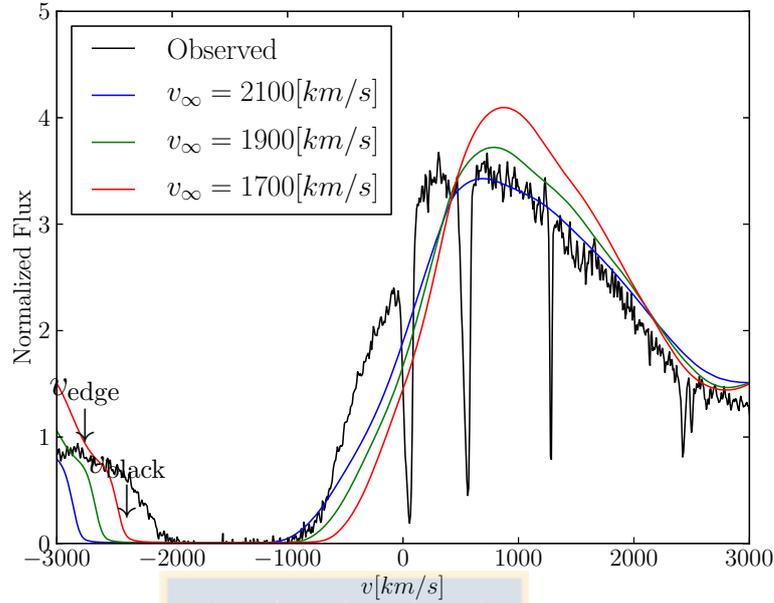


Figura 5.1: Comparación de modelos con diferentes velocidades terminales alrededor de la línea C IV  $\lambda\lambda 1548$ . Las flechas negras muestran dónde se ubican  $v_{\text{black}}$  y  $v_{\text{edge}}$  en el espectro observado. Nótese que  $v_{\text{black}}$  no coincide con los valores de  $v_{\infty}$  correspondientes a cada modelo debido a la presencia de la velocidad de turbulencia.

se debe a la existencia de una componente de velocidad adicional, la velocidad de turbulencia del viento  $v_{\text{turb}}$ . Esta velocidad adicional existe por la sencilla razón de que nuestro viento estelar no es un flujo homogéneo, sino que presenta las dispersiones o turbulencias propias de cualquier fluido<sup>1</sup>. Dichas turbulencias afectarán la medición de la máxima velocidad del viento, por lo cual  $v_{\text{black}}$  representará una combinación entre ambas componentes: la  $v_{\infty}$  correspondiente a la respectiva ley de velocidad y la velocidad de turbulencia (Figura 5.2).

Entonces, dado que tenemos dos parámetros a determinar, necesitaremos otro observable que nos ayude a encontrar los valores óptimos para  $v_{\infty}$  y  $v_{\text{turb}}$ . De acuerdo a Prinja et al. (1990), se cumple para las estrellas Wolf-Rayet la relación  $v_{\text{edge}}/v_{\infty} = 0,76$ , siendo  $v_{\text{edge}}$  el punto en donde el perfil P-Cygni interseca el flujo normalizado (ver Figura 5.1). A partir de aquí, se hace posible calcular la velocidad terminal de forma individual, encontrando la ubicación de  $v_{\text{edge}}$ , pudiéndose conocer luego la velocidad de turbulencia mediante el ajuste para  $v_{\text{black}}$ .

<sup>1</sup>En estricto rigor, dado que las turbulencias existentes en un fluido abarcan una gran posibilidad de valores de velocidad,  $v_{\text{turb}}$  corresponde a la velocidad máxima de turbulencia: el valor máximo que pueden alcanzar estas dispersiones de velocidad en el viento estelar.

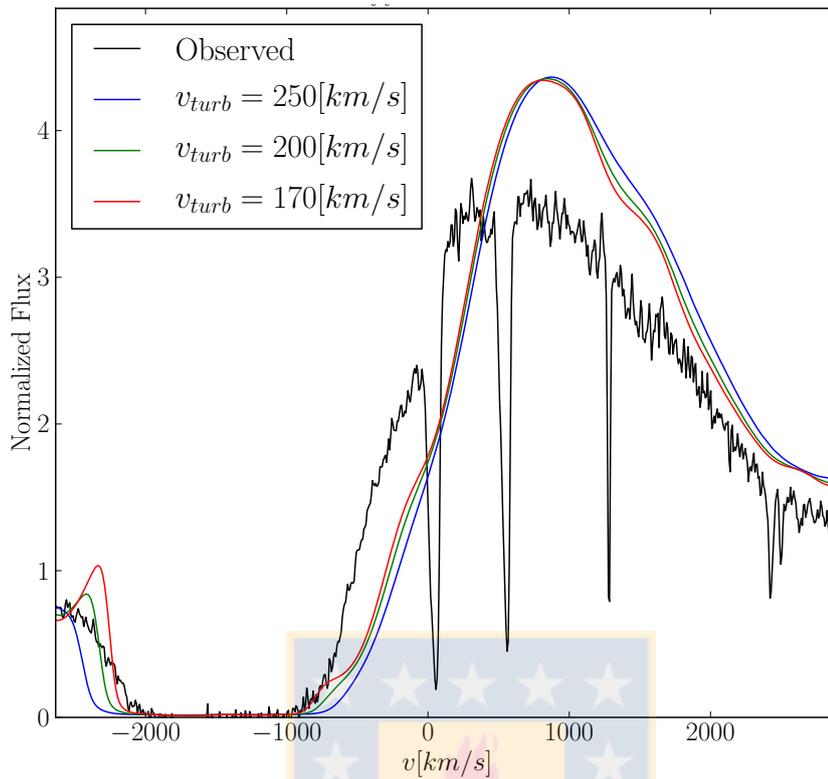


Figura 5.2: Comparación de modelos con diferentes velocidades de turbulencia alrededor de la línea C IV  $\lambda\lambda$  1548. Nótese cómo los puntos en donde se encuentra  $v_{\text{black}}$  varían para las distintas  $v_{\text{turb}}$  a pesar de que  $v_{\infty}$  es siempre la misma.

### 5.1.2. Correcciones en Temperatura Efectiva.

La temperatura del viento estelar está directamente relacionada con su nivel de ionización. Dado que el principal componente de la atmósfera extendida de una Wolf-Rayet es el helio, la ionización corresponderá a la razón entre helio ionizado y helio neutro, el cual se puede determinar calculando la razón entre las líneas He II  $\lambda\lambda$  5411 y He I  $\lambda\lambda$  4875 (Smith et al., 1996).

En la Figura 5.3, podemos ver cómo varían ambas líneas para distintas temperaturas. He II  $\lambda\lambda$  5411 incrementa en intensidad para temperaturas más altas, mientras que He I  $\lambda\lambda$  5875 disminuye la suya propia: efecto que se traducirá en un aumento de la razón He II  $\lambda\lambda$  5411/He I  $\lambda\lambda$  5875.

La temperatura ingresada como parámetro de entrada en CMFGEN corresponde a la temperatura efectiva  $T_{\text{eff}}$ , definida como la temperatura en el punto en que la profundidad óptica de Rosseland vale  $\tau_{\text{Ross}} = 2/3$  (Crowther, 2007). Luego, una vez que CMFGEN compute la estructura atmosférica completa podremos conocer cómo la temperatura varía en función del radio de la estrella. De aquí se obtiene el valor de la temperatura

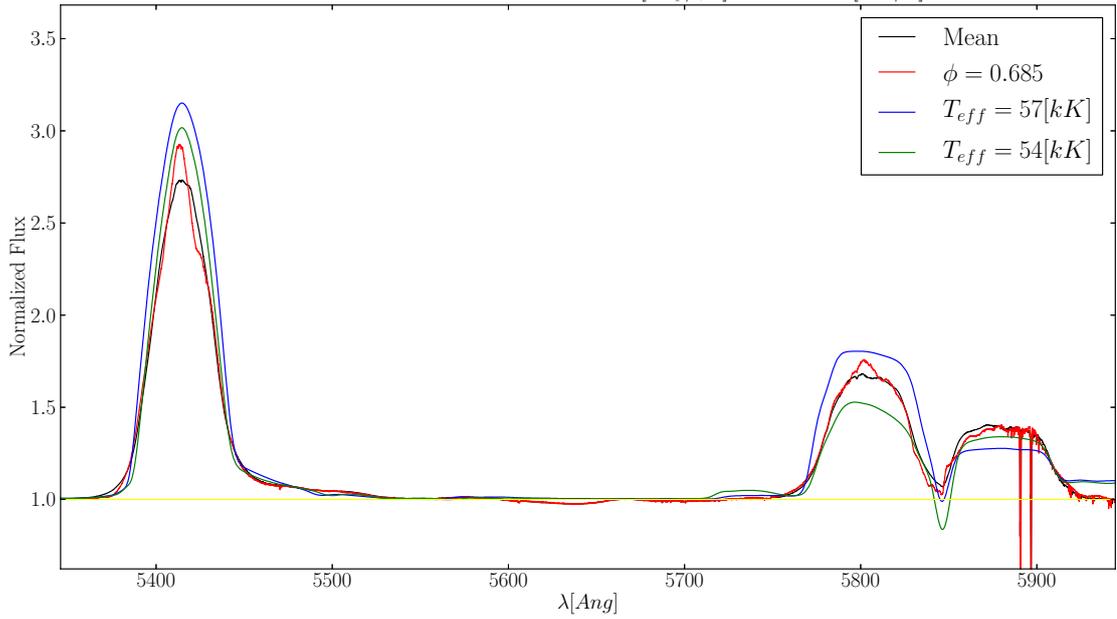


Figura 5.3: Comparación de modelos a diferentes temperaturas para el rango 5350-5950 Å. Puede verse cómo para una mayor temperatura ( $T_{eff} = 57[kK]$ ) la intensidad de He II  $\lambda\lambda$  5411 aumenta pero la de He I  $\lambda\lambda$  5875 disminuye.

superficial de la estrella  $T_*$ , definida en CMFGEN como la temperatura a la cual  $\tau_{Ross} = 100$ .

### 5.1.3. Correcciones en Tasa de Pérdida de Masa.

La tasa de pérdida de masa está relacionada directamente con la intensidad de todas las líneas de emisión y perfiles P-Cygni presentes en nuestro espectro observado (Martins et al., 2009).

$\dot{M}$  afectará también, naturalmente, las intensidades de He II  $\lambda\lambda$  5411 y He I  $\lambda\lambda$  5875, por lo que podemos obtener distintos valores para la razón He II  $\lambda\lambda$  5411/He I  $\lambda\lambda$  5875 dependiendo de la pérdida de masa considerada (Figura 5.4). Esto significa que la determinación de la temperatura efectiva está fuertemente ligada a la determinación de la pérdida de masa.

Como consecuencia, ambos parámetros deben ajustarse simultáneamente, utilizando como observables a considerar la intensidad de las líneas de emisión y la ya mencionada razón He II  $\lambda\lambda$  5411/He I  $\lambda\lambda$  5875.

### 5.1.4. Correcciones en la Ley de Velocidad (Parámetro $\beta$ ).

El parámetro  $\beta$ , es decir, el exponente que mejor ajusta la Ley de Velocidad para el viento estelar (ver subsección 1.2.2), puede derivarse a partir de la forma de la línea de

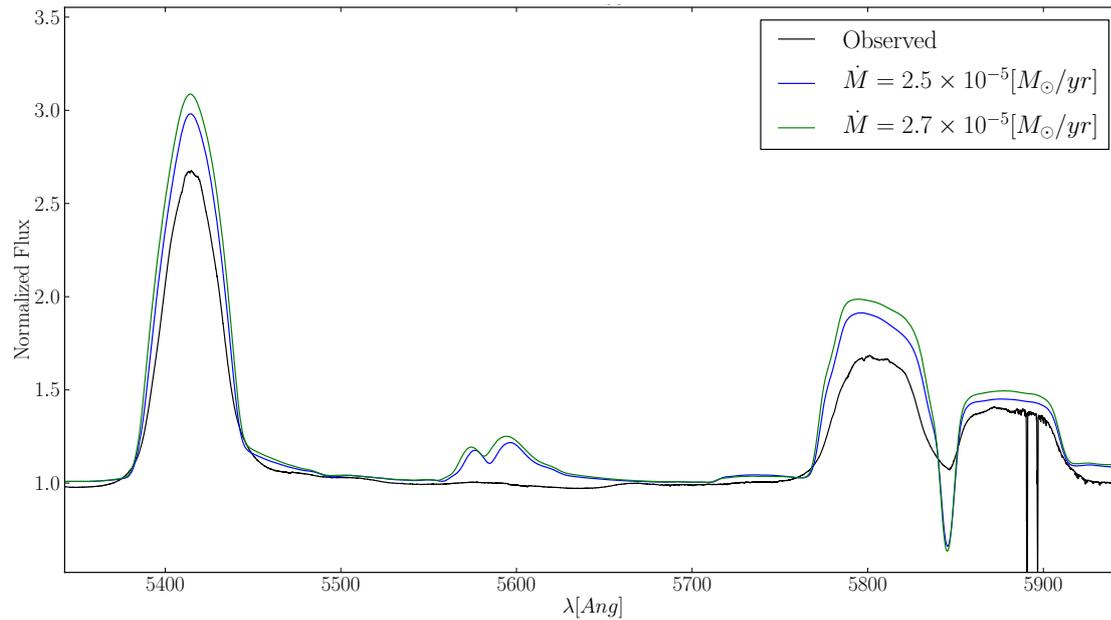


Figura 5.4: Comparación de modelos a diferentes tasas de pérdida de masa. Puesto que  $\dot{M}$  afecta la intensidad de todas las líneas, afectará también la determinación de  $\frac{\text{He II } \lambda\lambda 5411}{\text{He I } \lambda\lambda 5875}$ .

emisión He II  $\lambda\lambda 4686$  (Martins et al., 2009); la cual es la línea de emisión más fuerte de todo nuestro espectro (Figura 5.5).

Debido a que  $\beta$  nos dice de qué forma se comporta el viento desde la fotosfera hasta el espacio infinito, está directamente relacionado con la estructura de la atmósfera. Por ende, no es extraño que el valor del radio de la estrella cambie abruptamente para distintos valores de  $\beta$ : en MOD\_SUM, encontramos  $R_* \sim 4R_\odot$  para  $\beta = 1$  y  $R_* \sim 2R_\odot$  para  $\beta = 2$ . A partir de estos antecedentes, derivamos que una variación para la ley de velocidad durante el período de rotación de WR6 es poco plausible, por lo cual ajustaremos todos nuestros modelos con el mismo valor de  $\beta$ .

### 5.1.5. Clumping.

Como habíamos señalado previamente en la sección 3.2.4, el clumping en el viento estelar estará sujeto a los parámetros  $f_\infty$  y  $v_{CL}$ . Es necesario conocer de qué forma éstos afectan al espectro sintético calculado.

Para el caso del *infinite filling factor*  $f_\infty$ , los efectos más notorios se observan para las líneas C IV  $\lambda\lambda 5806$  y He I  $\lambda\lambda 5875$ , las cuales crecen y decrecen respectivamente conforme  $f_\infty$  aumenta (Figura 5.6). Éste es un resultado interesante, pensando en que el *filling factor* se asocia usualmente a la tasa de pérdida de masa (se usa como factor de corrección entre modelos con y sin clumping), debido a que  $\dot{M}$  provoca incrementos en todas las líneas sin distinción a medida que aumenta. En el caso particular de He I  $\lambda\lambda 5875$ , ha mostrado presentar una gran variabilidad a la inversa de las demás líneas,

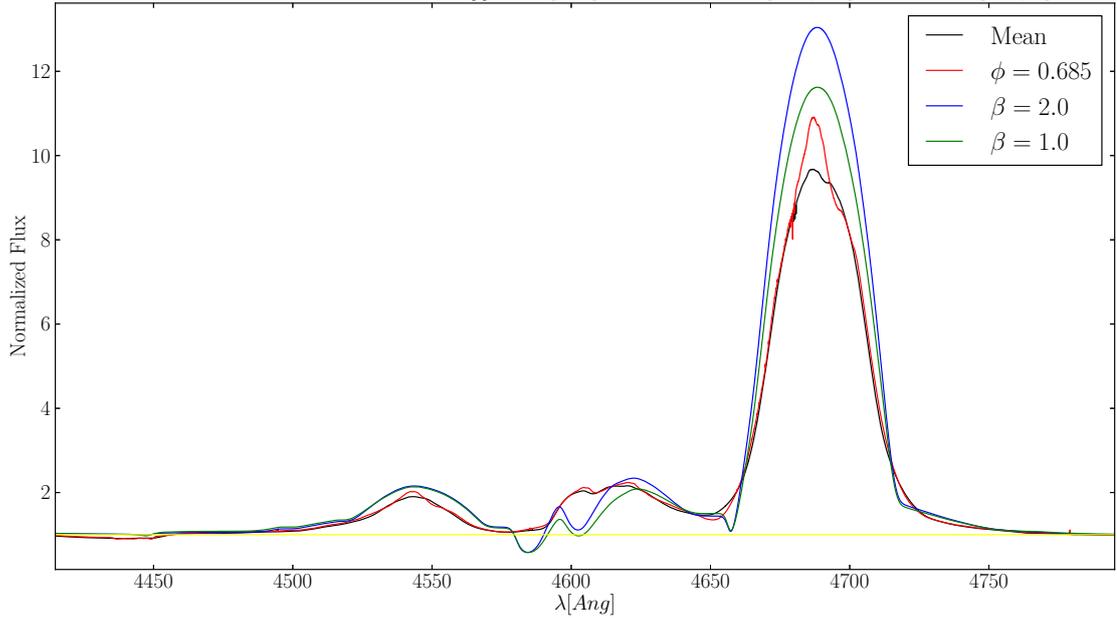


Figura 5.5: Comparación de modelos con diferentes factores  $\beta$  alrededor de la línea He II  $\lambda\lambda$  4686. Se observa un mejor ajuste de la forma de las líneas observadas para  $\beta = 1$ .

mostrando picos altos para fases con picos bajos como  $\phi = 0,1875$  y viceversa para picos altos como  $\phi = 0,685$  (Figuras 3.3 y 3.5), por lo que podremos usar las variaciones de  $f_\infty$  con el fin de ajustar mejor esta línea.

Para el caso de  $v_{CL}$  por su parte, observamos que un valor más alto (es decir, que el clumping comience más lejos de la estrella) deriva en perfiles de línea más intensos (Figura 5.7). En este sentido,  $v_{CL}$  afecta los perfiles de líneas de forma similar a la que lo haría el factor  $\beta$ . De aquí, un valor bajo de clumping como  $v_{CL} = 50[km/s]$  ajustaría mejor las líneas. Sin embargo, las diferencias entre modelos con  $v_{CL} < 50$  y  $v_{CL} = 50$  son despreciables, por lo cual estableceremos simplemente  $50[km/s]$  como un valor óptimo para la velocidad del clumping.

### 5.1.6. Correcciones en Abundancias.

Las abundancias, específicamente las abundancias CNO, se corrigen a partir de la intensidad de ciertas líneas correspondientes a cada elemento.

WR6 es una estrella WN tipo temprano (WN4), por lo cual está libre de hidrógeno (Crowther, 2007). Para el carbono, las líneas a considerar son C IV  $\lambda\lambda$  1548 en el rango ultravioleta y C IV  $\lambda\lambda$  5806 en el rango óptico. Para el nitrógeno, observamos N V  $\lambda\lambda$  1720 en el ultravioleta y N V  $\lambda\lambda$  7123 en el óptico. Finalmente, ya que no observamos líneas de oxígeno, la línea O V  $\lambda\lambda$  5604 debe estar ausente de nuestros modelos.

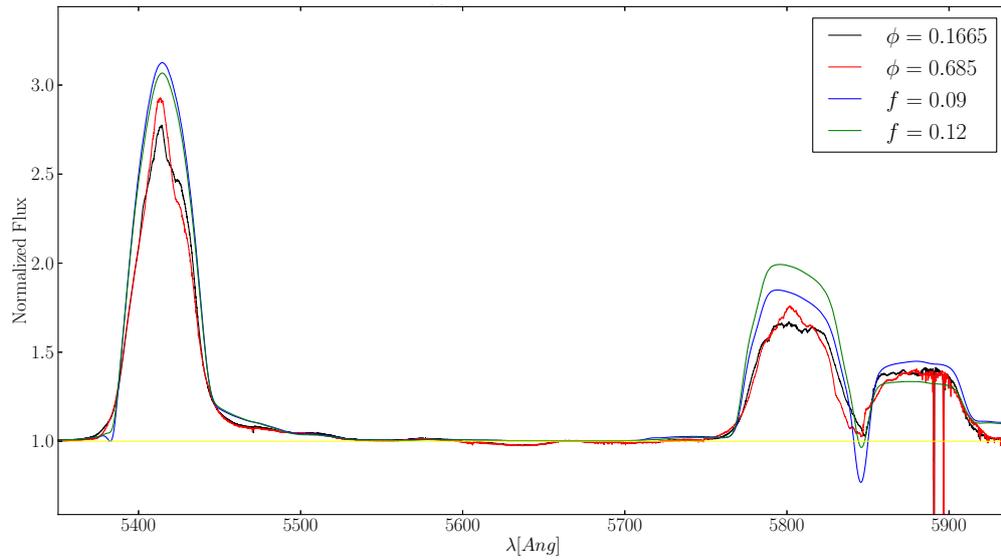


Figura 5.6: Comparación de modelos con diferentes factores de llenado. Se observa una alta sensibilidad en las líneas C IV 5806 y He I 5875 para las modificaciones en  $f$ .

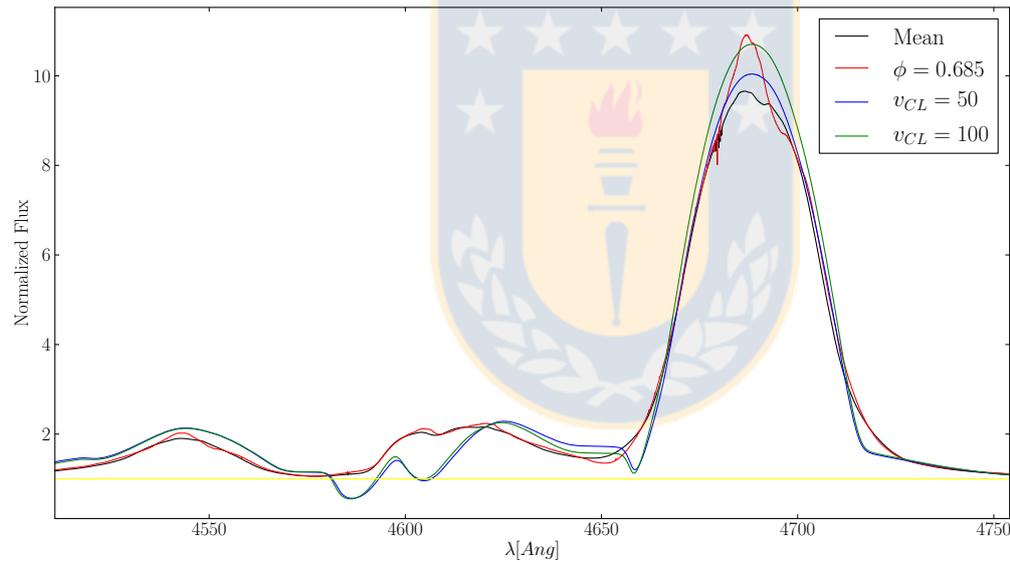


Figura 5.7: Comparación de modelos con diferentes factores de clumping alrededor de la línea He II 4686. Se observa un mejor ajuste de la forma de las líneas observadas para  $v_{CL} = 50 [km/s]$ .

### 5.1.7. Sumario de Correcciones.

A modo de resumen, presentamos los observables para hacer las correspondientes correcciones a los parámetros de viento estelar (Cuadro 5.1).

Importante es aclarar que *éstos no son los únicos cambios que se observan en los espectros al modificar los parámetros!* Ya mencionamos cómo la pérdida de masa afecta

Parámetro	Observable
Temperatura	razón He II $\lambda\lambda$ 5411/He I $\lambda\lambda$ 5875
Tasa de Pérdida de Masa	intensidad de líneas
Velocidad Terminal	perfiles P-Cygni (C IV $\lambda\lambda$ 1548 y C IV $\lambda\lambda$ 5806)
Factor- $\beta$	perfil He II $\lambda\lambda$ 4686
Carbono	C IV $\lambda\lambda$ 1548, C IV $\lambda\lambda$ 5806
Nitrógeno	N IV $\lambda\lambda$ 1720, N IV $\lambda\lambda$ 7123
Oxígeno	O V $\lambda\lambda$ 5604 (no presente)

Cuadro 5.1: Observables presentes en nuestros espectros y su relación con los parámetros del viento estelar.

la medición de la ionización. A su vez, la temperatura también afecta la intensidad de todas las líneas, no sólo He II  $\lambda\lambda$  5411 y He I  $\lambda\lambda$  5875. Lo mismo puede decirse del factor  $\beta$ , del factor de clumping o de las abundancias (recordemos que, de acuerdo a lo descrito en la subsección 3.2.4, la variación en la abundancia de algún elemento repercutirá necesariamente en las abundancias de los otros). Los criterios acá descritos son de mucha ayuda para buscar el mejor ajuste a nuestros datos observacionales, pero de ninguna forma nos permitirán tener un ajuste perfecto.

Tal como mencionamos en la sección 3.2, un modelo de CMFGEN tarda aproximadamente 25 horas en ejecutarse completamente, más una hora extra para crear el espectro sintético con `cmf_flux.exe`. Hasta el hallazgo del modelo ideal para nuestro espectro promedio de WR6, se han ejecutado alrededor de 240 modelos. Un número, si bien elevado, se explica con la gran cantidad de parámetros que se deben modificar cada vez que se corre CMFGEN, debiendo además evitar cambios abruptos en ellos para no desestabilizar el nuevo modelo. Así es como, después de casi un año desde la ejecución del primer modelo, y de repetir incansablemente la tarea de la modificación y corrección de los parámetros a ingresar, finalmente hemos encontrado un modelo óptimo para ajustar vía inspección ocular nuestro espectro promedio de WR6.

## 5.2. Mejor Ajuste General.

Luego de numerosas correcciones, nuestro mejor ajuste para el espectro promedio se muestra en la Figura 5.8 para el rango óptico y en la Figura 5.9 para el rango ultravioleta. Los ajustes de  $\phi_{,1875}$  y  $\phi_{,685}$  se muestran en las Figuras 5.10 y 5.11 respectivamente. Los resultados para los tres modelos se exhiben en el Cuadro 5.2, los cuales pueden compararse con los determinados previamente por Morris et al. (2004) y Hamann et al. (2006) del Cuadro 2.1. Los resultados en negrita corresponden a aquéllos que arrojaron distintos valores en los distintos modelos, por ende, corresponden a los parámetros que presentan variaciones a lo largo de la rotación de WR6. Asimismo, incluimos los valores para los parámetros no fijos (sus valores son obtenidos luego de computar la estructura hidrostática con CMFGEN), la temperatura estelar  $T_*$  y el radio estelar  $R_*$ .

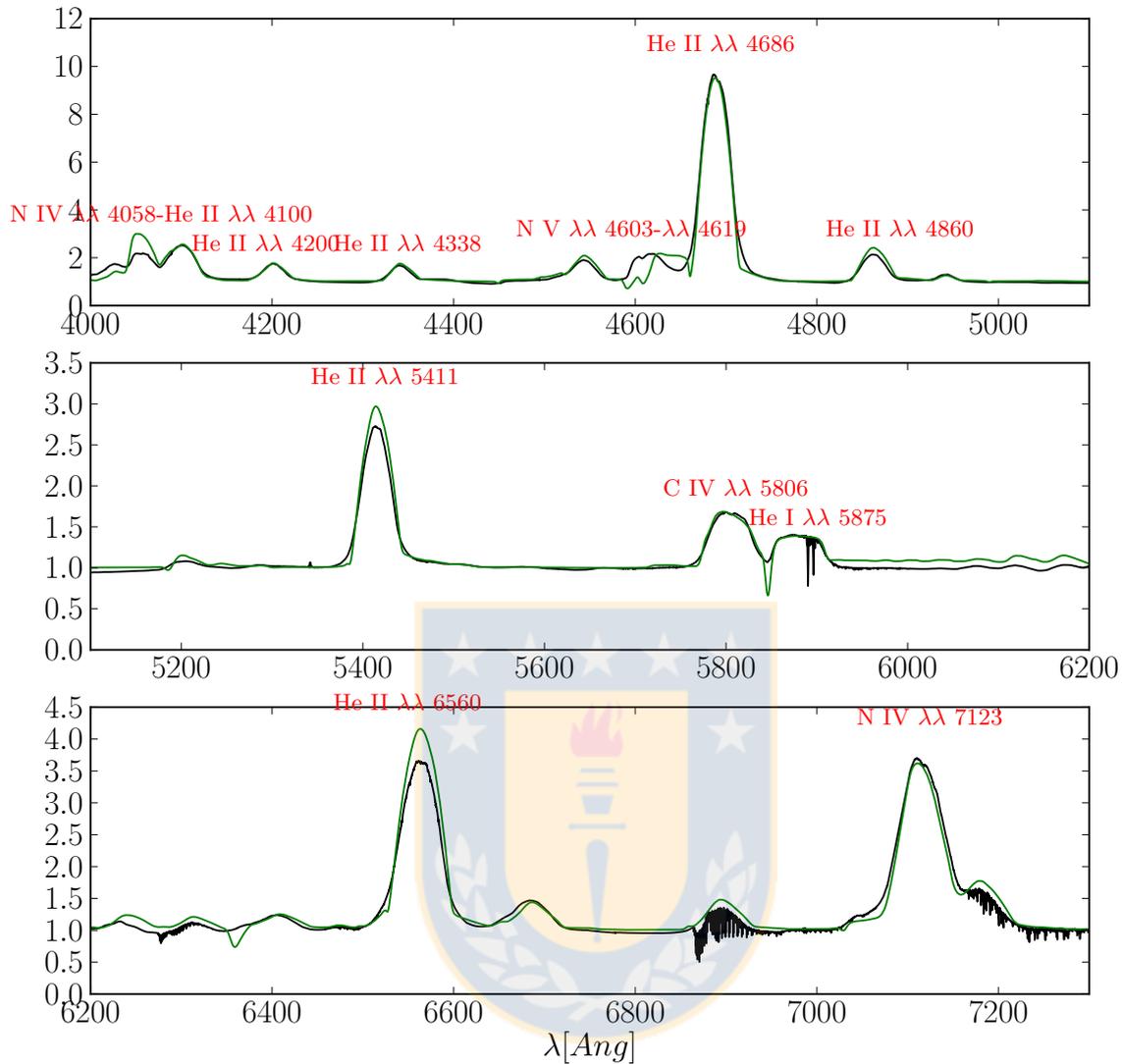


Figura 5.8: Ajuste para espectro promedio.

Tal como se señaló previamente, dada la extrema complejidad en la búsqueda de un buen ajuste y más allá de haberle puesto énfasis a los diagnósticos explicados, el ajuste presentado acá se determinó simplemente vía inspección ocular; método que sigue siendo la mejor forma de encontrar modelos óptimos con CMFGEN (Hillier, 2000; Morris et al., 2004; Bouret et al., 2012). Es decir, no hemos derivado estadísticas formales para las incertezas ni hemos estudiado errores o correlaciones entre los parámetros involucrados. Para estimar valores cuantitativos respecto a las incertezas repetiremos el método empleado por Bouret et al. (2012): hacer variar cada parámetro independientemente y

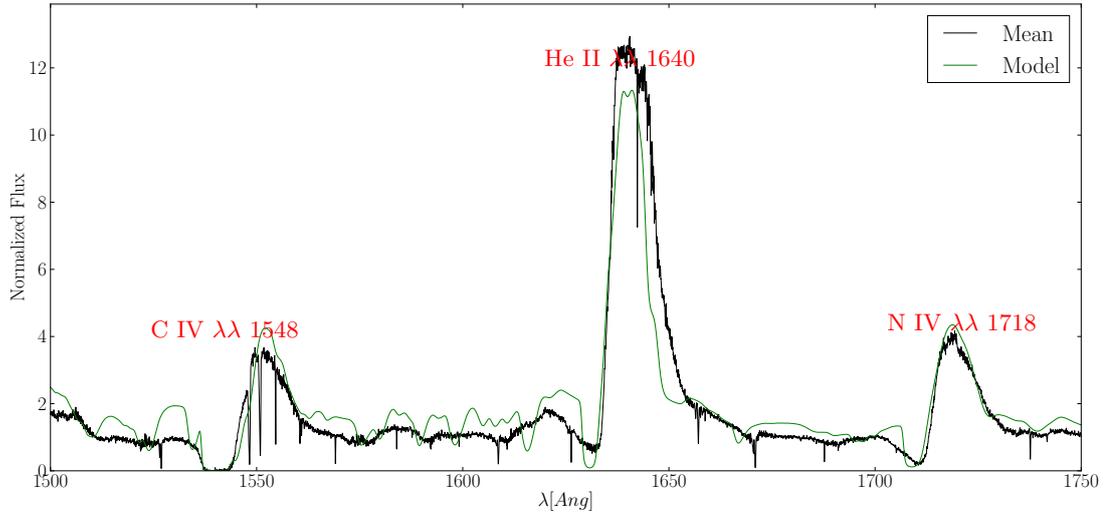


Figura 5.9: Ajuste para espectro promedio en el rango ultravioleta, desde 1500 hasta 1750 angstroms.

Parámetro	Promedio	$\phi_{,1875}$	$\phi_{,685}$
$T_{\text{eff}}[kK]$	<b><math>55,0 \pm 1,0</math></b>	<b><math>52,5 \pm 1,5</math></b>	<b><math>59 \pm 1,5</math></b>
$T_*[kK]$	<b><math>73,01 \pm 3,8</math></b>	<b><math>72,22 \pm 5,1</math></b>	<b><math>85,80 \pm 4,8</math></b>
$R_*[kK]$	<b><math>3,916 \pm 0,4</math></b>	<b><math>4,027 \pm 0,52</math></b>	<b><math>2,854 \pm 0,49</math></b>
$\dot{M}[M_{\odot}/\text{año}]$	<b><math>2,7(\pm 0,2) \times 10^{-5}</math></b>	<b><math>3(\pm 0,2) \times 10^{-5}</math></b>	<b><math>2,5(\pm 0,2) \times 10^{-5}</math></b>
$v_{\infty}[km/s]$	$1700 \pm 10$	$1700 \pm 10$	$1700 \pm 10$
$v_{\text{turb}}[km/s]$	$150 \pm 10$	$150 \pm 10$	$150 \pm 10$
Factor- $\beta$	1.0	1.0	1.0
$f$	<b><math>0,09 \pm 0,01</math></b>	<b><math>0,1 \pm 0,01</math></b>	<b><math>0,08 \pm 0,01</math></b>
$v_{\text{CL}}$	$50 \pm 30$	$50 \pm 30$	$50 \pm 30$
He-Mass Fraction [%]	$98,52 \pm 0,005$	$98,52 \pm 0,005$	$98,52 \pm 0,005$
C-Mass Fraction [%]	$1,625(\pm 0,65) \times 10^{-2}$	$1,625(\pm 0,65) \times 10^{-2}$	$1,625(\pm 0,65) \times 10^{-2}$
N-Mass Fraction [%]	$1,034 \pm 0,3$	$1,034 \pm 0,3$	$1,034 \pm 0,3$
O-Mass Fraction [%]	$1,182 \times 10^{-2}$	$1,182 \times 10^{-2}$	$1,182 \times 10^{-2}$

Cuadro 5.2: Parámetros del viento estelar de WR6 encontrados en el presente trabajo para el espectro promedio y las fases  $\phi_{,1875}$  y  $\phi_{,685}$  (comparar con los valores dados por Morris et al. (2004) y Hamann et al. (2006) en el Cuadro 2.1). Parámetros mostrados en negrita corresponden a aquéllos que varían en los diferentes modelos. Los valores para el radio estelar ( $R_*$ ) y la temperatura estelar ( $T_*$ ) fueron calculados por CMFGEN para una profundidad óptica de  $\tau_{\text{Ross}} = 100$ .

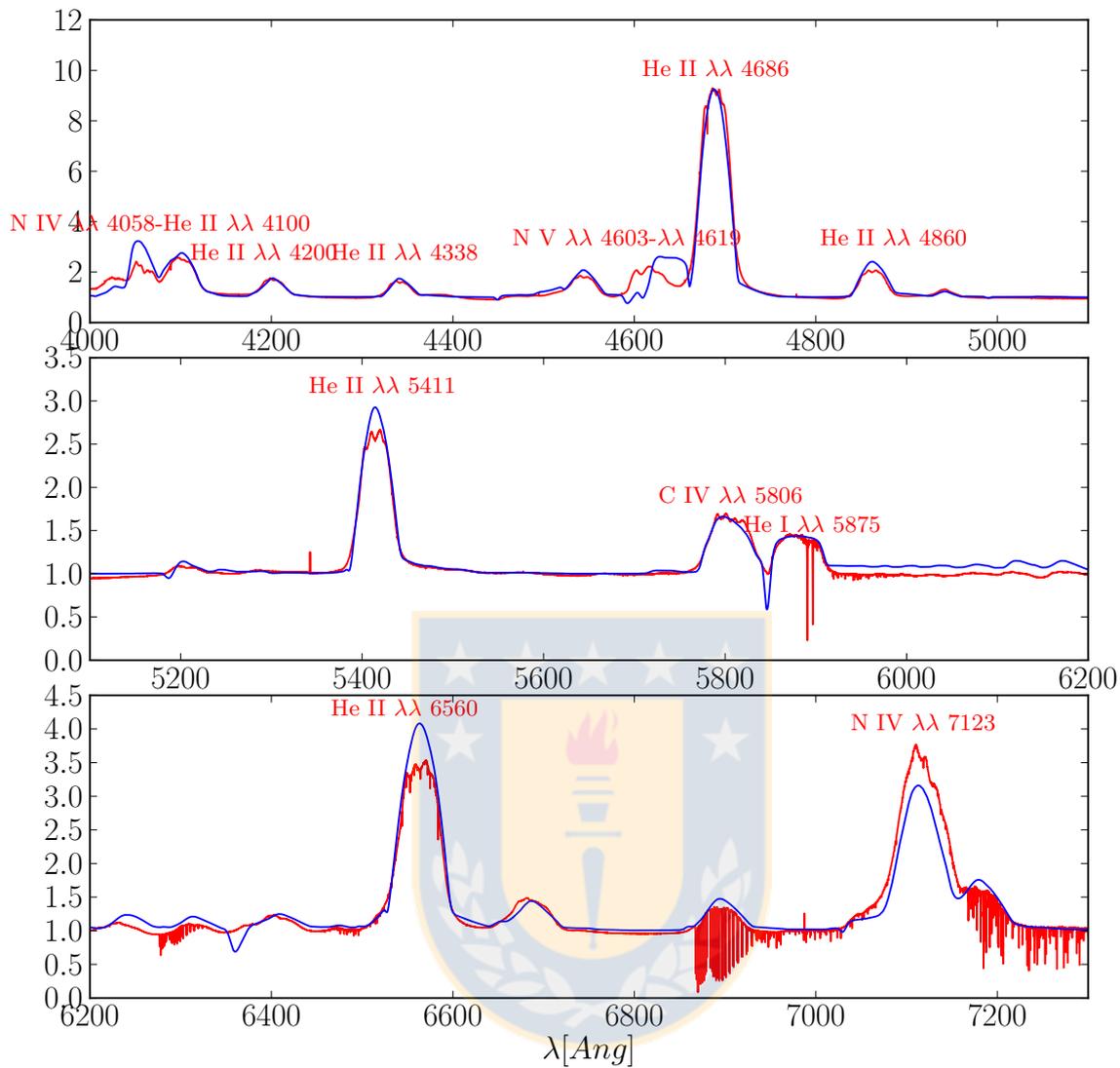


Figura 5.10: Ajuste para espectro  $\phi_{1875}$ .

computar el residuo (la diferencia) entre el espectro observado y el sintético. Imponiendo como cota para el residuo un  $\pm 10\%$ , adoptamos el rango de valores que cumplen esta condición como barras de error para nuestros parámetros. Para hacer las comparaciones, decidimos usar las líneas He II  $\lambda\lambda$  4686, la más intensa del rango óptico, junto con C IV  $\lambda\lambda$  5806, la más sensible a la modificación de parámetros. A partir de aquí, los errores presentados en el Cuadro 5.2 corresponde al rango de valores cuyo residual se mantuvo por debajo del  $\pm 10\%$ .

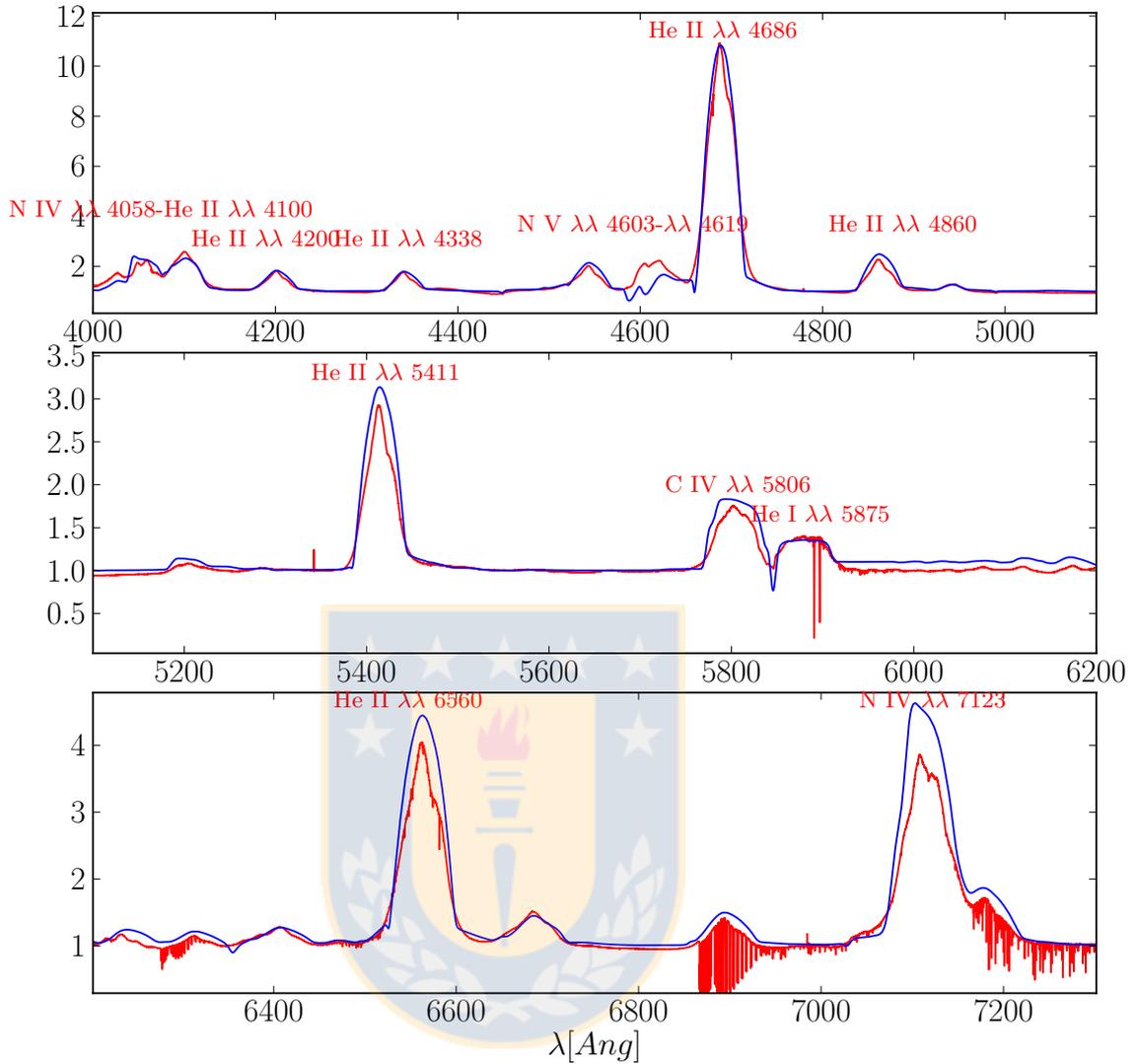


Figura 5.11: Ajuste para espectro  $\phi_{6850}$ .

### 5.2.1. Comentarios acerca de los Parámetros Generales del Viento Estelar de WR6.

#### Temperatura y Estructura Estelar.

Comparando nuestros resultados con aquéllos obtenidos previamente por Morris et al. (2004) y Hamann et al. (2006), como primera observación diremos que nuestro valor para la temperatura efectiva de la estrella (entendida como aquella temperatura medida cuando  $\tau_{\text{Ross}} \simeq 2/3$ ) no dista mucho de los encontrados por ellos. Sí dista mucho el valor para  $T_*$  ( $\sim -13[\text{kK}]$  de diferencia), lo cual resulta evidente ya que hemos obtenido un

valor para el radio de WR6 un  $\sim 30\%$  mayor al establecido previamente. Esta diferencia para los valores "superficiales" de WR6 no puede explicarse debido a la utilización de valores distintos de  $\tau_{\text{Ross}}$ , porque las variaciones a distintas profundidades ópticas de Rosseland dadas por MOD\_SUM son mínimas, tal como se aprecia en el Cuadro 5.3.

$\tau_{\text{Ross}}$	$R[R_{\odot}]$	$T_*[kK]$
10	3,967	72,76
20	3,955	72,88
100	3,916	73,24

Cuadro 5.3: Valores de  $R_*$  y  $T_*$  para distintas profundidades ópticas entregados por CMFGEN. Puede verse fácilmente que las variaciones en temperatura y radio son mínimas, del orden de  $\sim 0,5\%$ .

A partir del valor  $R_* = 3,916R_{\odot}$  determinado ahora para el radio de la estrella, y conociendo su período de variabilidad de  $P = 3,766$  días, es posible calcular la velocidad de rotación de WR6:

$$v_{\text{rot}} = \frac{2\pi R_*}{P} = 52,55[km/s] \quad (5.1)$$

la cual es ligeramente mayor a los  $40[km/s]$  determinados previamente para WR6 (Chené & St-Louis, 2008).

Las incertezas para los valores de la temperatura y el radio de la estrella en la "superficie" de la estrella son bastante grandes. La razón sería, las modificaciones de temperatura efectiva modifican también el radio estimado de la estrella tal como explicamos previamente (sección 3.2.4). Estas correcciones siguen la Ley de Stefan-Boltzmann,  $R \propto T^2$ , por lo cual la dispersión para  $R_*$  y también para  $T_*$  (dependiente de  $R_*$ ) se acrecienta notoriamente.

### Pérdida de Masa y Efecto Clumping.

Otra discrepancia importante es aquella relacionada con la tasa de pérdida de masa. La diferencia entre los valores encontrados por Morris et al. (2004) y Hamann et al. (2006) es de un 300%, es decir,  $\dot{M}_H^2$  es 4 veces mayor al de  $\dot{M}_M$ . Por nuestra parte, podemos hablar de que encontramos un "valor de consenso" entre ambos trabajos, con  $\dot{M}_{G-M} = 2,7 \times 10^{-5}[M_{\odot}/\text{año}]$ . Estas discrepancias podrían explicarse por la diferencia en los factores de clumping empleados: Morris et al. utiliza un valor  $f = 0,1$  mientras nosotros encontramos un mejor ajuste con  $f = 0,09$ , a la vez que no detalla valores para el segundo parámetro de clumping,  $v_{\text{CL}}$ . Sin embargo, estas diferencias no son

---

2

- $\dot{M}_M$ : tasa de pérdida de masa dada por Morris et al. (2004)
- $\dot{M}_H$ : tasa de pérdida de masa dada por Hamann et al. (2006)
- $\dot{M}_{G-M}$ : tasa de pérdida de masa dada por nuestro trabajo.

necesariamente significativas (ver márgenes de error en el Cuadro 5.2), por lo que las abruptas diferencias podrían deberse más probablemente a la diferencia en la calidad de los espectros observacionales usados.

Por nuestra parte, nosotros ajustamos nuestros modelos con  $v_{CL} = 50[km/s]$ , un valor menor al típicamente usado en CMFGEN ( $100[km/s]$ ) para estrellas Wolf-Rayet pero que ajusta de mejor forma las observaciones (ver Figura 5.7). Se ha descubierto que, al menos para estrellas tipo O, el clumping comienza muy cerca de la fotosfera si las estrellas presentan baja velocidad de rotación (Bouret et al., 2013). Dado que las estrellas Wolf-Rayet son sucesoras de las tipo O, y dado que WR6 presenta una rotación lenta ( $\simeq 53[km/s]$ ), asumimos que el escenario de Bouret et al. (2013) se aplica también aquí. Por lo tanto, un valor de  $v_{CL} = 50[km/s]$  ajusta tanto a las observaciones como a la teoría.

### Abundancias.

Respecto a las abundancias encontradas (Cuadro 5.2), podemos decir que van en concordancia con lo que esperaríamos de la atmósfera de una estrella Wolf-Rayet. El componente mayoritario es el helio (%98,5 de la masa total), residuo de los primeros procesos nucleares que tuvieron lugar en la estrella antes de evolucionar. De aquí, obtenemos  $Y = 0,985$  y  $X = 0$  (puesto que es una estrella libre de hidrógeno), por lo que la metalicidad de WR6 será de  $Z_{WR6} = 0,015$ ; es decir, WR6 presenta una metalicidad solar ( $Z_{\odot} = 0,014$ ).

Dentro de los elementos CNO el más abundante es el nitrógeno, con un  $\sim 1\%$  de la masa total y componente del  $\sim 70\%$  de la masa que no es helio. Este resultado es también esperable, dado que WR6 pertenece al tipo espectral WN (estrellas Wolf-Rayet ricas en nitrógeno). Tal como lo presentamos en la Introducción, de acuerdo a la idea convencional de evolución de estrellas masivas, las estrellas WN corresponden a la primera fase dentro de abandonar la fase LBV porque el nitrógeno que presentan proviene del ciclo CNO llevado a cabo en su interior (Lamers & Cassinelli, 1999; Maeder & Meynet, 1987).

### 5.3. Variabilidad de las Parámetros del Viento Estelar de WR6.

Tal como se dijo en la sección 3.1.2, los espectros individuales modelados corresponden a las fases extremas con la menor ( $\phi_{1875}$ ) y la mayor ( $\phi_{685}$ ) intensidad en sus perfiles de línea (Figuras 3.4 y 3.6). Los espectros sintéticos que ajustan las fases individuales se muestran en las Figuras 5.10 y 5.11, mientras que los parámetros usados se muestran igualmente en el Cuadro 5.2.

Observamos que los parámetros del viento estelar que muestran una diferencia mayor a la de sus márgenes de error son la temperatura y la tasa de pérdida de masa, por lo que podemos hablar de una variación en ambos. Para la fase con intensidad máxima muestra una mayor temperatura ( $T_{\text{eff}} = 59[kK]$ ), mientras que exhibe una menor tasa

### 5.3. VARIABILIDAD DE LAS PARÁMETROS DEL VIENTO ESTELAR DE WR6.71

de pérdida de masa ( $2,5 \times 10^{-5} [M_{\odot}/yr]$ ). Situación contraria para la fase con intensidad mínima, la cual presenta  $T_{\text{eff}} = 52,5 [kK]$  y  $\dot{M} = 3 \times 10^{-5}$ . El decir, a mayor intensidad en los perfiles de línea de WR6 la estrella se mostrará más caliente, pero libera menos material al medio interestelar y viceversa.

El *infinite filling factor* ( $f_{\infty}$ ), por su parte, también presenta variación pero ésta se encuentra dentro del margen de error, por lo que un cambio en este parámetro no es significativo.

Los rangos de variación son entonces de  $6\,500\,K$  para la temperatura efectiva y de  $0,5 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$  para la pérdida de masa. Dado que los espectros individuales modelados,  $\phi_{,1875}$  (19 Dic 2005) y  $\phi_{,685}$  (27 Feb 2010), no corresponden al mismo período de rotación, es apresurado decir que este rango de variación ocurre dentro de un mismo período. Por la misma razón, no es posible hacer el seguimiento completo de cómo varían la temperatura y la pérdida de masa de WR6 dentro de la escala de tiempo del período rotacional ( $P = 3,766$  días); sin embargo, el descubrimiento de este rango de variación muestra que los parámetros del viento estelar pueden variar en una escala de tiempo corta, siendo el primer paso hacia su seguimiento periódico.

#### Correcciones en los Modelos Sintéticos.

Los espectros presentados logran reproducir de buena forma las líneas de helio (las más abundantes del espectro) y la línea de carbono pero no así las líneas de nitrógeno. Podemos ver que el ajuste no es óptimo para N IV  $\lambda\lambda$  4058, mientras que para el doblete N V  $\lambda\lambda$  4603- $\lambda\lambda$  4619 el ajuste parece reproducir bien la intensidad, pero las líneas aparecen corridas. Esta situación se ha presentado en todos los modelos de CMFGEN ejecutados sin excepción y la razón de este error es desconocida, aunque asumimos que se puede deber a datos erróneos para las transiciones atómicas en esas longitudes de onda. Por su parte, la línea N IV  $\lambda\lambda$  7123 es reproducida de buena forma para el espectro promedio, pero esto no se repite para los modelos individuales de las fases. Cabe decir que, tal como lo habíamos señalado previamente, la abundancia de nitrógeno ha sido determinada a partir de las líneas N IV  $\lambda\lambda$  7123 y también de N IV  $\lambda\lambda$  1720, en el rango ultravioleta (Figura 5.9), por lo que el valor presentado en el Cuadro 5.2 corresponde al valor bajo el cual ambas líneas obtuvieron un ajuste óptimo.



## Capítulo 6

# Conclusiones y Discusión Futura

Hemos visto que el código de transferencia radiativa CMFGEN permite determinar los parámetros fundamentales del viento estelar de estrellas masivas, incluyendo estrellas Wolf-Rayet. Códigos de transferencia radiativa han sido ya usados previamente con el fin de obtener los parámetros del viento de WR6: Morris et al. (2004) empleó el mismo CMFGEN, mientras que Hamann et al. (2006) empleó su código particular PoWR. Sin embargo, ambos estudios determinaron valores generales para el viento, sin considerar la variabilidad espectral de la estrella.

En la presente Tesis, no nos hemos limitado sólo a la parametrización del viento estelar de WR6 en general, sino que nos abocamos a la búsqueda de un rango variaciones en los parámetros, de modo de obtener pistas acerca del comportamiento de éstos. La estrategia usada ha sido la búsqueda de ajustes con CMFGEN para los espectros individuales que muestren una mayor diferencia en torno al espectro promedio. Esta diferencia entre los espectros modelados se traducirá luego en modelos distintos de CMFGEN con diferentes parámetros del viento estelar de entrada, lo cual se interpreta como variabilidad en los mencionados parámetros. Como resultado, hemos encontrado un rango de variación para la temperatura y para la tasa de pérdida de masa de la atmósfera de WR6.

Dado que esta variabilidad espectral de los perfiles de línea sería una consecuencia observacional de la presencia de estructuras de gran-escala (CIR) en la atmósfera extendida de WR6 (Cranmer & Owocki, 1996; Dessart & Chesneau, 2002), nosotros sugerimos que las variaciones encontradas se deben a la diferencia en la estructura del viento a lo largo de las diferentes fases de WR6 durante su rotación.

Por otro lado, se sabe que las CIRs se producen probablemente por inestabilidades y/o perturbaciones sobre la base de la estrella, es decir, sobre la superficie de ésta (Cranmer & Owocki, 1996). En este caso, el rango de variaciones encontradas sería una representación a primer orden de las condiciones físicas que luego derivan en la formación de la estructura a gran escala en el viento estelar. En efecto, dado que CMFGEN computa también la estructura hidrodinámica de la estrella, es posible conocer el rango de variación a lo largo de toda la estructura atmosférica de WR6 desde el exterior hasta la base del viento. De acuerdo a Cranmer & Owocki (1996), las Regiones de Interacción Co-Rotante (CIRs) se producirían por inestabilidades en la base del viento. Las

variaciones en temperatura y pérdida de masa en la base del viento podrían caracterizar estas inestabilidades, a modo de confirmar si efectivamente serían capaces de generar una estructura en la atmósfera de la estrella.

Sin embargo, no es posible establecer que estos rangos de variación ( $6\,500[K]$  para la temperatura efectiva y  $5 \times 10^{-6}[M_{\odot}/yr]$  para la tasa de pérdida de masa) se producen dentro de una escala de tiempo de sólo un período rotacional de 3,766 días, debido a que no estamos cubriendo un período completo de rotación de la estrella. Un estudio más extensivo de la variabilidad de WR6 y sus modelos a diferentes fases durante varios períodos rotacionales serían necesarios a futuro para restringir de mejor manera el comportamiento completo del viento estelares y sus parámetros fundamentales. El estudio presentado acá sólo presenta los rangos de variaciones encontradas para la temperatura y la tasa de pérdida de masa del viento estelar, los cuales sugieren que estos parámetros presentan comportamientos variables en una escala de tiempo corta (no más de  $\sim 4$  años) que pueden aportar información que explique el origen de la estructura a gran escala (CIR) en el viento estelar de WR6.

También, un análisis teórico más detallado (por ejemplo, modelos en dos dimensiones tales como H-DUST) se requerirá posteriormente para explicar el origen de estas variaciones y de la estructura a gran escala de una forma más precisa. Junto con eso, se puede continuar el estudio de espectro-polarimetría iniciado por de la Chevrotière et al. (2013).



## Apéndice A

# Conceptos Básicos de Astrofísica Estelar.

### A.1. Espectroscopía en Astronomía.

La espectroscopía es el estudio del cómo interactúa la radiación electromagnética (luz) con la materia, mediante el cómo se emite o absorbe energía radiativa. La espectroscopía es muy importante para la Astronomía. Gracias a ella hemos sido capaces de conocer el interior de las estrellas, haciendo nacer una nueva Ciencia: la **Astrofísica**.



Figura A.1: Fenómeno de dispersión de la luz: la luz blanca (suma de todos los colores) se descompone en todos los distintas frecuencias que la conforman luego de atravesar un prisma.

La espectroscopía se basa en el principio de la dispersión de la luz: un haz de luz está compuesta por múltiples longitudes de onda y, al atravesar un prisma, éstas se separan. Esto, debido a la refracción de la luz: al pasar desde el aire a un medio (prisma), la luz cambia su dirección y su velocidad de propagación pero, al mantenerse constante la frecuencia, hace que cada longitud de onda distinta que componía la luz siga un camino propio. Luego, al ser proyectadas sobre una pantalla, podemos observar la intensidad de flujo de la radiación recibida *en función de las diferentes longitudes de onda que la componen*.

El ejemplo del prisma de la Figura A.1 se limita al caso óptico, pero el fenómeno de dispersión se expande a todas las longitudes de onda del espectro electromagnético, desde las ondas de radio a los rayos gamma. A partir de aquí entonces, podremos obtener la distribución de flujo a lo largo de todas las longitudes de onda: esta distribución observada, al proyectarla corresponde al **espectro** de la fuente observada (estrella, galaxia, AGN, etc.).

Sin embargo, lo importante en espectroscopía no suele ser esta distribución, sino las líneas que se forman para diferentes longitudes de onda a lo largo de todo el espectro. A estas líneas se les llama **líneas espectrales**<sup>1</sup>, las cuales podrán incrementar considerablemente el flujo medido a cierta longitud de onda (línea de emisión) o bien pueden hacerlo decrecer (línea de absorción). ¿Por qué se producen estas líneas?

### A.1.1. Transiciones Atómicas.

Cuando Joseph Fraunhofer había ya determinado, por el año 1817, que estrellas diferentes mostraban líneas diferentes, la explicación de cómo y por qué se formaban las líneas espectrales era aún desconocida. Tuvo que pasar casi un siglo para que apareciera la Física Cuántica y, con ella, se lograra determinar el origen de las distintas líneas (Carroll & Ostlie, 1996).

Pensemos en el átomo de hidrógeno. Pensemos en su modelo teórico, con el electrón orbitando en cualquiera de los distintos niveles de energía permitidos  $n = 1, 2, 3, \dots$  (Figura A.2). El electrón está ligado al protón con una energía que depende del orbital al cual se encuentre, a saber:

$$E_n = -\frac{13,6}{n^2} [eV] \quad (\text{A.1})$$

Es decir, el nivel de energía más bajo corresponde a  $n = 1$  (lo más cerca del protón), y para  $n \rightarrow \infty$  el electrón tendrá energía 0, por lo que dejará de estar ligado al protón.

De aquí, tendremos que el electrón deberá ceder o ganar energía si quiere saltar hacia un nivel  $n$  menor o mayor respectivamente. ¿Cómo puede hacer esto? Simple: emitiendo o absorbiendo un fotón con la misma energía que la diferencia de los niveles entre los

---

<sup>1</sup>En estricto rigor no son 'líneas', porque se producen dentro de un rango  $\Delta\lambda$  del espectro. Sin embargo, este  $\Delta\lambda$  es lo bastante pequeño en comparación con el amplio rango abarcado por las longitudes de onda del espectro y, además, se producen debido a transiciones atómicas ocurridas para longitudes de onda específicas, por lo que el uso de la palabra **línea** es correcto.

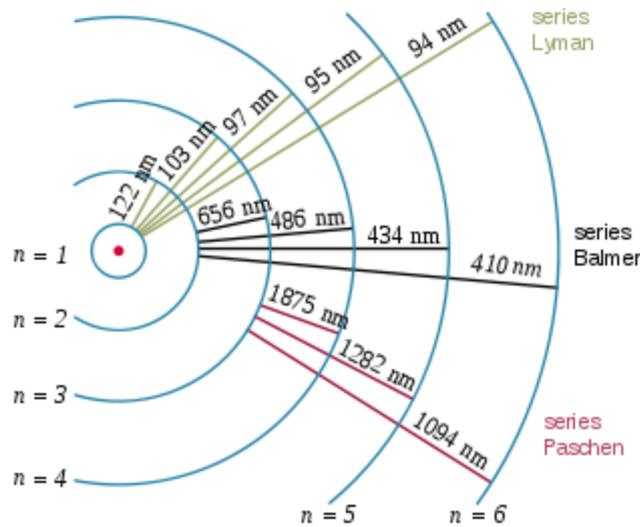


Figura A.2: Modelo del átomo de hidrógeno, con los distintos orbitales y sus niveles de energía. El movimiento del electrón hacia niveles de energía más altos o bajos motivará la absorción o emisión de un fotón con la misma energía perdida o ganada respectivamente por el electrón.

que se quiere mover. Por ejemplo, para saltar de  $n = 3$  a  $n = 2$ :

$$\begin{aligned}\Delta E_{3 \rightarrow 2} &= E_2 - E_3 = -\frac{13,6}{4} + \frac{13,6}{9} \\ \Rightarrow \Delta E_{3 \rightarrow 2} &= -1,89[eV]\end{aligned}$$

el electrón deberá perder una energía de 1.89 electron-Volts, por lo cual deberá emitir un fotón con esa energía. Dado que la energía de un fotón es de la forma:

$$E = \frac{hc}{\lambda} \quad (\text{A.2})$$

siendo  $h$  la **constante de Planck**  $h = 4,135 \times 10^{-15}[eV \cdot s]$  y  $c$  la velocidad de la luz. Entonces, un fotón emitido con tal energía tendrá como longitud de onda:

$$\lambda = \frac{4,135 \times 10^{-15}[eV \cdot s] \times 3 \times 10^{18}[\text{\AA}/s]}{1,89[eV]} = 6563[\text{\AA}] = 656,3[nm]$$

tal como se muestra en la Figura A.2.

Para el caso específico del hidrógeno, las transiciones desde  $n = 1$  hacia niveles más altos se reciben el nombre de **series de Lyman**, con  $\lambda$  en el rango ultravioleta. Para  $n = 2$ , reciben el nombre de **series de Balmer** ( $H\alpha$ ,  $H\beta$ ,  $H\gamma$ , etc) y se encuentran en el rango óptico. Y finalmente, para  $n = 3$ , las transiciones se llaman **series de Paschen** y se ubican en el rango infrarrojo.

Los niveles de energía variarán para los distintos elementos pero el principio es el mismo: las líneas atómicas muestran las distintas transiciones atómicas llevadas a cabo dentro de la fuente luminosa (una estrella en nuestro caso). No es difícil ver entonces por qué la espectroscopía nos entrega información acerca de las abundancias de elementos en las estrellas y la temperatura de ésta (la cual está directamente relacionada con las transiciones atómicas, como bien sabemos). Además, al ser las líneas atómicas una propiedad más ligada a la longitud de onda del espectro que a su flujo, es susceptible a todos los efectos asociados con ondas, tales como efecto Doppler o efecto Zeeman. Esto nos permitirá derivar otros parámetros de nuestra estrella como la velocidad con que se mueve o rota, así como la posible presencia de campos magnéticos en ella.

Importante es aclarar que una línea no muestra que esté ocurriendo una transición atómica, sino miles de ellas. La intensidad de la línea (ya sea de absorción o emisión) dependerá de la abundancia: de cuántos átomos o iones de ese elemento se encuentran realizando tal transición. La escala de tiempo de una transición atómica es de  $\sim 10^{-8}$  segundos, por lo que observar una transición individual es imposible.

### A.1.2. Clasificación Espectral.

La espectroscopía permitió también la clasificación de las estrellas de acuerdo a sus líneas.

Las estrellas (salvo las estrellas peculiares como estrellas Wolf-Rayet) presentan principalmente líneas de absorción por sobre las de emisión. A partir de éstas, se ha podido recrear la secuencia OBAFGKM, que va desde las estrellas más azules a las más rojas:

- **Tipo Espectral O:** color azul. Presentan fuertes líneas de He II<sup>2</sup>, mientras que las líneas de He I comienzan a hacerse fuertes.
- **Tipo Espectral B:** color azul-blanco. Las líneas de He I son más fuertes, mientras que las de H I (Balmer) comienzan a aparecer.
- **Tipo Espectral A:** color blanco. Líneas de Balmer intensas, especialmente en A0. Comienzan a aparecer líneas de Ca II.
- **Tipo Espectral F:** color blanco-amarillo. Líneas de Ca II continúan aumentando y las de H I siguen disminuyendo. Aparecen líneas de metales neutros (Fe I, Cr I).
- **Tipo Espectral G:** color amarillo. Las líneas de Ca II se vuelven más intensas, y las líneas de metales neutros comienzan a aumentar.
- **Tipo Espectral K:** color naranja. Líneas de Ca II alcanzan su pico en K0, volviéndose más débiles luego. El espectro comienza a ser dominado por líneas metálicas.

---

<sup>2</sup>En Astronomía, para saber el grado de ionización de un elemento a estudiar se le añade al elemento un número romano  $N$  indicando que el elemento se encuentra ionizado  $N - 1$ : es decir, presenta  $N - 1$  electrones menos que protones. Así, C IV significa "carbono 3 veces ionizado" (con tres electrones menos), H I significa "hidrógeno 0 veces ionizado" (neutro, con igual número de protones y neutrones) y He II, "helio ionizado una vez".

- **Tipo Espectral M:** color rojo. Dominado por líneas metálicas neutras y por líneas de moléculas.

Esta clasificación corresponde a una secuencia de temperatura: las estrellas O (azules) son las más calientes y las tipo M son las más frías. Cada tipo espectral tiene sub-tipos, desde 0 (las más calientes de su tipo) hasta 9 (las más frías). A modo de ejemplo, la clasificación espectral del Sol es G2.

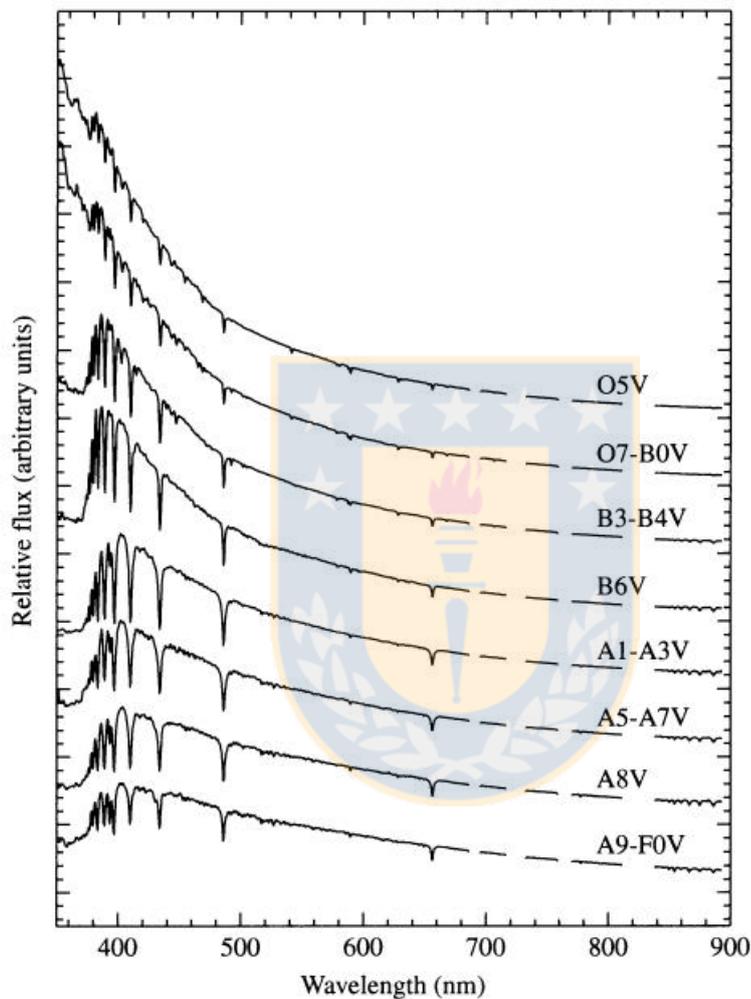


Figura A.3: Espectros para distintos tipos de estrellas desde O5 hasta F0 (Carroll & Ostlie, 1996). El "V" representa de que son estrellas de la secuencia principal.

Las Figura A.3 y A.4 muestran diferentes espectros para diferentes tipos espectrales. Se observa cómo el pico del flujo tiende a desplazarse hacia longitudes de onda más cortas para estrellas más calientes (Ley de Wien, ecuación B.1). También se observa que las estrellas más frías muestran más líneas (debido a que exhiben más elementos), mientras

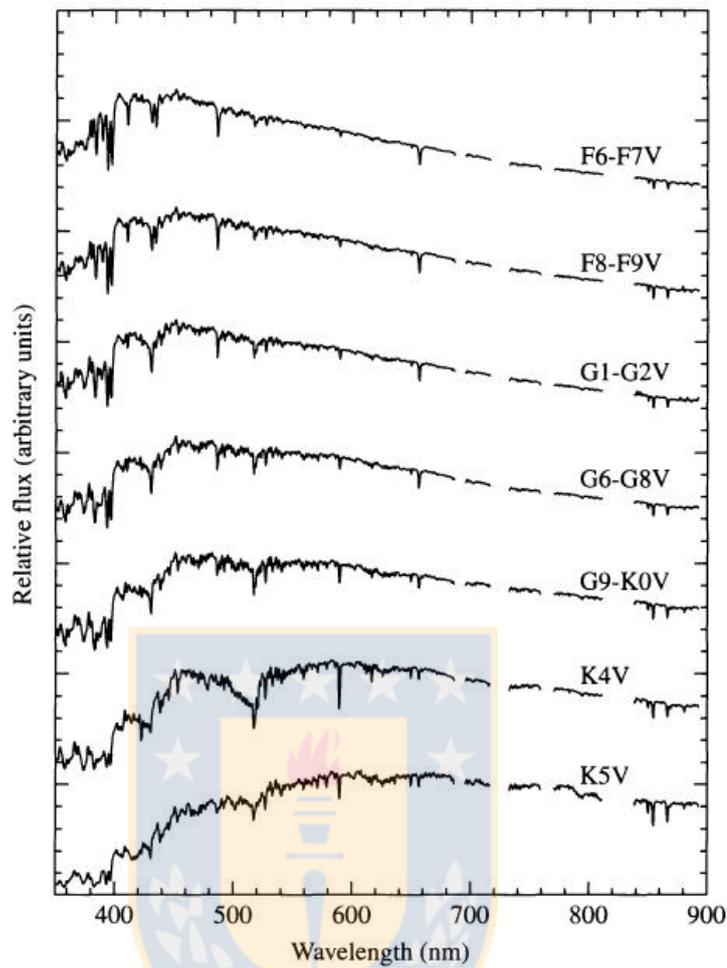


Figura A.4: Espectros para distintos tipos de estrellas desde F6 hasta K5 (Carroll & Ostlie, 1996).

que las estrellas calientes sólo presentan líneas de hidrógeno y helio.

Esta clasificación también se hace presente en el Diagrama de Hertzsprung-Russell (Figura 1.1), en donde se puede observar cómo las estrellas de la secuencia principal son más luminosas mientras mayor temperatura tienen (Carroll & Ostlie, 1996).

### A.1.3. Nomenclatura de Líneas Espectrales.

Hemos visto ya que las líneas espectrales corresponden a una longitud de onda específica, y a un ion atómico específico. De aquí, es posible asignarle a cada línea un nombre para caracterizarla.

Los distintas líneas espectrales mencionadas a lo largo del texto se denominan según el ion al cual pertenecen determinado por el símbolo del elemento y el número romano

que indica su nivel de ionización (ej: He I, C IV, N V, etc.) y la longitud de onda a la que se produce la línea expresada en angstroms (para lo cual se antepone el símbolo  $\lambda\lambda$  al número de la frecuencia). A modo de ejemplo, la transición atómica entre los orbitales 3 y 2 del átomo de hidrógeno produce una línea denominada H I  $\lambda\lambda$  6563, es decir, una línea correspondiente a una transición atómica de hidrógeno neutro a 6 563 angstroms (aunque en el caso particular de hidrógeno neutro es más usada la nomenclatura de H $\alpha$ ). Asimismo, He II  $\lambda\lambda$  4686 es una línea de helio ionizado producida a 4 686 angstroms.

## A.2. Reacciones Nucleares.

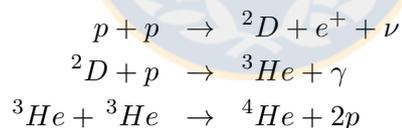
Sabemos ya que las estrellas brillan debido a las reacciones termonucleares que tienen lugar en el interior de ellas. ¿Cuáles son estas reacciones termonucleares?

Para el caso de estrellas masivas, éstas fusionan diversos elementos en cadena a lo largo de su vida antes de estallar como supernova: hidrógeno, helio, carbono, oxígeno, neón, magnesio y silicio para acabar finalmente con un núcleo de hierro previo a su colapso gravitacional. Sin embargo, las fases posteriores a la fusión de helio en el núcleo tienen una corta duración, y son poco relevantes respecto al destino que tendrá la estrella. Debido a esto, nos centraremos en los procesos de fusión del hidrógeno y del helio.

### A.2.1. Fusión de Hidrógeno.

#### Proceso protón-protón.

El proceso protón-protón ( $pp$ ) consiste en la fusión de átomos de hidrógeno (protones) para formar átomos de helio. El camino seguido es de la forma:



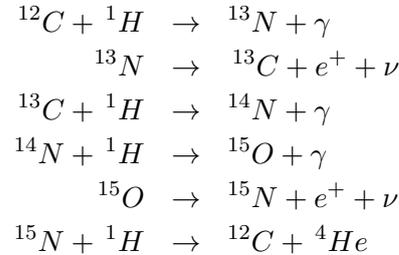
en donde  $p$  son los protones,  ${}^2D$  es un núcleo de deuterio (hidrógeno-2, un núcleo compuesto de un protón y un neutrón),  $e^+$  es un positrón (antimateria del electrón),  $\nu$  es un neutrino y  $\gamma$  es un fotón energético liberado en el proceso.

Dado que se necesitan 3 protones para formar un núcleo de helio-3, y son 2 los núcleos de helio-3 necesarios para formar un núcleo de helio-4, necesitamos en total 6 protones (átomos de hidrógeno) para formar un átomo de helio junto a dos protones. Por ende, diremos que en el proceso  $pp$  consiste en la fusión de 4 átomos de hidrógeno para formar uno de helio.

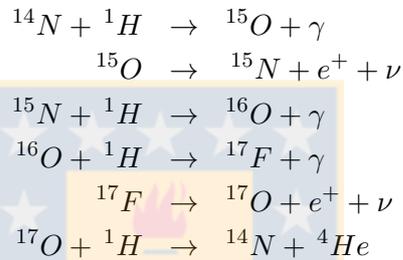
Este proceso domina la combustión de hidrógeno en ambientes con temperaturas  $\sim 4 \times 10^6$  Kelvin, el cual se da en estrellas con masas cercanas a la del Sol. Por ende, este proceso no es dominante en estrellas masivas (Prialnik, 2000).

**Ciclo CNO.**

Los elementos CNO (carbono, nitrógeno y oxígeno), presentes en un pequeño porcentaje en la composición inicial de las estrellas, realizan reacciones en cadena cíclicas (el elemento CNO final es igual al elemento CNO inicial) en las que convierten hidrógeno-1 (protón) en helio-4. Estas reacciones cíclicas se pueden dar de dos formas:



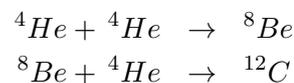
o bien:



Este proceso domina en ambientes a temperaturas de  $\sim 1,5 \times 10^7$  Kelvin, la cual se da en estrellas masivas de la secuencia principal (Prialnik, 2000).

**A.2.2. Fusión de Helio.****Proceso Triple-Alfa.**

Una vez que el hidrógeno presente en el núcleo se agota, la estrella debe comenzar a quemar otro elemento con tal de seguir irradiando energía y no colapsar gravitacionalmente. Este elemento será el helio-4 (partículas alfa) residuo de los dos procesos de combustión de hidrógeno descritos previamente. En el proceso Triple-alfa, tres átomos de helio-4 se fusionarán para crear uno de carbono-12 mediante una nueva reacción en cadena:



Pero el berilio-8 tiene una vida media de sólo  $2,6 \times 10^{-6}$  segundos, por lo que debe rápidamente fusionarse con un núcleo de helio con tal de no decaer. Por ende el proceso Triple-Alfa sólo se produce a altas temperaturas como  $\sim 10^8$  Kelvin, en donde el tiempo medio de colisión entre un núcleo de berilio-8 y una partícula  $\alpha$  (helio-4) es menor al señalado previamente (Prialnik, 2000).

## Apéndice B

# Modelos Atmosféricos.

### B.1. Modelos para describir Sistemas Físicos.

Para poder estudiar un sistema tal como una estrella cómo ésta evolucionará en el tiempo, es fundamental conocer los procesos físicos que ocurren en su interior y capas externas, junto con el cómo ésta produce efectos observables a gran escala.

En el ejemplo de una estrella, la Ley de Wien:

$$\lambda_{max} = \frac{0,0028976[mK]}{T[K]} \quad (B.1)$$

que nos permite conocer la temperatura de una estrella a partir de la longitud de onda sea su pico de radiación (asumiendo que una estrella se comporta como un cuerpo negro), se deriva de la Ley de Planck para la radiación de un cuerpo negro:

$$I(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{-hc/\lambda kT} - 1} \quad (B.2)$$

(Kutner, 2003) la cual, a su vez, proviene de la formulación cuántica del problema de la radiación. Esto es, considerar a la radiación (luz) como partículas en vez de como ondas: la luz se emite entonces discretamente en "paquetes" de energía (fotones) y no continuamente en forma de ondas electromagnéticas. Éste es un ejemplo de cómo la Física de los procesos microscópicos está ligada directamente con las propiedades macroscópicas que podemos observar.

Otro ejemplo (también sobre estrellas) es el cómo describirlas físicamente. Sabemos que las estrellas están en equilibrio hidrostático, gracias a lo cual pasan la mayor parte de su vida sin difuminarse ni colapsar hasta el final de su existencia. Dado esto, sin embargo, ¿cómo se comportan las propiedades termodinámicas tales como la presión, la masa o la temperatura?

La respuesta no es sencilla, así que lo mejor que podemos hacer es crear un conjunto de ecuaciones que sean capaces de describir nuestro sistema (es decir, que nos entreguen el valor de todas las propiedades que queremos conocer en cualquier punto definido). A

este conjunto de ecuaciones le llamamos **Modelo**, debido a que es una abstracción física-matemática diseñada para representar la realidad. Dada la complejidad del problema, un modelo siempre tomará en cuenta suposiciones y aproximaciones que simplifiquen las ecuaciones y sus cálculos; estas suposiciones y aproximaciones tendrán un grado de validez dependiendo del grado de precisión que queramos para nuestro modelo. El nivel de éxito de un modelo dependerá de qué tanto sus predicciones y/o resultados logran aproximarse a las observaciones y/o mediciones hechas al sistema real.

Volviendo al ejemplo de nuestra estrella. Puesto que ésta se encuentra en equilibrio hidrostático, nuestras expresiones para la presión y la masa serán, respectivamente:

$$\frac{dP}{dr} = -G \frac{m(r)\rho(r)}{r^2} + \frac{d}{dr} P_{rad} \quad (\text{B.3})$$

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi\rho(r)r^2 \quad (\text{B.4})$$

donde  $m(r)$  es la masa encerrada dentro de un radio  $r$  y  $\rho(r)$  es la densidad a un punto  $r$ . Aquí, por ejemplo, nuestra suposición es el hecho que considerar a la estrella con simetría esférica, lo cual conlleva que nuestras variables dependan sólo de la coordenada radial  $r$ . Una suposición que, en el caso de estrellas rotantes por ejemplo, deja de ser válida.

Lo anterior es simplemente una muestra de cómo se construyen los modelos teóricos. En realidad, éste es un modelo muy simple, ya que considera a la estrella como un fluido ideal y no tiene en cuenta la interacción de las distintas partículas que componen la estrella (fotones, electrones, elementos diversos). Además, consideramos a la estrella como homogénea, sin cambios en su estructura; y bien sabemos que no es así: una estrella no se comporta de igual forma en su núcleo que en sus capas exteriores. Para ello entonces, será necesario complejizar nuestros modelos.

## B.2. LTE versus non-LTE.

La parte que nos interesa modelar para estudiar de una estrella es su atmósfera, es decir, toda su estructura desde la fotosfera (superficie estelar) hacia el exterior. La razón es que es esta capa la cual observamos: todas las líneas espectrales que podemos ver se forman en la atmósfera, ya sea en la superficie o en el viento.

Consideremos ahora a nuestra estrella ya no como un fluido sino que como un conjunto de partículas. Necesitamos describir todos los parámetros de la atmósfera en función de su coordenada radial, junto con conocer también la proporción de los distintos elementos que la componen: las poblaciones atómicas. ¿Cómo podríamos modelarla?

Puesto que ahora tenemos un conjunto de partículas microscópicas, necesitaremos recurrir a la Física Estadística para conocer sus propiedades macroscópicas. Las cosas podrían simplificarse bastante si asumimos que nuestro sistema (atmósfera) se encuentra en equilibrio termodinámico, TE. En este estado, la distribución de velocidades de nuestras partículas puede describirse sólo en función de dos variables termodinámicas: la

temperatura  $T$  y la densidad total de partículas  $N$ . Lamentablemente, puesto que nuestro sistema está dejando escapar partículas en una cantidad no despreciable, el equilibrio termodinámico no es una buena aproximación para una atmósfera de una estrella masiva.

Sin embargo, si bien no podemos asumir TE para nuestro sistema completo, sí podemos usar el concepto de equilibrio termodinámico local (LTE). Éste nos dice que el equilibrio termodinámico no puede cumplirse para todo el sistema pero sí localmente, para valores en una vecindad cercana a un punto  $T(r)$  o  $N(r)$ .

Bajo el LTE, se cumplen la distribución de velocidades de Maxwell-Boltzmann:

$$n_v dv = 4\pi n \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-mv^2/2kT} v^2 dv, \quad (\text{B.5})$$

además de satisfacer la ecuación de excitación de Boltzmann:

$$\frac{N_i}{N_j} = \frac{g_i}{g_j} e^{-(E_i - E_j)/kT} \quad (\text{B.6})$$

y la ecuación de ionización de Saha:

$$\frac{N_{i+1}}{N_i} = \frac{2Z_{i+1}}{n_e Z_i} \left( \frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\chi_i/kT} \quad (\text{B.7})$$

De estas tres ecuaciones, podemos extraer las poblaciones atómicas conociendo la temperatura a la cual se encuentran en equilibrio.

Microscópicamente, tenemos que los procesos atómicos están balanceados. Esto quiere decir que las tasas de probabilidad de excitación y desexcitación, o de ionización y recombinación, para un determinado elemento o un determinado par de niveles son iguales.

Los modelos LTE funcionan muy bien para estrellas tipo solar, en donde el viento estelar es lo suficientemente tenue ( $\log \dot{M} \sim -14$ ) como para ignorar sus efectos y considerar a nuestra atmósfera en equilibrio hidrostático. Esto no es válido cuando los vientos estelares son más intensos ( $\log \dot{M} \gtrsim -9$ ): el equilibrio hidrostático ya no se cumple más y las tres ecuaciones mencionadas anteriormente ya no describen adecuadamente las poblaciones atómicas.

En tal caso, nuestro sistema está ahora regido por física fuera del equilibrio termodinámico local (non-LTE o NLTE). Puesto que las ecuaciones anteriores no nos sirven, debemos recurrir a otras para describir las poblaciones atómicas. Necesitaremos determinar las poblaciones de los distintos niveles<sup>1</sup> ahora gobernados por procesos de colisión y de radiación. Recurriremos entonces a las ecuaciones de equilibrio estadístico y de transferencia radiativa (Lanz, 2000; Hubeny, 2000).

<sup>1</sup>Podemos hablar de poblaciones de niveles de la misma forma que de poblaciones atómicas, porque en muchos casos no sólo estamos interesados en conocer la proporción de elementos sino también en qué estado se encuentran. A modo de ejemplo, no sólo nos interesa saber cuánto nitrógeno hay en nuestra atmósfera sino también cuánto de él está en estado basal, excitado o ionizado. Cuando sólo queramos hacer la diferencia entre las poblaciones neutras y las ionizadas de un mismo elemento, hablaremos de **poblaciones iónicas**.

### B.3. Ecuaciones de Equilibrio Estadístico.

Consideremos poblaciones de niveles atómicos gobernadas por la tasa de todos los procesos (colisional y radiativo) en el cual un átomo abandona un nivel  $i$  para llegar a un nivel  $j$ , junto a los respectivos procesos de retorno al nivel  $i$ .

Los procesos involucrados pueden ser de la forma:

- Para el caso de interacciones ligado-ligado (*bound-bound transitions*):
  - $C_{ij}$ : excitación colisional.
  - $C_{ji}$ : desexcitación colisional.
  - $R_{ij}$ : foto-absorción.
  - $R_{ji}$ : emisión espontánea y/o estimulada.
- Para el caso de interacciones ligado-libre (*bound-free transitions*):
  - $C_{ik}$ : ionización colisional.
  - $C_{ki}$ : recombinación de tres cuerpos.
  - $R_{ik}$ : foto-ionización.
  - $R_{ki}$ : recombinación espontánea y/o estimulada.

Tendremos luego, la probabilidad total de excitación (o de ionización, reemplazando  $j \rightarrow k$ ):

$$P_{ij} = C_{ij} + R_{ij}$$

Y la probabilidad total de desexcitación:

$$P_{ji} = C_{ji} + R_{ji}$$

A partir de aquí, las **ecuaciones de equilibrio estadístico** (o *rate equations*) para un átomo con  $N$  niveles nos dice que la tasa de cambio para las distintas poblaciones atómicas  $n_i$  están dadas por:

$$\frac{dn_i}{dt} = \sum_{j \neq i}^N n_j P_{ij} - n_i \sum_{j \neq i}^N P_{ij} = 0 \quad (\text{B.8})$$

para el nivel  $i$ .

El primer término a la derecha representa la ganancia, en población, debido a las contribuciones de los otros niveles, mientras que el segundo término es la pérdida de población hacia los otros niveles. Nótese que, si bien tendríamos  $N$  ecuaciones, sólo  $N-1$  de ellas serían independientes. Para poder resolver el sistema, necesitaremos añadir la ecuación que permita la conservación de las partículas:

$$\sum_{i=1}^N n_i = n_T \quad (\text{B.9})$$

siendo  $n_T$  la población total de partículas. Tendremos así  $N$  ecuaciones y  $N$  incógnitas.

Para un medio en movimiento con una velocidad local de fluido  $\vec{v}$  y situaciones tiempo-dependientes, las ecuaciones que gobiernan las poblaciones atómicas toman la forma:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\nabla \cdot (n_i \vec{v}) + \sum_{j \neq i}^N n_j P_{ij} - n_i \sum_{j \neq i}^N P_{ij} \quad (\text{B.10})$$

la cual simplemente establece que la tasa de cambio para  $n_i$  se determina a partir del flujo neto de las transiciones hacia el nivel  $i$  desde los niveles  $j$  y desde el volumen circundante. Al igual que en el caso anterior, necesitaremos añadir una ecuación extra:

$$\frac{\partial n_T}{\partial t} = -\nabla \cdot (n_T \vec{v}) \quad (\text{B.11})$$

Si las tasas de colisión y de radiación son conocidas, entonces las ecuaciones de equilibrio estadístico serán lineales, es decir, no contendrán elementos cuadráticos (Leung, 2000)

### B.3.1. Expresiones para Tasas Radiativas y Colisionales.

Para describir un sistema bajo condiciones non-LTE, tendremos que determinar en detalle los procesos radiativos y colisionales para resolver las ecuaciones de equilibrio estadístico. En general, necesitamos determinar las *cross sections*, es decir, el área dentro de la cual una partícula puede sufrir dispersión al interactuar con otras. Podemos expresar las tasas de radiación para las transiciones  $b$ - $b$  y  $b$ - $f$  de la forma:

$$R_{ij} = 4\pi \int \frac{\sigma_{ij}(\nu) J(\nu)}{h\nu} d\nu \quad (\text{B.12})$$

$$R_{ji} = 4\pi \int \frac{\sigma_{ij}(\nu) J(\nu)}{h\nu} G_{ij}(\nu) \left( \frac{2h\nu^3}{c^2} + J(\nu) \right) d\nu \quad (\text{B.13})$$

con:

$$\begin{aligned} G_{ij}(\nu) &= g_i/g_f, && \text{caso ligado-ligado} \\ &= n_e \Phi_i(T) \exp \left[ -\frac{h\nu}{kT} \right], && \text{caso ligado-libre} \end{aligned}$$

$\Phi_i(T)$  es el **factor de Saha-Boltzmann** y  $\sigma_{ij}(\nu)$  es la correspondiente sección eficaz.  $J(\nu)$  es la intensidad promedio a la frecuencia  $\nu$ .

Para el caso colisional tendremos:

$$\begin{aligned} C_{ij} &= n_e \int_{E_0}^{\infty} \sigma_{ij}(E) \sqrt{\frac{2E}{m}} f(E) dE, && \text{excitación} \\ C_{ji} &= n_e \int_0^{\infty} \sigma_{ji}(E - E_0) \sqrt{\frac{2(E - E_0)}{m}} f(E - E_0) d(E - E_0), && \text{desexcitación} \end{aligned}$$

donde  $f(E)$  es la distribución de energía de las partículas colindantes. Se puede demostrar que:

$$\frac{\sigma_{ij}(E)}{\sigma_{ji}(E - E_0)} = \frac{g_j}{g_i} \frac{E - E_0}{E} \quad (\text{B.14})$$

Para una distribución Maxwelliana tendremos:

$$\frac{C_{ij}}{C_{ji}} = \frac{g_j}{g_i} \exp\left(-\frac{E_0}{kT}\right) \quad (\text{B.15})$$

Para distribuciones no-Maxwellianas, debemos usar  $\sigma_{ij}/\sigma_{ji}$  para encontrar la razón  $C_{ij}/C_{ji}$ .

Consideremos un proceso de ionización colisional en el cual un electrón de energía  $E$  produce un ion junto a un par de electrones de energías  $E'$  y  $E - E_0 - E'$ , donde  $E_0$  es el potencial de ionización para el átomo en el estado  $i$ . Tendremos:

$$\frac{\sigma_{ik}(E, E')}{\sigma_{ki}(E', E - E_0 - E')} = \frac{16\pi U_k}{h^3 U_i} \frac{mE'(E - E_0 - E')}{E} \quad (\text{B.16})$$

donde  $U_i$  y  $U_k$  son las funciones de partición de los átomos en los estados  $i$  y  $k$ . Luego:

$$C_{ik} = n_e \int_{E_0}^{\infty} \int_0^{E-E_0} \sigma_{ik}(E, E') \sqrt{\frac{2E}{m}} f(E) dE' dE \quad (\text{B.17})$$

y para  $C_{ki}$ , usamos:

$$\frac{C_{ik}}{C_{ki}} = \frac{U_k}{U_i} \frac{2[2\pi mkT]^{1,5}}{h^3} \exp\left(-\frac{E_0}{kT}\right) \quad (\text{B.18})$$

(Leung, 2000).

Dada la evidente complejidad de las ecuaciones, éstas no pueden resolverse analíticamente. Necesitaremos entonces recurrir a cálculos numéricos para encontrar las soluciones que nos entreguen los valores de las poblaciones atómicas.

### B.3.2. Ecuación de Transporte Radiativo.

Ya hemos descrito las ecuaciones de equilibrio estadístico, necesarias para determinar las poblaciones atómicas en sistemas non-LTE. En ellas vimos que los fotones (procesos  $R_{ij}$  y  $R_{ik}$ ) pueden excitar o ionizar los elementos presentes en la atmósfera. Sin embargo, los fotones también le añaden energía y momentum a las partículas, lo cual provoca que sean lanzadas hacia el espacio en forma de viento estelar: hablamos entonces de **Vientos Estelares Impulsados por Radiación** (*Radiation Driven Stellar Winds*). Queremos saber de qué forma esta radiación es capaz de impulsar el viento.

Para ello, usamos la **ecuación de transporte radiativo**:

$$dI_\nu(s) = \epsilon_\nu(s)ds - \kappa_\nu I_\nu(s)ds \quad (\text{B.19})$$

donde  $I_\nu$  es la intensidad de radiación (energía por unidad de tiempo y por unidad de superficie) a una frecuencia  $\nu$  determinada.

Ésta nos dice cuánta energía se transporta a lo largo de un segmento  $ds$  en un medio con **emisividad**<sup>2</sup>  $\epsilon_\nu(s)$  y **opacidad**  $\kappa_\nu(s)$ . Básicamente, la ecuación de transferencia radiativa nos dice que la intensidad puede decrecer debido al scattering sufrido por los fotones y puede aumentar debido a los procesos atómicos presentes a lo largo del camino.

Ésta tampoco es una ecuación que puede resolverse de forma analítica. La profundidad óptica y el coeficiente de emisión dependerá de las poblaciones atómicas, las cuales necesitarán calcularse a partir de las ecuaciones de equilibrio estadístico. Además, si consideramos una geometría esférica (tal como la de las estrellas), el problema se complica aún más al tener que considerar 3 dimensiones.

Es por eso que, junto con recurrir a métodos numéricos para resolver las ecuaciones de equilibrio estadístico y de transferencia radiativa necesitaremos incluir algunas aproximaciones que simplifiquen los cálculos.



---

<sup>2</sup>Emisividad  $\epsilon_\nu$  se define como el porcentaje radiación que emite una superficie a determinada frecuencia  $\nu$  (o un segmento de superficie) en comparación a lo que emitiría si se tratara de un cuerpo negro. Es decir, la emisividad de un cuerpo negro a cualquier frecuencia será  $\epsilon_{BB} = 1$ .



# Bibliografía

- Bouret, J.-C., Hillier, D. J., Lanz, L. & Fullerton, A. W., 2012 A&A 544, A67.
- Bouret, J.-C., Lanz, L., Martins, F., Marcolino, W. L. F., Hillier, D. J., Depagne, E. & Hubeny, I., 2013, A&A, 555, 1.
- Carroll, B. W., & Ostlie, D. A., *An Introduction to Modern Astrophysics*, Addison-Wesley Publishing Company, 1996, Chapter 13: "Post-Main-Sequence Stellar Evolution".
- Chené, A.-N. & St-Louis, N., 2008, RMxAC, 33, 32.
- Chené, A.-N. & St-Louis, N., 2011, ApJ, 736, 140C.
- Cranmer, S. R. & Owocki, S. P., 1996, ApJ, 462, 469C.
- Crowther, P. A., 2007, ARAA, 45, 177.
- de la Chevrotière, A., St-Louis, N., Moffat, A. F. & the MiMeS Collaboration, 2013 ApJ, 764, 171D.
- Dessart, L. & Chesneau, O. 2002, A&A, 395, 209
- Ebbets, D., 1979, PASP, 91, 804E.
- Firmani, C., Koenigsberger, G., Bisiacchi, G. F., Moffat, A. F. J. & Isserstedt, J., 1980, ApJ, 239, 607F.
- Fullerton, A. W., Gies, D. R., Bolton, C. T., 1996, ApJS, 103, 475.
- Groh, J. H., Meynet, G. & Ekström, S., 2013 A&A, 550L, 7G.
- Hamann, W. R., Gräfener, G. & Liermann A., 2006 A&A 457, 1015-1031.
- Hillier, D. J., 1990, A&A, 231, 116H.
- Hillier, D. J., & Miller, D. L. 1998, ApJ, 496, 407
- Hillier, D. J., 2000, EAA Book E, 1895 H, *Wolf-Rayet Stars*.
- Hiltner, W. A. & Schild, R. E., 1966, ApJ, 143, 770H.
- Howarth, I. D. & Schmutz, W., 1995 A&A 294, 529H.
- Hubeny, C. M., 2000, EAA Book E, 1837 H, *Stellar Atmospheres: Early Type Stars*.

- Kaltcheva, N. T., 2000, MNRAS 318, 1023.
- Kroupa, P., 2001, MNRAS 322, 231K.
- Kutner, M. L., 2003, *Astronomy, A Physical Perspective*, Book, K.
- Lamers, H. & Cassinelli, J., *Introduction to Stellar Winds*, Cambridge University Press, 1999.
- Lanz, T., 2000, EAA Book E, 2102 L, *Stellar Atmospheres*.
- Leung, C. M., 2000, EAA Book E, 1873 L, *Radiative Transfer*.
- Lamontagne, R., Moffat, A. F. J., & Lamarre, A. 1986, AJ, 91, 925
- Maeder, A., & Meynet, G., 1987, A&, 182, 243M.
- Martins, F., Hillier, D. J., Bouret, J. C., Depagne, E., Foellimi, C., Marchenko, S. & Moffat, A. F., 2009, A&A, 495, 257M.
- Meynet, G. & Maeder, A., 2005, A&A, 429, 581-598.
- Meynet, G., Georgy, C., Hirschi, R., Maeder, A., Massey, P., Przybilla, N. & Nieva, M.-F., 2011, BSRSL, 80, 266M.
- Morel, T., St-Louis, N., & Marchenko, S. V., 1997, ApJ, 482, 470.
- Morel, T., St-Louis, N., Moffat, A. F. J., Cardona, O., Koenigsberger, G. & Hill, G. M., 1998, ApJ, 498, 413M.
- Morris, P. W., Crowther, P. A. & Houck, J. R., 2004, ApJ, 154, 413M.
- Nishimaki, Y., Yamamuro, T., Motohara, K., Miyata, T., Tanaka, Masuo., 2008 PASJ 60 191N.
- Nugis, T., Crowther, P. A., Willis, A. J., 1998, A&A, 333, 956N.
- Owocki, S., 2000, EAA Book E, 1887 O, *Radiative Transfer Stellar Winds from Hot Stars*.
- Prinja, R. K., Barlow, M. J. & Howarth, I. D., 1990, ApJ, 361, 607P.
- Prinja, R. K. & Smith, L. J. 1992, A&A, 266, 377.
- Prialnik, D., *An Introduction to the Theory of Stellar Structure and Evolution*, Cambridge University Press, 2000.
- Robert, C., Moffat, A. F., Drissen, L., Lamontagne, R., Seggewiss, W., Niemela, V. S., Cerruti, M. A., Barret, P., Bailey, J., García, J. & Tapia, S., 1992, ApJ, 397, 277R.
- Ross, L. W., 1961, PASP, 73, 354R.
- Salpeter, E., 1955 ApJ 121, 161S.
- Sander A., Hamann, W.-R. & Todt H., 2012 A&A 540, A144.
- Schaerer, D., 1996, A&A, 309, 129S.
- Smith, L. F., Maeder, A., 1991, A&A, 241, 77S.

- Smith, L. F., Shara, M. M. & Moffat, A. F. J., 1996 MNRAS 281, 163S.
- Schulte-Ladbeck, R. E., Nordsieck, K. H., Taylor, M., Nook, M. A., Bjorkman, K. S., Magalhães, A. M. & Anderson, C. M., 1991, ApJ, 382, 301S.
- Schulte-Ladbeck, R. E., Nordsieck, K. H., Code, A. D., Anderson, C. M., Babler, B. L., Bjorkman, K. S., Clayton, G. C., Magalhães, A. M., Meade, M. R., Shepherd, D., Taylor, M. & Whitney, B. A., 1992, ApJ, 391L, 37S.
- St-Louis, N., Chené, A.-N., Schnurr, O., & Nicol, M.-H. 2009, ApJ, 698, 1951 (Paper I).
- Torres-Dodgen, A. V. & Massey, P., 1988, AJ, 96, 1076T.
- van der Hucht, K. A., Hidayat, B., Admiranto, A. G., Supelli, K. R. & Doom, C., 1988, A&A, 199, 217V.
- van der Hucht, K. A. 2001, NewAR, 45, 135.

