



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MEXICO
POSGRADO EN ASTROFÍSICA
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

ESTUDIO AUTOCONSISTENTE NEBULAR Y ESTELAR DE LA BURBUJA
WOLF-RAYET NGC 6888

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
DOCTOR EN ASTROFÍSICA

PRESENTA:
M. EN C. JONNATHAN REYES PÉREZ

TUTORES:
DRA. MIRIAM PEÑA CÁRDENAS
DR. CHRISTOPHE MORISSET
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA, UNAM

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR:
DRA. GLORIA KOENIGSBERGER (INSTITUTO DE CIENCIAS FÍSICAS, UNAM)
DR. ANTONIO PEIMBERT (INSTITUTO DE ASTRONOMÍA, UNAM)

CIUDAD DE MÉXICO, ABRIL, 2016



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

*Dedicado a
Leonid Georgiev†
y a mis padres Amelia Pérez y Pedro Reyes.
Nelli namechtlazcamatia noyollopa.*

Agradecimientos

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por la beca de doctorado para realizar este trabajo.

Este trabajo también recibió apoyo de los proyectos PAPIIT IN109614 y PAPIIT IN107215 de la UNAM.

Agradezco a Anabel Arrieta, Jane Arthur, Gloria Koenigsberger y a Janos Zsargö por sus comentarios a este trabajo, los cuales enriquecieron el contenido de esta tesis.

Muchas gracias en especial a mis tutores Dra. Miriam Peña y Dr. Christophe Morisset, por todo su apoyo y paciencia durante todo mi trabajo doctoral.

Resumen

Este trabajo está enfocado al estudio de las propiedades físicas de la atmósfera de la estrella WR 136 y de su nebulosa asociada, NGC 6888, cuya formación ha resultado de la interacción del viento estelar de WR 136 con su medio circundante.

Analizamos si los modelos de atmósfera estelar, calculados con el código CMFGEN, proveen una descripción óptima de las observaciones de la estrella WR 136 y si además simultáneamente, puede reproducir las observaciones de la nebulosa NGC 6888, tal como el grado de ionización, el cual es modelado con el código PYCLOUDY. Para restringir estos modelos se usó todo el material observacional disponible (como espectros en el lejano y cercano UV hasta el rango del visible en el espectro electromagnético).

Entre los resultados, encontramos que incluso si los valores de la luminosidad estelar y la tasa de pérdida de masa pueden restringirse bien, la temperatura de la estrella T_* a $\tau = 20$ puede encontrarse entre 70 000 y 110 000 K. Sin embargo, al usar a la nebulosa como una restricción adicional al modelo de la estrella, encontramos que los modelos estelares con $T_* \sim 70000$ K representan la mejor solución tanto para la estrella WR 136 como para a nebulosa NGC 6888.

A partir de los resultados de los modelos de ionización, se muestra que los cocientes observados de N^+/O^+ , encontrados en distintas zonas de la nebulosa, pueden reproducirse bajo la suposición de que el gas visible de NGC 6888 es químicamente homogéneo.

Este trabajo muestra la importancia de calcular modelos coherentemente, incluyendo restricciones estelares y nebulares. Este procedimiento nos permitió determinar, de modo consistente, todos los parámetros físicos tanto de la estrella como de su nebulosa asociada; en particular, las abundancias químicas que muestran un gran enriquecimiento en N y C, pero oxígeno

depletado, reflejando las huellas del ciclo CNO por el cual ha pasado el núcleo la estrella WR 136 durante su evolución.

Lo que se encuentra en esta tesis ha sido publicado en el artículo *A consistent spectral model of WR 136 and its associated bubble NGC 6888*, Reyes-Pérez *et al.* (2015).

Índice general

Resumen	V
Lista de figuras	VIII
Lista de tablas	X
1. Introducción	1
1.1. Estrellas Wolf-Rayet	1
1.2. Evolución química de las estrellas Wolf-Rayet	2
1.3. La tasa de pérdida de masa y la velocidad terminal del viento estelar	10
1.4. Burbujas interestelares	17
1.5. Emisión de rayos X en burbujas interestelares	22
1.6. El sistema NGC 6888 - WR 136	25
1.7. Objetivo	28
1.8. Metodología	28
2. Observaciones y reducción de datos	33
2.1. Visible	33
2.1.1. Medidas de flujo y estimación de errores	43
2.2. Ultravioleta	48
2.3. Rayos X	48
3. Construcción de los modelos	55
3.1. Modelo estelar	55
3.2. El modelo nebular	64
3.2.1. Abundancias y análisis de plasma	64
3.2.2. Modelo de fotoionización para NGC 6888	69
3.3. Modelos de emisión de rayos X	75

4. Discusión	85
4.1. Temperatura efectiva y tasa de pérdida de masa de la estrella WR 136	85
4.2. ¿Es NGC 6888 principalmente fotoionizada?	87
4.3. Abundancia de oxígeno y nitrógeno en NGC 6888	88
5. Conclusiones	93
6. Trabajo futuro	97
Bibliografía	98

Índice de figuras

1.1. Espectros típicos de estrellas WR	3
1.2. Tasa de pérdida de masa en función de la luminosidad de estrellas WN galácticas.	5
1.3. Evolución estelar dependiente de la masa inicial	6
1.4. Evolución de las abundancias superficiales de una estrella con masa inicial igual a $60 M_{\odot}$	8
1.5. Diagramas Hertzsprung-Russell para estrellas WN (HGL06) .	10
1.6. Ley de velocidad con distintos valores de β (Lamers & Cassinelli, 1999).	12
1.7. Comparación de modelos con observaciones para determinar \dot{M} y v_{∞}	16
1.8. Estructura de una burbuja interestelar de acuerdo a los modelos de Weaver <i>et al.</i> (1977)	19
1.9. Diagrama de metodología	31
2.1. Posiciones de las rendijas en NGC 6888	35
2.2. Definición de los órdenes en la imagen de la estrella estándar HR 7596.	38
2.3. Identificación de líneas en la imagen de la lámpara ThAr para calibrar en longitud de onda	40
2.4. Normalización de un orden de la estrella estándar HR 7596 . .	41
2.5. Comparación entre el espectro observado de la estrella HR 7596 y su espectro modelado con SPECTRUM	42
2.6. Perfiles de líneas nebulares en el espacio de velocidades radiales	44
2.7. Espectro <i>IUE</i> de baja dispersión de la estrella WR 136	49
2.8. Imagen de las observaciones de <i>Chandra</i> en NGC 6888	50
2.9. Regiones para la extracción de los espectros en rayos X	53
3.1. Comparación entre líneas estelares observadas y las modeladas con CMFGEN	58

3.2. Comparación global entre los espectros modelados con CMFGEN y los espectros observados de WR 136	59
3.3. Esquema de la geometría propuesta para construir el modelo de fotoionización para NGC 6888	70
3.4. Imágenes en rayos X en diferentes filtros de energía	77
3.5. Cuadro RGB de la burbuja NGC 6888.	78
3.6. El espectro en rayos X de la estrella WR 136	82
3.7. El espectro en rayos X de la burbuja NGC 6888	82
4.1. Comparación de la región ionizante de modelos estelares a diferentes temperaturas T_*	86
4.2. Diagrama de diagnóstico de plasma.	89
4.3. Mapa del ICF para el cociente N^+/O^+	92

Índice de tablas

2.1. Bitácora de las observaciones	36
2.2. Flujos desenrojados de las líneas identificadas en los espectros observados	47
3.1. Parámetros de los modelos de atmósfera de WR 136	63
3.2. Datos atómicos	65
3.3. Parámetros físicos y abundancias iónicas y totales en NGC 6888.	66
3.4. Abundancias de los modelos nebulares y estelares	71
3.5. Comparación entre los flujos nebulares observados modelados. Fuente ionizante <i>star1</i>	73
3.6. Comparación entre los flujos nebulares observados modelados. Fuente ionizante <i>star3</i>	74
3.7. Parámetros del mejor modelo de emisión de rayos X para la estrella WR 136	81
3.8. Parámetros del mejor modelo de emisión de rayos X para la burbuja NGC 6888	83

Capítulo 1

Introducción

1.1. Estrellas Wolf-Rayet

Las estrellas Wolf-Rayet (WR) son básicamente los núcleos descubiertos de estrellas masivas muy evolucionadas, cuyos progenitores tuvieron una masa mayor a $25 M_{\odot}$ (Crowther, 2007). El hecho de observar directamente el núcleo estelar es el resultado de expulsión de las capas más externas debido a efectos como la rotación y pérdida de masa por vientos conducidos por radiación. Dado que los vientos de estas estrellas son suficientemente densos y opacos a la radiación ionizante de sus núcleos, los espectros de las estrellas WR presentan líneas anchas de emisión, principalmente generadas por los iones asociados a los elementos representativos de la fusión nuclear.

Dependiendo del estado evolutivo de estas estrellas se pueden clasificar en general en dos tipos, WN y WC, cuyos espectros son dominados por líneas de emisión que reflejan los productos del ciclo CNO y del quemado de He, respectivamente. Existe otro tipo de estrella WR denominado WO, es decir, son ricas en oxígeno y básicamente son descendientes de las estrellas WC más evolucionadas (Kingsburgh *et al.*, 1995). Además de esta clasificación general, existe una subclasificación (Smith, 1968) que toma en cuenta los cocientes de líneas de iones consecutivos de un mismo elemento, esto quiere decir que esta es una subclasificación basada en la temperatura de la estrella; dividiendo, por tanto, tipos de estrellas WR en estrellas tempranas y tardías, donde las más calientes son las estrellas tempranas.

En el caso del tipo WN, se emplean cocientes de iones como N III/ N V y He I / He II para clasificarlas, lo cual genera los subtipos de estrellas WN desde WN2 hasta WN5, denominadas como WN tempranas (WE), y

desde WN6 a WN9 llamadas WN tardías (WNL). Existen algunos casos de estrellas tipo WN en cuyos espectros aún se detectan líneas de hidrógeno, para este caso, se agrega el sufijo ‘-h’ a la notación antes descrita (Smith *et al.*, 1996). En el caso de las estrellas tipo WC, se subdividen de acuerdo a los cocientes de las líneas espectrales provenientes de iones de carbono como C III y C IV, teniendo así los subtipos: WC tempranas (WCE, desde WC4 a WC6) y WC tardías (WCL, desde WC7 a WC9).

En la Figura 1.1, se pueden ver las diferencias que existen entre los espectros de estrellas WN y WC y su modificación conforme la estrella va de subtipo tardío a temprano. Así mismo, en el cuadro más bajo de esta figura, se puede ver la transmitancia de algunos filtros empleados en trabajos realizados por Smith (1968) y Massey (1984), para estimar el porcentaje de la luminosidad en la banda del visual respecto a la luminosidad total o bolométrica. De acuerdo a estos trabajos, en comparación con modelos de atmósferas estelares (Hamann & Gräfener, 2004; Willis *et al.*, 2004, 1986), la luminosidad de las estrellas WR en el visual solamente representa alrededor del 5 por ciento de su luminosidad total, en tanto que el 90 por ciento de la luminosidad está dentro del rango del ultravioleta.

Así pues, debido a las propiedades antes descritas, podemos darnos cuenta que estas estrellas resultan ser fuentes importantes del enriquecimiento químico, pero también energético; tanto por la cantidad de energía cinética que depositan a sus alrededores, como por sus cualidades ionizantes hacia el medio interestelar circundante.

1.2. Evolución química de las estrellas Wolf-Rayet

De manera simplificada, todos los procesos evolutivos de una estrella dependen de la presencia del equilibrio entre la fuerza de gravedad, producida por su propia masa; y la presión de radiación generada en su núcleo, como resultado de la fusión nuclear. Desde luego que existen otros parámetros y procesos estelares que deben considerarse al hablar de la evolución de una estrella, como la composición química y velocidad de rotación iniciales, así como la tasa de pérdida de masa. Pero incluso estos parámetros pueden ponerse como función de la masa de la estrella. Por ejemplo, la tasa de pérdida de masa, para estrellas masivas en Secuencia Principal, se relaciona

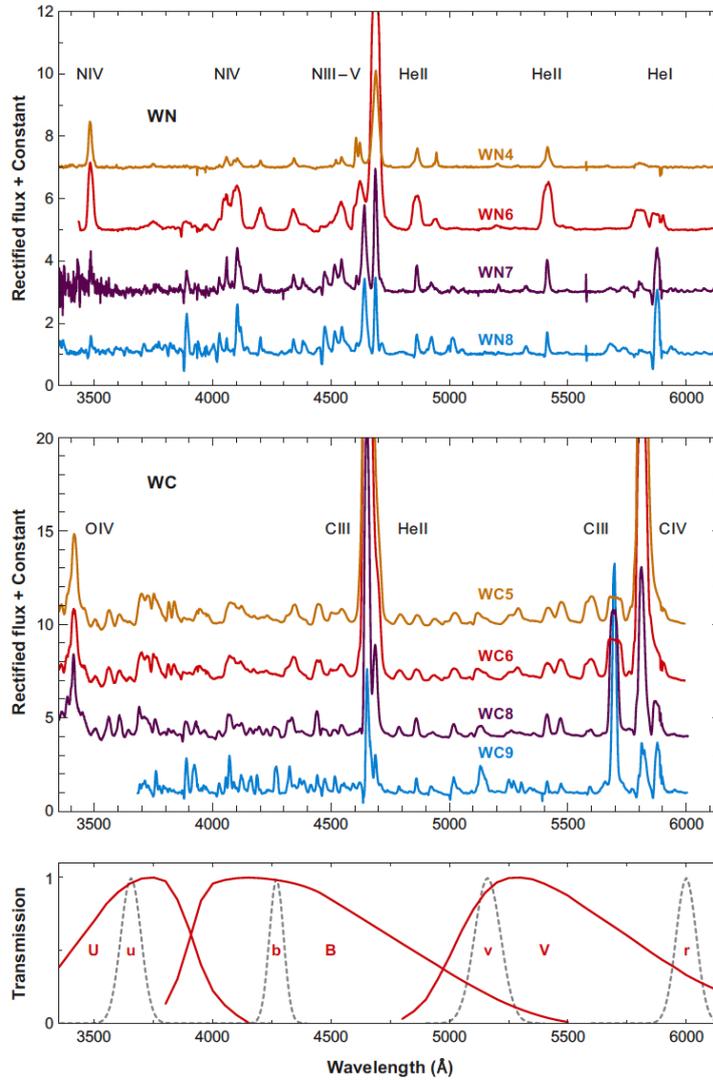


Figura 1.1: Espectros típicos de estrellas WR en el visual. Notemos que los espectros están dominados por líneas de emisión que reflejan la composición química dominante, WN o WC; y su modificación conforme pasa de tipo tardío a temprano, indicando distintas temperaturas superficiales (Crowther, 2007).

con la luminosidad de la siguiente manera (Maeder & Meynet, 2008):

$$\dot{M} \sim L^{1.7}. \quad (1.1)$$

Si usamos la relación masa-luminosidad ($L \sim M^2$) para estrellas masivas con la ec. 1.1, resulta

$$\dot{M} \sim M^{3.4}. \quad (1.2)$$

De la ec 1.2, se puede estimar entonces la escala de tiempo del proceso de la pérdida de masa,

$$t_{\dot{M}} \sim \frac{M}{\dot{M}} \sim \frac{1}{M^{2.4}}, \quad (1.3)$$

el cual al compararse con el tiempo de la etapa de Secuencia Principal $t_{MS} \sim M^{-0.6}$ de una estrella masiva, decrece mucho más rápido que el tiempo t_{MS} . Además, la cantidad de masa perdida depende de la masa estelar como

$$\frac{\Delta M}{M} \sim M^{1.8} \quad (1.4)$$

Esta expresión ilustra la importancia del efecto de pérdida de masa, pues se puede ver que la cantidad de masa perdida, relativa a la masa total, aumenta conforme el valor de la masa también aumenta. En particular, para el caso de las estrellas WR, también existe una relación entre la tasa de pérdida de masa y la luminosidad. La Figura 1.2 ilustra esta relación para las estrellas WR Galácticas, modeladas por Hamann *et al.* (2006) (de aquí en adelante HGL06), en donde se encuentra que en general esta relación sería diferente según la estrella sea de tipo espectral WNL o WNE.

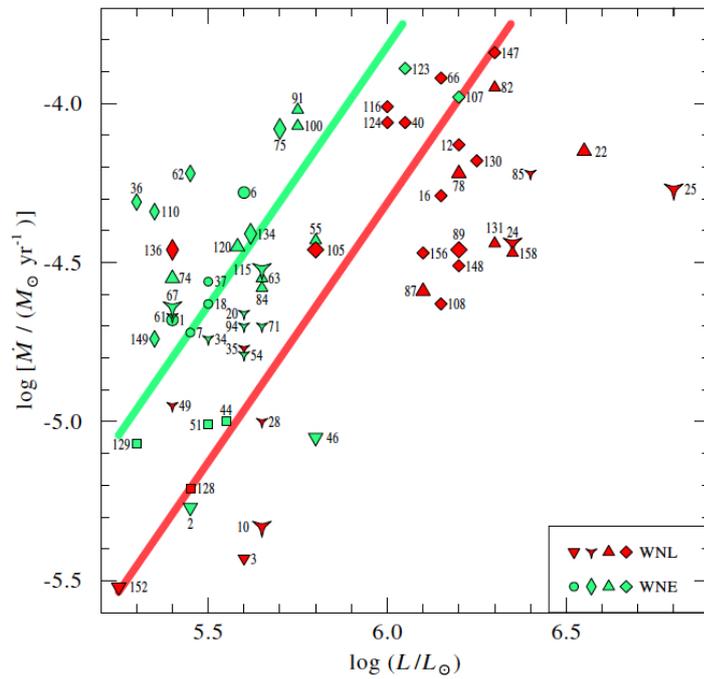


Figura 1.2: Tasa de pérdida de masa en función de la luminosidad de estrellas WN Galácticas. Las líneas corresponden a las relaciones de tasa de pérdida de masa contra luminosidad de Nugis & Lamers (2000) para estrellas WN sin hidrógeno (MNE) y para estrellas WN, con un 40 por ciento de hidrógeno. Los puntos corresponden a los valores modelados por (HGL06).

<u>TENTATIVE FILIATIONS:</u>	<u>at standard composition</u>
<u>M > 90 M_⊙</u> :	O - Of - WNL - (WNE) - WCL - WCE - SN (Hypernova ??)
<u>M > 60-90 M_⊙</u> :	O - Of/WNL ↔ LBV - WNL(H poor) - WCL-E - SN (SNIIn??) (slash star)
<u>M > 40-60 M_⊙</u> :	O - BSG - LBV ↔ WNL - (WNE) - WCL-E - SN (SNIb) - WCL-E - WO - SN (SNIc)
<u>M > 30-40 M_⊙</u> :	O - BSG - RSG -- WNE - WCE - SN (SNIb) OH/IR ↔ LBV ?
<u>M > 25-30 M_⊙</u> :	O - (BSG) - RSG -- BSG ↔ RSG SNII BLUE LOOP
<u>M > 10-25 M_⊙</u> :	O - RSG - (Cepheid loop for M < 15 M _⊙) - RSG -- SN SNIIP

Figura 1.3: Diferentes posibilidades de evolución estelar dependiendo de la masa inicial de las estrellas, para una composición química estándar (Maeder & Meynet, 2008).

Así pues, la traza evolutiva de cualquier estrella, en general, depende de la masa inicial con la que entra a la Secuencia Principal, pero también de la masa restante en cada periodo evolutivo. Esto es importante ya que la estrella no permanece con la misma masa durante toda su evolución. En particular, para el caso de las estrellas masivas, la pérdida de masa afecta fuertemente la evolución estelar, generando distintas opciones evolutivas dada la masa inicial de la estrella (Maeder & Meynet, 2000), tal como se muestra en la Figura 1.3.

Por otro lado, un factor de gran importancia en la evolución estelar y que propicia la pérdida de masa es la rotación, la cual genera una gravedad efectiva menor a la que tendría una estrella sin rotación, pues está presente la componente de fuerza centrífuga, la cual es mayor en el ecuador de la estrella y disminuye conforme se acerca al eje de rotación; de este modo, dependiendo de la latitud estelar, la velocidad de escape se ve reducida respecto al caso sin rotación.

Pero una consecuencia aún más importante, debido a la rotación de las estrellas, es la que le ocurre a la composición química en la superficie estelar. Sabemos que la fusión nuclear en las estrellas no solamente cambia

la composición química sino también las abundancias de los elementos en las capas nucleares donde se lleva a cabo la fusión. En el caso de las estrellas masivas el núcleo es convectivo, por tanto, se espera que se mezclen los productos del quemado de hidrógeno con los elementos originales en toda esta región convectiva. Este proceso de mezclado se incrementa cuando la velocidad de rotación de la estrella es distinta de cero, debido a que entre capas consecutivas de la estrella, las cuales tienen una velocidad diferente entre sí, se generan fuerzas de corte o de rozamiento, provocando turbulencias y procesos difusivos que, en conjunto con la convección, llevan a cabo un mezclado eficiente de los productos de la fusión nuclear; desde el núcleo de la estrella hasta su superficie. De este modo, al tener una mayor cantidad de los productos nucleares en la superficie, se propicia la absorción de los fotones, generando mejores condiciones para que el viento estelar remueva masa de la estrella (Maeder & Meynet, 2000).

Así pues, cuando la pérdida de masa expulsa las capas más externas de la estrella, los productos nucleares aparecen en la superficie del núcleo estelar. Esto explica por qué en las estrellas WN se detecta en su superficie una elevada abundancia de helio y nitrógeno respecto al hidrógeno, es decir, se observan los productos del quemado de hidrógeno a través del ciclo CNO; mientras que las estrellas WC muestran en su superficie altas abundancias de carbono a causa de los productos del quemado del helio.

En la Figura 1.4 se puede ver cómo se modifican en el tiempo las abundancias superficiales de una estrella cuya masa inicial es $60 M_{\odot}$. Durante la fase del quemado de hidrógeno en el núcleo de estrellas masivas, el hidrógeno es transformado en helio a través del ciclo CNO. Esto resulta en un incremento del He y del ^{14}N y en un decremento del H y del ^{12}C en todo el núcleo convectivo (Maeder & Meynet, 2000). Por otro lado, para el caso de estrellas con rotación (Fig. 1.4), ya es posible apreciar un enriquecimiento del nitrógeno en la superficie de la estrella desde la fase de Secuencia Principal. Cerca del final de esta fase, los productos de la fusión de hidrógeno, que han sido mezclados en las capas superiores por rotación, aparecen en la superficie; por tanto en este tiempo, las abundancias de N y He en la superficie de la estrella aumentan y las de H y C disminuyen. En el caso sin rotación, la estrella pasa por la fase de Variable Azul Luminosa (LBV por sus siglas en inglés) de corta duración y con pérdida de masa extrema antes de llegar a la fase WNL, pasando de $\sim 47 M_{\odot}$ a $\sim 25 M_{\odot}$ en esta fase.

De la Figura 1.4, se puede ver que debido a la rotación, una estrella con

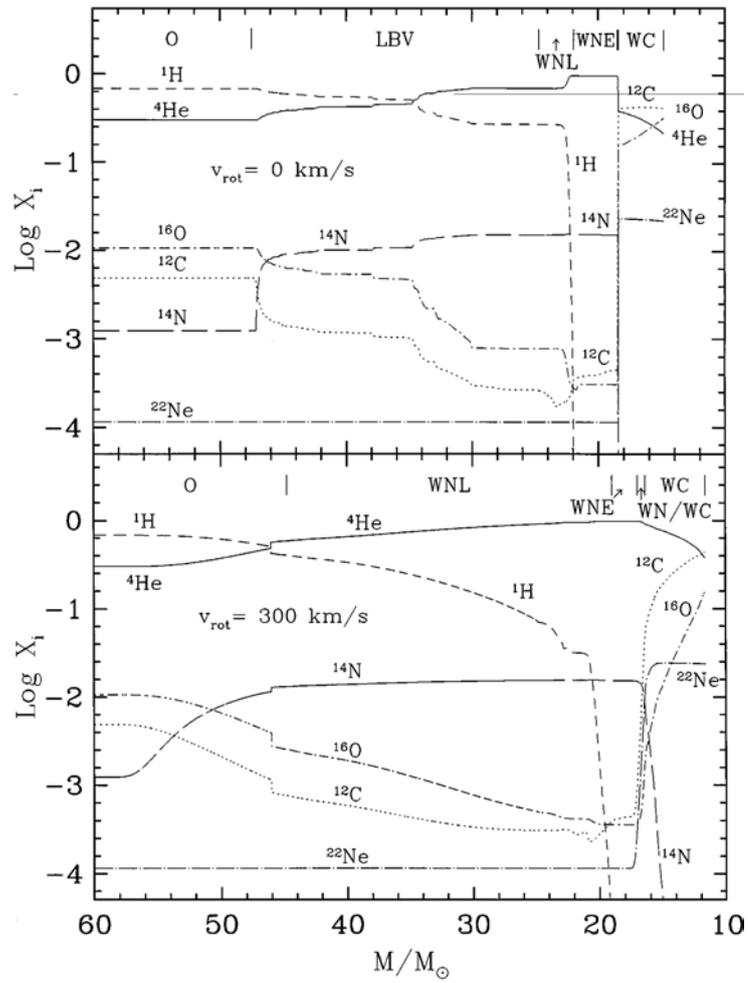


Figura 1.4: Evolución de las abundancias superficiales de una estrella con masa inicial igual a $60 M_{\odot}$ como función de la masa restante a lo largo de la evolución de la estrella, se comparan las abundancias para el caso sin rotación y con rotación (Maeder & Meynet, 2000).

masa inicial de $60 M_{\odot}$, al término de la fase la Secuencia Principal, finaliza con una superficie enriquecida en N y He y con sólo 40 por ciento de H en su superficie. Así pues, dado que desde edades tempranas la superficie estelar es fuertemente enriquecida, el tiempo de vida de la fase WN se incrementa (Maeder & Meynet, 2000). Esto es porque la pérdida de masa disminuye la autogravedad de la estrella, evitando que tenga que expandirse y disminuir su temperatura, permitiendo, por contrario, que la estrella pueda contraerse sin colapsar y aumente su temperatura.

Estos efectos evolutivos, debidos a la rotación, pueden notarse en la Figura 1.5, donde se muestran los diagramas Hertzsprung-Russell para estrellas WN, en los cuales se han graficado los valores de temperatura y luminosidad de varias estrellas WN modeladas por HGL06, así como las trazas evolutivas de Meynet & Maeder (2003) para estrellas con rotación y sin rotación. En particular, resaltemos la comparación (entre modelos con rotación y sin rotación) de las trazas evolutivas de estrellas con masas iniciales de $25 M_{\odot}$ y $60 M_{\odot}$.

En el caso de la estrella con masa inicial de $25 M_{\odot}$, podemos ver que a causa de la ausencia de la rotación, la pérdida de masa no es suficiente para que el núcleo de la estrella soporte su propio peso, viéndose obligada a expandirse y moverse a la región de temperaturas bajas del diagrama ($< 5\,000\text{ K}$), implicando que esta estrella pasa por la fase de Súper Gigante Roja. Sin embargo cuando la estrella tiene velocidad de rotación, esto provoca que la estrella pierda suficiente masa para contraerse y migrar a la región de altas temperaturas del diagrama, lo cual le daría el tiempo suficiente para llegar a ser una estrella tipo WN.

En el caso de la estrella de masa inicial de $60 M_{\odot}$, en ambas situaciones la estrella pasa por la fase WN, pero cuando la estrella no tiene rotación, esta fase la inicia en una región de baja temperatura en el diagrama, consecuencia de haberse expandido; aumentando la probabilidad de pasar por la fase de LBV; aunque recientemente, Maeder & Meynet (2010) proponen que una vez que la estrella se convierte en WN, aún en fase de Secuencia Principal, la fase LBV se presentaría luego de la fase de quemado de hidrógeno en el núcleo, para posteriormente regresar al régimen del tipo WR. Esta suposición resulta de intentar reconciliar los cocientes de WR/O y WC/WN que se observan con los que predicen los modelos (Meynet et al. 2008). Pero si la estrella rota, los modelos muestran que la estrella no migra hacia la región de baja temperatura del diagrama, evitando, por tanto, las fases de LBV o Súper Gigante Roja; sino que la masa restante del núcleo se

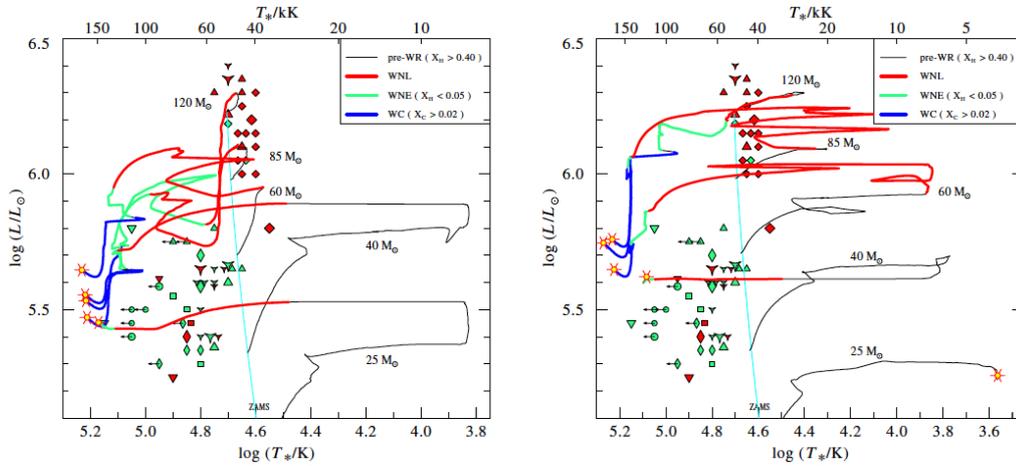


Figura 1.5: Diagramas Hertzsprung-Russell para estrellas WN (HGL06). Las trazas evolutivas considerando rotación (300 km s^{-1} , imagen a la izquierda) y sin rotación (imagen a la derecha) son de Meynet & Maeder (2003), para estrellas con abundancia inicial igual a la solar. Los símbolos son como el la Figura 1.2.

contrae e inicia casi de inmediato la fase de WNL, tal como se mencionó antes.

Conforme la estrella WNL evoluciona (Fig. 1.5), la estrella agota su contenido de hidrógeno y pasa a ser una estrella WNE, posteriormente la historia de pérdida de masa le permite a su núcleo contraerse y tener la temperatura suficiente para iniciar el quemado del helio, de este modo, la estrella WR obtiene su energía convirtiendo He en C en el núcleo, mostrando las capas ricas en C en su superficie, la estrella es ahora una WR del tipo WC, con una atmósfera rica en C y He (Fig. 1.4).

1.3. La tasa de pérdida de masa y la velocidad terminal del viento estelar

Básicamente, los vientos de las estrellas calientes están caracterizados por dos parámetros: la tasa de pérdida de masa \dot{M} y la velocidad terminal de este viento V_∞ . Los vientos se originan en la fotosfera de la estrella y a partir de allí son continuamente acelerados luego de que los iones presentes absorben los fotones, transformando su momento radiativo en momento

1.3. LA TASA DE PÉRDIDA DE MASA Y LA VELOCIDAD TERMINAL DEL VIENTO ESTELAR

mecánico. La velocidad terminal V_∞ , que es la velocidad máxima que alcanza el viento, tiene lugar en una distancia entre 5 y 10 radios estelares (dependiendo de la ley de velocidad que se use, ver Fig. 1.6), donde la aceleración radiativa es casi cero a causa de la dilución de la radiación.

Para el caso de un viento estelar con geometría esférica y estacionario, la tasa de pérdida de masa se relaciona con la densidad $\rho(r)$ y la velocidad $v(r)$ a través de la ecuación de continuidad

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho(r) v(r) \quad (1.5)$$

donde r es la distancia medida desde el centro la estrella. La distribución de la velocidad del viento $v(r)$ respecto a la distancia radial desde el centro de la estrella se conoce como la ley de velocidad. De acuerdo a observaciones y modelos de vientos estelares (Castor *et al.*, 1975), la ley de velocidad puede escribirse como

$$v(r) = v_0 + (v_\infty - v_0) \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^\beta. \quad (1.6)$$

Esta ley describe en general el incremento de la velocidad respecto a la distancia r , tomando sus valores límite entre v_0 en la fotosfera ($r = R_*$) y v_∞ a distancia muy grandes, cumpliéndose que $v_0 \ll v_\infty$. El parámetro β describe cómo es que la velocidad se va incrementando. En la Figura 1.6 se muestra el efecto de este parámetro en la ley de velocidad.

Alternativamente, la ley de velocidad se puede escribir como (Pauldrach *et al.*, 1986)

$$v(r) = v_\infty \left(1 - \frac{r_0}{r}\right)^\beta \quad (1.7)$$

donde

$$r_0 = R_* \left(1 - \left(\frac{v_0}{v_\infty}\right)^{1/\beta}\right) \quad (1.8)$$

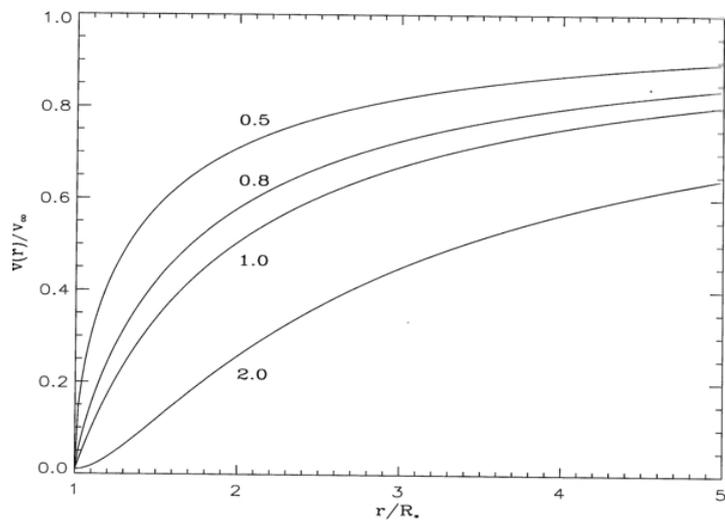


Figura 1.6: Ley de velocidad con distintos valores de β (Lamers & Cassinelli, 1999).

la cual tiene la ventaja de manejarse fácilmente cuando se trata de hacer cálculos numéricos.

Conocer la tasa de pérdida de masa y la velocidad terminal de las estrellas es muy importante porque, por un lado, \dot{M} describe cuánto material ha perdido la estrella a lo largo de su evolución. Esto es crucial en la evolución de las estrellas tal como ha sido mencionado en la §2.2. Además este valor es una restricción a los modelos de evolución estelar, en particular a la historia de pérdida de masa. Por otro lado, distintas teorías de vientos estelares predicen diferentes tasas de pérdida de masa y velocidades terminales para una estrella, por tanto, al comparar los valores observados con las predicciones, podemos saber más detalles acerca de los mecanismos responsables de la pérdida de masa. Además, el gas que escapa de la estrella deposita energía mecánica al medio interestelar a una tasa dada por $0.5\dot{M}v_\infty^2$. Así pues, para llevar a cabo un estudio del efecto del viento estelar a sus alrededores, deben conocerse los valores de \dot{M} y v_∞ a lo largo de la evolución de la estrella.

Otro aspecto interesante es que la tasa de pérdida de masa de estrellas

1.3. LA TASA DE PÉRDIDA DE MASA Y LA VELOCIDAD TERMINAL DEL VIENTO ESTELAR

calientes en distintas fases de evolución, muestra una clara correlación con la luminosidad estelar. Por ejemplo, el caso mostrado en la Figura 1.2 (HGL06) para el caso de las estrellas WR. Por otro lado, la velocidad terminal de estas estrellas típicamente es unas veces mayor que su respectiva velocidad de escape efectiva (Hamann *et al.*, 1995). Por tanto, ambos argumentos sugieren que el mecanismo dominante en la pérdida de masa para estrellas calientes es la dispersión múltiple de la radiación en numerosas líneas espectrales, es decir, la transferencia de momento radiativo de los fotones al ser absorbidos por los distintos iones presentes.

De acuerdo a todo lo anterior, la determinación correcta del valor de la tasa de pérdida de masa es clave para entender diversos aspectos de las estrellas masivas. Hay varios métodos para detectar y medir la pérdida de masa de las estrellas. Estos métodos cubren un amplio intervalo de energía espectral desde los rayos X hasta la región del radio (Kudritzki & Puls, 2000), basados en el análisis de las líneas que se forman en el viento, a saber, líneas P-Cygni y líneas de emisión o de absorción (Fig. 1.7). La presencia de un perfil u otro depende del proceso de reemisión que tiene lugar luego que el fotón que es absorbido por un ión. Si el fotón es reemitido instantáneamente mediante emisión espontánea, sólo se dispersa la radiación y la función fuente es entonces proporcional a la dilución de la radiación, por tanto, lo que se produce es un perfil P-Cygni. Si la reemisión ocurre como resultado de diferentes procesos atómicos (como recombinación o procesos colisionales), entonces la función fuente básicamente permanece constante dentro el viento, resultando líneas de emisión o absorción. En principio, ambos tipos de líneas pueden emplearse para determinar la tasa de pérdida de masa y la velocidad terminal, sin embargo, cada uno de ellos tiene sus complicaciones y desventajas de acuerdo a las suposiciones del método.

Por ejemplo, para determinar la velocidad terminal del viento y la ley de velocidad, se utilizan los perfiles P-Cygni saturados. El borde de absorción de la parte azul del perfil coincide con el continuo a una velocidad Doppler de $v \simeq -(v_\infty + 2v_{turb})$, donde v_{turb} es la velocidad de turbulencia del viento (Lamers & Cassinelli, 1999), por tanto el punto con mayor velocidad, en el perfil saturado que se observa y donde la intensidad es cero, se encuentra básicamente a la velocidad terminal (ver Fig. 1.7).

Por otro lado, los perfiles P-Cygni no saturados pueden emplearse para derivar el valor de la tasa de pérdida de masa. Para lograrlo, se comparan los perfiles observados con los que predice la teoría usando distintos valores de la distribución radial de iones $n_i(r)$ en el viento. Así pues, una vez que el

perfil observado es ajustado, la $n_i(r)$ es conocida, luego, esta densidad es transformada a una distribución radial de densidad $\rho(r)$ si la abundancia y la fracción de ionización son conocidas.

$$n_i(r) = \frac{n_i(r)}{n_E(r)} \frac{n_E(r)}{n_H(r)} \frac{n_H(r)}{\rho(r)} \rho = q_i(r) A_E \frac{n_H}{\rho} \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 v(r)}, \quad (1.9)$$

donde se usó la ec. 1.5 y las definiciones $A_E = n_E/n_H$, que es la abundancia del elemento E respecto a H y $q_i = n_i/n_E$, que es la fracción de ionización del ión que produce la línea. El cociente n_H/ρ depende de la composición química del viento (Lamers & Cassinelli, 1999).

Así pues, podemos darnos cuenta que tanto la ley de velocidad, así como la velocidad terminal pueden derivarse muy bien a partir de los perfiles P-Cygni; sin embargo, la determinación del valor de la tasa de pérdida de masa a partir de estos perfiles resulta ser más complicada, dado que depende fuertemente de la fracción de ionización que se asuma al hacerlo.

Por otro lado, si el viento es completamente ópticamente delgado a una determinada transición de línea, como es el caso de las líneas de recombinación, la tasa de pérdida de masa puede determinarse directamente de la luminosidad de dicha línea, siempre que se conozca la distancia a la estrella (ver Fig. 1.7).

La luminosidad total de la línea es simplemente la integral de volumen sobre la emisividad del viento, multiplicada por la fracción de fotones emitidos que son interceptados por la estrella. De este modo, la luminosidad de la línea L_l es

$$L_l = \int_{r_{min}}^{\infty} 4\pi r^2 j_l(r) \{1 - W(r)\} dr, \quad (1.10)$$

donde $j_l(r)$ es la emisividad de la línea a la distancia r y $W(r)$ es la fracción de ángulo sólido que cubre la estrella, por tanto $(1 - W(r))$ es la probabilidad de que un fotón de la línea en cuestión pueda escapar. En el caso de un viento ópticamente delgado, el límite de integración r_{min} puede considerarse como el radio de la estrella al cual la profundidad óptica vale alrededor de 1

1.3. LA TASA DE PÉRDIDA DE MASA Y LA VELOCIDAD TERMINAL DEL VIENTO ESTELAR

para el continuo en la longitud de onda de la línea.

En el caso de las líneas de recombinación, la emisividad es proporcional a la densidad al cuadrado, ya que involucra interacciones entre iones y electrones, además de que es una función $f(T)$ de la temperatura. Por tanto se puede escribir como

$$j_l(r) = \rho^2(r)f(T), \quad (1.11)$$

reemplazando esta ecuación junto con la ecuación de continuidad (ec. 1.5) en la expresión 1.10 tenemos

$$L_l = \frac{\dot{M}^2}{4} \int_{r_{min}}^{\infty} \frac{f(T)}{r^2 v(r)^2} \{1 - W(r)\} dr. \quad (1.12)$$

Si la ley de velocidad y la estructura de temperatura del viento se conocen, la integral puede resolverse y expresar la luminosidad en términos de la tasa de pérdida de masa. De la ec. 1.12 se puede ver que la tasa de pérdida de masa es simplemente proporcional a la raíz cuadrada de la luminosidad de líneas ópticamente delgadas. Esta dependencia hace que la luminosidad de estas líneas sea un indicador preciso de la tasa de pérdida de masa, siempre que se conozca la velocidad terminal, por ejemplo, mediante las líneas con perfil P-Cygni.

Existen otros métodos para conocer la pérdida de masa para estrellas calientes, basados en la radiación del continuo en el infrarrojo o emisión libre-libre en el radio (Kudritzki & Puls, 2000), sin embargo, estos métodos proveen información acerca de la cantidad del gas, pero no acerca de la velocidad. Para derivar tasas de pérdida de masa con la radiación de continuo se necesita información de la velocidad terminal, de forma independiente, usando los perfiles de línea (Lamers & Cassinelli, 1999).

Así pues, los métodos que usan perfiles de línea son generalmente sensitivos a las suposiciones que se hacen acerca de la estructura térmica del viento, ya que la absorción o emisión de las líneas depende fuertemente de las condiciones de ionización y excitación. Los métodos que usan la

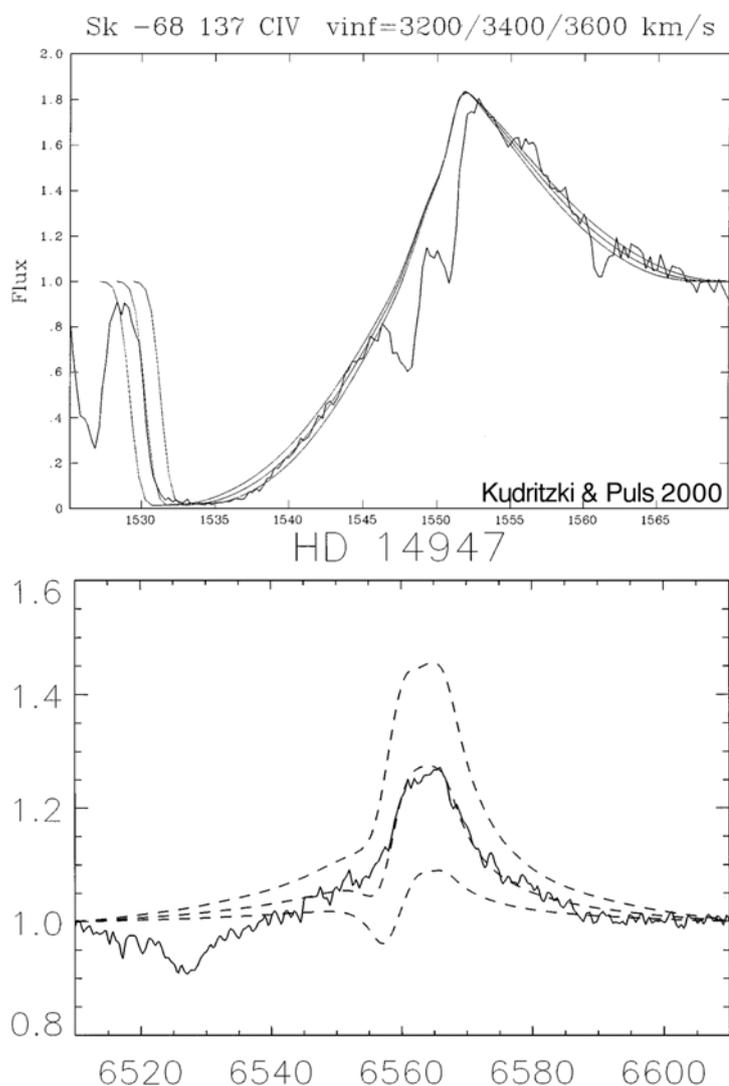


Figura 1.7: Comparación de modelos con diferentes velocidades terminales y tasas de pérdida de masa con las observaciones de las líneas C IV 1550Å y H α . En la imagen superior se muestra los resultados de calcular la transferencia radiativa para el doblete saturado de C IV de la estrella SK-688 137, usando tres diferentes velocidades terminales (indicadas en la figura). En la imagen inferior se muestra el perfil de la línea H α de la estrella HD 14947, en comparación con los espectros modelados que resultan de usar 10 , 7.5 y $5 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ como valores de la tasa de pérdida de masa.

radiación del continuo son generalmente menos sensitivos a los detalles de la estructura del viento. Por lo tanto, la mejor forma de determinar las tasas de pérdida de masa para las estrellas es usar ambas clases de observaciones. Para las estrellas calientes, los valores más confiables de la tasa de pérdida de masa se han derivado de medidas del radio continuo combinadas con la información de la velocidad obtenida de los perfiles P Cygni en el UV (Kudritzki & Puls, 2000).

Es importante recordar que la determinación de las propiedades de un viento estelar a partir de un espectro observado no es tan directo ni fácil. Los parámetros globales del viento estelar, como las fracciones iónicas no son directamente observables, sino que su determinación viene a través de modelos de atmósferas estelares, incluyendo efectos hidrodinámicos del viento, lo cual es el punto de partida para que los cálculos de la transferencia radiativa sean comparados con las observaciones. Dicho de otro modo, no hay que olvidar el hecho de que las propiedades del viento estelar, derivadas de las observaciones, son el resultado de los diagnósticos derivados de los modelos. Por tanto, dependiendo del grado de complejidad de los códigos usados, así como del rango del espectro electromagnético que se use para determinar las propiedades del viento estelar, la precisión en los resultados obtenidos puede variar apreciablemente.

Finalmente, en el contexto de las estrellas WR, los valores representativos de la tasa de pérdida de masa y velocidad terminal van desde $10^{-5.6}$ a $10^{-4.4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ y de 1 000 a 2 200 km s^{-1} , respectivamente, para el caso de las estrellas WN galácticas. Mientras que los respectivos valores para las estrellas WC están entre $10^{-5.0}$ y $10^{-4.4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ y sus velocidades terminales van desde 1 200 a 2 750 km s^{-1} (Crowther, 2007), debido a que las estrellas WC son más calientes y están más enriquecidas.

1.4. Burbujas interestelares

Las burbujas interestelares son nebulosas observables en el rango visual del espectro electromagnético y están asociadas a estrellas de tipo espectral O, Of y estrellas WR. Generalmente, estos sistemas tienen una geometría esférica, aunque en algunos casos pueden mostrar asimetrías. Entre los primeros reportes de clasificación de estos objetos, basados en observaciones, se encuentran los trabajos de Chu *et al.* (1983) y Lozinskaya (1982), en los cuales se describen aspectos como la morfología de estos objetos asociados

tanto a estrellas WR y estrellas Of.

La idea acerca de la formación de estos objetos es que se originaron a partir de la interacción del viento estelar de una estrella masiva con el medio interestelar cercano. La estructura resultante de tal interacción, descrita primeramente por Pikelner (1968), se debe básicamente a la presencia de dos ondas de choque, una que comprime al viento estelar y otra al medio interestelar, con una discontinuidad de contacto que separa a los dos gases chocados (Fig. 1.8). Entre los primeros trabajos en determinar soluciones analíticas a la evolución de estos objetos se encuentran los de Dyson (1981) y Castor *et al.* (1975), pero un trabajo básico en la comprensión de la estructura y evolución de las burbujas interestelares fue el de Weaver *et al.* (1977), ya que se trata de un estudio semianalítico muy completo sobre la interacción del viento estelar con el medio circundante.

Usualmente en los simulaciones hidrodinámicas de estos objetos, los procesos físicos que se consideran son el calentamiento por choques y el enfriamiento del plasma excitado colisionalmente. Sin embargo, dado que este gas caliente se encuentra en contacto con la cáscara “fría”, la conducción térmica podría tener un papel importante. La solución semianalítica de este efecto en la física global de las burbujas fue realizado por Weaver *et al.* (1977), en tanto que un modelo numérico de este caso fue hecho por Zhekov & Myasnikov (1998). Recientemente Toalá & Arthur (2011), no sólo agregan la conducción térmica en las simulaciones hidrodinámicas, también incluyen la ionización por la estrella a través de modelos de evolución estelar.

Una manera simple de describir la formación y evolución de las burbujas interestelares, es considerar que un viento estelar, con simetría esférica y velocidad y tasa de pérdida de masa constantes; interactúa con un medio circundante de densidad ρ_0 constante o, en general, con una distribución de densidad de la forma $\rho_0 r^\alpha$, lo cual nos permite considerar diferentes distribuciones de gas resultantes de la interacción del viento en periodos evolutivos distintos a lo largo de la evolución de la estrella. Como se dijo antes, la estructura resultante es una burbuja acotada por dos choques (tal como se muestra en la Figura 1.8); uno hacia afuera R_2 que comprime, acelera y calienta al medio interestelar y el otro de reversa R_1 que comprime al viento estelar, desacelerándolo y calentándolo. Y entre los gases chocados una discontinuidad de contacto que los separa.

Debido a que las condiciones detrás del choque R_2 son propicias para que el tiempo de enfriamiento del material interestelar, una vez comprimido,

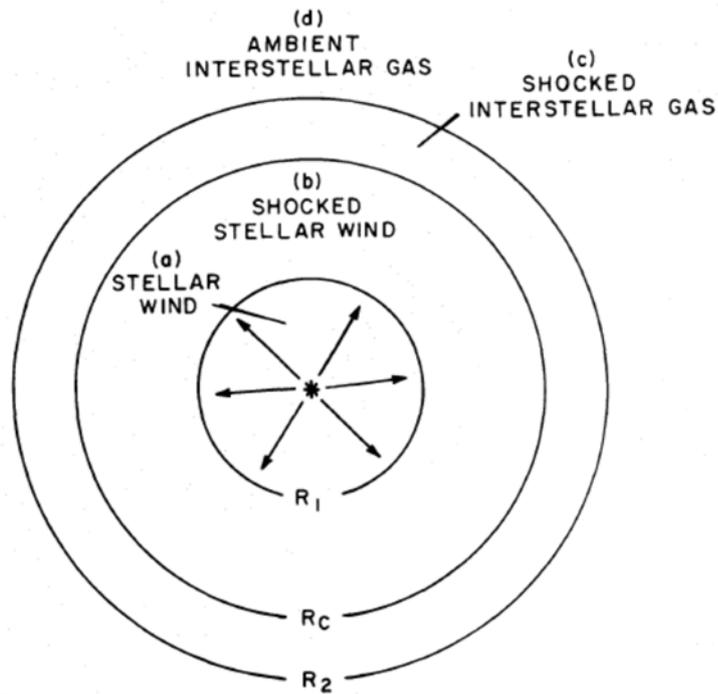


Figura 1.8: Estructura de una burbuja interestelar de acuerdo a los modelos de Weaver *et al.* (1977). La posición de los choques está señalada por R_1 y R_2 , donde R_1 representa la localización del choque de reversa que frena y termaliza al viento estelar y R_2 el choque que comprime al medio interestelar. R_c representa la discontinuidad de contacto que separa al viento choquado del material barrido por el choque externo en R_2 .

sea mucho más corto que el tiempo dinámico del sistema, causando que este gas se acumule en una delgada cáscara que es ionizada por la radiación de la estrella central, apareciendo como una nebulosa en el óptico, lo cual ocurre una vez que la velocidad del choque disminuye por abajo de 200 km s^{-1} , aproximadamente. Este no es el caso del gas del viento chocado, el cual forma una burbuja caliente, cuya temperatura T sólo depende de la velocidad del viento estelar V_∞

$$T = \frac{3}{16k} \mu m_H V_\infty^2, \quad (1.13)$$

donde k es la constante de Boltzmann, μ el peso molecular medio y m_H la masa del hidrógeno. Así pues para una velocidad del viento estelar $V_\infty = 2000 \text{ km s}^{-1}$, la temperatura de este gas sería $>10^7 \text{ K}$, cuyo enfriamiento no es muy eficiente. Así pues, este gas muy caliente empuja a sus alrededores, en particular a la cáscara del material barrido que tiene una temperatura mucho menor ($\sim 10^4 \text{ K}$), determinada en gran medida por la fotoionización. En tanto el viento chocado permanezca adiabático se le conoce como un flujo “conducido por la energía”.

Para determinar la expansión clásica de la burbuja caliente bajo este régimen, se considera la conservación de momento y de energía. Para escribir las respectivas ecuaciones, consideremos que el choque en R_2 se propaga con una velocidad \dot{R}_2 en un medio con densidad $\rho(r) = \rho_0 r^\alpha$, asumiendo además que $R_2 = R_C$ (Dyson, 1989), es decir, que la región del material barrido es muy delgada, tal como se justificó antes. Así pues, podemos escribir las ecuaciones de momento y energía, respectivamente, de la siguiente forma

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{4\pi}{3} \rho_0 R_2^{3+\alpha} \dot{R}_2 \right) = 4\pi R_2^2 P, \quad (1.14)$$

$$\frac{d}{dt} \left(2\pi R_2^{3+\alpha} P \right) = \dot{E}_w - 4\pi R_2^2 P \dot{R}_2, \quad (1.15)$$

donde P es la presión térmica en la burbuja caliente y $\dot{E}_w = 0.5 \dot{M} V_\infty^2$ es la luminosidad mecánica del viento, la cual se considera constante. Al resolver las ecuaciones 1.14 y 1.15 tenemos

$$R_2 = A^{1/(5+\alpha)} \left(\frac{2\dot{E}_w}{\rho_0} \right)^{1/(5+\alpha)} t^{3/(5+\alpha)}, \quad (1.16)$$

$$\dot{R}_2 = \left(\frac{3}{5+\alpha} \right) \frac{R_2}{t}, \quad (1.17)$$

donde

$$A = \frac{(3+\alpha)(5+\alpha)^3}{12\pi(11+\alpha)(7+2\alpha)}. \quad (1.18)$$

Existe también la posibilidad de que la burbuja se encuentre “conducida por el momento”. Esto ocurre cuando el gas del viento chocado se enfría en una escala mucho menor que el tiempo dinámico del sistema, por tanto, la expansión de la burbuja se debe ahora al momento del viento estelar y no a la presión térmica del viento chocado. En este caso, la expresión analítica de la expansión se determina considerando la conservación del momento

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{4\pi}{3} \rho_0 R_2^{3+\alpha} \dot{R}_2 \right) = \dot{M} V_\infty. \quad (1.19)$$

En el caso de que el momento del viento estelar sea constante, el radio y la velocidad del choque R_2 están dados por (Dyson 1989)

$$R_2 = B^{1/(4+\alpha)} \left(\frac{\dot{M} V_\infty}{\rho_0} \right)^{1/(4+\alpha)} t^{2/(4+\alpha)}, \quad (1.20)$$

$$\dot{R}_2 = \left(\frac{2}{4+\alpha} \right) \frac{R_2}{t}, \quad (1.21)$$

donde

$$B = \frac{(3+\alpha)(4+\alpha)}{8\pi}. \quad (1.22)$$

Que la expansión de la burbuja sea provocada por la energía o el momento del viento, depende del comportamiento térmico del viento estelar a un cierto tiempo de la evolución de la burbuja, tiempo en el que el viento barra su propia masa respecto al material circundante. Si el viento chocado

se enfría en esta escala de tiempo, entonces la expansión es conducida por el momento, sino, será conducida por la energía (Lamers & Cassinelli, 1999).

En particular, cuando la estrella se encuentre en la etapa evolutiva de WR, el viento se expandiría en las estructuras formadas durante las etapas anteriores, por ejemplo la etapa de Súper Gigante Roja. Esto es porque existe un fuerte contraste en las propiedades de la estrella central, en lo que respecta a la cantidad de energía que inyecta a sus alrededores. Por ejemplo, en el caso de una estrella de masa inicial de $40 M_{\odot}$, la diferencia entre el número de fotones ionizantes es de alrededor de seis órdenes de magnitud y la velocidad del viento pasa a ser de $\sim 15 \text{ km s}^{-1}$ a $\sim 2000 \text{ km s}^{-1}$, de la fase de Gigante Roja a la fase WR, respectivamente (Arthur, 2007). Así pues, una vez que la estrella inicia su etapa de estrella WR, la burbuja alrededor vuelve a presurizarse con el viento chocado de la estrella, originando un nuevo choque que se propaga en el gas neutro y frío de la etapa anterior y dado que la tasa de fotones aumenta también se genera una región H II.

Durante la transición entre estas dos etapas tiene lugar un proceso de aceleración del viento dentro de una distribución de densidad (r^{-2}) generada por el viento de la Gigante Roja, lo cuál propicia la aparición de inestabilidades del tipo Rayleigh-Taylor. Esto propicia la formación de grumos densos y fríos por detrás de una cáscara de gas (conformada por viento chocado de la WR y material barrido de la Gigante Roja), la cual en sí misma no es perturbada. Estos grumos actúan como obstáculos para el flujo del viento de la estrella WR. El viento de la estrella deforma la cáscara de la Gigante Roja para posteriormente irrumpir en la burbuja con baja densidad formada por el viento de la estrella en etapa de Secuencia Principal. Estos grumos son propensos, por un lado, a erosionarse por el flujo del viento y, por otro lado, a fotoevaporarse; estos procesos de mezclado son capaces de producir material con temperaturas de $\sim 10^6 \text{ K}$, el cual puede emitir en rayos X (Arthur, 2007).

1.5. Emisión de rayos X en burbujas interestelares

La física en el interior de las burbujas es una piedra angular para entender la física de estos objetos, ya que la burbuja caliente es la región donde la energía del viento estelar se deposita para posteriormente influir

fuertemente en la evolución de este tipo de nebulosas. Desde este punto de vista, las observaciones en rayos X de las burbujas formadas por vientos estelares son muy importantes por que pueden ofrecernos detalles acerca de las condiciones físicas en la burbuja.

No en todas las burbujas de este tipo se ha observado emisión de rayos X. Por tanto, resulta importante comprender bien cuáles son los procesos físicos que están presentes en el interior de estas burbujas y que desencadenan o inhiben la formación de rayos X dentro de este tipo de nebulosas, además de explorar todos los factores y posibilidades. Este argumento resalta la importancia de estudiar modelos de sistemas enteros: estrella central, nebulosa óptica y burbuja caliente; desembocando al mismo tiempo en una mejor restricción de las condiciones físicas estelares y nebulares como la tasa de pérdida de masa y el factor de grumosidad del viento (*clumping factor*), entre otros.

La primera medida del flujo en rayos X fue determinada por Bochkarev (1988) para la burbuja en NGC 6888, posteriormente, la detección fue confirmada por Wrigge *et al.* (1994). Hasta ahora, sólo se ha detectado emisión de rayos X en tres burbujas: NGC 6888, S 308 (Toalá *et al.*, 2016; Wrigge, 1999) y NGC 2359 (Toalá *et al.*, 2015; Zhekov, 2014). Estas observaciones han mostrado que las burbujas interestelares son fuentes débiles de rayos X y que el gas que emisor de esta radiación en el interior de la burbuja tiene una temperatura moderada (< 1 keV), considerablemente más baja que la que se espera de un choque con velocidad igual a la del viento estelar.

Un modelo general de la emisión de rayos X en una burbuja interestelar debe explicar razonablemente el origen del gas emisor y el mecanismo que lo calienta a las temperaturas observadas. La mayoría de los rayos X parecen provenir de grumos distribuidos en la burbuja (Zhekov & Park, 2011). Probablemente, estos grumos se originaron a través de varias inestabilidades dinámicas (ver §2.4) que pudo haber sufrido el gas más frío de la nebulosa a lo largo de su evolución.

Los detalles de los modelos dependen del mecanismo de calentamiento que ocurre dentro de la burbuja. Uno de estos mecanismos podría ser la conducción térmica, en cuyo caso, el contacto entre la cáscara de material barrido, que tiene $\sim 10^4$ K, y el gas chocado a $\sim 10^7$ K, provoca una disminución de la temperatura de la burbuja caliente hasta los valores de temperatura observados. El mayor problema en el caso de la conducción

térmica es que en la burbuja no podría existir un plasma con energías tan altas como las que han sido detectadas de las observaciones de rayos X (> 1.5 keV).

Por otro lado, si la conducción térmica fuera suprimida por la presencia de un campo magnético, por ejemplo, no habría manera de obtener la componente suave de rayos X; choques internos con los grumos, con velocidades entre $300 - 500 \text{ km s}^{-1}$ podrían generar las energías requeridas ($kT < 1$ keV), sin embargo, el gas de muy baja densidad en la burbuja no tiene la potencia necesaria para desencadenar tales choques en gas de mucha mayor densidad como los grumos (Zhekov & Park, 2011). Una opción sería de la conducción térmica no fueran uniformes debido a la presencia de campo magnético (Zhekov & Myasnikov, 1998), lo que generaría en la burbuja la presencia de viento chocado caliente sin enfriamiento y material del viento que ha cedido parte de su energía al gas circundante.

Es importante mencionar que en los estudios de rayos X en burbujas generadas por vientos, alrededor de estrellas masivas, que se han realizado mediante la construcción de modelos numéricos (Toalá & Arthur, 2011), los autores concluyen que la emisión de rayos X es mayor en dos órdenes de magnitud en burbujas con cáscaras que en burbujas con grumos y filamentos. Además ellos sostienen que la aplicación de este modelo a las burbujas con rayos X, NGC 6888, S 308 y a RCW 58, que no presenta rayos X, es consistente con los rayos X observados en las dos primeras. Sin embargo, como los autores señalan, los modelos estelares evolutivos¹ no reproducen simultáneamente, en ninguno de los casos, los parámetros estelares observados ni las características espectrales o la luminosidad de los rayos X.

En el caso particular de las estrellas WR, su emisión de rayos X aún no está del todo entendida, pues solamente algunas de estas estrellas del tipo WN son fuentes puntuales de rayos X, con luminosidades de $\sim 3 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$. De acuerdo a los espectros observados, esta emisión es el resultado de dos componentes de plasma, una suave < 1 keV y otra más caliente > 2 keV, mostrando líneas prominentes de Si XIII y S S XV (Skinner *et al.*, 2010).

¹Hasta ahora sólo los modelos evolutivos que consideran la rotación estelar son capaces de reproducir las razones WR/O y WN/WC que se observan, pues modelos de evolución estelar anteriores a estos necesitan de un valor de tasa de pérdida de masa mayor en un factor de dos al observado, discrepando con la tendencia a disminuir la tasa de pérdida de masa, en un factor de dos o tres, cuando se considera la estructura del viento como grumosa (Maeder & Meynet, 2003).

Oskinova *et al.* (2003) mostraron que las estrellas WC no son fuentes de rayos X, sugiriendo que podría deberse a una muy alta opacidad en el viento. Si se redujera el valor de la tasa de pérdida de masa (un parámetro difícil de restringir) en un factor de dos o se considera una mayor temperatura efectiva, el viento resultaría tener un mayor grado de ionización, en este caso una fracción de rayos X lograría escapar.

El análisis de las líneas espectrales en el intervalo de los rayos X puede ayudar a inferir algunos parámetros de un viento que no sea homogéneo sino más bien grumoso. De acuerdo a observaciones de rayos X en estrellas masivas, la profundidad óptica de las líneas en este intervalo de energía altera la forma de las líneas de emisión, también ha sido necesario considerar la reducción de la densidad columnar en los vientos (implicando una menor tasa de pérdida de masa) para explicar las observaciones (Oskinova *et al.*, 2011).

1.6. El sistema NGC 6888 - WR 136

NGC 6888 es una nebulosa de emisión asociada a la estrella Wolf-Rayet WR 136 cuyo tipo espectral es WN6(h) (van der Hucht, 2001), y es un típico ejemplo de una nebulosa de anillo, que resulta de la continua interacción entre el fuerte viento estelar y el medio interestelar (Fig. 2.1).

Variaciones espectrales de la estrella WR 136, parecen sugerir que la estrella es binaria; por ejemplo, Koenigsberger *et al.* (1980) encuentran un periodo de 4.5 días, lo cual los lleva a proponer que esta estrella tiene como compañera a una estrella de neutrones; aunque debido al pequeño número de espectros con que fue realizado el análisis, el resultado es tentativo. En esta dirección, Robert *et al.* (1989) no confirma dicha periodicidad usando medidas de polarización. Por tanto, la naturaleza binaria de WR 136 no está del todo confirmada.

NGC 6888, proyectada en el cielo, parece ser una elipse grumosa y filamentaria que emite principalmente en las líneas de H α y [N II], el tamaño de los ejes es 12×18 arcmin (Chu *et al.*, 1983), y está rodeada por una esfera homogénea que emite principalmente en [O III] 5007 Å (Gruendl *et al.*, 2000; Moore *et al.*, 2000). La combinación de su estructura filamentaria y su abundancia de nitrógeno aumentada sugiere que las eyecciones de la estrella WR 136 durante una etapa evolutiva previa, han contribuido de una

manera importante a la formación de la nebulosa de anillo que vemos hoy, tal como lo muestran trabajos como los de Esteban & Vílchez (1992), de aquí en adelante EV92; Fernández-Martín *et al.* (2012), de aquí en adelante FM12; Mesa-Delgado *et al.* (2014), de aquí en adelante M-D14; entre otros.

La nebulosa NGC 6888 y su estrella central WR 136 ya han sido estudiadas en varios intervalos de longitudes de onda desde los rayos X hasta el radio, principalmente con el objetivo de esclarecer el origen del gas que la compone, así como identificar las componentes cinemáticas que la conforman, consecuencia del proceso evolutivo de la estrella WR 136. Por ejemplo, los parámetros estelares, tales como la temperatura, la tasa de pérdida de masa y la velocidad terminal de WR 136, fueron calculadas por Crowther & Smith (1996) y HGL06 usando códigos de atmósferas estelares y comparando sus resultados con espectros observados en el ultravioleta, óptico e infrarrojo; en tanto que la ley de velocidad del viento y su grumosidad fueron estudiados por Ignace *et al.* (2003). Skinner *et al.* (2010) mostraron que WR 136 emite en rayos X. En particular, estos autores encontraron emisión suave ($kT \sim 0.56$ keV) viniendo de la zona externa del viento y una emisión dura ($kT \sim 2.64$ keV) que proviene del gas en el interior del viento.

NGC 6888 ha sido observada en múltiples ocasiones en el intervalo de los rayos X. La primera detección se realizó con el telescopio *Einstein* (Bochkarev, 1988) y posteriormente gracias a las observaciones realizadas con *ROSAT* (Wrigge *et al.*, 1994) se detectó una componente más intensa en la región de rayos X suaves, proveniente de una estructura filamentaria. Esta nebulosa también fue observada con el telescopio espacial *Chandra*, aunque solamente su parte noreste (Gruendl *et al.*, 2003) poniendo en evidencia un posible enriquecimiento en nitrógeno. NGC 6888 también fue observada con el *Space Telescope Suzaku* (Zhekov & Park, 2011), confirmando la existencia de un plasma emisor de rayos X enriquecido en nitrógeno el cual consiste de dos componentes térmicas, una emitiendo en rayos X suaves (0.5 - 1.5 keV) y la otra en rayos X duros (1.5 - 4.0 keV). Basado en esto, los autores propusieron un nuevo mecanismo de emisión de rayos X basado en la interacción térmica entre partículas pesadas, dado que los mecanismos conocidos no son capaces de explicar simultáneamente estas dos componentes emisoras de rayos X. Sin embargo, como estos autores explican, es necesario tener mejores restricciones observacionales para confirmar esta idea. Recientemente, NGC 6888 fue mapeada totalmente con el telescopio *XMM Newton* (Toalá *et al.*, 2016), mostrando que la emisión de rayos X (entre 0.3 y 1.5 keV) se distribuye principalmente en los lóbulos y en la

zona noroeste de la nebulosa y que existe la posibilidad de una variación de abundancias en este gas de muy alta temperatura.

Por otro lado, simulaciones hidrodinámicas realizadas por Toalá & Arthur (2011), logrando reproducir las observaciones en rayos X, indican que la morfología nebular juega un papel clave en la presencia de rayos X dentro de la nebulosas de anillo. Estos autores concluyen que la emisión de rayos X es mayor en burbujas con morfología de cáscara que la que se presenta en burbujas grumosas y filamentarias. Sin embargo, como los autores indican, los modelos de evolución estelar no son capaces de reproducir simultáneamente los parámetros estelares observados y las marcas espectrales de la luminosidad observada en rayos X.

Las propiedades físicas en diferentes zonas de NGC 6888, tales como la temperatura electrónica y la densidad, velocidad de expansión y la composición química, fueron investigadas por varios autores desde Kwitter (1981) hasta recientemente Stock & Barlow (2014). EV92 realizaron un estudio químico-dinámico y encontraron que NGC 6888 tiene una composición química que revela el material procesado en el interior de la estrella con una masa inicial entre $25 M_{\odot}$ y $40 M_{\odot}$. Estos resultados fueron confirmados por M-D14 quienes detectaron por primera vez la línea de recombinación C II 4267 Å, lo que permitió la estimación de la abundancia de carbono. De este modo, presentaron un estudio completo de la traza del ciclo CNO en la nebulosa.

FM12 hicieron un estudio muy completo de NGC 6888 realizando análisis 1D y 2D a través de observaciones de espectroscópicas integrales de campo. Sus resultados muestran de hecho que NGC 6888 tiene una estructura compleja con cáscaras y filamentos moviéndose a diferentes velocidades. En particular, propusieron una morfología “tipo cebolla” compuesta principalmente por tres cáscaras alrededor de la estrella, caracterizadas por su composición química y velocidades de expansión. En lo que concierne a las propiedades del gas que compone el cuerpo principal de la nebulosa en el óptico, encontraron que la densidad electrónica va desde un poco menos de 100 hasta 360 cm^{-3} y que la temperatura electrónica presenta variaciones desde $\sim 7700 \text{ K}$ hasta $\sim 10200 \text{ K}$. Además, reportaron variaciones importantes de nitrógeno a lo largo de la nebulosa, siendo el cociente N/O mucho mayor en la región interior. Recientemente Stock & Barlow (2014) reportaron valores de N/O a partir de las líneas [N III] $57\text{-}\mu\text{m}$ y [O III] $88\text{-}\mu\text{m}$ en el infrarrojo y sus resultados indicarían que la región del borde de NGC 6888, sobre el eje mayor, tiene menor abundancia de N respecto a las

regiones internas cerca de la estrella.

1.7. Objetivo

El objetivo de este proyecto es construir un modelo autoconsistente de la estrella y su burbuja, mediante la comparación entre las líneas observadas y los espectros calculados de los modelos (debido a que se espera un acoplamiento evolutivo en la composición química), es muy importante obtener de las observaciones el mayor intervalo posible de iones con diferentes potenciales de ionización y elementos en diferentes grados de ionización.

Para lograrlo, fue necesario emplear el espectroscopía de alta resolución en todas las longitudes de onda posibles. Los espectros estelares en el ultravioleta fueron tomados de la base de datos de los observatorios espaciales *IUE*² y *FUSE*³, mientras que los espectros en rayos X fueron construidos a partir de los datos del observatorio *Chandra*. Los espectros en el óptico de la estrella central y la nebulosa, según el caso, se han obtenido con observaciones del telescopio de 2.1 m. en el Observatorio Astronómico Nacional en San Pedro Mártir (OAN-SPM), empleando el espectrógrafo echelle de alta resolución (más detalles en la capítulo 3). Los espectros finales son analizados mediante rutinas de IDL, que se construyeron durante la elaboración de este trabajo, para luego ser comparados con los modelos construidos usando los códigos adecuados.

1.8. Metodología

La metodología de este trabajo está basada principalmente en la construcción de modelos para la atmósfera de la estrella y de la nebulosa que la rodea para posteriormente comparar con las respectivas observaciones y construir un modelo autoconsistente.

Los modelos de atmósfera estelar de la estrella WR 136 se realizarán con el código CMFGEN (Hillier & Miller, 1998), el cual es un código diseñado

²La información acerca de este observatorio espacial se encuentra en el sitio archive.stsci.edu/iue/

³La información acerca de este observatorio espacial se encuentra en el sitio archive.stsci.edu/fuse/

para el análisis espectral de estrellas con vientos. Los vientos estelares representan un caso intermedio entre las atmósferas estelares con geometría plano-paralelo y las nebulosas, además las densidades son lo suficientemente bajas de modo que la aproximación del equilibrio termodinámico local (ETL) deja de ser adecuada, así, este código considera el viento estelar fuera de ETL. Pero por otro lado, las densidades son lo suficientemente altas de tal forma que también se toma en cuenta los efectos de la transferencia radiativa, como el *line-blanketing*. Así pues, CMFGEN resuelve de manera iterativa la ecuación de transferencia radiativa en una geometría esférica en conjunto con las ecuaciones de equilibrio estadístico y radiativo.

Para iniciar sus cálculos, el código CMFGEN debe asumir una estructura de densidad, en el caso de estrellas WR, esto se hace utilizando una ley de velocidades parametrizada. Por tanto, para trabajar con CMFGEN se requieren principalmente como parámetros de entrada la velocidad terminal del viento, las abundancias, la tasa de pérdida de masa, el radio estelar y la luminosidad; los cuales se pueden obtener a través del análisis de los perfiles de línea (de recombinación y P Cygni) en los espectros del ultravioleta y del óptico. El resultado es el flujo emitido (como función de la longitud de onda) de la estrella.

Por otro lado, debido a que la temperatura de la cáscara densa en el visible, básicamente depende (en primera aproximación) de la fotoionización de la estrella central, ésta será modelada con el código CLOUDY 3D (Morisset, 2013) el cual, mediante el cálculo de modelos individuales CLOUDY (Ferland *et al.*, 1998), es capaz de generar un modelo tridimensional de una región fotoionizada, dando al mismo tiempo la posibilidad de comparar directamente el flujo integrado con las mismas características bajo las cuales se realizan las observaciones.

En particular, CLOUDY es un código de fotoionización que resuelve las ecuaciones de equilibrio de ionización para cada especie química involucrada, en conjunto con las ecuaciones de balance de energía y de transferencia de energía; para ello deben definirse las características de la distribución de densidad del gas que es ionizado, la composición química de este gas, la distancia entre este gas y la fuente ionizante y las características del campo de radiación ionizante, que en este caso será el obtenido del modelo de la estrella WR desarrollado con el código CMFGEN correspondiente. Como resultado, principalmente, CLOUDY ofrece el flujo total $H\beta$, las intensidades de las líneas, fracciones de ionización y temperatura electrónica, entre otros valores, como función del radio. De este modo, estos valores

serán comparados con los respectivos que resulten de nuestras observaciones realizadas en el intervalo del óptico, así como los cocientes de líneas que son sensibles a la densidad y temperatura electrónica. Este resulta ser un proceso iterativo (modificando en cada ocasión los parámetros de entrada) que se concreta hasta que las observaciones son reproducidas por el modelo, bajo un criterio de calidad de ajuste que depende de la diferencia entre los valores modelados y observados que toma en cuenta la incertidumbre en los valores medidos.

En esta dirección, si se restringen la tasa de pérdida de masa, velocidad terminal así como las abundancias de los diferentes metales presentes en el espectro de WR 136 como son N, C, S, P y Fe, entre otros; utilizando la información de la nebulosa que está ionizada, se puede obtener un modelo más realista de la estrella WR 136, pues ambas partes del sistema están evidentemente acopladas. Este proceso de modelaje se realizará de manera iterativa para cada sistema hasta obtener un modelo integral con valores aceptablemente restringidos. Un esquema que muestra las relaciones entre los distintos modelos se presenta en la Figura 1.9.

De este modo, nos sería posible realizar un estudio integral del sistema, como el realizado por Morisset & Georgiev (2009); marcando el punto de partida para explorar los mecanismos físicos que producen o inhiben la emisión de rayos X en las burbujas; al mismo tiempo se desarrollará un método que ofrezca una mejor determinación de la tasa de pérdida de masa, parámetro importante en el entendimiento de la evolución de estrellas masivas.

Finalmente, los espectros en rayos X serán analizados y ajustados con el software interactivo XSPEC⁴, con el cual se pueden visualizar y ajustar modelos espectrales a una fuente emisora de esta radiación, ya que en él están contenidos diversos modelos de emisión de rayos X y cada uno a su vez tiene varios parámetros libres a ser ajustados, en este caso, principalmente las abundancias, las cuales pueden restringirse bien usando lo obtenido en los otros modelos, estelar y nebular. Para ello primero es necesario un pseudoespectro (número de cuentas o fotones por canal de energía), el cual se extrae de las observaciones tomadas de algún telescopio espacial de rayos X.

En general, además de la estrella central, se espera estudiar distintas

⁴<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xanadu/xanadu.html>

zonas dentro de la misma nebulosa, cuyos resultados nos ayudarían a concluir acerca de la homogeneidad de sus propiedades físicas, tales como densidad, temperatura y abundancias. El análisis de las observaciones en distintas regiones dentro de una burbuja nos daría la posibilidad de realizar una comparación directa entre los diagnósticos de plasma resultantes de zonas con distintas propiedades en lo que respecta a su emisión de rayos X.

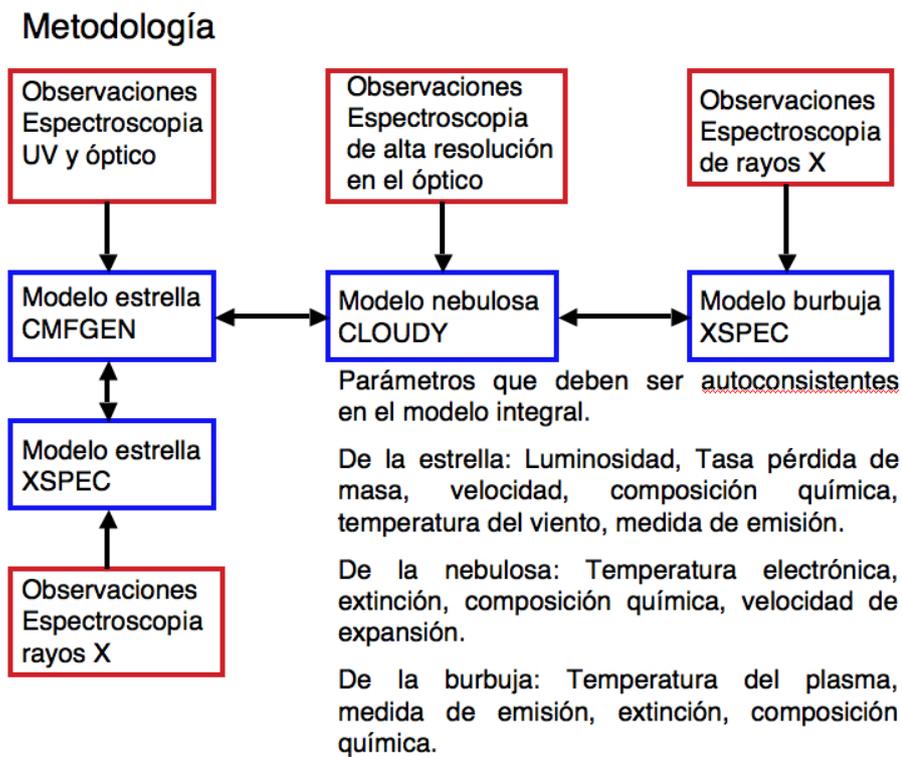


Figura 1.9: Para hacer un modelo integral debe existir retroalimentación entre los modelos de las distintas componentes del sistema total, de tal modo que los parámetros de cada uno resulte mejor restringido.

Capítulo 2

Observaciones y reducción de datos

2.1. Visible

El análisis principal de este trabajo está basado en observaciones en el visible, realizadas la noche del 28 de agosto 1997, en el caso de la estrella WR 136; y las noches del 31 de agosto y 1 de septiembre para la nebulosa y la estrella estándar HR 7596. Se usó el espectrógrafo REOSC echelle (Levine & Chakrabarty, 1994) instalado en el telescopio de 2.1 m del Observatorio Astronómico Nacional (OAN) en San Pedro Mártir, B. C. México. El CCD empleado en todas las observaciones fue el Marconi 2 de 2048×2048 pixeles. Para el espectrógrafo se utilizó una rejilla echellette de 300 1/mm en el intervalo de longitud de onda de 3700 Å - 7300 Å. Con este espectrógrafo obtuvimos espectros de alta resolución ($R \sim 20\,000$) cubriendo el intervalo de longitud de onda mencionado antes. Respecto a las estrellas (las estándares y WR 136) sólo se requirió que el ancho de la rendija fuera lo suficientemente grande ($700\ \mu\text{m}$, equivalente a 9.3 arcsec) para incluir todo el flujo de la estrella. Adicionalmente, se tomaron exposiciones de la lámpara de calibración de ThAr.

Para NGC 6888 se contemplaron 6 posiciones distintas para colocar la rendija, sin embargo, sólo fue posible observar en tres debido a fallas técnicas (ver las posiciones A, B y C en la Figura 2.1). En detalle, esperamos que la posición A nos de información acerca de las propiedades de las componentes caliente y fría del gas, respectivamente, ya que, de acuerdo a las observaciones en rayos X, esta es una de las regiones con mayor emisión en rayos X (Toalá *et al.*, 2016). Sin embargo, el plasma que emite en rayos

X no se encuentra uniformemente distribuido en todo el interior de la burbuja, de aquí que resulta interesante la información que se obtenga de las observaciones en las posiciones B y C, porque nos daría la posibilidad de realizar una comparación directa entre los diagnósticos de plasma resultantes de zonas con distintas propiedades en lo que respecta a su emisión de rayos X.

Las tres posiciones diferentes de la nebulosa fueron observadas con una rendija con un tamaño de 4×13.3 arcsec orientada de este a oeste. Para cada posición obtuvimos cuatro espectros con un tiempo de exposición de 1800 s cada uno. Así pues, los espectros finales tienen un tiempo de exposición total de dos horas. Las posiciones de la rendija se muestran en la Figure 2.1.

Para hacer la espectroscopía de la estrella WR 136 y de la estrella estándar se usó una rendija con tamaño de 9.3×13.3 arcsec. Para cada estrella se obtuvieron tres espectros, con un tiempo de exposición de 420 s en el caso de la estrella WR y de 300 s para la estrella estándar. El resumen de las observaciones se muestra en la Tabla 2.1.

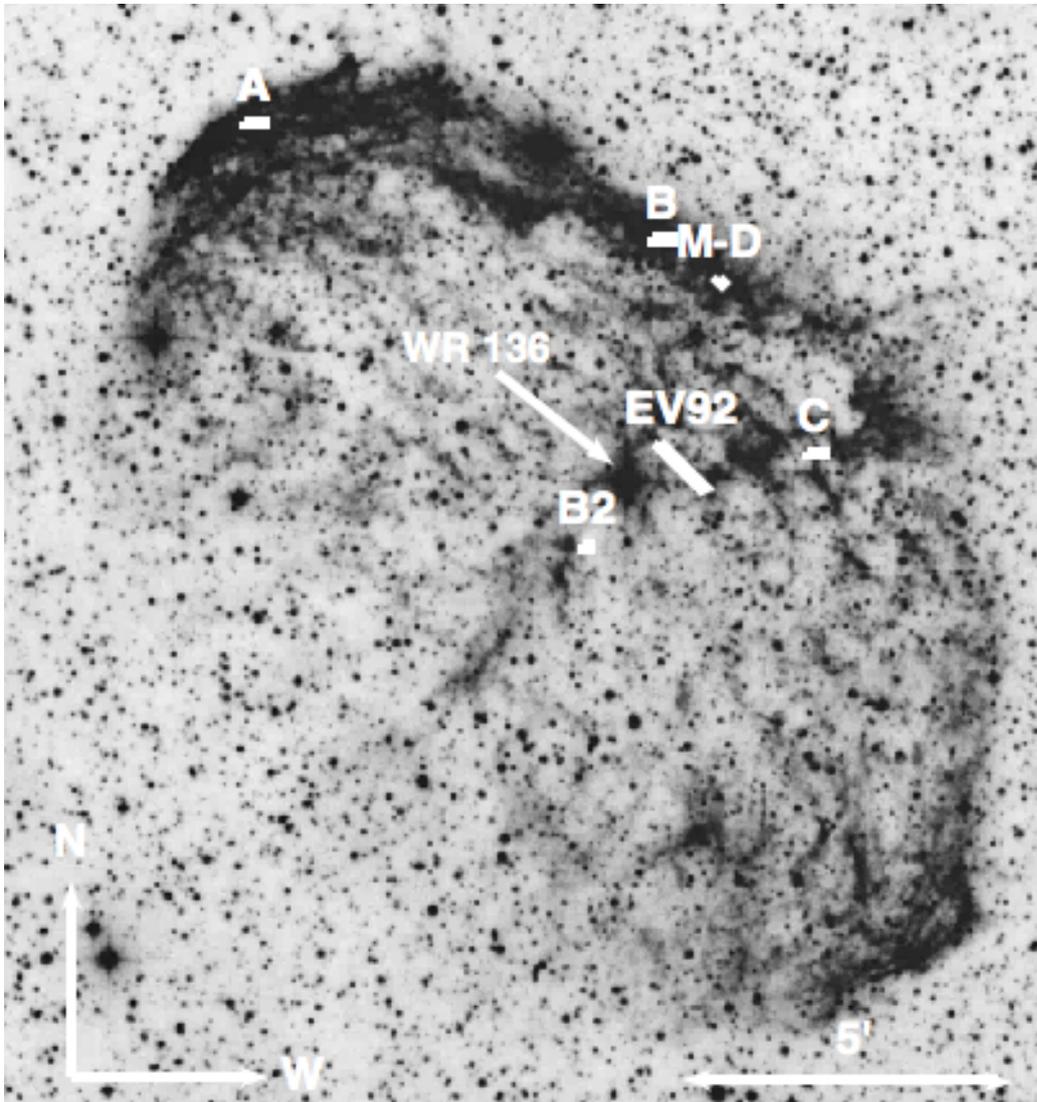


Figura 2.1: Posiciones de las rendijas A, B y C donde se hicieron las observaciones de NGC 6888, incluyendo las posiciones de M-D14, marcada como M-D, B2 de FM12 y la posición de EV92. La imagen es del servidor STScI-DSS I/II tomada con el filtro rojo.

Tabla 2.1: Bitácora de las observaciones

ID observación	A. R J2000	Dec. J2000	Fecha	Tiempo exp. (s)	Tamaño de rendija (arcsec)
NGC 6888A	20:12:36.5	38:26:56.5	1st sept. 2011	4×1800	4×13.3
NGC 6888B	20:11:51.2	38:21:45.8	30 Aug. 2011	4×1800	4×13.3
NGC 6888C	20:12:03.7	38:25:07.8	30 Aug. 2011	4×1800	4×13.3
WR 136	20:12:06.5	38:21:17.7	28 Aug. 1997	3×300	9.3×13.3
HR 7596	19:54:44.7	00:06:25.1	1st sept. 2011	3×420	9.3×13.3

Para llevar a cabo la reducción de las imágenes, utilizamos el software MIDAS. Para ello, se usaron solamente dos de los contextos del software: `ccdred` y `echelle`.

Primero, en el contexto `ccdred`, con la tarea `combine/ccd` se combinaron las exposiciones de los bias para obtener una imagen con el promedio de los valores de cada noche de observación. La extracción del bias a cada imagen de la noche correspondiente se realizó con la tarea `bias/ccd`.

Después de realizar la corrección por bias, las diferentes exposiciones de un mismo objeto fueron combinadas y luego, en el contexto `echelle`, se les sustrajo el fondo, incluido el cielo, y los rayos cósmicos usando la tarea `filter/cosmic`. En el caso de las imágenes de la lámpara (ThAr) de calibración y de las estrellas y nebulosa, la sustracción del fondo también consistió en extraer la luz dispersa, para lo cual se usó la tarea `background/smooth`.

El siguiente paso fue definir los órdenes del echelograma. La tarea que se utilizó en este paso fue `define/hough`. La imagen de referencia sobre la cual se identificaron los órdenes fue la de la estrella estandar. Con los órdenes identificados, se pueden extraer en cada imagen. La tarea que realiza la extracción es `extract/echelle`, la cual necesita que sea especificado el tamaño de una ventana con centro en la línea que traza cada orden. El tamaño de esta ventana depende del ancho de cada orden, de tal modo que contenga el máximo de información, pero sin ser más grande que el ancho del orden, ya que se estaría extrayendo los valores del ruido a cada lado del orden. Así pues, se midió el ancho de cada orden del echelograma y se tomó el mínimo como el valor de la ventana de extracción. De este modo, se obtuvieron las imágenes extraídas de cada una de las observaciones.

Dado que las imágenes extraídas no contienen la información de las longitudes de onda, antes de realizar la calibración de flujo, hay que calibrar las longitudes de onda. Para esta calibración, lo primero que se debe hacer es extraer los órdenes de la imagen de la lámpara de calibración (basándose en los órdenes dibujados sobre la estrella como se mencionó antes). Luego, sobre la imagen extraída, se buscan todas las posibles líneas de emisión. Se definen el ancho representativo y el umbral de la intensidad mínima de las líneas; la tarea con la que se especifican estos valores es `search/echelle`. La mejor manera de obtener los valores del ancho y del umbral de las líneas es graficar cada uno de los órdenes extraídos, luego medir para varias líneas estos valores; así pues, al final por sólo estadística se tendrán los valores más representativos. Es importante mencionar que mientras mayor sea el



Figura 2.2: Definición de los órdenes con la tarea *define/hough* en la imagen de la estrella estándar HR 7596.

número de líneas identificadas, mayor será la precisión de tener una certera calibración en longitud de onda.

Posteriormente, sobre la imagen bidimensional (no extraída) de la lámpara y con la tarea *identify/echelle* se identifican un par de líneas de las que se conozca la longitud de onda, pero además que cada una de estas líneas sean observadas en dos órdenes consecutivos. Después de buscar en la librería de las líneas conocidas de la lámpara de ThAr y comparar con las líneas de nuestra imagen, tomamos como referencia de calibración a las líneas en 4190.712 Å y 6296.876 Å en los órdenes 14 y 32, respectivamente. El resultado de esta tarea es una transformación entre los números coordenados de los píxeles en la imagen y la longitud de onda correspondiente.

Así pues, la calibración de longitud de onda de las imágenes extraídas (de las estrellas y nebulosa), se realiza con la tarea *rebin/echelle*. Hasta este punto se tienen los espectros de los objetos como número de cuentas por longitud de onda; además de que están segmentados por órdenes.

Para obtener los espectros definitivos en flujo (energía por unidad de área, tiempo y longitud de onda), así como corregidos por la función de sensibilidad, se debe hacer la calibración de flujo, que consiste en encontrar una correlación entre el número de cuentas y los valores del flujo.

Para corregir los órdenes extraídos por la función blaze y hacer la calibración en flujo, en el caso de los espectros nebulares, primero modelamos el espectro de la estrella HR 7596, lo cual nos da la ventaja de tener el flujo calibrado en intervalos de longitud de onda que nos sea conveniente. Primero, los órdenes individuales fueron normalizados a una curva, por orden, la cual en teoría es la convolución de la funciones blaze y de sensibilidad. Para determinar esta curva, se graficó cada orden y se seleccionaron varios puntos, los cuales fueron ajustados a un polinomio con la tarea *normalize/spectrum*. De este modo, los órdenes ya normalizados se unieron, con la tarea *merge/echelle*, para obtener un solo espectro estelar normalizado, el cual fue modelado con el código SPECTRUM (Gray, 1999). Este código asume una atmósfera en ETL con una geometría plano paralela y está adaptado para modelar el espectro de estrellas estándar con un tipo espectral entre B y M. Con este código, el espectro puede calcularse en modo normalizado o el modelo puede dar el flujo emergente por unidad de longitud de onda. Primero obtuvimos el espectro modelado en su versión normalizada para comparar directamente con el espectro observado y una vez que éste se reprodujo, calculamos con SPECTRUM el espectro no normalizado.

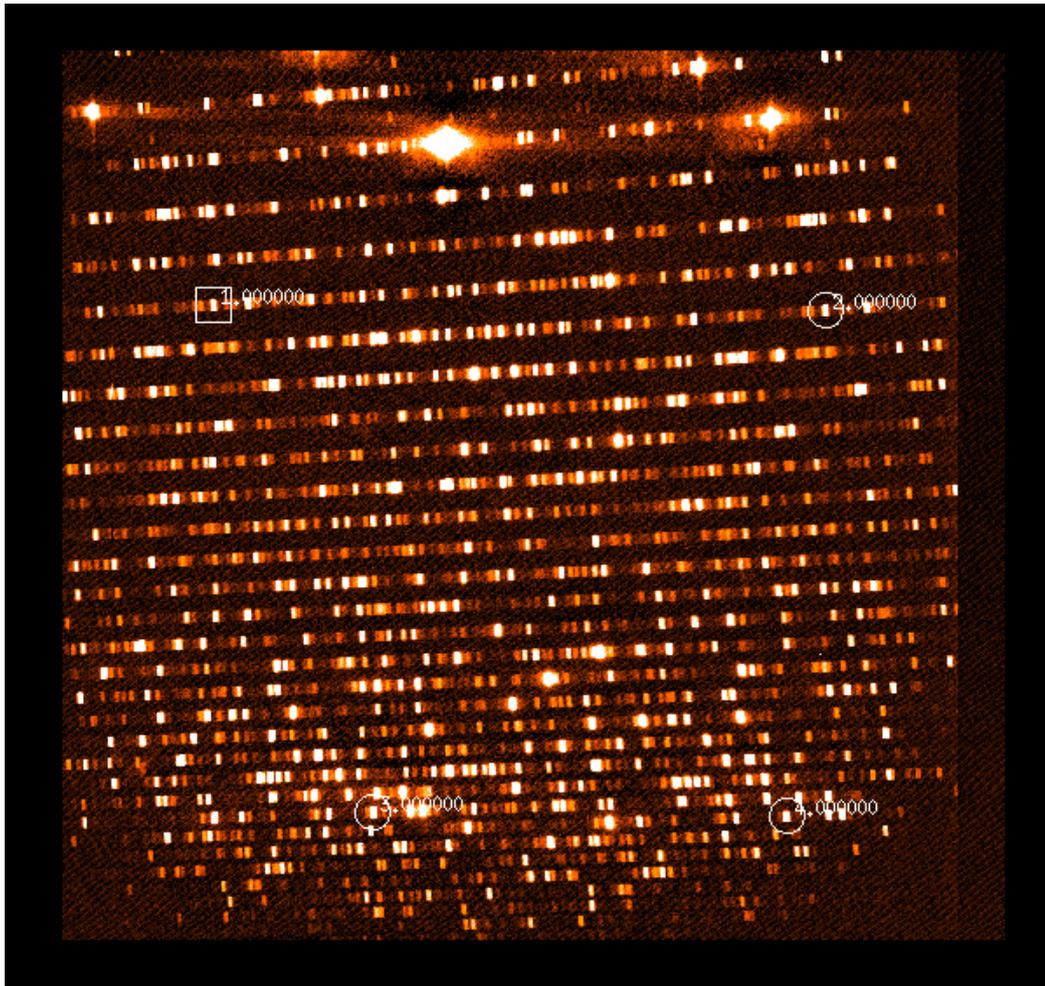


Figura 2.3: Ejemplo de identificación de líneas en la imagen de la lámpara ThAr para calibrar en longitud de onda. Las líneas marcadas como 1 y 2 en la imagen corresponden a 6296.876 \AA , las marcadas como 3 y 4 corresponden a 4190.712 \AA .

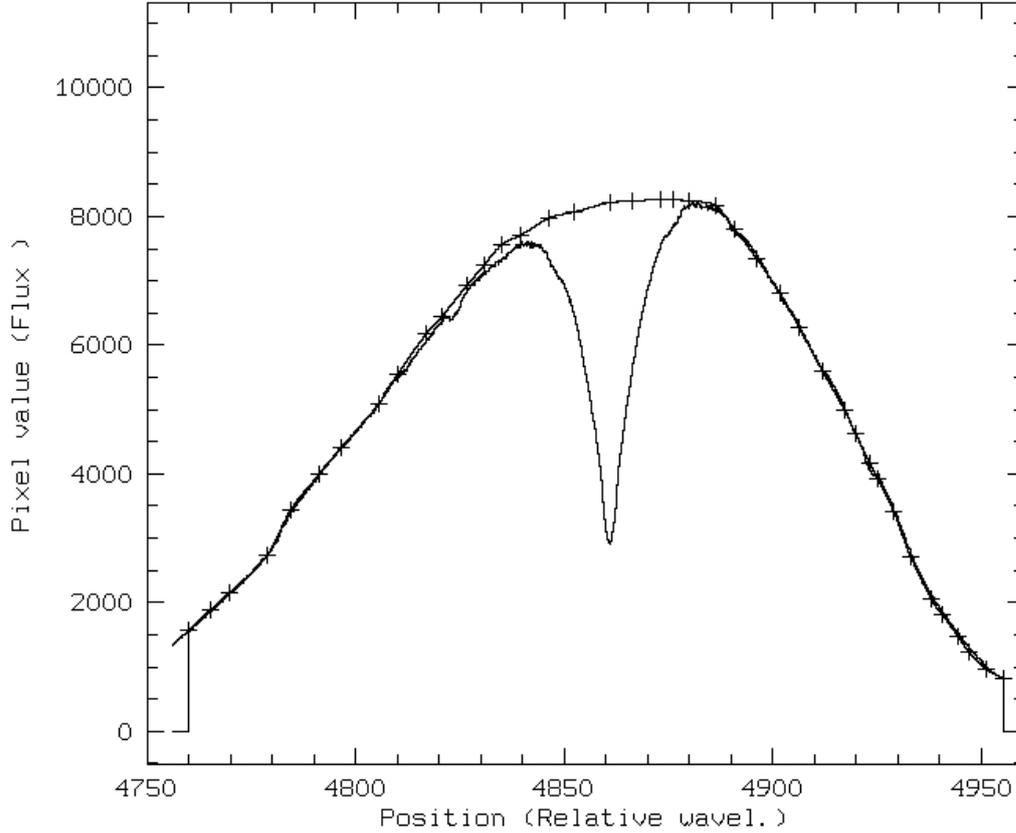


Figura 2.4: Ejemplo de la normalización de un orden de la estrella estandar HR 7596. En este orden se puede ver la línea de absorción $H\beta$.

Para ejecutar SPECTRUM, se necesita un modelo de atmósfera estelar que contenga la información de la temperatura y de la gravedad de la estrella. También se requieren los archivos con los datos atómicos y moleculares, así como una lista de las líneas que aparecerán en el espectro calculado. Finalmente, al ejecutar este código se debe especificar el paso en \AA del espectro, la velocidad de rotación de la estrella ($v \sin i^1$) y el intervalo de longitud de onda en el que se encontrará el espectro, así mismo se especifica si se desea el espectro normalizado al continuo o no.

Dado que inicialmente desconocemos los parámetros físicos de la estrella HR 7596, hicimos una malla de espectros normalizados al continuo, entre

¹donde i se refiere al ángulo entre el eje de vista y el eje de rotación de la estrella

3600 Å y 11000 Å usando modelos de atmósferas estelares con una temperatura entre 8000 y 10000 K con una diferencia de 500 K entre cada modelo consecutivo; y con valores de $\log g$ entre 2 y 4, con un paso de 0.5. La velocidad de rotación que empleamos fue de $v \sin i = 130 \text{ km s}^{-1}$, cuyo valor fue determinado de medir el ancho de algunas líneas observadas en el espacio de velocidades.

Una vez construida la malla de espectros normalizados, comparamos con el espectro observado, poniendo especial atención en cada caso a las líneas que por un lado sólo fueran sensibles a la temperatura o a la gravedad. Así pues, fuimos descartando modelos de acuerdo al número de líneas reproducidas, determinando que el mejor modelo de atmósfera que reproduce a la estrella HR 7596 tiene una temperatura de 9500 K y $\log g$ igual a 3.0. La comparación entre el espectro normalizado observado y modelado se muestra en la Fig. 2.5

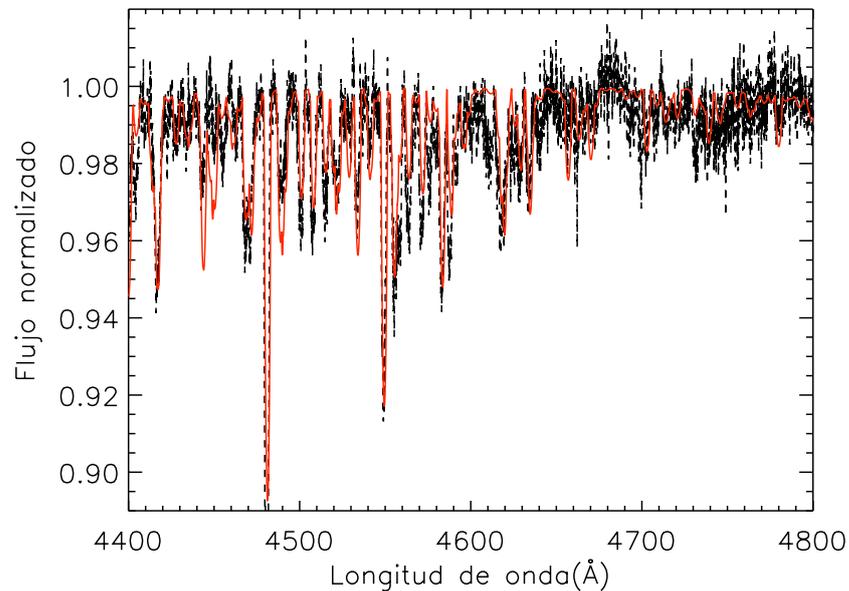


Figura 2.5: Comparación entre el espectro observado de la estrella HR 7596 (línea negra punteada) y su espectro modelado con SPECTRUM (línea roja).

El espectro modelado de la estrella estándar se calculó entonces con SPECTRUM pero ahora en la versión de flujo contra longitud de onda, luego, fue enrojecido considerando la extinción tanto atmosférica como interestelar ($E_{b-v} = 0.13$), así como la dilución de la radiación con la distancia. De este modo, construimos un espectro sintético de la estrella estándar. Luego, los órdenes extraídos de la observación de la estrella estándar se dividieron por este espectro para obtener una función para cada orden en la cual está contenida la información de la sensibilidad instrumental y la calibración en flujo. Para corregir por la sensibilidad del CCD y calibrar en flujo los espectros nebulares, estos órdenes fueron divididos por su correspondiente función. Finalmente, los órdenes extraídos y ya corregidos fueron analizados como espectros individuales.

En el caso de los órdenes de la estrella WR 136, procedimos con el resto de la reducción de manera similar como lo hicimos con la estrella estándar y dado que las observaciones de la estrella estándar y WR 136 no se hicieron en la misma fecha, el espectro visible resultante sólo fue normalizado al continuo.

2.1.1. Medidas de flujo y estimación de errores

En la Figura 2.6 mostramos las líneas resultantes $H\alpha$ y $[N II] 6548, 6584 \text{ \AA}$ que están en cada espectro de NGC 6888. En esta figura, podemos ver que el espectro muestra la emisión de tres componentes a diferentes velocidades. Esto es más evidente para la zona B en cuyo espectro se pueden distinguir claramente estas componentes localizadas alrededor de $-45, 15$ y 65 km s^{-1} . De acuerdo a la calibración en longitud de onda que hicimos, las velocidades radiales tienen una incertidumbre de $\pm 12 \text{ km s}^{-1}$.

En el espectro de la posición C, sólo dos componentes pueden distinguirse con una velocidad radial de -57 y 12 km s^{-1} . Probablemente la que está corrida al rojo está presente pero es muy débil. En el caso de la posición A, que corresponde al borde de la nebulosa, se ve solamente la componente más intensa corrida al azul a alrededor de -36 km s^{-1} . Se puede ver que los perfiles de línea no son Gaussianos del todo, sino que muestran una ala en el lado rojo donde seguramente, las otras componentes, no resueltas, están contenidas.

Las velocidades radiales de las componentes azul y roja concuerdan con los valores en la literatura. Por ejemplo, en una posición cerca de la estrella, EV 92 detectaron dos componentes a -64 y 78 km s^{-1} , mientras que M-D14

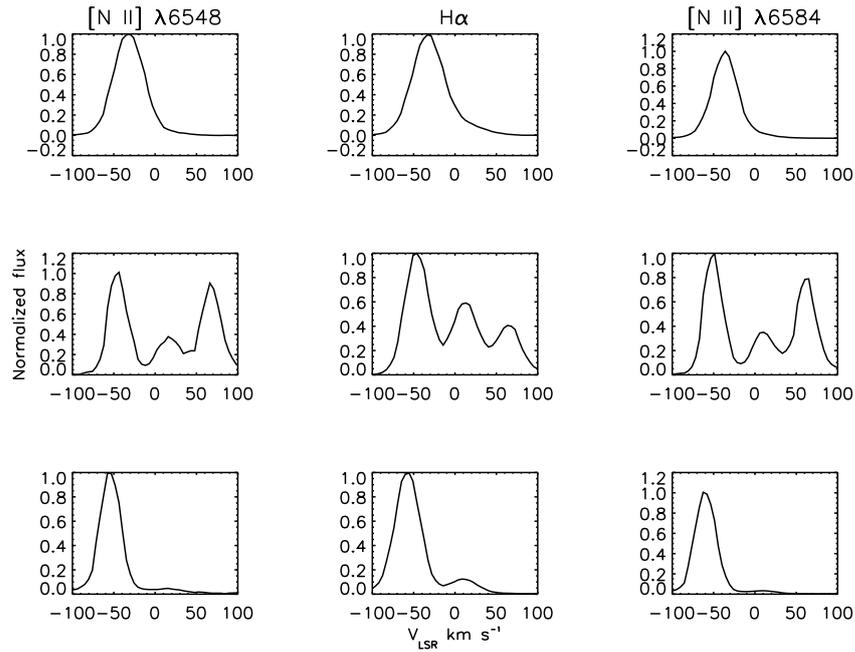


Figura 2.6: Las líneas $H\alpha$ y $[N\text{ II}]$ 6548, 6584 Å se muestran en el espacio de velocidad radial para las posiciones A (arriba), B (en medio) y C (abajo). Las velocidades mostradas son respecto al Sistema Local de Reposo. Los espectros de la posición A presentan solamente una componente cinemática a -36 km s^{-1} , mientras que los espectros de la posición B muestran dos componentes las cuales corresponden a la cáscara en expansión a -45 y 65 km s^{-1} y una componente central que corresponde a la región $H\text{ II}$ alrededor de NGC 6888 a 15 km s^{-1} . Finalmente en los espectros de la posición C se detectaron dos componentes cinemáticas a -57 and 12 km s^{-1} .

reportaron dos componentes corridas al azul a -60 y -25 km s $^{-1}$, todas asociadas a la emisión de NGC 6888. Recientemente, al realizar un estudio 2D en una región cercana a nuestra posición A, FM12 encontraron que la emisión de la línea [N II] 6584 Å proviene de un plasma con velocidades radiales entre -40 y 30 km s $^{-1}$, en acuerdo con el valor de nuestra posición A.

La componente cinemática a ~ 15 km s $^{-1}$, seguramente corresponde a la región H II extendida alrededor de NGC 6888 y también fue identificada por EV92 y M-D14 con una velocidad de 18 y 12 km s $^{-1}$, respectivamente.

En general, encontramos velocidades radiales que siguen las tendencias previamente publicadas, es decir, los valores más altos aparecen cerca de la estrella y decrecen conforme nos alejamos del centro de la nebulosa.

Para los espectros en las posiciones B y C, medimos los flujos de las líneas ajustando un perfil Gaussiano a cada componente cinemática, pero para el espectro de la posición A, toda la emisión fue integrada para cada línea identificada. Los errores asignados en nuestras mediciones corresponden a un valor de dos sigma sobre el valor medio del ruido a cada lado de las líneas detectadas.

Así pues, los flujos fueron desrojados con un coeficiente de extinción $c_{H\beta}$ determinado a partir del cociente teórico de $H\alpha/H\beta$ y usando la ley de extinción de Cardelli *et al.* (1989). Las incertidumbres en $c_{H\beta}$ son las que resultan tras la propagación de errores de los flujos.

El valor $c_{H\beta}$ en la posición A (0.70) concuerda con el valor medio de 0.76 obtenido por FM12 en una región cercana a esta observación. En el caso de la posición B los valores de extinción son 0.36, 0.38 y 0.77 para las componentes azul, de fondo y roja, respectivamente. El primero y segundo valor son similares al valor de 0.34 obtenido por M-D14 en una región cercana a la posición B.

El valor alto de $c_{H\beta}$ de la componente roja parece indicar que la emisión de la cáscara más alejada de NGC 6888 está más enrojada seguramente debido a la presencia de extinción interna. Esto se justifica a través de valor de extinción para WR 136, $A_V = 1.73$ mag, reportado por van der Hucht (2001). Usando $R_V = 3.1$ y $E_{B-V} = 0.692 \times c_{H\beta}$, derivado de la ley de extinción mencionada arriba, encontramos $c_{H\beta} = 0.80$ para la estrella. Dado que WR 136 está embebida en NGC 6888, extinción interna podría estar contribuyendo a enrojecer esta radiación.

Finalmente, las observaciones de la posición C no parecen sufrir de enrojecimiento. Las únicas observaciones para comparar en una zona vecina son las realizadas por EV92. Ellos encuentran $c_{H\beta} = 0.28$, que es el valor más bajo reportado en los trabajos citados antes, indicando que esta región de NGC 6888 no presenta una elevada extinción.

En la Tabla 2.2 se muestran todas las líneas identificadas con su respectivo valor de flujo desenrojado. En esta tabla, presentamos un solo conjunto de valores para la posición A, tres (B_b , B_c and B_r) para la posición B y dos (C_b and C_c) para la posición C, donde los subíndices “b”, “c” y “r” corresponden a las componentes azul, central y roja, respectivamente.

Tabla 2.2: Flujos desnormalizados y normalizados a $F_{H\beta} = 100$ de las líneas identificadas en los espectros observados, para las posiciones A, B (azul, central y roja) y C (azul y central). El flujo $F_{H\beta}$ está en unidades de $10^{-12} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

λ (Å)	Íón	A	B _b	B _c	B _r	C _b	C _c
3726.03	[O II]	52.6±14.3
3728.81	[O II]	62.6±9.5
3970.07	He I	16.8±6.1
4101.73	H δ	28.1±13.0	19.1±11.0	24.2±9.4	...
4340.46	H γ	47.1±5.7	48.8±13.4	26±20.5	36.9±21.4	47.7±3.5	43±24.0
4471.47	He I	6.0±1.2	4.2±1.7	3.5±2.4	2.9±3.3	7.5±2.1	...
4958.91	[O III]	23.8±2.4	97.0±6.2	72.9±24.1	101.2±22.8	52.1±4.5	77.8±47.5
5006.84	[O III]	67.9±5.6	289.2±16.3	210.9±66.4	250.2±57.2	154.2±9.2	230.2±101.5
5015.67	He I	4.7±1.8	6.0±1.8	...	44.7±27.2	4.7±3.1	6.8±5.3
5754.64	[N II]	3.8±1.2	2.3±1.3	2.3±0.9	...
5875.61	He I	19.9±2.3	21.3±2.5	14.5±6.7	...	23.5±2.1	18±11.9
6312.10	[S III]	...	2.2±1.3	1.4±0.6	...
6548.04	[N II]	168.4±11.5	37.1±2.8	28.1±10.4	81.4±18.8	70.9±3.5	40.7±17.5
6562.80	H α	285.9±18.3	286.4±14.1	285.9±84.4	286.2±58.8	286±10.8	286±92.14
6583.46	[N II]	502.1±31.9	106.8±6.1	75.5±24.4	236.6±49.7	227.0±9.7	123.6±46.9
6678.15	He I	6.4±1.2	6.4±2.8	3.2±2.6	8±5.7	5.2±0.7	...
6716.44	[S II]	22.9±2.5	7.0±2.1	24.9±10.0	8.4±5.5	7.4±0.8	30.1±13.1
6730.81	[S II]	19.9±1.9	5.7±2.4	17.8±7.1	7.1±4.5	6.3±1.2	19.9±9.6
7065.17	He I	3.2±1.0	6.0±2.6	6.4±0.8	...
7135.80	[Ar III]	9.2±1.1	15.6±2.7	9.0±5.8	12.4±6.7	10.0±1.1	...
$F_{H\beta}$		4.70±0.05	0.110±0.004	0.077±0.004	0.037±0.005	0.565±0.023	0.076±0.022
$c_{H\beta}$		0.70±0.02	0.38±0.07	0.36±0.11	0.77±0.17	0.0	0.03±0.45

2.2. Ultravioleta

Además de los espectros visibles de WR 136, analizamos un espectro en la región del UV entre 900 Å y 1200 Å tomados con el satélite *FUSE* de su programa de observación C097, pues en este intervalo hay algunas líneas útiles y de interés, tales como S V λ 1063 y P V λ 1118. Además, estos espectros sólo tienen que ser concatenados para obtener el espectro total, ya que estos espectros ya están reducidos y calibrados en flujo. Para extender el intervalo hasta 3300 Å, tomamos varios espectros *IUE* también ya reducidos y calibrados en flujo. Para mejorar la señal a ruido combinamos los siguientes espectros de baja dispersión: SWP57618, SWP57622, SWP57625, SWP57626, SWP57630, SWP57635, SWP57638, SWP57645, SWP57647 y SWP57663; y los espectros de alta dispersión LWP32398, LWP32407, LWP32409, LWP32413, LWP32416, LWP32418, LWP32423, LWP32440, LWP32441 y LWP32446.

Las diferencias principales entre estos espectros son su resolución y el rango de longitud de onda que cubren. Los espectros de alta dispersión tienen una resolución de ~ 0.2 Å y abarcan desde 1150 Å hasta 2000 Å; y los espectros de baja dispersión cubren un rango más amplio desde 1150 Å hasta 2000 Å, pero su resolución es de ~ 6 Å. Una de las principales características de los espectros *IUE* es la presencia de la absorción interestelar a 2200 Å (Fig. 2.7), la cual nos es de utilidad para determinar la cantidad de absorción, en dirección a la estrella, para nuestros modelos (ver §4.1). Estos espectros fueron analizados usando nuestras rutinas de IDL.

2.3. Rayos X

El observatorio de rayos X *Chandra*² cuenta con cuatro espejos paraboloides hiperboloides anidados que comparten el mismo eje perpendicular al plano focal, el más grande tiene un diámetro de 1.2 m resultando en una distancia focal de 10 m. Este sistema ofrece una alta resolución, menor o igual que 0.5 arcsec. Por otro lado, en el plano focal pueden ser colocados los dos instrumentos principales: la cámara de alta resolución y el *Advanced CCD Imaging Spectrometer* (ACIS). La cámara de alta resolución sólo es empleada para realizar espectroscopía, mientras que ACIS puede usarse para ambas tareas, imágenes y espectroscopía. Además su poder de resolución puede mejorar cuando se combina con las rejillas

²Mucha más información en el sitio internet <http://cxc.harvard.edu/proposer/POG>

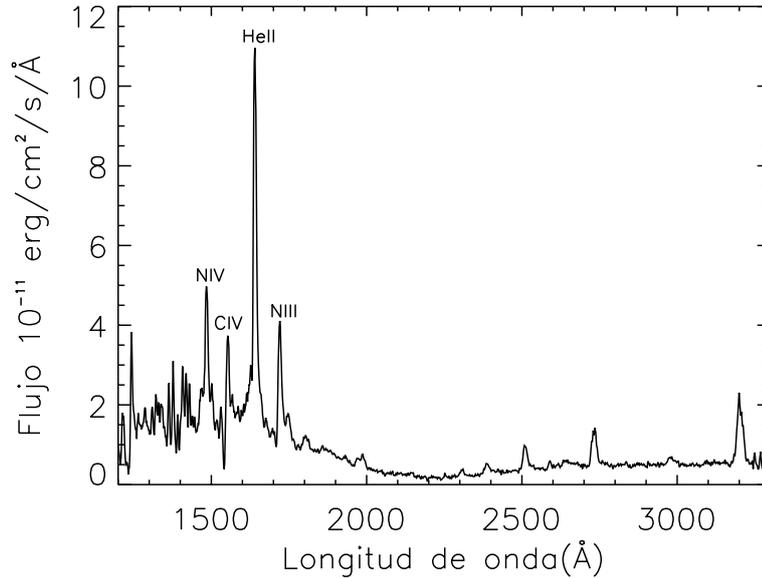


Figura 2.7: Espectro *IUE* de baja dispersión de la estrella WR 136. En el rango de longitud de onda que cubren estos espectros se encuentran algunas líneas útiles para restringir los modelos de atmósferas estelares como N III, IV 1722,1486 Å, He II 1640 Å y C IV 1550 Å. También se observa la fuerte absorción interestelar a 2200 Å.

de transmisión de alta o baja energía. En particular, ACIS cuenta con 10 CCDs cuyo tamaño es de 1024×1024 píxeles (equivalente a $8'.3 \times 8'.3$), de los cuales 2 son del tipo *back illuminated* (BI) y el resto *front illuminated* (FI). La diferencia más importante entre estos tipos de CCDs es que la respuesta a bajas energías de los BI es más eficiente que la de los FI, además la resolución en energía de los primeros es casi independiente de la posición, no así la correspondiente a los segundos.

La observación de NGC 6888 (OBS ID 3763; PI: R. A. Gruendl) fue tomada del archivo de datos en *Chandra*. La observación se realizó el 27 de julio de 2006 con el instrumento ACIS en modo *very faint* (VF), recomendado para fuentes extendidas y de bajo brillo superficial. El arreglo de ACIS para esta observación consistió de 6 CCD's, de los cuales 2 fueron

BI. La fuente, el lóbulo noreste de NGC 6888, fue colocada en un CCD BI (número 7) sobre el mejor punto focal (*nominal point*). A pesar de que el objetivo de esta observación fue el estudio del gas caliente en la burbuja circumstelar NGC 6888, la estrella WR 136 fue simultáneamente observada pero sobre el CCD no.8, ya que la estrella se encuentra a $\sim 9'$ de la fuente principal en dirección suroeste (Figura 2.8). Por tanto, fue posible realizar el análisis sobre la burbuja y la estrella.

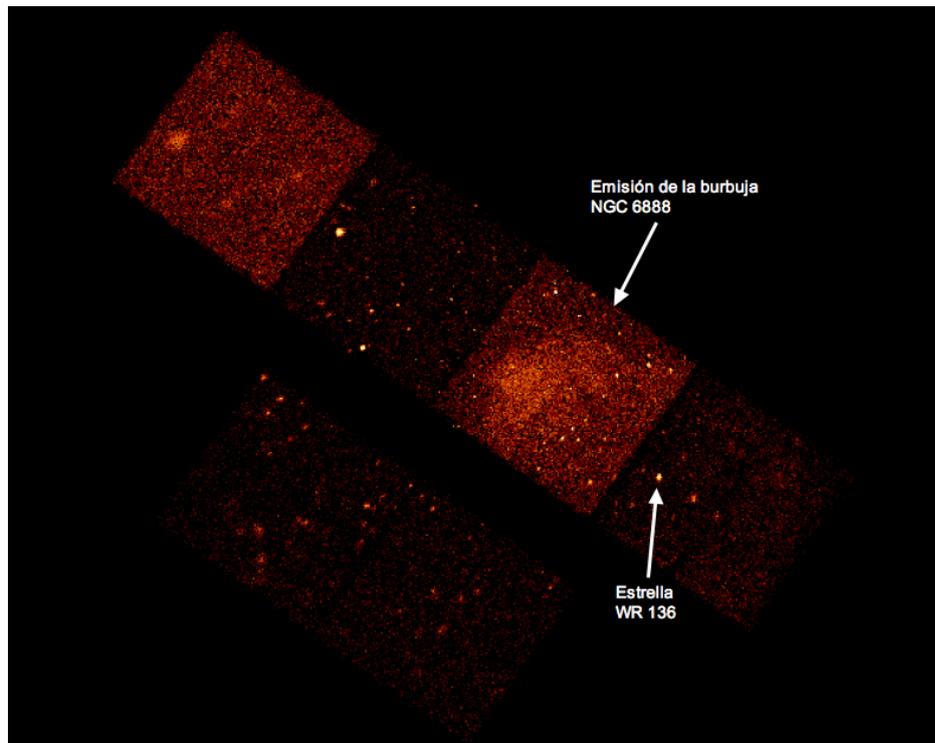


Figura 2.8: Imagen de las observaciones de *Chandra* en NGC 6888. Se puede ver que la burbuja caliente y la estrella se localizan en CCD's distintos. La emisión de la burbuja caliente es extendida y cubre la casi totalidad de uno de los CCD y la emisión de la estrella es puntual.

Por otra parte, los datos del archivo están ubicados principalmente en dos directorios diferentes, correspondientes a los productos primarios y secundarios. Entre los productos primarios están los siguientes archivos

- `src2.fits`, contiene una lista de candidatos a fuentes;
- `bpix1.fits`, enlista los pixeles identificados como malos;

- `asol1.fits`, describe la orientación del telescopio respecto al tiempo durante la observación y
- `evt2.fits`, enlista los eventos nivel 2, procesado con el *pipeline*. Con este archivo se inicia el análisis de datos.

Por otro lado, dentro de los productos secundarios se encuentran los archivos siguientes

- `msk1.fits`, indica la parte válida en el detector;
- `bias.fits`, contiene el mapa de bias de la observación;
- `pbk0.fits`, enlista los parámetros de la observación y
- `evt1.fits`, contiene toda la información cruda de la observación, respecto a los eventos, es decir, están todos los eventos no filtrados.

Para reducir y analizar estos archivos se utilizaron las herramientas del software CIAO³4.3, diseñado para realizar un análisis interactivo de las observaciones del telescopio *Chandra*.

El primer paso en la creación de un archivo `evt2` es generar un nuevo archivo que contenga la lista de todos los píxeles malos. Esto es por que en el archivo `evt1` algunos píxeles han sido marcados como contaminados por destellos causados por rayos cósmicos y no estrictamente como píxeles malos. Para poder incluir estos píxeles, el archivo `evt1` es reinicializado con la herramienta *dmtcalc* que genera un archivo `reset_evt1`. Éste último es el archivo de entrada para la herramienta *acis_run_hotpix* que crea el nuevo archivo de píxeles malos `new_bpix1`, especificando la lista inicial de píxeles malos (`bpix1`), la zona de validez del CCD (`msk1`) y el mapa de respuesta cero del detector (`bias`). De este modo, se crea un nuevo archivo de eventos nivel 1 (`new_evt1`) que no tenga más la contaminación de fondo, se corrige con el archivo `new_bpix1`, se asignan los adecuados intervalos de ganancia y se filtra el tiempo útil de la observación que no fue afectado por los destellos de fondo. Finalmente, el nuevo archivo de nivel 2 se crea con la herramienta *acis_process_events*. El archivo `evt2` nuevo, es el archivo indispensable de base para el resto del análisis, pues contiene únicamente los eventos provenientes de la región de observación así como el tiempo efectivo que es de 91 ks

³Más información en <http://cxc.harvard.edu/ciao/>

En este contexto, el espectro es referido no al flujo en términos de la energía, sino al número de cuentas por unidad de tiempo y por unidad de energía en función de la energía o canal. Para conocer esta información, primero se obtienen los archivos de respuesta RMF (*Response Matrix File*) y ARF (*Auxiliary Response File*), ya que estos archivos son el medio de traducción entre eventos y número de cuentas, relacionados con las respuestas del detector a distintas energías.

Antes de extraer el espectro de una fuente extendida, se extraen las fuentes puntuales que pudieran contaminar la emisión en el CCD donde se encuentra la información que nos interesa. Para este fin, primero se usa la herramienta *wavdetect* para identificar las fuentes puntuales, las cuales luego son substraídas de la imagen con la herramienta *dmfilth*. Desde luego este paso sólo fue realizado para la emisión de la burbuja en NGC 6888.

Para extraer los espectros de la estrella y de su emisión de fondo asociada, así como los respectivos archivos RMF y ARF, se siguieron los pasos de la guía *imaging spectroscopy* de CIAO; en particular se usó el script *psextract* para fuentes puntuales. Este script posee la posibilidad de crear un archivo agrupado, es decir, donde se especifica el número de cuentas mínimo por intervalo de energía. Los archivos generados están relacionados mediante su encabezado, actualizado por *psextract*, para su posterior uso en conjunto. Es importante mencionar que el archivo RMF de la fuente se creó con la herramienta *mkacisrmf* (recomendada para observaciones hechas en modo VF), además esta herramienta provee las calibraciones más nuevas que existen.

Así pues, teniendo en cuenta que el tamaño de un pixel en el CCD es de $0''.492$, la región de extracción para la estrella fue un círculo con radio de $9''.84$ centrada en las coordenadas de la estrella, mientras que para la emisión de fondo se usó una región circular cuyo radio mide $90''.37$ pero centrada en una zona libre de fuentes (Figura 2.9). El archivo del espectro estelar fue agrupado al final a un número mínimo de 2 cuentas por bin.

El mismo proceso de extracción del espectro estelar fue hecho para la burbuja, salvo que se empleó el script *specextract*, ideal para fuentes extendidas. En este tipo de fuentes se debe tener cuidado en la selección de la emisión de fondo, ya que, como en este caso, la emisión principal cubre la casi totalidad del CCD. Lo correcto es hacer uso de los archivos *blank-sky*⁴

⁴<http://xc.harvard.edu/ciao/threads/acisbackground>

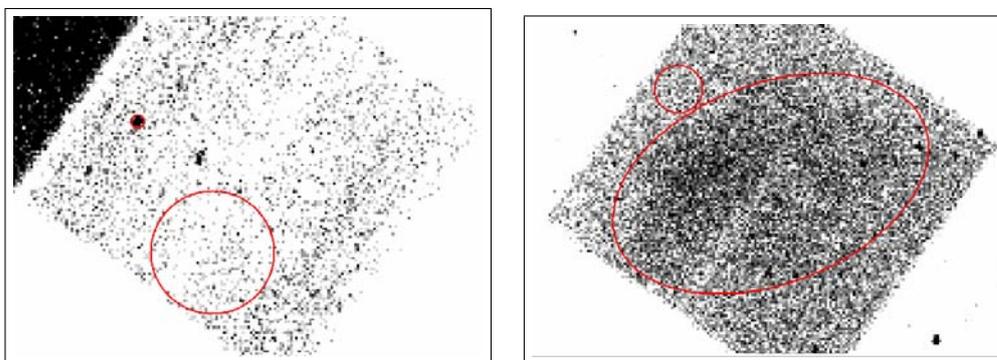


Figura 2.9: En el cuadro de la izquierda se muestran las regiones empleadas para la extracción del espectro de la estrella WR 136 y su fondo en el CCD 8 de ACIS. A la derecha se pueden ver las regiones empleadas para extraer el espectro de NGC 6888 y del fondo en el CCD 7 de ACIS. En esta figura se observa al suroeste la estrella WR 136.

para simular el fondo de un cierto CCD. En este estudio, aunque realizado este procedimiento, desembocaba en un espectro erróneo (cuentas negativas) cuando era substraído el fondo de la fuente. Debido a esto y como una segunda opción, fue preferible elegir la región de extracción del fondo dentro del mismo CCD que la burbuja. Vale la pena mencionar que se realizó el ejercicio de extraer distintas regiones en la periferia de la emisión para analizar la curva de luz de la emisión de fondo y entonces compararla con la curva de luz correspondiente a la emisión de la burbuja; el resultado de este ejercicio fue asegurar que las zonas consideradas como emisión de fondo realmente lo fueran, pues su comportamiento siempre fue distinto al de la emisión principal de NGC 6888. De este modo, una región elíptica centrada en las coordenadas $20 : 12 : 27.80$ ra y $+38 : 25 : 15.31$ dec y con semiejes de $249''.40$ y $151''.99$, mayor y menor respectivamente, fue usada para la extracción de la fuente. El ángulo de inclinación del eje mayor respecto al eje este-oeste es $21^\circ.30$. El fondo se extrajo con una región circular centrada en $20:12:39.60$ ra y $+38:27:40.98$ dec con un radio igual a $36''.70$ (Figura 2.9). El espectro final fue agrupado a un mínimo de 50 cuentas por intervalo de energía.

Los espectros resultantes se muestran junto con los modelos en la §4.3 del Capítulo 4.

Capítulo 3

Construcción de los modelos

La metodología está enfocada al objeto NGC 6888, nebulosa de emisión asociada a la estrella WR 136. Este objeto fue seleccionado por ser hasta ahora de los únicos 3 con emisión de rayos X detectada (ver §2.4).

Las observaciones nos ayudarán a analizar la distribución de las propiedades físicas del gas, tales como densidad, temperatura y abundancias. Así pues, el análisis en distintas regiones dentro de NGC 6888 nos permitirá realizar una comparación directa entre los diagnósticos de plasma resultantes de zonas con distintas propiedades en lo que respecta a su emisión de rayos X.

3.1. Modelo estelar

Para modelar el espectro estelar observado de WR 136, en los intervalos del UV y del visible, se usó el código CMFGEN (Hillier & Miller, 1998). CMFGEN (CoMoving Frame General, por sus siglas en inglés) es un código para atmósferas que considera *line-blanketing* fuera de ETL y fue diseñado para el análisis espectral de estrellas con viento. Resuelve las ecuaciones de transferencia radiativa, equilibrio radiativo y equilibrio estadístico considerando simetría esférica. Este código es adecuado para modelar la atmósfera de estrellas masivas con una zona de viento extendida que es, en general, más grande que el radio hidrostático de la estrella.

Para emplear el código CMFGEN se requiere establecer la estructura hidrostática de la estrella a través de parámetros de entrada como la gravedad y el radio estelar o, de manera equivalente, establecer una ley

de velocidad que se aproxime en la parte más profunda del viento a la estructura hidrostática. En este estudio escogimos la última opción y usamos la siguiente ley de velocidad:

$$V(r) = \frac{V_o + (V_\infty - V_o)(1 - R_*/r)^\beta}{1 + (V_o/V_{core} - 1) \exp([R_* - r]/h_{eff})}, \quad (3.1)$$

propuesta por Hillier *et al.* (2003). En la expresión (3.1) V_{core} es la velocidad que corresponde justo al radio estelar R_* , V_o es la velocidad fotosférica que da la continuidad entre la atmósfera hidrostática y el viento, V_∞ es la velocidad terminal, h_{eff} es la escala de altura de la fotosfera, en unidades de R_* , la cual especifica la estructura de la densidad a bajas velocidades y β es el exponente de la ley de velocidad. Los valores usados en todos nuestros modelos para V_{core} , V_o y h_{eff} fueron 1 km s^{-1} , 100 km s^{-1} y 0.002 , respectivamente, tal como es sugerido para estrellas WR¹. Los valores que se usaron en los modelos para β fueron 1 o 2, que son los valores usuales para este tipo de estrellas (Ignace *et al.*, 2003).

Luego, una vez que el código calcula los valores hidrostáticos, resuelve las ecuaciones de transporte radiativo en la zona del viento y el resultado es el flujo emergente (tal como si fuera emitido a 1 kpc de distancia del observador) en función de la longitud de onda.

Para ajustar los espectros UV modelados a los observados, se usó una distancia de 1.45 kpc, basada en el paralaje determinado por HIPPARCOS (van Leeuwen, 2007), y un coeficiente de extinción E_{B-V} igual 0.52 (o $c_{H\beta} = 0.75$), el cual concuerda con el valor de van der Hucht (2001) mostrado en §3.1.1. De este modo se ajustó el continuo estelar y la absorción alrededor de 2200 Å. Para el espectro óptico, se analizó el modelo usando el espectro normalizado al continuo.

Los parámetros de entrada usados para restringir los modelos de atmósfera para WR 136 fueron la tasa de pérdida de masa \dot{M} , la velocidad terminal del viento V_∞ , la luminosidad estelar, el radio hidrostático de la estrella R_* (a una profundidad óptica igual a 20) y la composición química.

¹Ver la documentación del código CMFGEN y los modelos de estrellas WR en kookaburra.phyast.pitt.edu/hillier/web/CMFGEN.htm

De acuerdo con la teoría de vientos estelares, se espera que la luminosidad de una línea de recombinación sea proporcional a la tasa de pérdida de masa mediante la relación $\dot{M} \sim V_\infty \sqrt{L_\lambda}$ (Lamers & Cassinelli, 1999); por tanto para ajustar el valor de \dot{M} se usó la línea de recombinación $H\alpha$.

Por otro lado, cuando se considera una atmósfera estelar extendida, no es posible determinar una temperatura superficial para la estrella pues la temperatura varía con el radio, de aquí que la temperatura no pueda ser un valor de entrada para construir el modelo. Sin embargo, es posible definir una temperatura para $\tau = 20$ y esta temperatura se establece a través de la luminosidad y del radio estelar usando la expresión $L = 4\pi\sigma R_*^2 T_*^4$, donde σ es la constante de Steffan-Boltzmann. Así pues, para construir el modelo, se cambiaron los valores de L y de R_* para ajustar las intensidades de las líneas de grados de ionización consecutivos de un mismo elemento, tales como las líneas de He I y He II.

Al construir los modelos, las líneas de He indicadoras de temperatura (He II $\lambda 4686$ y He I $\lambda 5876$) apuntaban a un buen ajuste de las observaciones, pero por otro lado, la línea predicha de N III $\lambda 4640$ era más débil que la correspondiente línea observada, mientras que la intensidad de N IV $\lambda 4058$ en el modelo era mayor que la observada, lo cual implicaba que la temperatura debería ser menor (ver Fig. 3.1). Es sabido en la literatura que la emisión del ión N III es muy dependiente de los niveles atómicos que sean considerados en el modelo (Hillier *et al.*, 2003). Para intentar corregir este problema, usamos un modelo más complejo del ión N III, es decir, se consideraron más niveles atómicos descolapsando un supernivel; sin embargo, el problema persistió aunque el ajuste de estas líneas de nitrógeno mejoró levemente.

El valor de la velocidad terminal se restringió ajustando el borde azul del perfil P-Cygni de la línea C IV $\lambda 1550$. El valor obtenido (1550 km s^{-1}) ajusta bien otros perfiles P-Cygni tales como los de las líneas S IV $\lambda\lambda 1063, 1073$ y P V $\lambda\lambda 1118, 1128$ presentes en el ultravioleta lejano del espectro estelar (ver Fig. 3.1), además concuerda excelentemente con los valores reportados en trabajos previos; por ejemplo, Prinja *et al.* (1990) usaron igualmente el doblete del C IV a $1548, 1550 \text{ \AA}$ y midieron $V_\infty = 1605 \text{ km s}^{-1}$; Eenens & Williams (1994) derivaron $V_\infty = 1660 \text{ km s}^{-1}$ ajustando el ancho de la línea He I 10830 \AA ; HGL06 obtuvieron $V_\infty = 1600 \text{ km s}^{-1}$ al ajustar su modelo a los espectros observados; Crowther & Smith (1996) determinaron $V_\infty = 1750 \text{ km s}^{-1}$; finalmente, usando observaciones del IR, Ignace *et al.* (2001) usaron el ancho de la línea prohibida Ca IV 3.207 \mu m

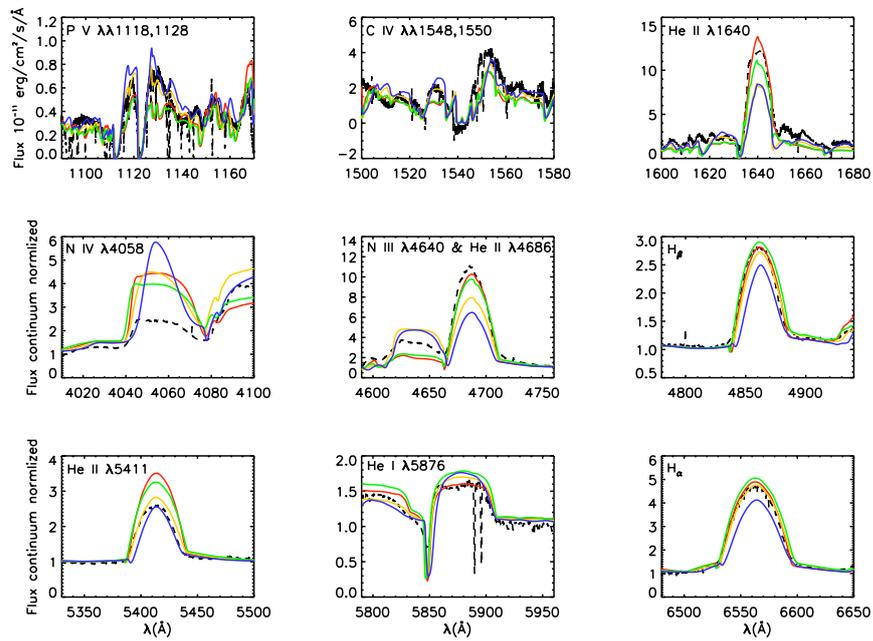


Figura 3.1: Algunas de las líneas de los espectros observados para restringir los modelos. En cada gráfica, la línea negra punteada es el espectro observado; las líneas roja, verde, amarilla y azul son, respectivamente, los modelos *star1*, *star2*, *star3* y *star4* obtenidos con el código CMFGEN, pero enrojecidos. El espectro óptico se muestra normalizado al flujo.

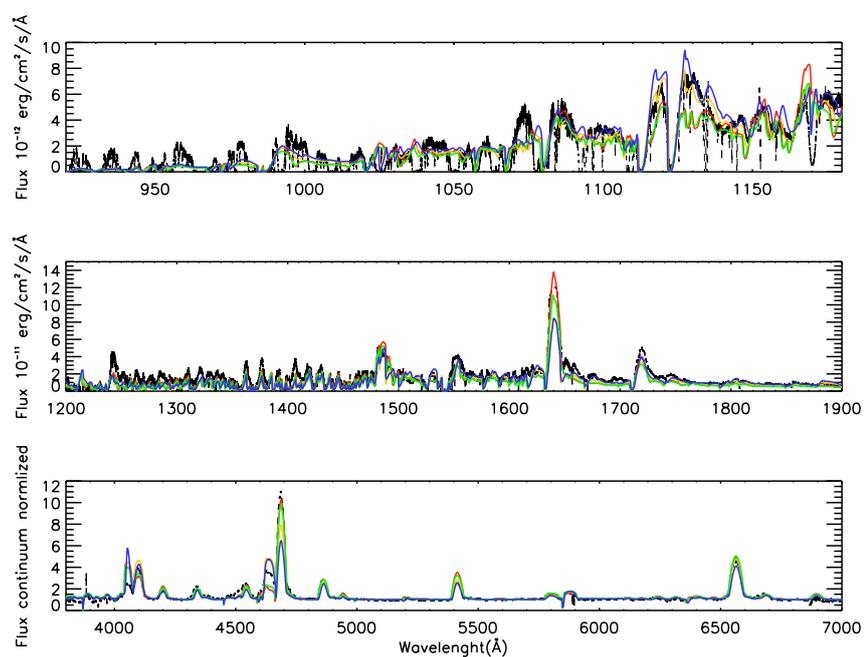


Figura 3.2: Vista global de los modelos *star1*, *star2*, *star3* y *star4* comparados con los espectros observados (línea negra punteada). De arriba hacia abajo: el espectro *FUSE* en el lejano ultravioleta, el espectro *IUE* en el UV y el espectro óptico normalizado al continuo. Los colores son como en la Fig. 3.1

reportando $V_\infty = 1490 \text{ km s}^{-1}$. Dado que la velocidad que derivamos se obtuvo considerando sólo el borde azul del perfil saturado de la línea de C IV, en lugar de medir en la parte donde la ala de la línea alcanza el continuo, ésto lleva a tener una velocidad terminal $\sim 200 \text{ km s}^{-1}$ menor que la que se mide en el continuo. Este exceso en velocidad puede explicarse a través de la velocidad de turbulencia o del *clumping* f_V en el viento.

La composición química en los modelos fue inicialmente la composición típica de las estrellas WN (van der Hucht *et al.*, 1986) y luego fue modificada para generar algunos de los modelos mostrados aquí. Las abundancias finales de H y He (X e Y por masa) que se usaron en los modelos estelares se muestran en la Tabla 3.1, en tanto que el resto de las abundancias, derivadas de los modelos CMFGEN, para los otros elementos como el C, N, O, S y Fe se muestran en la Tabla 3.4 para comparar con las abundancias nebulares que resultaron de los modelos de fotoionización.

Puesto que las características espectrales que son modeladas no responden linealmente con los parámetros de entrada, una vez que un valor era determinado no era necesariamente fijado sino solamente restringido al cambiar el resto de los valores de entrada. Por tanto, calculamos un conjunto de modelos para poder encontrar el más apropiado que reprodujera la mayor parte de las características espectrales.

Para ajustar adecuadamente la luminosidad mediante el continuo estelar sin cambiar la temperatura, fue necesario usar el radio transformado (HGL06)

$$R_t = R_* \left(\frac{V_\infty/2500}{\dot{M}\sqrt{D}/10^{-4}} \right)^{2/3}, \quad (3.2)$$

(donde $D = f_V^{-1}$) pues se ha mostrado que dos modelos con el mismo R_t y T_* tienen el mismo comportamiento espectral, en particular en lo que respecta a los anchos equivalentes de las líneas (Schmutz *et al.*, 1989).

Del conjunto de modelos que se calcularon variando los parámetros de entrada, obtuvimos *star1* que ajusta muy bien la mayoría de las características espectrales de la estrella. Este modelo se muestra en la Tabla 3.1. Además, en esta Tabla, también son mostrados otros modelos en la literatura, como los de HGL06 y Crowther & Smith (1996). La tasa de pérdida de masa del modelo *star1* es ligeramente mayor pero del mismo orden que la del modelo de HGL06 y es menor que el valor publicado por

Crowther & Smith (1996). Tenemos certeza de que nuestro valor de la tasa de pérdida de masa es adecuado ya que, como se muestra en la Figura 3.1, las líneas de recombinación, como la serie de Balmer en el visible, están muy bien ajustadas.

En la Figura 3.1 se puede ver que las líneas He II $\lambda 1640$ y $\lambda 5411$ del modelo *star1* están sobrestimadas pero sólo por un factor de ~ 1.3 . Es importante mencionar que este problema ya ha sido reportado en la literatura (Hillier *et al.*, 2003), es decir, que las líneas observadas del He no pueden ajustarse simultáneamente. En la Figura 3.2 también se puede ver que el modelo *star1* reproduce en general muy bien los espectros observados en los intervalos del UV y óptico.

La principal diferencia entre el modelo *star1* y el modelo reportado por HGL06 es el radio estelar R_* que en nuestro caso tiene un valor bajo de $1.5R_\odot$ (comparado con el valor de $3.34 R_\odot$ de HGL06) lo que conlleva en tener una mayor temperatura estelar de 110 kK. El radio de nuestro modelo de hecho concuerda con valores determinados para otras estrellas WR en el trabajo de HGL06. Otra diferencia entre estos modelos es la composición química, representada por los valores X e Y. Estas diferencias tienen importantes implicaciones cuando se modela la nebulosa que este alrededor de la estrella (ver §4.2.2) e indican que podría existir más de una solución para modelar un estrella WR, ya que tanto el modelo *star1* y el de HGL06, reproducen igualmente bien el espectro estelar (ver Fig. 68 de HGL06). Esta aparente degeneración ya había sido notada por Hillier (1991) y el origen de esta degeneración se puede atribuir al desconocimiento que se tiene de la dinámica en las regiones internas del viento debido a su opacidad.

Para investigar esta degeneración, buscamos otros modelos CMFGEN que pudieran ajustar las observaciones. Los resultados se muestran en la Figura 3.2 donde el comportamiento general de los modelos se compara con los espectros observados.

De modo simple, para el radio, el *clumping* y las fracciones de hidrógeno y helio (X e Y) usamos valores interpolados entre el modelo *star1* y el modelo de HGL06. El resultado es el modelo *star2* que tiene una temperatura T_* de 90 000 K (el resto de sus características se muestran en la Tabla 3.1). El modelo *star2* reproduce el espectro estelar igualmente bien como lo hace el modelo *star1*.

Calculamos también dos modelos más. El primero es *star3* que

básicamente tiene los parámetros del modelo de HGL06 pero calculado con el código CMFGEN. El modelo *star3* reproduce muy bien los resultados del modelo de HGL06, lo que demuestra que los códigos de atmósferas estelares, CMFGEN y el código Potsdam WR, son equivalentes. El otro modelo es *star4* que es casi el mismo que el modelo *star3* pero calculado con un valor de β igual a 2, lo que conlleva a una menor temperatura $T_{2/3}$ ya que la región del viento se vuelve más extensa. Los modelos *star3* y *star4* reproducen suficientemente bien el continuo estelar observado y varias de las características espectrales (curvas amarilla y azul en la Fig. 3.2), aunque las líneas de emisión indicadoras de la temperatura estelar ajustan peor respecto al ajuste del modelo *star1* (ver Fig. 3.1). Todas las características de los modelos estelares se presentan en la Tabla 3.1.

A partir de lo descrito anteriormente, resulta claro que no hay un único modelo estelar que reproduzca lo observado. Como se ha dicho antes, estamos ante una degeneración en el modelaje de atmósferas de estrellas WR y evidentemente se requieren más restricciones para decidir cuál es el mejor modelo. Algunas de estas restricciones pueden encontrarse al analizar la nebulosa ionizada alrededor de la estrella.

Tabla 3.1: Parámetros de los modelos de atmósfera de WR 136

Modelo	R_* ^a [R_\odot]	$\log L$ [L_\odot]	$\log M$ [$M_\odot \text{yr}^{-1}$]	V_∞ [km s^{-1}]	T_* [kK]	$T_{2/3}$ [kK]	β	f_V	X	Y
Este trabajo <i>star1</i>	1.50	5.45	-4.63	1550	110	55	2	0.1	0.016	0.95
Este trabajo <i>star2</i>	2.10	5.40	-4.95	1550	90	48.30	1	0.175	0.068	0.91
Este trabajo <i>star3</i>	3.38	5.40	-4.95	1550	70	45.91	1	0.25	0.12	0.86
Este trabajo <i>star4</i>	3.38	5.40	-4.95	1550	70	42.26	2	0.25	0.12	0.86
HGL06	3.34	5.40	-4.95	1600	70.8	...	1	0.25	0.12	0.86
Crowther & Smith (1996)	5.00	5.30	-3.91	1750	55.7	28				

^a R_* y T_* definidos a $\tau = 20$

3.2. El modelo nebuloso

3.2.1. Abundancias y análisis de plasma

El punto de partida para realizar el modelo de fotoionización para NGC 6888 es a través del análisis espectral de las observaciones tomadas en diferentes zonas de esta nebulosa.

Como se mencionó antes, los flujos obtenidos del espectro de la posición A no sólo contienen la emisión nebulosa sino también la emisión del gas entre el objeto y el observador. Esta componente de la emisión se conoce de los espectros en las posiciones B y C, en los cuales son similares los valores de los flujos correspondientes a la componente cinemática con velocidad de 15 km s^{-1} . Esto refuerza la suposición que estas componentes tienen su origen en el medio interestelar en el que se encuentra envuelta la nebulosa y con esta información se puede asumir que los flujos de este gas afectan de modo similar a cualquier punto de la nebulosa.

Cuando los flujos totales del espectro A se comparan con estos flujos, se encuentra que la contribución del gas que precede a la nebulosa representa alrededor del 1 por ciento en todas las líneas identificadas, excepto en las líneas [O III] $\lambda\lambda$ 4959,5007 donde la contribución de este flujo llega hasta el 5 por ciento. Por lo tanto, consideramos que los flujos integrados del espectro A representan confiablemente las propiedades de la nebulosa.

Así pues, de los datos en la Tabla 2.2, determinamos la temperatura electrónica T_e y densidad electrónica n_e a partir de los diagnósticos de líneas disponibles.

En el caso de la posición B y C solamente se usaron las componentes intensas corridas al azul. En todos los casos, sólo se pudo determinar la temperatura electrónica derivada de los cocientes de las líneas del ión [N II], ya que la intensidad de la línea [O III] λ 4363 (crucial para determinar la temperatura T_e [O III]) no es detectable en los espectros. El valor de la densidad electrónica se obtuvo del diagnóstico comúnmente usado de las líneas del [S II] ya que las líneas de este ión están presentes en todos los espectros.

La temperatura y la densidad, así como las abundancias iónicas, derivadas de estas condiciones físicas en conjunto con las intensidades de las líneas en la Tabla 2.2, se muestran en la Tabla 3.3. Todas estas cantidades,

así como los errores, fueron determinadas con el software PyNeb 1.0.1b9 (Luridiana *et al.*, 2015) usando los datos atómicos de la Tabla 3.3. Las abundancias totales se derivaron solamente para la posición A donde fueron detectadas las líneas [O II] $\lambda\lambda 3727, 3729$. Para este cálculo se emplearon los factores de corrección por ionización de Kingsburgh & Barlow (1994). Los resultados se enlistan en la Tabla 3.3.

Tabla 3.2: Datos atómicos

Ión	Probabilidades de transición	Fuerzas de colisión
N ⁺	Galavis <i>et al.</i> (1997) Wiese <i>et al.</i> (1996)	Tayal (2011)
O ⁺	Zeippen (1982) Wiese <i>et al.</i> (1996)	Pradhan <i>et al.</i> (2006) Tayal (2007)
O ⁺⁺	Wiese <i>et al.</i> (1996) Storey & Zeippen (2000)	Aggarwal & Keenan (1999)
S ⁺	Podobedova <i>et al.</i> (2009)	Tayal & Zatsarinny (2010)
S ⁺⁺	Podobedova <i>et al.</i> (2009)	Galavis <i>et al.</i> (1995)
Ar ⁺⁺	Kaufman & Sugar (1986)	Galavis <i>et al.</i> (1995)

Tabla 3.3: Parámetros físicos y abundancias iónicas y totales en NGC 6888.

Parámetro	Posición A	Posición B _b	Posición C _b	Posición EV92	Posición B2 (FM12)	M-D14
T _e [O III](K)	9500:	(6855±639) ^a	9050±810
T _e [N II](K)	7800 ⁺⁷⁶⁰ ₋₈₇₀	11700±3000	9100±1150	8400±100	8537±527	...
n _e [S II] (cm ⁻³)	240 ⁺²⁸⁰ ₋₁₂₀	180 ⁺³⁷⁵⁰ ₋₁₀₀	215 ⁺³⁸⁰ ₋₁₃₀	371	108±26	480:
n _e [O II] (cm ⁻³)	190 ⁺⁶⁷⁰ ₋₁₁₀	301	...	310±30
12+log O ⁺ /H ⁺	8.12 ^{+0.37} _{-0.20}	7.54±0.34	7.96±0.14	7.45±0.14
12+log O ⁺⁺ /H ⁺	7.79 ^{+0.28} _{-0.16}	7.80 ^{+0.5} _{-0.26}	7.89 ^{+0.26} _{-0.18}	7.98±0.25	8.57±0.19	8.02±0.11
12+log N ⁺ /H ⁺	8.31 ^{+0.21} _{-0.12}	7.18 ^{+0.53} _{-0.21}	7.78 ^{+0.20} _{-0.14}	7.83±0.30	7.63±0.08	7.54±0.08
12+log S ⁺ /H ⁺	6.34 ^{+0.21} _{-0.11}	5.36 ^{+0.51} _{-0.19}	5.66 ^{+0.21} _{-0.13}	5.71±0.23	5.80±0.08	5.43±0.09
12+log S ⁺⁺ /H ⁺	...	6.45 ^{+0.50} _{-0.50}	6.75 ^{+0.35} _{-0.40}
12+log Ar ⁺⁺ /H ⁺	6.20 ^{+0.20} _{-0.12}	6.00 ^{+0.48} _{-0.20}	6.12 ^{+0.18} _{-0.13}	6.36±0.10
12+log He ⁺ /H ⁺	11.20±0.18	11.29±0.14	11.21±0.36	11.24±0.06	11.20±0.06	11.21±0.03
12+log O/H	8.29 ^{+0.34} _{-0.19}	8.11±0.28	8.66±0.16	8.20±0.09
12+log N/H	8.48 ^{+0.12} _{-0.17}	8.40±0.35	8.34±0.23	8.54±0.20
12+log S/H	7.15 ^{+0.20} _{-0.12}	6.77±0.20
12+log Ar/H	6.47 ^{+0.20} _{-0.12}	6.41±0.11
log N/O	0.19 ^{+0.58} _{-0.32}	0.29±0.30	-0.33±0.28	0.22±0.22

^aTemperatura derivada de acuerdo a Pérez-Montero & Contini (2009)

Además de nuestros resultados, en la Tabla 3.3 están incluidos los resultados obtenidos para la componente azul de EV92, y los valores de FM12 que corresponden a la zona interna observada por ellos (la llamada B2 en su artículo). Ambas zonas (EV92 y B2 FM12) claramente no están asociadas con la región del borde de NGC 6888 tal como se puede ver en la Figura 2.1 donde estas posiciones están marcadas. También los resultados de M-D14, de su posición del borde, fueron incluidos en esta tabla.

De estos datos se puede hacer una comparación directa de la química en diferentes zonas de NGC 6888, tal como fue obtenida por diferentes autores.

En la Tabla 3.3 se puede ver que nuestros valores de la temperatura electrónica $T_e[\text{N II}]$ y densidad para las posiciones A, B, C concuerdan con los valores derivados por EV92, FM12 y M-D14. De acuerdo a nuestras observaciones, el plasma en la posición B_b tiene la mayor temperatura electrónica (aunque con una gran incertidumbre). Valores similares fueron reportados por FM12 para el gas localizado fuera del borde de NGC 6888 y aunque sus regiones y nuestra posición B no son espacialmente cercanas, una explicación podría ser que la principal emisión nebular proviene de la componente de baja densidad de NGC 6888, si suponemos que esta nebulosa de anillo está formada por dos componentes (ver §4.2.2).

Las abundancias que se obtienen para la posición A en el borde concuerdan bien con las abundancias previamente publicadas (excepto el caso de la posición B2 de FM12, ver abajo). El hecho de que los valores de O/H y N/H, en regiones espacialmente diferentes en la nebulosa, sean compatibles dentro de los errores indica que la hipótesis de una nebulosa químicamente homogénea debe ser explorada.

Las abundancias encontradas por FM12 en las regiones ligeramente fuera del borde de NGC 6888 (las posiciones B1, E1,E2 y MB3) no son tomadas en cuenta porque, de acuerdo con FM12, no hay enriquecimiento de nitrógeno en esta región ya que probablemente esta componente fue eyectada durante un estado evolutivo temprano de la estrella WR 136 tal como ha sido propuesto por García-Segura *et al.* (1996).

La región B2 de FM12 presenta una abundancia de O/H mucho mayor que los valores de las otras posiciones. Hay que notar que FM12 no obtuvieron directamente la temperatura electrónica del ión [O III] en su región B2, sino más bien la obtuvieron de la relación (2) de Pérez-Montero & Contini (2009), la cual fue derivada para otro tipo de objetos como

galaxias y regiones H II, y dado que NGC 6888 es una nebulosa extendida con una estructura compleja, probablemente formada por dos componentes; los cambios en temperatura que se detectan a lo largo de la nebulosa no pueden considerarse como si siguieran el mismo comportamiento que se encuentra en observaciones globales de un solo objeto, ya que además hay que considerar en este caso la estructura de ionización.

Por tanto, su baja temperatura de [O III] (que no es encontrada por EV92 quienes la determinan directamente en una región cercana a B2) explica el valor elevado que en consecuencia obtienen para la abundancia iónica de O^{++}/H^+ y la total de O/H. Si usamos la $T_e[\text{O III}]$ de EV92, la razón O^{++}/H^+ para B2 es apenas 8.01 y la abundancia total de oxígeno es 8.29, lo cual está en buen acuerdo con el resto de los valores mostrados en la Tabla 3.3.

Además, FM12 obtuvieron un cociente bajo de -0.33 del $\log N/O$ para esta zona, lo cual es también cuestionable, pues esto es contrario al enriquecimiento químico predicho ($\log N/O \sim 0.20$) por los modelos de evolución estelar (discutidos más adelante), que indican que debería detectarse enriquecimiento químico también cerca de la estrella. De hecho este es el caso para la posición interna observada por EV92, quienes obtuvieron $\log N/O = 0.29$. Nótese además que la razón de abundancias N/O se considera igual al cociente N^+/O^+ ($ICF = 1$), mientras que como se verá en la §6.3 y Figura 4.3 este podría no ser el caso para observaciones obtenidas de rendijas pequeñas en las zonas internas de esta nebulosa extendida.

Los valores de FM12 podrían estar indicando inhomogeneidad química en la nebulosa, tal como estos autores lo sugieren. Sin embargo dada la discusión anterior, es posible asumir que la estructura principal de NGC 6888 tiene una abundancia química homogénea. La existencia de tal nebulosa homogénea es respaldada por los modelos de evolución estelar para estrellas WR. Por ejemplo, de la Figura 16 de Toalá & Arthur (2011) se puede ver que a lo largo de la evolución de una estrella WR, el cociente $\log N/O$ de la atmósfera de la estrella alcanza un valor elevado de 0.20 en 10 000 años y permanece casi constante por alrededor de 300 000 años, para el caso de una estrella sin velocidad de rotación y masa inicial de $40 M_{\odot}$.

De modo similar M-D14 rastrean la evolución temporal del cociente N/O en NGC 6888, concluyendo que el material del borde fue eyectado durante la fase de Super Gigante Roja altamente enriquecida en nitrógeno y que la subsecuente fase de WR no provee enriquecimiento adicional (ver su Figura

5).

Por tanto, dado que la edad dinámica² de NGC 6888 ha sido estimada entre 20 000 y 40 000 años (van Marle *et al.*, 2005), la idea de una nebulosa químicamente homogénea para NGC 6888 es consistente con los modelos de evolución de estrellas masivas que serán estrellas WR.

En lo siguiente, se explora esta posibilidad a través de un modelo de fotoionización.

3.2.2. Modelo de fotoionización para NGC 6888

Para reproducir los espectros visibles de NGC 6888 calculamos un modelo de fotoionización usando el paquete pyCloudy (Morisset, 2013) basado en el código de fotoionización unidimensional Cloudy (Ferland *et al.*, 1998). Ésto nos permite generar imágenes 2D para cada línea de emisión de un modelo seudo 3D y aplicarles una máscara, reproduciendo el efecto de una apertura finita a través de la cual se llevan acabo las observaciones.

El modelo que se presenta a continuación, es el resultado de explorar intentos previos en los que respecta a la geometría y número de componentes de la nebulosa, pues primero exploramos el espacio de parámetros para el caso de una única componente elipsoidal; posteriormente, incluimos otra componente con geometría esférica para poder reproducir las imágenes de este objeto, incorporando al final un parámetro que controlara la contribución relativa de cada componente a la emisión total, lo cual no era posible al considerar solamente un factor de llenado. Los detalles del modelo final se describen en los siguientes párrafos.

Para nuestro modelo nebuloso usamos la versión C10.0 de Cloudy, descrito por Ferland *et al.* (2013). Asumimos que la morfología proyectada de NGC 6888 es el resultado de dos componentes gaseosas, como se muestra en la Figura 3.3: una región brillante y grumosa que emite principalmente líneas de bajo grado de ionización (p. ej. [N II]), y la otra región es más difusa,

²La edad dinámica es el tiempo que le ha tomado a la nebulosa alcanzar sus dimensiones observadas, asumiendo que su velocidad de expansión ha sido constante e igual a la determinada al momento de ser observada. Esta edad puede representar un límite superior a la edad real; aunque hay que considerar, por ejemplo, la densidad del medio interestelar en el que se encuentra inmersa la nebulosa.

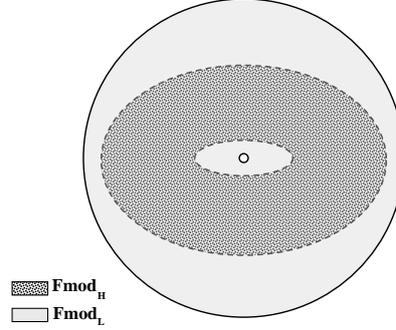


Figura 3.3: Esquema de la geometría propuesta para construir el modelo de fotoionización para NGC 6888. Se puede ver a la componente gruesa de alta densidad ($Fmod_H$) como un elipsoide cubierto por una componente esférica de baja densidad ($Fmod_L$). En el modelo, los bordes del elipsoide empatan con el tamaño de los semiejes observados de NGC 6888.

emitiendo principalmente líneas de elementos en alto grado de ionización (p. ej. [O III]). Así pues, aunque este es un modelo sencillo, contiene estructuras que se aprecian en el visible (Gruendl *et al.*, 2000; Moore *et al.*, 2000).

La componente más densa y brillante tiene una forma elipsoidal con un semieje menor interno de 80 arcmin, y un cociente de semiejes de 0.33, con una densidad de H igual a 400 cm^{-3} ; la otra componente tiene una menor densidad de 1 cm^{-1} y una geometría esférica con una cavidad central de 20 arcmin de radio. Además establecimos un perfil de densidad constante para cada componente, con un factor de llenado $f_{mod_L} = 1.0$ para la componente de baja densidad y $f_{mod_H} = 0.1$ para la componente de alta densidad.

Como el objetivo es construir un modelo consistente del sistema, usamos como fuentes ionizantes los modelos de atmósfera estelar de la estrella WR 136 que fueron calculados con el código CMFGEN y descritos en las secciones previas. De este modo nos aseguramos tener bien restringidos los parámetros estelares, el parámetro de ionización y el grado de ionización de la nebulosa a través de la luminosidad y temperatura estelar.

Por simplicidad, calculamos un modelo químicamente homogéneo para NGC 6888 para verificar si las observaciones pueden reproducirse.

Tabla 3.4: Abundancias de los modelos nebulares y estelares en unidades de $12+\log(X/H)$

Elemento	Posición A	Nebular	<i>star3</i>
He	...	11.21	12.25
C	...	8.86	7.84
N	8.48	8.40	9.95
O	8.29	8.20	8.76
Ne	...	7.51	...
Si	8.63
P	8.01
S	7.15	7.10	6.34
Ar	6.47	6.41	...
Fe	...	6.33	8.35

Primero se usaron las abundancias químicas derivadas para la posición A (Tabla 3.3) las cuales se completaron agregando las abundancias de C, Ne y Fe publicadas por M-D14. Luego, las abundancias se modificaron levemente hasta que el modelo de fotoionización reprodujera las intensidades de línea observadas. Los valores finales que describen mejor la composición química de NGC 6888 se muestran en la Tabla 3.4.

Las coordenadas de las posiciones de rendija, de las cuales se obtuvieron los flujos integrados, se pusieron en unidades angulares respecto a la estrella central, adoptando una distancia de 1.45 kpc para NGC 6888 (van Leeuwen, 2007). En las imágenes del visible, la estrella no parece estar en el centro geométrico de la nebulosa, pero como sólo estamos modelando su parte noroeste, la geometría del modelo es un elipsoide con su centro geométrico en la posición de la estrella central, cuyos bordes coinciden con la región observada.

Las intensidades finales de las líneas de emisión se obtienen sumando las contribuciones de cada componente, asumiendo que el peso de la región de alta densidad es w . Así:

$$F_{mod} = f_{mod_L} F_{mod_L} (1 - w) + f_{mod_H} F_{mod_H} w \quad (3.3)$$

donde F_{mod_L} y F_{mod_H} son los valores de las intensidades de línea de las componentes de baja y alta densidad, respectivamente. Una vez que las abundancias fueron fijadas, solamente este valor de peso fue cambiado, de una posición a otra, para ajustar los flujos observados.

La comparación entre las predicciones del modelo y los flujos observados desenojados se muestran en la Tabla 3.5 y Tabla 3.6, que corresponden a los resultados de los modelos de fotoionización usando la SED de los modelos *star1* y *star3* como fuentes de ionización, respectivamente. El parámetro q , en estas tablas, muestra la bondad de ajuste de nuestro modelo y está definido de acuerdo a Morisset & Georgiev (2009) como:

$$q = \frac{\log(F_{mod}) - \log(F_{obs})}{t} \quad (3.4)$$

donde F_{mod} es el valor del modelo, F_{obs} , es el flujo observado y t es la tolerancia en dex para este observable. La tolerancia se define como:

$$t = \log \left(1 + \frac{\delta F_{obs}}{F_{obs}} \right) \quad (3.5)$$

donde δF_{obs} es el error medido. Cuando el flujo de una línea está bien reproducido el valor de q está entre -1.0 y 1.0 .

Tabla 3.5: Comparación entre los flujos observados y los flujos modelados (normalizados a $F_{H\beta} = 100$) usando *star1* como fuente ionizante y $w = 1$.

λ (Å)	IÓN	Fobs _A	Fmod _A	q _A	Fobs _B	Fmod _B	q _B	Fobs _C	Fmod _C	q _C
3726.03	[O II]	52.6±14.3	52.5	0.00
3728.81	[O II]	62.6±9.5	61.7	-0.13
3970.07	He	16.8±6.1	15.1	-0.35
4340.46	H γ	47.1±5.7	46.3	-0.13	48.8±13.4	46.8	-0.17	47.7±3.5	47.0	-0.17
4958.91	[O III]	23.8±2.4	80.6	14.9	97.0±6.2	121.5	2.91	52.1±4.5	136.0	12.51
5006.84	[O III]	67.9±5.6	243.7	18.2	289.2±16.3	365.6	3.51	154.2±9.2	409.2	18.81
5015.67	He I	4.7±1.8	2.8	-1.74	6.0±1.8	4.2	-1.62	4.7±3.1	4.2	-0.21
5754.64	[N II]	3.8±1.2	4.5	0.74	2.3±1.3	1.3	-1.33	2.3±0.9	1.1	-1.22
5875.61	He I	19.9±2.3	22.4	0.96	21.3±2.5	23.22	0.68	23.5±2.1	23.2	-0.14
6312.10	[S III]	2.2±1.3	4.4	1.67
6548.04	[N II]	168.4±11.5	125.8	-4.25	37.1±2.8	32.1	-2.83	70.9±3.5	24.3	-15.70
6562.80	H α	285.9±18.3	291.4	0.30	286±14.1	290.1	0.16	286±10.8	289.2	2.00
6583.46	[N II]	502.1±31.9	371.1	-5.10	106.8±6.1	94.7	-2.59	227.0±9.7	71.8	-19.13
6678.15	He I	6.4±1.2	6.3	-0.13	6.4±2.8	6.6	0.10	5.2±0.7	6.5	2.79
6716.44	[S II]	22.9±2.5	31.3	3.92	7.0±2.1	10.1	1.66	7.4±0.8	8.0	0.90
6730.81	[S II]	19.9±1.9	28.4	4.73	5.7±2.4	9.8	1.73	6.3±1.2	7.8	2.36
7065.17	He I	3.2±1.0	3.9	0.84	6.0±2.6	4.4	-0.88	6.4±0.8	7.83	0.66
7135.80	[Ar III]	9.2±1.1	25.4	5.56	15.6±2.7	25.5	0.52	10.0±1.1	26.3	5.64

Tabla 3.6: Igual que en Tabla. 3.5, pero usando *star3* como fuente ionizante

λ (Å)	Ion	Fobs _A	Fmod _A	q _A	Fobs _B	Fmod _B	q _B	Fobs _C	Fmod _C	q _C
3726.03	[O II]	52.6±14.3	50.6	-0.13
3728.81	[O II]	62.6±9.5	60.0	-0.37
3970.07	He	16.8±6.1	15.1	-0.36
4340.46	H γ	47.1±5.7	45.7	-0.27	48.8±13.4	43.8	-0.45	47.7±3.5	45.1	-0.82
4958.91	[O III]	23.8±2.4	22.04	-0.81	97.0±6.2	68.0	-3.03	52.1±4.5	51.5	-0.13
5006.84	[O III]	67.9±5.6	66.33	-0.30	289.2±16.3	204.4	-3.45	154.2±9.2	155.0	0.12
5015.67	He I	4.7±1.8	2.74	-1.70	6.0±1.8	1.8	-4.75	4.7±3.1	2.9	-0.93
5754.64	[N II]	3.8±1.2	3.63	-0.12	2.30±1.3	1.0	-1.84	2.3±0.9	2.0	-0.19
5875.61	He I	19.9±2.3	22.7	1.21	21.3±2.5	19.8	-0.62	23.5±2.1	21.8	-0.97
6312.10	[S III]	2.2±1.3	1.4	-0.81
6548.04	[N II]	168.4±11.5	163.2	-0.43	37.1±2.8	37.1	0.00	70.9±3.5	71.7	0.14
6562.80	H α	286±18.3	291.7	0.29	286±14.1	296.2	0.37	286±10.8	293	0.35
6583.46	[N II]	502.1±31.9	481.7	-0.71	106.7±6.1	109.6	0.70	227.0±9.7	211.48	-1.10
6678.15	He I	6.4±1.2	6.44	0.04	6.4±2.8	5.6	-0.33	5.2±0.7	6.2	2.13
6716.44	[S II]	22.9±2.5	15.87	-3.51	7.0±2.1	2.1	-4.58	7.4±0.8	3.9	-6.75
6730.81	[S II]	19.9±1.9	14.6	-3.28	5.7±2.4	2.0	-2.85	6.3±1.2	3.8	-4.86
7065.17	He I	3.2±1.0	3.6	0.41	6.0±2.6	3.3	-1.78	6.4±0.8	3.7	-1.64
7135.80	[Ar III]	9.2±1.1	10.5	1.14	15.6±2.7	8.79	-0.15	10.0±1.1	10.2	0.24
<i>w</i> (ver texto)		7.6×10^{-2}			1.7×10^{-4}			3.8×10^{-4}		

Los resultados en la Tabla 3.5 muestran que, bajo las suposiciones hechas para este modelo y usando el modelo *star1* como fuente ionizante, los flujos de las líneas observadas no están bien reproducidas. En particular, las líneas de los elementos altamente ionizados (O^{++} , Ar^{++}) están por mucho sobreestimados. El mejor caso es para los valores de la posición A donde sólo la mitad de todos los flujos de las líneas (las de bajo grado de excitación) de esta región se reproducen bien. Los resultados del modelo son peores para las otras posiciones.

El hecho de que la ionización de la nebulosa esté fuertemente sobrestimada podría deberse a: 1) un elevado parámetro de ionización U^3 , 2) a una elevada temperatura efectiva de la estrella. Nótese que para este modelo sólo se usó la componente de alta densidad ($w = 1$). Si se agregara una parte de la contribución de la componente de baja densidad el ajuste habría empeorado.

Ya que los valores de R , Q_* y n_H están bien restringidos por la distancia obtenida por *HIPPARCOS*, el tamaño angular observado, la luminosidad estelar observada y la densidad nebular derivada de los diagnósticos de plasma, luego, U también está bien restringido. Así pues, la única opción para reproducir el bajo valor observado del cociente $[O\ III]/[O\ II]$ es considerar una estrella con una temperatura efectiva menor a la derivada para el modelo *star1*, es decir, no es un asunto del número de fotones ionizantes sino más bien de su energía.

El ajuste mejora mucho cuando se usa el modelo *star3* que tiene $T_* = 70\ 000$ K. Así, la ionización del gas más denso es incluso menor que lo observado, dando la oportunidad de usar completamente nuestra hipótesis acerca de un modelo nebular de dos componentes. Las emisiones de líneas predichas por el correspondiente modelo de fotoionización se comparan con las observaciones en la Tabla 3.6. Se puede ver que casi todos los flujos son reproducidos, indicando que la estrella WR 136 emite fotones ionizantes UV que corresponden a una estrella con esa baja temperatura efectiva.

3.3. Modelos de emisión de rayos X

Como se dijo anteriormente, los modelos estrella+nebulosa ayudarán a entender la emisión de rayos X de este objeto. Aquí intentaremos una

$^3U = \frac{Q_*}{4\pi n_H R^2}$ donde Q_* es la tasa de fotones ionizantes, n_H la densidad numérica de hidrógeno y R la distancia a la fuente ionizante

primera aproximación a este problema.

Antes de proceder con el análisis hacia el ajuste de un modelo de emisión, resulta interesante construir imágenes, a partir del archivo `evt2`, que nos ofrezcan información cualitativa acerca de la distribución espacial de la emisión difusa en rayos X de la fuente⁴.

El proceso es simple, pues solamente se requiere generar, con la herramienta `dmcopy`, una nueva imagen del archivo `evt2` que contenga justo la zona de emisión que nos interese, pero además filtrada en energía. Con esta nueva imagen se realiza el proceso de suavizado de imágenes que usa un kernel gaussiano, es decir, se define un valor umbral de cuentas que sirve como referencia para centrar el perfil gaussiano, de este modo, el suavizado sólo dependerá del tamaño del ancho de la gaussiana (sigma) que se indique para integrar todos los puntos vecinos como una sola región. Esta última parte del proceso se hace con la herramienta `aconvolve`. En este caso, se crearon imágenes de 1200×1200 píxeles en 3 distintos filtros de energía, a saber 0.5 - 2 keV, 2 - 5 keV y 5 - 10 keV; y luego se probó suavizar estas imágenes con distintos valores de sigma: 0.5, 1, 3 y 5. Las mejores imágenes resultaron ser aquellas con sigma igual a 3; las imágenes son mostradas en la Figura 3.4, aunque se ha omitido la que va de 5 keV-10 keV, pues la emisión de este sistema resulta despreciable en este intervalo de energía. El resultado de este ejercicio fue mostrar que la mayor emisión de rayos X proviene de las energías entre 0.5 keV y 5 keV. Además se compara la emisión de rayos X (entre 0.5 keV y 5 keV) con la emisión de NGC 6888 en el visible (Figura 3.5) en un cuadro RGB (Rojo-Verde-Azul, por sus siglas en inglés).

A partir del cuadro RGB, es claro que la principal emisión en rayos X (entre 0.5 keV y 2 keV en color rojo) se encuentra envuelta en la cáscara que emite mayormente en el visible (color verde). En cuanto a las energías mayores que 2 keV (color azul), sólo se observan algunas fuentes puntuales (seguramente cuásares de fondo) y la estrella WR 136 emitiendo en esta banda. Este breve análisis sugiere que la temperatura del gas, que emite principalmente en rayos X suaves, es compatible con la temperatura esperada considerando sólo la presencia del proceso de conducción térmica entre la burbuja y sus alrededores.

⁴La total descripción de este proceso puede consultarse en http://cxc.harvard.edu/ciao/threads/diffuse_emission.

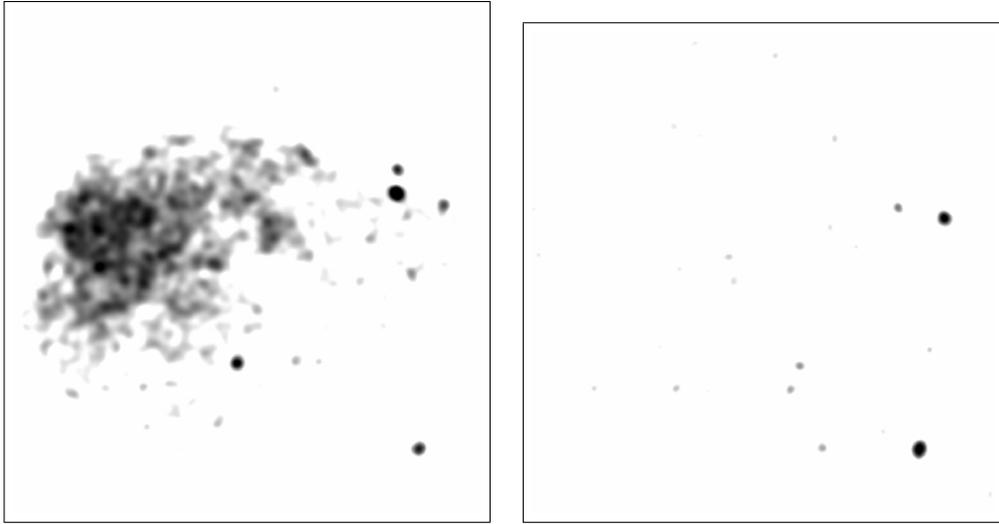


Figura 3.4: El cuadro izquierdo es la imagen suavizada de la emisión en rayos X de NGC 6888 con un filtro de energía de 0.5 keV a 2 keV, prácticamente toda la emisión está contenida en esta banda. El cuadro de la derecha es la imagen suavizada de la emisión en rayos X de NGC 6888 con un filtro de energía de 2 keV a 5 keV, sólo se observan fuentes puntuales, incluida la estrella, el resto probablemente no pertenecen a la fuente.

Ahora que sabemos en cual intervalo de energía (de rayos X) emiten principalmente la estrella y el gas dentro de la nebulosa, podemos calcular los modelos de emisión para luego comparar con los espectros observados.

Para calcular los modelos de emisión rayos X, usamos el modelo *vapex*⁵ de la librería de XSPEC. Este modelo está basado en el código APEC (Smith *et al.*, 2001), diseñado para calcular el flujo de fotones proveniente de líneas y del continuo de un plasma caliente y ópticamente delgado que además se encuentra en equilibrio de ionización colisional. La única diferencia entre estos formalismos es que en *vapex* se pueden variar las abundancias de cada elemento de manera independiente, mientras que en APEC todas las abundancias se modifican simultáneamente por un mismo factor respecto a los valores solares.

La manera en la que este código calcula el flujo es mediante la siguiente expresión:

⁵Más información en <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/XspecManual.pdf>

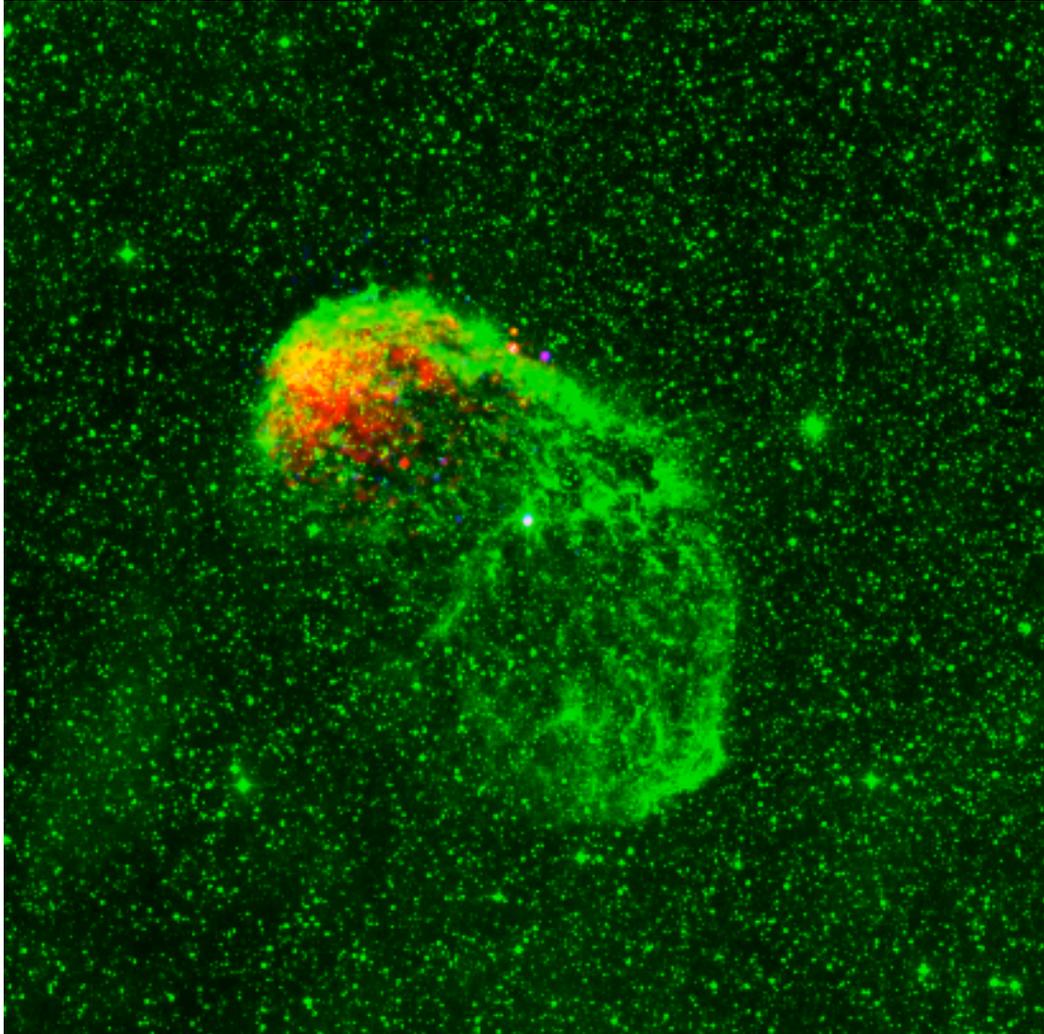


Figura 3.5: Cuadro RGB de la burbuja NGC 6888.

$$\text{Flujo}[\text{fotones}/\text{cm}^2\text{s}] = \frac{\epsilon(T_e)}{4\pi R^2} \int n_H n_e dV \quad (3.6)$$

donde $\epsilon(T_e)$ es la emisividad ($\text{fotones cm}^3\text{s}^{-1}$) a una cierta temperatura electrónica, R es la distancia a la fuente, n_H la densidad total de hidrógeno (neutro y protones), n_e la densidad electrónica y la integral de $n_H n_e dV$ es la medida de emisión en cm^{-3} . Usualmente, dentro de los modelos de rayos X, a la razón entre la medida de emisión y el área $4\pi R^2$ se le considera como una constante de normalización *norm*, es decir

$$\text{norm}[\text{cm}^{-5}] = \frac{1}{4\pi R^2} \int n_H n_e dV \quad (3.7)$$

Por otro lado, la emisividad es simplemente el número total de transiciones radiativas por unidad de volumen dividido entre el producto de la densidad total de hidrógeno y la electrónica

$$\epsilon(T_e) = \frac{n_j A_{ji}}{n_e n_H}, \quad (3.8)$$

donde n_j es la población (cm^{-3}) del nivel j de un átomo o ión en el gas, la cual está relacionada con la abundancia de un elemento X respecto al hidrógeno; y A_{ji} es el coeficiente de Einstein de emisión espontánea del nivel j a un nivel inferior i .

De este modo, para calcular el flujo de fotones, el código determina las poblaciones de cada nivel j para cada especie química X presente en el plasma del que se desea modelar la emisión; asumiendo de entrada una densidad y temperatura electrónica. Esto lo logra resolviendo las ecuaciones de equilibrio estadístico y considerando equilibrio de ionización colisional, es decir que solamente procesos colisionales son capaces de llevar un electrón de un nivel de menor energía a uno de mayor energía, en tanto que cualquiera de los niveles puede ser poblado por procesos como la desexcitación colisional, transiciones radiativas, recombinación electrónica y doble recombinación. Los datos atómicos como los coeficientes radiativos o colisionales, secciones eficaces de recombinación, etc., para distintos elementos en diferentes grados de ionización, son tomados de la base de datos de emisión de plasmas

astrofísicos APED (Smith *et al.*, 2001).

Así pues, los parámetros libres para calcular el espectro de rayos X con *vaptec* son: la temperatura electrónica del plasma, dada como kT_e en keV, las abundancias de elementos tales como He, C, N, O, Ne, Mg, Al, Si, S, Ar, Ca, Fe y Ni, respecto a la solar (Anders & Grevesse, 1989), y la constante de normalización $norm$ de la ecuación 3.7 en unidades de 10^{-14} cm^{-5} . Adicionalmente, para el cálculo del espectro, se requiere agregar el efecto de absorción de esta emisión, por lo cual se multiplica por una componente de absorción expresada como la columna de densidad de hidrógeno N_H a lo largo de la línea de vista. A continuación se describe el proceso de modelaje usando el programa XSPEC.

El espectro de la estrella fue calculado entre 0.5 keV a 7 keV. El primer paso en este proceso fue determinar cuáles líneas de emisión se encuentran y se observaban en este intervalo de energía así como a que elemento pertenecen, para esto fue empleado el WebGUIDE de la base de datos atómicos AtomDB. Las líneas encontradas en este intervalo son de los iones de Fe XVIII, Mg XIV, Si XIII y S XVI. Posteriormente se corrió XSPEC dejando fijos sólo los valores de las abundancias (las cuáles inicialmente fueron las mismas obtenidas con el modelo CMFGEN), el resto de los parámetros como la columna de densidad N_H , la temperatura del plasma kT y la constante de normalización $norm$ fueron dejados libres. Sin embargo no se logró reproducir adecuadamente el espectro observado. Varios intentos fueron realizados basándose en los resultados de la primera corrida, ya que en lo que siguió todos los parámetros se dejaron fijos excepto las abundancias de los elementos presentes que antes se habían identificado (Fe, Mg, Si y S).

El mejor ajuste que se pudo obtener, hasta ahora, se muestra en la Figura 3.6, el cual se ha sobrepuesto al espectro observado. Debe decirse que estadísticamente no es un ajuste fiable y que podría mejorarse ya que el valor $\chi^2 = 0.45$ es muy bajo. Finalmente, el flujo F_x de rayos X en este intervalo fue obtenido.

La Tabla 3.7 muestra los parámetros del mejor modelo calculado, acompañados por las abundancias estelares derivadas del modelo CMFGEN. Respecto a los resultados obtenidos por Skinner *et al.* (2010), nuestro valor de temperatura del plasma kT es intermedio a los valores que ellos determinan usando dos componentes de temperatura (0.56 - 2.64 keV) y el valor de absorción es menor respecto al de su modelo. En todos los casos, las abundancias determinadas con el modelo de rayos X son mayores a las

derivadas mediante el modelo de atmósfera estelar de WR 136, pero las obtenidas por Skinner *et al.* (2010) son más cercanas a nuestro modelo CMFGEN. Evidentemente este modelo preliminar no es adecuado para describir la emisión de rayos X de WR 136, por lo tanto, habrá que explorar nuevos modelos en los cuáles no se modifiquen por mucho las abundancias sino el resto de los parámetros o usar dos componentes de temperatura.

Tabla 3.7: Parámetros del mejor modelo de emisión de rayos X para la estrella WR 136. Abundancias comparadas con las derivadas del modelo CMFGEN

Modelo	<i>vapec</i>	CMFGEN
He*	13.17	12.25
C	8.53	7.84
N	10.97	9.95
O	9.64	8.76
Si	10.45	8.63
Fe	10.82	8.35
S	10.91	6.34
P	7.20	8.01
Mg	10.28	...
$N_H(10^{22} \text{cm}^{-2})$	0.38	
kT (keV)	0.7	
norm (10^{-8})	5.71	
χ^2	0.45	
F_x ($10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	1.17	

*Abundancias en $12 + \log X/H$

Este mismo proceso de ajuste y el mismo modelo de emisión fueron usados en la obtención del espectro de la burbuja NGC 6888. El modelo fue ajustado en el intervalo de 0.5 keV a 1.5 keV, las líneas identificadas aquí fueron de los iones Fe XVII, Ne IX, O VIII y N VII, la cual es la línea más notoria del espectro (Figura 3.7). Inicialmente, para restringir los valores de entrada del modelo se fijaron las abundancias químicas de todos los elementos disponibles usando los valores derivados del modelo de fotoionización. Al emplear estas abundancias se está usando la suposición de que NGC 6888 es químicamente homogénea, pues estos resultados fueron obtenidos al analizar regiones distintas a la que contiene la emisión de rayos X. El otro parámetro fijado fue la densidad columnar N_H la cual se obtuvo usando la relación $N_H(\text{cm}^{-2}) = 2.21 \times 10^{21} A_V(\text{mag})$ (Güver & Özel, 2009) con el valor $A_V=1.63$ de Kwitter (1981). Por tanto en este primer intento

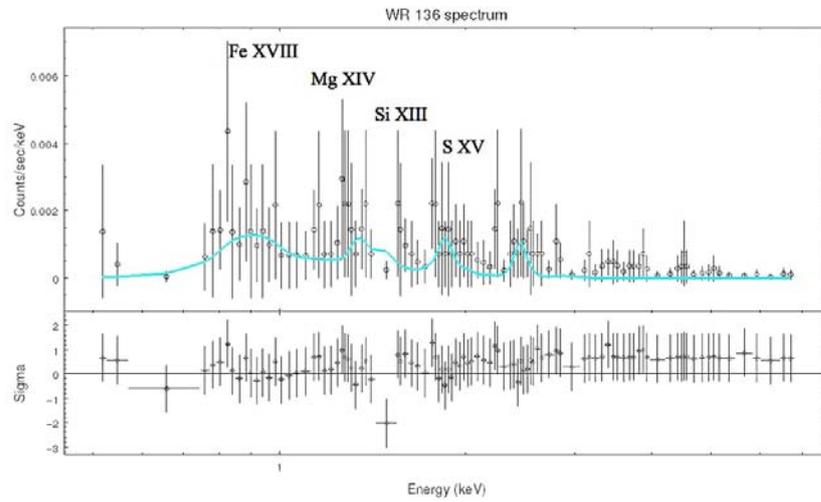


Figura 3.6: El espectro en rayos X de la estrella WR 136. Sobrepuesto se observa el mejor ajuste usando un modelo de emisión *vaptec* ($\chi^2 = 0.45$) y las líneas identificadas. También en el recuadro inferior se puede ver la gráfica de los residuos.

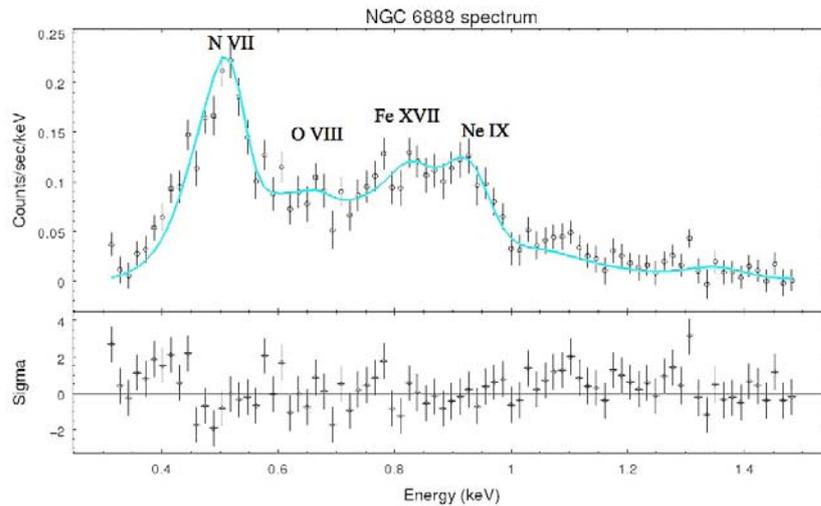


Figura 3.7: El espectro en rayos X de la burbuja NGC 6888. Sobrepuesto se observa el mejor ajuste usando un modelo de emisión *vaptec* ($\chi^2 = 1.1$) y las líneas identificadas. También en el recuadro inferior se puede ver la gráfica de los residuos.

Tabla 3.8: Parámetros del mejor modelo de emisión de rayos X para la burbuja NGC 6888. Abundancias comparadas con las obtenidas del modelo Cloudy

Modelo	<i>vapec</i>	Cloudy
He*	11.25	11.21
C	9.08	8.86
N	8.94	8.40
O	8.20	8.20
Si	8.16	...
Fe	7.67	6.33
S	7.12	7.10
P	7.19	...
Mg	7.58	...
$N_H(10^{22} \text{cm}^{-2})$	0.33	
kT (keV)	0.19	
norm (10^{-3})	2.48	
χ^2	1.1	
$F_x (10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$	3.07	

*Abundancias en $12 + \log X/H$

sólo la constante de normalización y la temperatura fueron parámetros libres.

El resultado no fue satisfactorio, sin embargo, de los valores kT y *norm* se partió para realizar los siguientes modelos de rayos X, en los cuales sólo se dejó sin fijar las abundancias de los elementos que parecen tener mayor importancia en este intervalo de energía, es decir, N, O, Fe y Ne. El resultado de modificar estas abundancias fue satisfactorio, en particular tras aumentar la abundancia de nitrógeno, pues se obtuvo un buen modelo del espectro en rayos X que reproduce confiablemente al observado, con un valor $\chi^2=1.1$. En la Figura 3.7 se puede ver el ajuste final al espectro de rayos X de la burbuja NGC 6888 y en la Tabla 3.8 se muestran los resultados finales de este ajuste, donde además aparecen las abundancias derivadas del modelo nebuloso.

La temperatura de nuestro modelo (2.2×10^6 K), es apenas 1.5 veces mayor a la que se obtiene en el estudio de Toalá *et al.* (2016), para su componente de menor temperatura, congruente con el hecho de que la mayor cantidad del gas emite en rayos X suaves. Los valores de absorción entre ambos trabajos están en total acuerdo.

Al comparar las abundancias observamos que en general no hay una brecha muy grande entre los valores determinados por el modelo de rayos X y el modelo nebular; aunque la mayor diferencia se observa en la abundancia del nitrógeno, indicando que el gas que emite rayos X tiene un mayor enriquecimiento de este elemento que el gas que emite en el visual. Este resultado es congruente con lo reportado por Toalá *et al.* (2016), quienes encuentran una abundancia de nitrógeno de 5 veces la abundancia solar para la misma región de la burbuja que se analizó aquí, mientras que los valores de abundancia que reportan en otras regiones (alrededor de 4 veces la abundancia solar) son compatibles con las de la nebulosa. Una posible idea de esta diferencia se expone en el Capítulo 6.

Resulta interesante resaltar el hecho de que en este trabajo preliminar, de sólo una porción de la emisión de rayos X en NGC 6888, el espectro observado pudo ser ajustado con tan sólo una componente en el modelo, el cual es estadísticamente confiable.

Capítulo 4

Discusión

4.1. Temperatura efectiva y tasa de pérdida de masa de la estrella WR 136

Como se puede ver en la Figura 3.2 y como fue discutido en la §4.1, al menos tres modelos de atmósfera estelar (*star1*, *star2* y *star3*) con diferente T_* y por tanto con diferente R_t ajustan similarmente a las observaciones estelares, en particular el continuo estelar y varias líneas de emisión (Fig 3.1). Las diferencias entre estos modelos aparecen principalmente en las líneas de He, donde el cociente de las líneas He II/He I se reproducen bien cuando se considera una temperatura T_* de 110 000 K, pero se subestima cuando esta temperatura se reduce, es decir, mientras menor es la temperatura de la estrella las líneas de He I en el espectro estelar modelado son más intensas mientras que las líneas de He II se vuelven menos intensas que las correspondientes en el espectro observado. Como se mencionó antes, parece que no hay una solución única para el modelo estelar.

En la Figura 4.1, se muestra una comparación entre las regiones UV de los modelos estelares en la Tabla 3.1. También se ha graficado la zona UV de dos cuerpos negros con temperaturas de 70 000 y 46 000 K que corresponden a las temperaturas T_* y $T_{2/3}$ of model *star3*.

Se puede ver que la principal diferencia entre los modelos estelares se encuentra en la región del ultravioleta lejano de los espectros, cuyos fotones UV son absorbidos por la nebulosa (entre 1.0 y 7.0 Ryd). Esta diferencia se aprecia mejor cuando comparamos los modelos con los cuerpos negros. De esta figura es claro que un cuerpo negro de la misma temperatura que un modelo estelar, de 70 000 o incluso uno de 46 000 K, muestran un exceso de

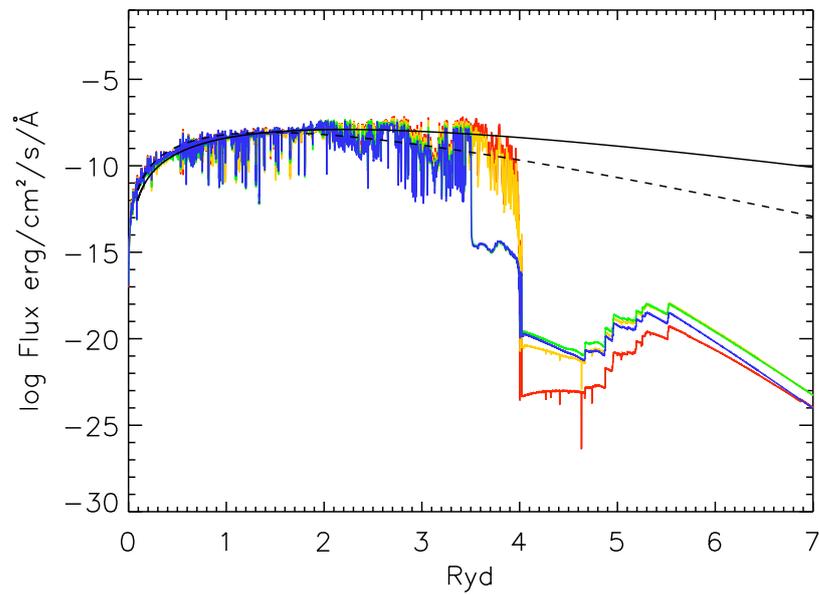


Figura 4.1: Comparación de la región ionizante de los espectros correspondientes a modelos estelares con diferentes temperaturas T_* . El flujo no está enrojecido y se muestra tal como estaría siendo emitido a una distancia de 1 kpc. Los colores son como en la Figure 3.1. La línea negra y la punteada corresponden a cuerpos negros de 70000 y 46000 K, respectivamente, de acuerdo a las temperaturas T_* y $T_{2/3}$ del modelo *star3*.

fotones UV con lo cual se tendría una nebulosa más ionizada. También es evidente la alta absorción de los fotones UV emitidos por la estrella, debido a la presencia del viento estelar.

Dado que no hay observaciones de la estrella en el lejano ultravioleta para discernir cuál de los modelos reproduce mejor la distribución de energía espectral de WR 136, es necesario agregar una restricción externa. En este caso, la restricción a la que nos referimos es la nebulosa asociada NGC 6888 que es altamente sensible a la radiación UV ionizante.

Por otro lado, la combinación de la temperatura y los efectos de la tasa de pérdida de masa en el viento, considerados para el modelo *star3*, puede reproducir los perfiles de línea que resultan de los procesos de recombinación. Por tanto, si estamos cercanos a un buen valor de T_* , entonces es el mismo caso para la tasa de pérdida de masa \dot{M} . Esto es importante ya que \dot{M} constituye una buena restricción para las simulaciones hidrodinámicas.

Como en este estudio encontramos un valor adecuadamente restringido de \dot{M} ($\log \dot{M} = -4.95$), el cual es similar a los valores encontrados por otros autores (Tabla 3.1), podemos descartar la suposición hecha por Zhekov & Park (2011), quienes concluyen que es necesaria una \dot{M} 3 a 4 veces menor que la observada para que, a través de sus modelos hidrodinámicos, puedan calcular la distribución de la medida de emisión adecuada en reproducir el flujo de rayos X emitido por la burbuja caliente dentro de NGC 6888.

4.2. ¿Es NGC 6888 principalmente fotoionizada?

La presencia de un viento estelar muy rápido proveniente de la estrella WR 136 podría implicar que una parte de la ionización del gas es debido a la presencia de choques. Los diagramas hechos por Veilleux & Osterbrock (1987) y Baldwin *et al.* (1981) son usualmente empleados para determinar si una región emisora es principalmente ionizada por estrellas OB (como regiones H II) o por otras fuentes (AGN, LINERS, choques). Para el caso de los choques, véase por ejemplo Allen *et al.* (2008).

En la Figura 4.2 se muestra un diagrama de $[\text{O III}] 5007/\text{H}\beta$ vs. $[\text{N II}] 6584/\text{H}\alpha$. La línea sólida muestra la separación entre modelos globales

de fotoionización para regiones de formación estelar y AGN's tal como es definida por Kauffmann *et al.* (2003). La línea discontinua representa la misma separación, pero desplazada en 0.96 dex sobre el eje $\log ([\text{N II}] 6584/\text{H}\alpha)$, que es la diferencia entre el N/O adoptado por Kauffmann *et al.* (2003) y el N/O de NGC 6888 determinado en este trabajo. Los tres rombos negros corresponden a las observaciones de las posiciones A, B, y C y obviamente se localizan a la derecha de la línea continua, pero dentro de la zona de fotoionización con un cociente de N/O similar al valor de NGC 6888.

El efecto de un tamaño limitado de la rendija, que no incluye a la nebulosa en su totalidad, se ilustra con los puntos a color en la Fig. 4.2, los cuales representan los cocientes de las líneas de emisión en cada spaxel de las imágenes obtenidas a partir de nuestros modelos. Los colores corresponden a diferentes valores de w (el peso de la componente de alta densidad), los símbolos azules representan el caso cuando sólo se considera la componente de baja densidad y los rojos cuando sólo contribuye la componente de alta densidad, y en color turquesa se representa un caso intermedio. Como se puede ver, los puntos se distribuyen en una región amplia del diagrama. El cuadrado negro es la posición en el diagrama de modelo global, como si la nebulosa fuera incluida toda en la rendija.

Por tanto si solamente se observa una pequeña porción de la nebulosa, se debe tener cuidado con estos diagramas al momento de decidir si la emisión de la nebulosa es causada por la presencia de choques, pues como se ha demostrado en la Fig. 4.2, sólo es suficiente la fotoionización y una abundancia de N mayor para generar puntos localizados fuera de las regiones limitadas por modelos globales de fotoionización.

4.3. Abundancia de oxígeno y nitrógeno en NGC 6888

Para investigar a mayor profundidad nuestra suposición de que NGC 6888 es químicamente homogénea, en la Fig. 4.2 agregamos las observaciones de EV92 y M-D14. Lo que encontramos es que se localizan dentro o cerca de los puntos de nuestro modelo. También agregamos las observaciones de FM12 (representadas como puntos y estrellas negras) que resultan de su análisis 1D en diferentes regiones de NGC 6888. Lo que se puede ver es que

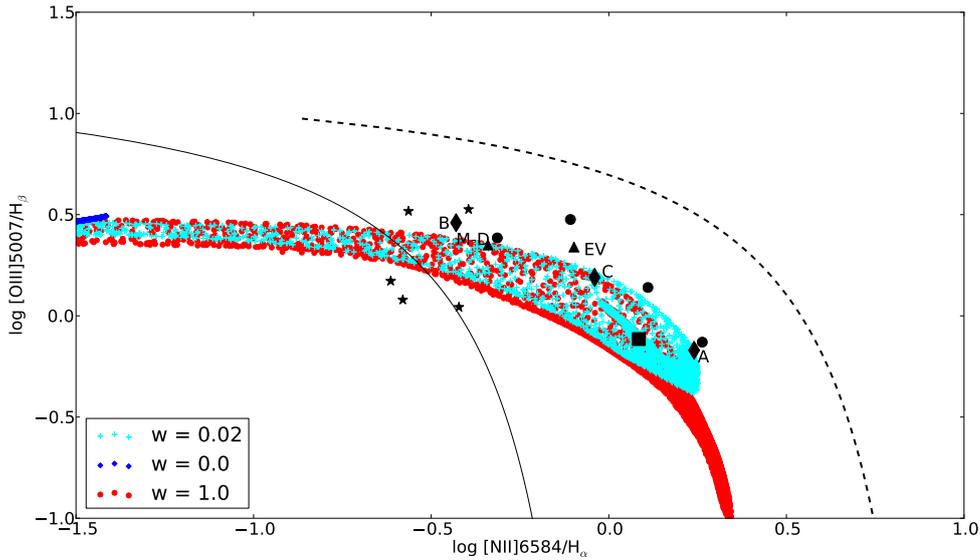


Figura 4.2: Diagrama de diagnóstico de plasma $[\text{O III}]/\text{H}\beta$ vs. $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$. La curva sólida corresponde a los diagramas en Kauffmann *et al.* (2003) y la curva punteada representa lo mismo pero desplazada en 0.96 dex dada la diferencia entre los valores de N/O de ese trabajo y el nuestro. Se muestran, para tres valores diferentes de w , todos los puntos que conforman nuestro modelo de fotoionización para NGC 6888, que usa el modelo *star3* como fuente de ionización. Por un lado, los cocientes observados están marcados como diamantes negros y, por otro lado, el cuadro negro representa los valores del flujo integrado proveniente de toda la nebulosa. También se muestran las observaciones de FM12: las estrellas representan las regiones pobres en N en la zona externa inmediata a NGC 6888 mientras que los puntos negros son las observaciones de la estructura principal de la nebulosa con enriquecimiento en N. También se muestran, como triángulos negros, las observaciones de EV92 y M-D14 en este diagrama.

estos puntos muestran una gran dispersión en este diagrama. Para explicar el comportamiento de sus observaciones y derivar las abundancias de N y O, FM12 realizaron un conjunto de modelos de fotoionización con el código Cloudy, variando el parámetro de ionización y el cociente de N/O. Dado que ellos usaron modelos globales para cada observación sin tomar en cuenta que estaban observando sólo una parte de la nebulosa, concluyen que hay diferencias importantes en el cociente de N/O a lo largo de NGC 6888.

Sin embargo, nuestra figura muestra que no es necesariamente el caso. En particular, primero centrémonos en los datos de FM12 mostrados como puntos negros, que corresponden a sus regiones dentro del estructura principal de NGC 6888 y que tienen enriquecimiento de nitrógeno. Podemos ver que todos estos puntos, con excepción del punto marcado como X2 en su artículo, están cercanos a los puntos de nuestro modelo y además siguen su tendencia. El resto de los puntos (estrellas negras) muestran una gran dispersión respecto a los puntos de nuestro modelo, no es esperable que nuestro modelo reproduzca estas posiciones ya que pertenece a regiones localizadas fuera del borde de NGC 6888 con una baja abundancia de nitrógeno, de hecho, con el valor solar.

Por tanto, la Figura 4.2 ilustra el hecho de que todos los puntos observados dentro de la nebulosa pueden reproducirse con un modelo simple con química homogénea.

Para continuar la discusión acerca de la homogeneidad química en NGC 6888, analizamos el comportamiento del Factor de Corrección por Ionización¹ (ICF, por sus siglas en inglés) que se usa para determinar el cociente de N/O. Hay que recordar que en general se supone que N^+/O^+ es igual a N/O.

A partir de nuestro modelo de fotoionización, somos capaces de determinar, en cada región de la nebulosa, el ICF que se necesita para que el cociente de N^+/O^+ nos de el valor de N/O. En la Figura 4.3 mostramos un mapa de este ICF para tres diferentes valores de w : 10^{-5} , 10^{-4} y 10^{-2} . Es evidente que dado un valor de w , este ICF varía en la nebulosa, mostrando diferencias tan grandes como hasta de un factor de dos. Además, se puede ver que el valor de este ICF cambia conforme se modifica la contribución de

¹Este factor es una cantidad que se utiliza para obtener la abundancia total de un elemento a partir de la abundancia iónica de alguno de sus estados de ionización, ya que usualmente no se cuenta con todas las abundancias iónicas de un sólo elemento.

la componente de alta densidad.

Por ejemplo, en el caso cuando $w = 10^{-2}$, el ICF para la posición A es alrededor de 1.0. En general, se puede ver en la Figura 4.3 que para las posiciones más cercanas a la estrella el ICF es alrededor de 1.5 o mayor. Por tanto, en las zonas cerca de la estrella se necesita un ICF mayor a uno para estimar el cociente de N/O. Así pues, ésto indica que el cociente de N/O podría subestimarse cuando se supone simplemente que N^+/O^+ es igual a N/O. De este modo, 1.5 es un mejor valor de este ICF para calcular la abundancia de nitrógeno en la posición B2 de FM12 y EV92. Una vez que este ICF se usa para estas posiciones, el cociente de N/O se incrementa respecto a los valores en la Tabla 3.3, 0.47 para EV92 y -0.15 para B2 de FM12. Estos valores siguen siendo discrepantes entre sí. En particular, el valor que alcanza el cociente de N/O en la posición B2 sigue siendo más bajo que el resto de las observaciones hechas en el borde de la nebulosa, lo cual es contrario a las predicciones de los modelos de evolución estelar acerca del enriquecimiento de N.

Las diferencias que vemos en el ICF en distintas zonas del mapa se deben a la combinación de dos efectos: la estructura de ionización de la nebulosa y la contribución relativa al flujo total de la región grumosa de alta densidad.

Un problema similar con el ICF estaría afectando los resultados de Stock & Barlow (2014), quienes usaron observaciones del telescopio espacial *Herschel*, en las líneas [O III] $88 \mu\text{m}$ y [N III] $57 \mu\text{m}$ emitidas en dos posiciones de NGC 6888; pues para determinar el cociente de las abundancias de N/O asumieron que N^{++}/O^{++} es igual a N/O. Para NGC 6888, ésta no es una aproximación muy precisa ya que sólo una pequeña fracción de la nebulosa fue incluida en sus observaciones y Stock & Barlow (2014) no tomaron en cuenta la estructura de ionización, la cual indica que el ión N^{++} solamente domina sobre N^+ en las zonas cercanas de la estrella central.

La discusión previa ilustra muy bien que el modelaje detallado (incluso uno simple como el que hacemos: 2 componentes de distinta densidad) es una poderosa manera para identificar efectos que, si no son considerados, pueden llevar a establecer conclusiones erróneas.

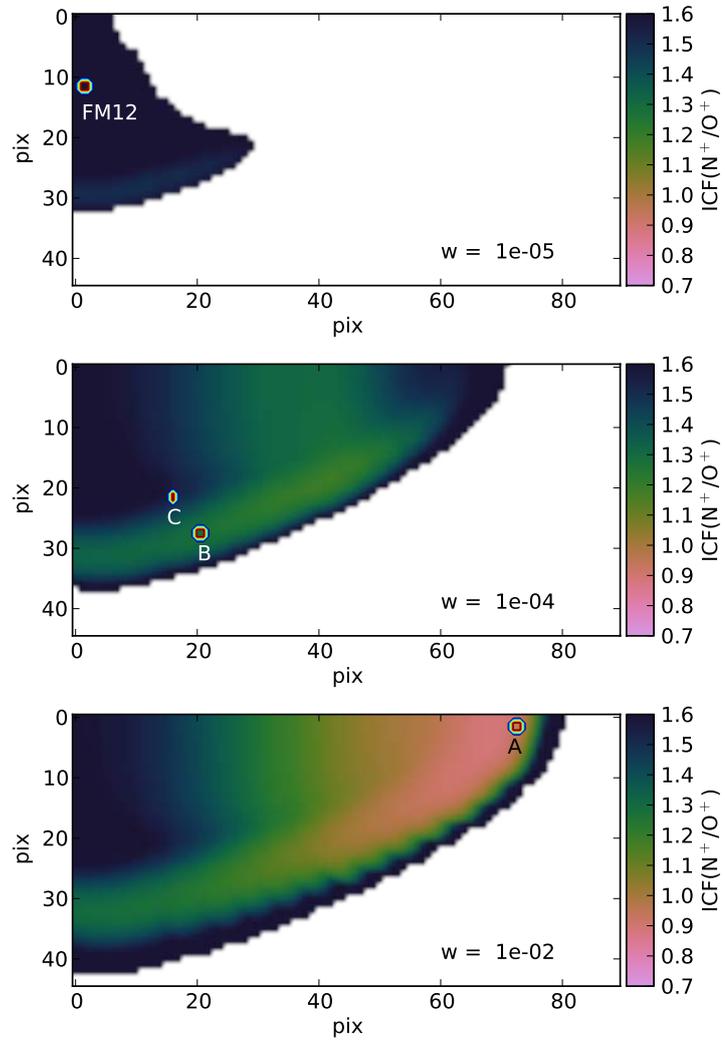


Figura 4.3: Mapa del ICF para el cociente N^+/O^+ a partir de un cuadrante de nuestro mejor modelo de fotoionización, el cual es químicamente homogéneo. La estrella se localiza en el origen del mapa. Se usaron tres diferentes valores de w para mostrar cómo cambia el ICF a lo largo de toda la estructura de la nebulosa. Se muestran nuestras posiciones así como la posición de FM12.

Capítulo 5

Conclusiones

Calculamos varios modelos de atmósfera estelar con el código CMFGEN para reproducir las observaciones de WR 136. Las características de la estrella, tales como L , \dot{M} y V_∞ concuerdan con los valores encontrados por otros autores, por ejemplo, HGL06 y Crowther & Smith (1996). También derivamos las abundancias estelares de He, C, N, O, Si, P, S y Fe (enlistadas en la Tabla 3.4) las cuales concuerdan con el modelo de HGL06.

Encontramos que los modelos con diferentes temperaturas efectivas, T_* entre 70 000 y 110 000 K, pueden reproducir el continuo estelar y varias líneas de emisión, aunque las líneas de He, indicadoras de temperatura, se reproducen peor en el caso de los modelos que usan una temperatura más fría. Por tanto, existe una degeneración en los modelos de atmósferas estelares, que aparentemente, tal como fue notado por Hillier (1991), se debe a nuestro desconocimiento de la estructura del campo de velocidad del viento.

Para decidir cuál de los modelos estelares reproduce la cantidad correcta de fotones ionizantes de la estrella WR 136, calculamos un modelo de fotoionización para la nebulosa NGC 6888 asociada a esta estrella, usando la distribución de energía espectral producida por los modelos. Ésto nos llevó a concluir que seguramente WR 136 posee las características de una estrella WR con una temperatura $T_* = 70$ kK.

El modelo de fotoionización se construyó suponiendo que la nebulosa es químicamente homogénea y formada por dos componentes: una región de baja densidad envolviendo una región de mayor densidad, lo cual es el punto clave del modelo, ya que este contraste en densidad lleva a un contraste del parámetro de ionización en cada componente y por tanto en el grado de ionización.

Así pues, cuando se consideran estas dos componentes y solamente fotoionización, somos capaces de reproducir la estructura de ionización observada en ambas capas, contradiciendo a la presencia de choques como el mecanismo probable detrás de la estructura de ionización que se observa en NGC 6888. Por supuesto, no podemos descartar de antemano la importancia de los efectos debidos a los choques, pero dado que diagnósticos como $[\text{O III}] 5007/\text{H}\beta$ vs. $[\text{N II}] 6584/\text{H}\alpha$ indican una emisión tipo H II, y dado que podemos reproducir varias líneas de emisión nebulares suponiendo sólo fotoionización, concluimos que el calentamiento por fotoionización es más importante que la presencia de choques, al menos en el gas que representa a la cáscara de material barrido. Esta última idea ya se había propuesto por EV92 combinando los diagramas de diagnóstico de Sabbadin *et al.* (1977) con sus observaciones en una zona cercana a la estrella central.

Las abundancias nebulares que se derivaron de nuestro modelo de fotoionización son similares a los valores derivados de nuestra posición A y a los valores reportados por EV92 y M-D14.

Es importante notar que tanto la atmósfera de WR 136 como el gas de NGC 6888 presentan un gran aumento de N y C pero son pobres en O, como se puede ver en la Tabla 3.4. Esto contribuye a la idea de que el gas observado fue eyectado por la estrella central por medio de la pérdida de masa conducida por el viento estelar.

Una vez más, considerando sólo fotoionización en una nebulosa químicamente homogénea, somos capaces de explicar las supuestas diferencias en el cociente de N/O (derivadas de N^+/O^+ o $\text{N}^{++}/\text{O}^{++}$ en diferentes zonas de la nebulosa), encontradas por FM12 y Stock & Barlow (2014), concluyendo que NGC 6888 es una nebulosa químicamente inhomogénea. Estas supuestas diferencias se deben a los efectos de la estructura de ionización dentro de la nebulosa. Con nuestro modelo simple, mostramos que los ICF's derivados de observaciones o modelos globales no deberían aplicarse para observaciones de pequeñas zonas de una nebulosa extendida.

De nuestros resultados aprendemos que existen varios modelos estelares con distintos conjuntos de valores, tal como los modelos *star1* y *star3* de este estudio, que pueden reproducir los observables. Por tanto, restricciones externas son cruciales para determinar cuál es el modelo de atmósfera estelar que representa las propiedades reales. Las nebulosas alrededor de las

estrellas pueden ayudar en elucidar la degeneración mencionada antes.

En este trabajo mostramos las ventajas de modelar simultáneamente los espectros estelares y nebulares de un sistema de estrella WR y su nebulosa asociada. Verificamos si un modelo de atmósfera estelar para WR 136 provee una buena descripción de las observaciones y al mismo tiempo es capaz de reproducir satisfactoriamente las características nebulares como el grado de ionización. Ésto nos permite restringir de mejor manera todos los parámetros físicos tanto de la estrella como de la nebulosa, incluyendo sus condiciones físicas y abundancias químicas.

Por otro lado, uno de los resultados preliminares, del modelo de emisión de rayos X que envuelve la nebulosa NGC 6888, indicaría que el gas emisor de esta radiación de alta energía presenta una abundancia de nitrógeno mucho mayor que la derivada para la nebulosa modelada con CLOUDY pero más bajo que la de la estrella WR 136, representando un valor intermedio. Así pues, más allá de contradecir el hecho de la homogeneidad química de NGC 6888, nos conduce a proponer, preliminarmente, que el gas de la cáscara, que ahora emite en el visual, fue eyectado en un periodo más temprano en la evolución de la estrella, por tanto, distinto al cual fue eyectado el gas que emite en rayos X, cuyo tiempo de enfriamiento resultaría mayor. De este modo, sería esperable que el plasma emisor de rayos X tuviera una abundancia intermedia entre la de la estrella WR 136 y la nebulosa visual NGC 6888, suponiendo que la estrella ha ido enriqueciendo gradualmente sus alrededores conforme se enriquece su superficie. Este resultado ayudaría a comprender mejor las escalas de enriquecimiento químico en conjunto con los modelos de evolución de este tipo de estrellas. Sin embargo, estas ideas necesitan ser exploradas a mayor profundidad para ser concluyentes, por lo que forma parte de la conclusión del trabajo futuro.

Capítulo 6

Trabajo futuro

El trabajo a futuro parte de los resultados preliminares derivados del estudio de rayos X; para obtener un modelo espectral total de la burbuja, de la cáscara y de la estrella central.

Los resultados encontrados en este trabajo para la estrella y la nebulosa ayudarán establecer cuáles son las diferencias cuantitativas que existen entre los procesos físicos que producen o inhiben la emisión de rayos X en las burbujas, así como las implicaciones de la presencia de esta radiación en el medio interestelar asociado, lo cual es una fenomenología aún no comprendida del todo y que se puede estudiar empleando distintos enfoques.

Dada la dificultad que existe para asignar valores a los parámetros físicos en los modelos de rayos X, basándose sólo en los datos genéricos, el estudio de la emisión de rayos X de la burbuja caliente y de la estrella será complementado con los modelos presentados aquí, es decir, el modelo de atmósfera de WR 136 y el modelo de fotoionización de NGC 6888.

Este procedimiento ofrece la ventaja de obtener valores físicos coherentes y más restringidos entre todas las partes del sistema entero que si se estudiaran las distintas componentes del sistema por separado, pues la presencia de rayos X en las burbujas impone una restricción adicional ya que en la burbuja caliente es donde se almacena la energía del viento estelar. Por tanto, los resultados, como la tasa de pérdida de masa, la velocidad terminal y las composiciones químicas derivadas, marcan el punto de partida para restringir modelos de emisión de rayos X hasta ahora presentados en este trabajo.

Por otro lado, se cuenta con observaciones en el visual de otras burbujas

interestelares y sus estrellas centrales, como NGC 2359, S 308 y NGC 7635, para los cuales se puede aplicar la misma metodología y entonces ampliar nuestro conocimiento acerca de este tipo de sistemas. En concreto, realizar los modelos integrales de estos sistemas permitirá establecer posibles diferencias, más allá de la evidente morfología; como su composición química, su grado de ionización y cómo es que estas propiedades se ven afectadas en relación a las características de las estrellas centrales, como la región ionizante de su distribución espectral, que en general no es considerada al modelar atmósferas estelares. Los resultados de estos trabajos podrán confrontarse con lo obtenido en este trabajo, puesto que en principio la formación y evolución de estos sistemas está gobernada por la misma física.

En este sentido, también es importante considerar burbujas que estén en etapas tempranas de formación, por ejemplo, la burbuja NGC 7635 que tiene asociada una estrella O de Secuencia Principal, cuya información puede ser muy valiosa para avanzar hacia mejores restricciones observacionales en la historia completa de formación y evolución de las burbujas interestelares.

Bibliografía

- AGGARWAL, K. M. & KEENAN, F. P. (1999). *ApJS* **123**, 311.
- ALLEN, M. G., GROVES, B. A., DOPITA, M. A., SUTHERLAND, R. S. & KEWLEY, L. J. (2008). *ApJS* **178**, 20.
- ANDERS, E. & GREVESSE, N. (1989). *Geochim. Cosmochim. Acta* **53**, 197.
- ARTHUR, S. J. (2007). *Wind-Blown Bubbles around Evolved Stars* **183**, .
- BALDWIN, J. A., PHILLIPS, M. M. & TERLEVICH, R. (1981). *PASP* **93**, 5.
- BOCHKAREV, N. G. (1988). *Nature* **332**, 518.
- CARDELLI, J. A., CLAYTON, G. C. & MATHIS, J. S. (1989). *ApJ* **345**, 245.
- CASTOR, J., ABBOTT, D. C. & KLEIN, R. I. (1975). *ApJ* **195**, 157.
- CHU, Y.-H., TREFFERS, R. R. & KWITTER, K. B. (1983). *ApJS* **53**, 937.
- CROWTHER, P. A. (2007). *ARA&A* **45**, 177.
- CROWTHER, P. A. & SMITH, L. J. (1996). *A&A* **305**, 541.
- DYSON, J. E. (1981). *Investigating the Universe, ASSL* **91**, 125.
- DYSON, J. E. (1989). *Structure and Dynamics of the Interstellar Medium LNP* **350**, 137.
- EENENS, P. R. J. & WILLIAMS, P. M. (1994). *MNRAS* **269**, 108.
- ESTEBAN, C. & VÍLCHEZ, J. M. (1992). *ApJ* **390**, 536.
- FERLAND, G. J., KORISTA, K. T., D. A. VERNER, J. W. F., KINGDON, J. B. & VERNER, E. M. (1998). *PASP* **110**, 761.

- FERLAND, G. J., PORTER, R. L., VAN HOOFF, P. A., WILLIAMS, R. J. R., ABEL, N. P., LYKINS, M. L., SHAW, G., HENNEY, W. J. & STANCIL, P. C. (2013). *RMxAA* **49**, 137.
- FERNÁNDEZ-MARTÍN, A., MARTÍN-GORDON, D., VÍLCHEZ, J. M., E, P.-M., RIERA, A. & SÁNCHEZ, S. F. (2012). *A&A* **541**, 119.
- GALAVIS, M. E., MENDOZA, C. & ZEIPPEN, C. J. (1995). *A&AS* **111**, 347.
- GALAVIS, M. E., MENDOZA, C. & ZEIPPEN, C. J. (1997). *A&AS* **123**, 159.
- GARCÍA-SEGURA, G., LANGER, N. & LOW, M.-M. M. (1996). *A&A* **316**, 133.
- GRAY, R. O. (1999). *Astrophysics Source Code Library, record ascl* **9910**, 002.
- GRUENDL, R. A., CHU, Y.-H., DUNNE, B. C. & POINTS, S. D. (2000). *AJ* **120**, 2670.
- GRUENDL, R. A., GUERRERO, M. A. & CHU, Y.-H. (2003). *AAS* **202**, 3216.
- GÜVER, T. & ÖZEL, F. (2009). *MNRAS* **400**, 2050.
- HAMANN, W.-R. & GRÄFENER, G. (2004). *A&A* **427**, 697.
- HAMANN, W.-R., GRÄFENER, G. & LIERMANN, A. (2006). *A&A* **457**, 1015.
- HAMANN, W.-R., KOESTERKE, L. & WESSOLOWSKI, U. (1995). *A&A* **299**, 151.
- HILLIER, D. J. (1991). *in van der Hucht K. A., Hidayat B., eds, Proc. IAU Symp. 143, WolfRayet Stars and Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies. Kluwer, Dordrecht* **143**, 59.
- HILLIER, D. J., LANZ, T., HEAP, S. R., HUBERY, I., EVANS, C. J., LENNON, D. J. & BOURET, J. C. (2003). *ApJ* **588**, 1039.
- HILLIER, D. J. & MILLER, D. L. (1998). *ApJ* **496**, 407.
- IGNACE, R., CASSINELLI, J. P., QUIGLEY, M. & BABLER, B. (2001). *ApJ* **558**, 771.

- IGNACE, R., QUIGLEY, M. F. & CASSINELLI, J. P. (2003). *ApJ* **596**, 538.
- KAUFFMANN, G., HECKMAN, T. M., TREMONTI, C., BRINCHMANN, J., CHARLOT, S., WHITE, S. D. M., RIDGWAY, S. E., BRINKMANN, J., FUKUGITA, M., HALL, P. B., ZELJKO, I., GORDON, T. R. & DONALD, P. S. (2003). *MNRAS* **246**, 1055.
- KAUFMAN, V. & SUGAR, J. (1986). *JPCRD* **15**, 321.
- KINGSBURGH, R. L. & BARLOW, M. J. (1994). *MNRAS* **271**, 25.
- KINGSBURGH, R. L., BARLOW, M. J. & STOREY, P. J. (1995). *A&A* **295**, 75.
- KOENIGSBERGER, G., C, F. & BISIACCHI, G. F. (1980). *RMxAA* **5**, 45.
- KUDRITZKI, R.-P. & PULS, J. (2000). *ARA&A* **38**, 613.
- KWITTER, K. B. (1981). *ApJ* **245**, 154.
- LAMERS, H. J. G. L. M. & CASSINELLI, J. P. (1999). *Introduction to stellar winds/ Cambridge U Press* .
- LEVINE, S. & CHAKRABARTY, D. (1994). *Technical Report MU-94-04, Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México* .
- LOZINSKAYA, T. A. (1982). *Astrophys. Space Sci.* **87**, 313.
- LURIDIANA, V., MORISSET, C. & SHAW, R. A. (2015). *A&A* **573**, 42.
- MAEDER, A. & MEYNET, G. (2000). *ARA&A* **38**, 143.
- MAEDER, A. & MEYNET, G. (2003). *A&A* **411**, 543.
- MAEDER, A. & MEYNET, G. (2008). *ASP Conference Series* **388**, .
- MAEDER, A. & MEYNET, G. (2010). *NewAR* **54**, 32.
- MASSEY, P. (1984). *ApJ* **281**, 789.
- MESA-DELGADO, A., ESTEBAN, C., GARCÍA-ROJAS, J., REYES-PÉREZ, J., MORISSET, C. & BRESOLIN, F. (2014). *ApJ* **785**, 100.
- MEYNET, G. & MAEDER, A. (2003). *A&A* **404**, 975.
- MOORE, B. D., HESTER, J. J. & SCOWEN, P. A. (2000). *AJ* **119**, 2991.

- MORISSET, C. (2013). <https://sites.google.com/site/cloudy3d> .
- MORISSET, C. & GEORGIEV, L. (2009). *A&A* **507**, 1517.
- NUGIS, T. & LAMERS, H. J. G. L. M. (2000). *A&A* **360**, 227.
- OSKINOVA, L., HAMANN, W.-R., IGNACE, R. & FELDMEIER, A. (2011). *BSRSL* **80**, 54.
- OSKINOVA, L. M., FELDMEIER, A. & HAMANN, W.-R. (2003). *IAUS* **212**, 214.
- PAULDRACH, A. W. A., PULS, J. & KUDRITZKI, R. P. (1986). *A&A* **164**, 86.
- PÉREZ-MONTERO, E. & CONTINI, T. (2009). *MNRAS* **398**, 949.
- PIKELNER, S. B. (1968). *Astrophys. Lett.* **2**, 97.
- PODOBEDOVA, L. I., KELLEHER, D. E. & WIESE, W. L. (2009). *JPCRD* **38**, 171.
- PRADHAN, A. K., MONTENEGRO, M., NAHAR, S.Ñ. & EISSNER, W. (2006). *MNRAS* **366**, 6.
- PRINJA, R. K., BARLOW, M. J. & HOWARTH, I. D. (1990). *ApJ* **361**, 607.
- REYES-PÉREZ, J., MORISSET, C., PEÑA, M. & MESA-DELGADO, A. (2015). *MNRAS* **452**, 1764.
- ROBERT, C., MOFFAT, A. F. J., BASTIEN, P., DRISSEN, L. & ST.-LOUIS, N. (1989). *ApJ* **347**, 1034.
- SABBADIN, F., MINELLO, S. & BIANCHINI, A. (1977). *A&A* **60**, 147.
- SCHMUTZ, W., HAMANN, W.-R. & WESOŁOWSKI, U. (1989). *A&A* **210**, 236.
- SKINNER, S. L., ZHEKOV, S. A., GÜDEL, M., SCHMUTZ, W. & SOKAL, K. R. (2010). *AJ* **139**, 825.
- SMITH, L. F. (1968). *MNRAS* **138**, 109.
- SMITH, L. F., SHARA, M. M. & MOFFAT, A. F. J. (1996). *MNRAS* **281**, 163.

- SMITH, R. K., BRICKHOUSE, N. S., LIEDAHL, D. A. & RAYMOND, J. C. (2001). *AJ* **556**, 91.
- STOCK, D. J. & BARLOW, M. J. (2014). *MNRAS* **441**, 3065.
- STOREY, P. J. & ZEIPPEN, C. J. (2000). *MNRAS* **312**, 813.
- TAYAL, S. S. (2007). *ApJS* **171**, 331.
- TAYAL, S. S. (2011). *ApJS* **195**, 12.
- TAYAL, S. S. & ZATSARINNY, O. (2010). *ApJS* **188**, 32.
- TOALÁ, J., GUERRERO, M. A., CHU, Y.-H., ARTHUR, S. J. & GRUENDL, R. A. (2015). *MNRAS* **446**, 1083.
- TOALÁ, J. A. & ARTHUR, S. J. (2011). *ApJ* **737**, 100.
- TOALÁ, J. A., GUERRERO, M. A., CHU, Y.-H., ARTHUR, S. J., TAFOYA, D. & GRUENDL, R. A. (2016). *MNRAS* **456**, 4305.
- VAN DER HUCHT, K. A. (2001). *New Astron. Rev.* **45**, 135.
- VAN DER HUCHT, K. A., CASSINELLI, J. P. & WILLIAMS, P. M. (1986). *A&A* **168**, 111.
- VAN LEEUWEN, F. (2007). *A&A* **474**, 653.
- VAN MARLE, A. J., LANGER, N. & GARCÍA-SEGURA, G. (2005). *A&A* **444**, 837.
- VEILLEUX, S. & OSTERBROCK, D. E. (1987). *ApJS* **63**, 295.
- WEAVER, R., MCCRAY, R., CASTOR, J., SHAPIRO, P. & MOORE, R. (1977). *ApJ* **218**, 377.
- WIESE, W. L., FUHR, J. R. & DETERS, T. M. (1996). *JPCRD Monograph* **7**, 1–522.
- WILLIS, A. J., CROWTHER, P. A., FULLERTON, A. W., HUTCHINGS, J. B. & SONNEBORN, G. (2004). *ApJ Suppl.* **154**, 651.
- WILLIS, A. J., VAN DER HUCHT, K. A., CONTI, P. S. & GARMANY, C. D. (1986). *A&A Suppl.* **63**, 417.
- WRIGGE, M. (1999). *A&A* **343**, 599.

WRIGGE, M., WENDKER, H. J. & WISOTZKI, L. (1994). *A&A* **286**, 219.

ZEIPPEN, C. J. (1982). *MNRAS* **198**, 111.

ZHEKOV, S. A. (2014). *MNRAS* **443**, 12.

ZHEKOV, S. A. & MYASNIKOV, A. V. (1998). *NewA* **3**, 57.

ZHEKOV, S. A. & PARK, S. (2011). *ApJ* **728**, 135.