

*Análisis observacional de la  
interacción entre estrellas de gran  
masa y su medio circundante*

**Lic. Silvina Cichowski**

Director: Dr. E. Marcelo Arnal

Co-director: Dr. Serge Pineault

Tesis presentada para el grado de Doctor en Astronomía  
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas  
Universidad Nacional de La Plata

Agosto de 2003



*A Ariel, por su amor, y a Ludmila,  
por su dulzura infinita*

*Teníamos el cielo allá arriba, todo tachonado de estrellas, y solíamos tumbarnos en el suelo y mirar hacia arriba, y discutir si las hicieron o si acontecieron sin más.*

Mark Twain, *Huckleberry Finn*

*Tengo una terrible necesidad...¿ diré la palabra?...de religión. Entonces salgo por la noche y pinto las estrellas.*

Vincent van Gogh

# Agradecimientos

Es realmente muy difícil poner en palabras lo que siento en este momento y expresar mi agradecimiento a todas las personas que estuvieron a mi lado durante estos años, haciendo que sean aún más hermosos.

En primer lugar quiero agradecer a mis directores, Marcelo Arnal y Serge Pineault. Trabajar junto a ellos ha sido un placer. Jamás pense que alguien pudiera tener la paciencia que ellos tuvieron. No se que hubiera sido de mi de no haber encontrado la calidez de Serge y toda su familia cuando llegué a Penticton.

A Cristina Cappa, por las hermosísimas charlas compartidas.

A toda la gente que trabaja en el IAR, por toda la ayuda brindada, en especial a Cristina, Kiko, Fede, Carlitos, Marcelo, Gisela y Guille.

A todo el personal del IAFE, por darme la oportunidad de utilizar sus instalaciones y hacerme sentir como en casa.

A toda la gente del DRAO, por los cafés, charlas y osos compartidos.

A todos mis amigos y compañeros de la Universidad Laval, a Stéphanie, Anne, Anik, Francois, Lande, Lori, Elda, Mery, Patricia, Daniel y Esteban, por su cálida amistad.

Al personal del VLA, por toda su ayuda. Muy especialmente a Miller Goss, una persona increíble.

A la Universidad de Buenos Aires y a la Universidad de La Plata, por el derecho que brindan a obtener una educación gratuita de excelencia.

A la CIC, FOMEC y CONICET, por apoyar económicamente mi proyecto.

A mis amigos compañeros de oficina, Fede, Ceci y Leo. Un gracias enorme, por toda la ayuda brindada y los momentos inolvidables compartidos.

A mis Amigos con mayúscula, Caro, Ceci, Gabi, Vani, Nati, Lore, Fede, Mari, Claudio, Carolina, Pol, Dolo y Juan Manuel. ¿Qué sería de mi sin cada uno de ustedes?

A mi mamá, mi papá, mi hermana y mi hermano, por ser los mejores, sin lugar a dudas.

Y, por supuesto, a mis compañeros de ruta, el Q y Luli. Por todo el amor, comprensión y ternura. Y porque los amo infinito.

Y Gracias a la vida, que me ha dado TANTO.

# Resumen

Las estrellas de gran masa tienen una gran influencia sobre el medio interestelar (MIE) que las rodea, no sólo al final de sus vidas cuando explotan como supernovas, sino también durante fases más estables de su evolución. Este impacto se debe a que estas estrellas emiten una gran cantidad de fotones muy energéticos y poseen altas tasas de pérdida de masa. Debido a esta interacción, en el MIE cercano a la estrella se forma una región de baja densidad y alta temperatura conocida con el nombre de *burbuja interestelar*.

Observacionalmente, una burbuja interestelar puede ser detectada a través del análisis del MIE en distintas frecuencias. En la línea de 21-cm del HI la misma se evidencia por la presencia, alrededor de la estrella, de una zona de baja densidad de HI rodeada por una cáscara de HI en expansión. En el continuo de radio y en el óptico, debido a la alta emisión de fotones energéticos, se manifiesta por la existencia de una región HII. En el infrarrojo esta interacción se evidencia a través de un incremento en la temperatura del polvo en las cercanías de la estrella. También la distribución de moléculas puede verse afectada por esta interacción.

Con el objetivo de incrementar el número de objetos analizados y poder llegar a comprender la interacción entre las estrellas de gran masa y el medio que las rodea en mayor profundidad, en este trabajo de Tesis presentamos un análisis observacional del MIE alrededor de algunos de estos objetos. Para ello hemos utilizado distintos tipos de instrumentos y bases de datos, con el fin de llevar a cabo un análisis lo más completo posible, cubriendo un amplio rango dentro del espectro electromagnético.

En todos los casos analizados hemos encontrado estructuras en el MIE muy posiblemente relacionadas con los objetos bajo estudio. Como una consecuencia de la variedad de instrumentos utilizados en este trabajo, es posible visualizar las diferencias morfológicas entre las estructuras encontradas en relación con la resolución utilizada. Asimismo, un resultado interesante que surge a partir del análisis de datos a distintas frecuencias, es que la presencia de estructuras en el continuo de radio e infrarrojo pareciera ser una excepción presente en algunos objetos y no una característica común de los mismos. Esto último es un hecho observacional, el cual será discutido en la última parte de esta Tesis.

# Índice General

<b>1</b>	<b>Introducción</b>	<b>1</b>
1.1	El MIE en nuestra Galaxia	2
1.2	Estrellas de gran masa	4
1.3	Regiones HII y su evolución	7
1.4	Burbujas interestelares	9
1.4.1	Estructura de una burbuja interestelar	9
1.4.2	Evolución de una burbuja interestelar	10
1.4.3	Apartamientos de la simetría esférica	14
1.5	Remanentes de supernova	14
1.6	Evidencias observacionales	16
1.6.1	Posibles manifestaciones observacionales de una burbuja	16
1.6.2	Burbujas detectadas	17
1.7	Objetivos de esta Tesis	21
1.8	Estructura de esta Tesis	21
<b>2</b>	<b>Instrumentos y bases de datos utilizadas</b>	<b>27</b>
2.1	Breve descripción de un radiotelescopio de disco simple	27
2.1.1	Cómo interpretar una señal de radio	29
2.2	Descripción básica de un interferómetro	32
2.3	Discos simples utilizados en esta Tesis	38
2.3.1	Antena de 30m del Instituto Argentino de Radioastronomía	38
2.3.2	Antena de 100m de Effelsberg	39
2.4	Interferómetros utilizados en esta Tesis	39
2.4.1	Dominion Radio Astrophysical Observatory (DRAO)	39
2.4.2	Very Large Array (VLA)	42
2.5	Relevamientos observacionales utilizados	43
2.6	Otras bases de datos utilizadas	45
<b>3</b>	<b>Parámetros derivables de observaciones a distintas frecuencias</b>	<b>49</b>
3.1	Línea de 21 cm del hidrógeno neutro	49
3.2	Continuo de radio	54
3.2.1	Fuentes térmicas: Regiones HII	57
3.3	Infrarrojo	61
3.4	Líneas de recombinación	62
3.5	Consideraciones energéticas	64
<b>4</b>	<b>El medio interestelar en los alrededores de HD 130298</b>	<b>67</b>
4.1	HD 130298	67
4.2	Observaciones	67

---

4.3	Análisis de las observaciones	68
4.4	Observaciones a otras frecuencias	72
4.5	Conclusiones	75
<b>5</b>	<b>Un análisis del MIE en los alrededores de WR 126, WR 154 y WR 155</b>	<b>79</b>
<b>6</b>	<b>El medio interestelar en los alrededores de HD 10125</b>	<b>91</b>
<b>7</b>	<b>Análisis del entorno de WR 130 utilizando datos del DRAO y el VLA</b>	<b>101</b>
<b>8</b>	<b>Discusión general y Conclusiones</b>	<b>119</b>
8.1	Resumen de los resultados obtenidos	119
8.2	Paradoja del continuo e infrarrojo	124
8.3	Conclusiones	126
8.4	Perspectivas futuras	127

# Capítulo 1

## Introducción

Quedarse durante horas mirando el cielo en una noche despejada, lejos de las luces de la ciudad, es algo que seguramente la mayoría hemos experimentado. La cantidad de estrellas que se observan es cuanto menos impactante. Nos inunda una sensación de silencio, quietud y eternidad. Todo parece haber estado intacto por siempre. Sin embargo, las estrellas no sólo no están quietas sino que además cumplen un ciclo: *nacen, evolucionan y mueren*.

En nuestra galaxia y en las cercanías del Sol el cociente entre el diámetro de las estrellas y la distancia promedio entre ellas es  $\sim 3 \times 10^{-8}$ , lo que indica que las mismas ocupan sólo una pequeña fracción del espacio ( $\sim 10^{-23}$ ). Hasta la década de 1920 muchos astrónomos consideraban que el espacio entre las estrellas estaba esencialmente vacío, con sólo algunas posibles concentraciones aisladas de gas y polvo. Con la disponibilidad de la placa fotográfica y la posibilidad de realizar observaciones con mayores tiempos de integración, así como la irrupción de nuevas tecnologías que permitieron observar fuera de la tradicional “ventana” óptica del espectro, se pudo apreciar que además de la presencia de nubes aisladas, existía entre las estrellas una componente de materia extendida. Este medio interestelar (MIE) está compuesto por gas en varias de sus formas -molecular, atómica e ionizada- y por una clase particular de materia, llamada polvo interestelar. El MIE no es ajeno a la evolución de las estrellas. Tanto su dinámica como su composición química son fuertemente alteradas por la presencia de las mismas.

La radiación electromagnética transporta la información a partir de la cual se construyen los modelos astrofísicos. La producción de dicha radiación está fuertemente relacionada con las condiciones físicas prevalecientes en el emisor: los movimientos de las partículas que lo componen, la temperatura, la presión, la posible presencia de campos magnéticos, etc. A su vez, la propagación de la información llevada por las ondas electromagnéticas es afectada por las condiciones del camino que atraviesa. Nuestra atmósfera permite que lleguen hasta nuestra superficie solamente ondas electromagnéticas comprendidas en pequeñas bandas del espectro electromagnético. Estas bandas constituyen verdaderas ventanas para la observación del espacio exterior. La banda del espectro visible está comprendida en el rango de longitudes de onda entre los 3000 y



7000 Å. Hasta hace relativamente poco tiempo atrás ésta era la única ventana que nos permitía ponernos en contacto con el medio exterior. A comienzos del siglo XIX, el astrónomo Herschel descubrió en los rayos solares la existencia de las radiaciones infrarrojas. A mediados del mismo siglo, Draper observó nuevas líneas en el espectro solar, situadas a menores longitudes de onda, en la zona del ultravioleta. En 1932 Karl Jansky descubrió la radiación de radio proveniente del cielo, cuya existencia fue confirmada pocos años después por Grote Reber. Los estudios iniciados por Jansky y Reber fueron los pioneros en la apertura de una segunda ventana, denominada ventana de radio, que permite observar radiaciones electromagnéticas cuyas longitudes de onda se encuentran aproximadamente entre 1 mm y 30 m (frecuencias entre  $3 \times 10^5$  y 10 MHz).

El gran desarrollo de la radioastronomía se produjo realmente cuando van de Hulst, en 1944, predijo la existencia de la línea de emisión de 21 cm del hidrógeno neutro (van de Hulst 1945). La misma fue observada por primera vez en 1951 y en forma casi simultánea por tres grupos distintos: por Ewen y Purcell en Estados Unidos (Ewen & Purcell 1951), por Muller y Oort en Leiden, Holanda (Muller & Oort 1951) y por un grupo de astrónomos australianos (Pawsey 1951). Este fue, sin duda, uno de los descubrimientos más importantes, a partir del cual las observaciones en longitudes de onda de radio constituyeron una herramienta fundamental de la astronomía observacional. A escala galáctica, la línea del HI fue utilizada, por ejemplo, para determinar la curva de rotación de la galaxia. A menor escala, los estudios realizados a partir de la observación de la línea de 21 cm han contribuido enormemente a nuestro conocimiento sobre las estructuras del MIE. El uso de la línea de 21 cm ha sido también de mucha importancia para nuestro entendimiento de la topología del MIE.

A los efectos de completitud, cabe mencionar que en la actualidad es posible observar la radiación electromagnética proveniente de cualquier parte del espectro electromagnético por medio de la utilización de satélites. Esto permite detectar la radiación electromagnética fuera de la atmósfera terrestre. De este modo, es posible observar en las bandas del infrarrojo, los rayos Gamma ( $\gamma$ ), los rayos X y el ultravioleta.

## 1.1 El MIE en nuestra Galaxia

Un componente importante del MIE es el hidrógeno neutro (más abundante en forma atómica, HI). Nuestra Galaxia contiene alrededor de  $4.8 \times 10^9 M_{\odot}$  del mismo (Henderson et al. 1982), lo cual representa aproximadamente el 4.4 % de la materia visible de la Galaxia. De acuerdo a distintas estimaciones del “factor de llenado”, la fracción del MIE de la Galaxia ocupada por el HI varía entre el 20% y el 90%. Estos factores muestran la importancia del HI en la dinámica y evolución del MIE.

Hasta hace un par de décadas, se creía que el MIE difuso estaba constituido por tres componentes gaseosas principales: una fría ( $T \sim 80$  K) y densa,

compuesta principalmente por HI (“*cold neutral medium*”, CNM); una templada ( $T < 8000$  K), detectada tanto en forma de envoltura alrededor de las nubes frías como extendida formando un “medio entre nubes” (“*warm neutral medium*”, WNM) y una caliente ( $T \sim 10^6$  K), altamente ionizada (“*hot ionized medium*”, HIM). Posteriormente, observaciones de la emisión difusa de la línea de  $H\alpha$  (Reynolds 1984) mostraron que una fracción no despreciable del MIE está compuesta por HI templado ( $T \sim 10^4$  K) altamente ionizado (“*warm ionized medium*”, WIM). Actualmente se considera que el MIE difuso está constituido por cuatro componentes, también denominadas fases, principales, a saber:

**CNM:** ocupa una fracción pequeña del volumen del MIE. Está contenida en concentraciones de gas (frecuentemente denominadas nubes) frías ( $\sim 80$  K) y relativamente densas. El HI frío es detectado por la presencia de rasgos angostos en el espectro de absorción del HI. Contrariamente a lo que pasa con los rasgos asociados con el WNM, éstos no se detectan a lo largo de todas las líneas de la visual, indicando que el factor de llenado del CNM es menor que el del WNM.

**WNM:** contiene aproximadamente la mitad del HI de la Galaxia. Tiene una densidad de volumen baja y llena una cantidad substancial del volumen del MIE. Su distribución puede determinarse a partir de la emisión del HI (para mayor detalle ver Mebold 1972 y Heiles 1980).

**WIM:** tiene una distribución a gran escala en nuestra Galaxia. Constituye el 30 % de la masa de gas difuso. Su presencia fue revelada a partir de la detección de emisión difusa en la línea de  $H\alpha$ .

**HIM:** la detección difusa de rayos X blandos en emisión sugiere que su factor de llenado debería ser importante, aunque no hay consenso sobre el valor del mismo. Esto se debe a que los rayos X no penetran más allá de los  $\sim 100$  pc, lo que nos puede suministrar una determinación errónea, especialmente si tenemos en cuenta que el Sol parece estar localizado en el interior de una zona de gas caliente, ionizado y de baja densidad denominada “burbuja local” (e.g. Cox & Reynolds 1987).

Es importante mencionar que los modelos del MIE teóricos actuales suponen que las fases se encuentran en equilibrio térmico. Sin embargo a partir de nuevas observaciones, Heiles (2001) midió las temperaturas correspondientes a las fases compuestas por hidrógeno neutro: CNM y WNM. A partir de este estudio encontró que una fracción importante (47 %) del gas templado se encuentra en una región térmicamente inestable, la misma está en el rango de temperaturas  $500 \rightarrow 5000$  K, entre las fases CNM y WNM. Dado que los modelos teóricos actuales no permiten la presencia de una cantidad tan grande de gas térmicamente inestable, Heiles (2001) considera que otro tipo de modelo es necesario.

## 1.2 Estrellas de gran masa

Las estrellas de gran masa constituyen una importante fuente de energía para la evolución de la galaxia. A través de su evolución, estas estrellas afectan el MIE que las rodea: cambiando su fase a través de la ionización y disociación e inyectándole energía mecánica, primero mediante sus vientos y más tarde al explotar como supernovas.

¿ Cuánta masa tiene que tener una estrella para ser considerada “de gran masa”? Se conoce que las estrellas poseen un espectro de masas que se extiende desde alrededor de  $0.1 M_{\odot}$  hasta  $65 M_{\odot}$  (Kippenhahn & Weigert 1990). El límite inferior está impuesto observacionalmente por la debilidad intrínseca de las estrellas con magnitud  $M_v > 16^m$ . El límite superior es algo incierto. Según los modelos teóricos, es posible que se formen estrellas con masas superiores a  $65 M_{\odot}$ , pero serían muy inestables y a causa de la presión de radiación irían sufriendo sucesivos “flashes” en los que irían perdiendo masa hasta que alcanzarían las  $65 M_{\odot}$  y podrían mantenerse en equilibrio. Observacionalmente, la estrella con mayor masa observada hasta el momento tiene  $56 M_{\odot}$  (Massey et al. 2002). La misma pertenece a un sistema binario.

Una división significativa existe a  $\sim 10 M_{\odot}$ . Las estrellas de secuencia principal con  $M \geq 10 M_{\odot}$  tienen un campo de radiación lo suficientemente intenso como para provocar vientos estelares vía la presión de radiación (Kudritzki 1988). Dado que, si consideramos estrellas de secuencia principal, la luminosidad estelar en el ultravioleta decrece a medida que decrece la masa de la estrella (Schaerer & de Koter 1997), los vientos estelares dejan de ser importantes para estrellas con  $M \leq 10 M_{\odot}$ . Por encima de este límite, las tasas de pérdida de masa son lo suficientemente altas como para afectar la evolución de la estrella profundamente. Finalmente, en estrellas con  $M < 10 M_{\odot}$  el flujo de fotones ionizantes en el continuo de Lyman es muy bajo como para ionizar una cantidad observacionalmente significativa del hidrógeno interestelar; las regiones HII observadas son generadas por estrellas con masas mayores. Entonces, es físicamente factible definir como “estrella de gran masa” a aquellas cuyas masas se encuentran en el rango comprendido entre  $10 M_{\odot} < M < 65 M_{\odot}$ .

Debido a las altas tasas de pérdida de masa, la masa de las estrellas decrece con el tiempo. Las estrellas descendientes de estrellas de gran masa (por ejemplo las estrellas Wolf-Rayet) pueden tener masas tan pequeñas como  $3 M_{\odot}$  (van der Hucht 2001). Dada la relación evolutiva entre los descendientes de estrellas de gran masa y sus progenitores, es razonable incluir a los primeros en la definición. Es importante notar que las estrellas Wolf-Rayet tienen una relación masa-luminosidad y una composición química muy distintas a la de las estrellas OB, y poseen mayores tasas de pérdida de masa aunque sus masas sean menores.

Considerando como estrellas de gran masa no sólo a aquellas que inicialmente tienen  $10 M_{\odot} < M < 65 M_{\odot}$ , sino también a sus descendientes, el término “estrella de gran masa” incluye estrellas O y B tempranas de secuencia principal, supergigantes de todos los tipos espectrales y estrellas Wolf-Rayet.

Esquemáticamente, y desde un punto de vista teórico, existen tres secuencias evolutivas posibles para estrellas de gran masa (Leitherer et al. 1992): 1) las estrellas de mayor masa evolucionan desde la fase de secuencia principal (SP) a la de supergigante azul (BSG) y variable luminosa azul (LBV), después pasan por la fase Wolf-Rayet (WR) para terminar explotando como supernovas (SN)

$$\text{SP} \rightarrow \text{BSG} \rightarrow \text{LBV} \rightarrow \text{WR} \rightarrow \text{SN} \quad M > M_1$$

2) Las estrellas con menor masa, cuya tasa de pérdida de masa es menor, pasan por la fase de supergigante roja (RSG) antes de llegar a la fase WR

$$\text{SP} \rightarrow \text{BSG} \rightarrow \text{LBV} \rightarrow \text{RSG} \rightarrow \text{WR} \rightarrow \text{SN} \quad M_2 < M < M_1$$

3) Por último, las estrellas con masas aún menores no llegan a perder suficiente masa como para dejar los productos de los procesos nucleares a la vista. Estas estrellas no pasan nunca por la fase WR

$$\text{SP} \rightarrow \text{BSG} \rightarrow \text{RSG} \rightarrow \text{SN} \quad M < M_2$$

Las masas que dividen estos tres posibles ciclos evolutivos dependen del valor exacto de la tasa de pérdida de masa ( $\dot{M}$ ). Para los valores actuales de  $\dot{M}$  en estrellas de población I, los límites  $M_1$  y  $M_2$  son  $M_1 = (50 \pm 10)M_\odot$  y  $M_2 = (25 \pm 5)M_\odot$ . Estos valores podrían ser mayores para poblaciones con menor metalicidad.

Leitherer, Robert & Drissen (1992) identificaron cuatro fases de pérdida de masa durante la evolución de una estrella de gran masa: la fase de secuencia principal y post-secuencia principal temprana (fase OB), la fase LBV, la fase RSG y la fase WR. Al finalizar su ciclo evolutivo la estrella explota como supernova, lo cual representa una fuente adicional de pérdida de masa y de inyección de energía mecánica en el MIE.

- **La fase OB:** las propiedades del viento estelar están determinadas por la presión de radiación. El viento estelar de las estrellas OB es actualmente el mejor entendido. La pérdida de masa durante esta fase no provoca grandes consecuencias sobre la evolución de estas estrellas, a no ser que  $M > 50 M_\odot$  (e.g., Leitherer & Langer 1991). Por ejemplo, la masa de una estrella de  $40 M_\odot$  decrece sólo un  $\sim 10\%$  durante esta fase. Sin embargo, la cantidad total de masa y energía entregada al MIE es significativa. Junto con la fase WR, esta fase es la que transfiere mayor cantidad de momento y energía al MIE. La tasa de pérdida de masa y la velocidad del viento son mayores para tipos espectrales más tempranos. Para ilustrar este punto, en la Tabla 1.1 se muestran las tasas de pérdida de masa ( $\dot{M}$ ), las velocidades del viento ( $v_\infty$ ) y la luminosidad del viento ( $L_w = \frac{1}{2}\dot{M}v_\infty^2$ ) para estrellas de tipo espectral O. Estos parámetros fueron derivados usando las relaciones empíricas derivadas por Howarth & Prinja (1989). También se lista el número de fotones ( $S_*$ ) emitidos

en el continuo de Lyman por cada tipo espectral en la unidad de tiempo (Schaerer & de Koter 1997).

**Tabla 1.1:** Parámetros de las estrellas de tipo O de secuencia principal.

Tipo espectral	$\log \left( \frac{\dot{M}}{M_{\odot}/\text{año}} \right)$	$v_{\infty}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$L_w$ ( $\text{erg/s}$ )	$\log \left( \frac{S_*}{s^{-1}} \right)$
O3	-5.21	3100	$1.93 \times 10^{37}$	49.85
O4	-5.60	2900	$6.92 \times 10^{36}$	49.68
O5	-5.73	2800	$4.54 \times 10^{36}$	49.48
O5.5	-5.89	2800	$3.12 \times 10^{36}$	49.38
O6	-6.07	2600	$1.77 \times 10^{36}$	49.28
O6.5	-6.27	2500	$1.02 \times 10^{36}$	49.17
O7	-6.43	2400	$6.81 \times 10^{35}$	49.05
O7.5	-6.58	2300	$4.49 \times 10^{35}$	48.93
O8	-6.76	2200	$2.60 \times 10^{35}$	48.80
O8.5	-6.98	2200	$1.16 \times 10^{35}$	48.64
O9	-7.17	2100	$9.48 \times 10^{34}$	48.46
O9.5	-7.36	2000	$5.65 \times 10^{34}$	48.25

- **La fase LBV:** durante esta corta fase,  $\sim 10^4$  años, las tasas de pérdida de masa son muy altas, del orden de  $10^{-4} M_{\odot}/\text{año}$ , y las velocidades del viento de alrededor de  $200 \text{ km s}^{-1}$  (Lamers 1989). El mecanismo por el cual se produce la pérdida de masa en esta fase es desconocido. Desde el punto de vista de la dinámica del MIE, esta fase no es muy importante debido a su corta duración.
- **La fase RSG:** Las gigantes rojas y supergigantes tienen altas tasas de pérdida de masa ( $\sim 10^{-6} M_{\odot}/\text{año}$ ) pero muy bajas velocidades del viento ( $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ ). Como consecuencia, aunque la densidad del viento es alta cerca de la estrella, la energía mecánica inyectada al MIE durante esta fase es mucho menor que la inyectada durante la fase OB. Dada la alta cantidad de masa perdida, desde el punto de vista evolutivo de la estrella esta fase, al igual que la fase de LBV, es muy importante.
- **La fase WR:** las WR son estrellas azules muy luminosas ( $M_V = -7$  a  $-3$ ) cuya principal característica es la presencia de líneas de emisión anchas e intensas en las zonas ultravioleta, óptica e infrarroja del espectro. Estas estrellas se clasifican en tres grupos: *i*) aquellas que tienen fuertes líneas de nitrógeno en sus espectros, llamadas WN, *ii*) las que presentan fuertes líneas de carbono, llamadas WC, y por último, *iii*) las que presentan fuertes líneas de oxígeno, llamadas WO. Estas últimas son las menos abundantes en número. A su vez, dentro de estos grupos se pueden distinguir subgrupos. Otra posibilidad de clasificación consiste en dividir a cada grupo, WN y WC, en dos subgrupos cada uno: WNE y WCE para las WN y WC tempranas y WNL y WCL para las WN y WC tardías, respectivamente.

La última compilación de estrellas WR incluye 227 estrellas individuales en nuestra galaxia (van der Hucht 2001).

Las estrellas WR tienen un gran impacto sobre el MIE. En la Tabla 1.2 se muestran las tasas de pérdida de masa y velocidades del viento asignados para cada subtipo de WR. Las tasas de pérdida de masa se basan en observaciones obtenidas por van der Hucht et al. (1986) y las velocidades del viento fueron tomadas del trabajo de Prinja et al. (1990).

**Tabla 1.2:** Parámetros de los vientos estelares de las WR.

Tipo espectral	$\log\left(\frac{\dot{M}}{M_{\odot}/\text{año}}\right)$	$v_{\infty}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )
WNL	-4.2	1650
WNE	-4.5	1900
WC 6-9	-4.4	1800
WC 4-5	-4.7	2800
WNO	-5.0	3500

### 1.3 Regiones HII y su evolución

Las estrellas de gran masa emiten una elevada cantidad de fotones muy energéticos mas allá del continuo de Lyman (ver Tabla 1.1). Como consecuencia, considerando una distribución de HI homogénea, en torno de la estrella se forma una esfera de gas ionizado, la cual está separada del gas neutro por un **frente de ionización** (FI). Este frente se expande a una velocidad que depende de la cantidad de fotones que arriban al mismo por unidad de área y tiempo ( $J$ ) y de la densidad volumétrica del HI ( $n_o$ )

$$\dot{R} = \frac{J}{n_o} \quad (1.1)$$

donde  $R$  es el radio de la esfera ionizada y  $\dot{R}$  indica la derivada temporal de  $R$ .

Dentro de la región ionizada se crean continuamente átomos neutros por recombinación. Estos átomos absorben fotones, reduciendo la cantidad de fotones que llegan al FI. Teniendo en cuenta que la tasa de emisión de fotones de la estrella ( $S_*$ ) debe ser igual a la tasa con la cual arriban al FI más la tasa con la cual son absorbidos por átomos neutros (conservación del número de fotones), se deduce que

$$S_* = 4\pi R^2 J + \frac{4}{3}\pi R^3 n_o^2 \beta$$

donde  $\beta$  es el coeficiente de recombinación hacia niveles excitados. Se supone que el número de electrones es igual al de protones ( $n_e = n_p = n_o$ ), lo cual es válido para gases de hidrógeno puro.

Luego

$$J = \frac{S_*}{4\pi R^2} - \frac{R n_o^2 \beta}{3} \quad (1.2)$$

y reemplazando  $J$  en (1.1) obtenemos

$$\dot{R} = \frac{S_*}{4\pi R^2 n_o} - \frac{R n_o \beta}{3}$$

De esta última ecuación vemos que la velocidad de expansión de la esfera decrece a medida que su radio aumenta.

Se define **radio de Strömngren** ( $R_s$ ) al radio de la región HII en el cual la tasa de emisión de fotones es igual a la tasa de recombinación (o sea cuando  $J = 0$ ). Entonces de (1.2)

$$R_s = \left( \frac{3 S_*}{4\pi n_o^2 \beta} \right)^{\frac{1}{3}}$$

Debido a la diferencia de presiones entre el gas neutro y el ionizado, este último se expande hasta alcanzar un equilibrio de presiones, dado por

$$2 n_f k T_i = n_o k T_n$$

donde  $k$  es la constante de Boltzman,  $n_f$  es la densidad del gas ionizado una vez alcanzado el equilibrio y  $T_i$  y  $T_n$  son las temperaturas del gas ionizado y neutro respectivamente. El factor 2 que aparece en el primer miembro de la ecuación surge del hecho que el número de partículas se duplica por la fotoionización.

La esfera de gas ionizado debe absorber todos los fotones UV estelares, por lo cual

$$S_* = \frac{4\pi R_f^3 n_f^2 \beta}{3}$$

donde  $R_f$  es el radio final que alcanza la esfera de gas ionizado. Utilizando las ecuaciones anteriores podemos ver que

$$n_f = \frac{T_n n_o}{2 T_i}$$

$$R_f = \left( \frac{2 T_i}{T_n} \right)^{2/3} R_s$$

$$\frac{M_f}{M_s} = \frac{R_f^3 n_f}{R_s^3 n_o} = \frac{2 T_i}{T_n}$$

Considerando algunos valores típicos ( $T_i \sim 10^4$  K,  $T_n \sim 100$  K,  $n_o \sim 1$ ), vemos que:  $n_f/n_o \sim 0.005$ ,  $R_f/R_s \sim 34$ ,  $M_f/M_s \sim 200$ .

Es importante mencionar que la velocidad a la cual la región HII se expande es supersónica respecto a la velocidad del sonido en el gas neutro. De esta manera la esfera de gas ionizado genera una onda de choque en el gas neutro, poniéndolo en movimiento. Como consecuencia, la velocidad del FI (referida al gas neutro) disminuye y la densidad del gas neutro que precede al FI aumenta.

El desarrollo recién descrito es estrictamente válido sólo para regiones HII sin partículas de polvo mezcladas con el gas. Sin embargo, observacionalmente se ha detectado la presencia de polvo en regiones HII. Los granos de polvo absorben fotones ionizantes emitidos por la estrella y en consecuencia el radio de la región HII disminuye. El grado de esta disminución depende de la opacidad del polvo en la región. Para un tratamiento de este punto ver el Capítulo 5 del libro de Spitzer (1978) y Capítulo 7 del libro de Osterbrock (1989).

## 1.4 Burbujas interestelares

En el medio ionizado, sucintamente mencionado en la sección anterior, es donde la acción de los vientos comienza a manifestarse. Los fuertes vientos estelares característicos de las estrellas de gran masa barren el MIE ionizado generando una estructura conocida como *burbuja interestelar*. El estudio de la estructura y la dinámica de dicha burbuja provee valiosa información sobre los vientos estelares y sobre la naturaleza y distribución del gas que la rodea. Dado que estas estrellas terminan su vida explotando como supernovas, este estudio también suministra las condiciones iniciales donde esa explosión tendrá lugar.

El viento estelar barre el gas formando una cavidad donde el viento se expande libremente. Esta cavidad está rodeada por dos capas: una formada por viento chocado y desacelerado, y otra formada por el MIE barrido. Los primeros modelos teóricos sobre la interacción del viento estelar y el MIE fueron realizados por Avedisova (1972), Dyson (1973), Castor et al. (1975) y Weaver et al. (1977). Si bien estos modelos son simplificados y se basan en distintas suposiciones, los mismos siguen siendo utilizados como la base para modelos más recientes sobre estas estructuras (e.g. García Segura & Mac Low 1995).

### 1.4.1 Estructura de una burbuja interestelar

En la Figura 1.1 se muestra un diagrama simplificado de la estructura que se forma, como consecuencia de la acción del viento estelar, alrededor de una estrella de gran masa de acuerdo al modelo de Weaver et al. (1977). Se distinguen cuatro regiones principales:

- (a) una zona central donde el viento se expande libremente a una velocidad



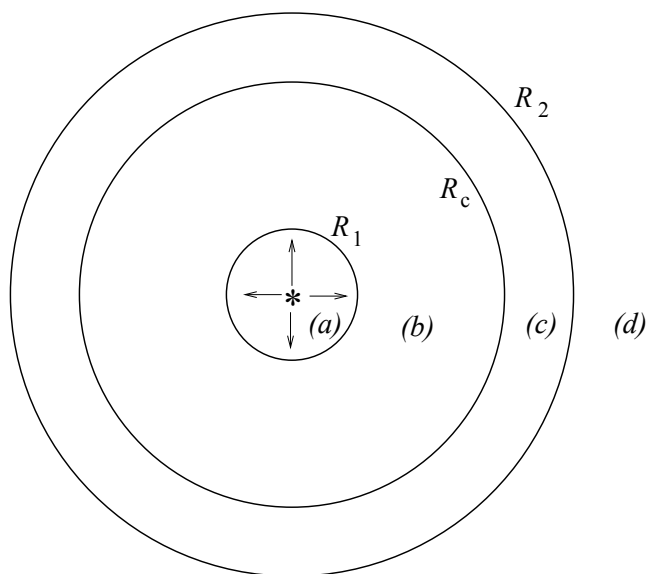
supersónica  $v_w \sim 2000 \text{ km s}^{-1}$ . La densidad del viento varía como  $\frac{1}{r^2}$  y la temperatura es del orden de  $10^4 \text{ K}$ .

(*b*) una región compuesta por viento chocado y desacelerado. Debido al calentamiento producido por el choque, la temperatura es del orden de  $10^6 - 10^7 \text{ K}$ . Al ser la temperatura mucho mayor a la del medio que la rodea, esta región se expande.

(*c*) debido a la expansión de la región (*b*), se forma una cáscara de MIE barrido. Esta región está formada puramente por material interestelar. La cáscara puede estar completamente ionizada por la estrella central o puede tener una capa externa de hidrógeno neutro o molecular si el frente de ionización quedó atrapado en la misma. La temperatura es del orden de  $10^4 \text{ K}$  si el gas está ionizado y de  $\sim 100 \text{ K}$  si es neutro.

(*d*) finalmente, el medio interestelar ambiente sin perturbar.

Las región (*b*) está separada de la zona central por un frente de choque (cuyo radio es  $R_1$ ), mientras que las regiones (*b*) y (*c*) están separadas por una discontinuidad de contacto (a un radio  $R_c$ ), cuyo grosor será considerado despreciable. Un frente de choque (a un radio  $R_2$ ) separa la región (*c*) del medio interestelar ambiente.



**Figura 1.1:** Diagrama de la estructura de una burbuja interestelar

### 1.4.2 Evolución de una burbuja interestelar

La evolución de una burbuja está definida por la naturaleza del frente de choque interno ( $R_1$ , ver Fig. 1.1). Si dicho frente es isotérmico (la onda de choque es radiativa), la expansión es mantenida por la inyección de momento (Avedisova 1972). Si por el contrario, el choque es adiabático, la presión térmica de la zona (*b*) “motoriza” la expansión de la burbuja (Castor et al.

1975, Weaver et al. 1977). En lo que sigue se hará referencia al caso en el que el choque interno es adiabático

Durante su evolución, la burbuja pasa por cuatro fases principales. La descripción de cada una de las fases que se dará a continuación se basa en los trabajos de Castor et al. (1975) y Weaver et al. (1977). El modelo se basa en un esquema simplificado, considera que la luminosidad del viento,  $L_w = 0.5 \dot{M} v^2$ , es constante e isotrópica y que comenzó a hacerse sentir en un tiempo  $t = 0$ . El MIE se supone homogéneo y de densidad  $n_0$ . La estrella se considera en reposo y se desprecian los posibles efectos generados por campos magnéticos.

#### 1. Expansión adiabática

Durante la primera etapa, la expansión es tan rápida que las pérdidas radiativas del gas no afectan ninguna parte del sistema y la dinámica de cada región puede describirse como la de un flujo adiabático. Esta fase es muy corta (unos pocos miles de años), razón por la cual es esencialmente de interés teórico.

#### 2. Formación de una cáscara densa y fría (Conservación de momento)

La fase adiabática llega a su fin cuando el enfriamiento radiativo se hace importante. Las pérdidas radiativas producen un colapso en la cáscara de material interestelar barrido (*c*), mientras la región de viento estelar chocado (*b*) todavía conserva la energía. Esto ocurre a un tiempo (en años) dado por (Weaver et al. 1977)

$$t \sim 1.7 \times 10^3 \left( \frac{L_w}{n_0} \right)^{1/2}$$

donde la luminosidad del viento,  $L_w$ , está dada en unidades de  $10^{36}$  erg/s y la densidad del MIE,  $n_0$ , en  $\text{cm}^{-3}$ .

El gas se enfría muy rápidamente, causando una caída abrupta de la presión detrás del frente de choque externo ( $R_2$ ). Como consecuencia, el frente de choque es desacelerado al mismo tiempo que la discontinuidad de contacto se acelera. De esta manera, la cáscara de gas barrido colapsa y es cuando comienza a ser ópticamente observable.

El gradiente de temperatura que se genera entre la zona de viento caliente (*b*) y la cáscara fría (*c*) es tan grande que comienza a producirse el transporte convectivo de calor mediante electrones. Como resultado, la superficie interna de la cáscara se evapora y el material fluye hacia la región caliente, aumentando la masa de dicha región.

Durante esta fase la cavidad está principalmente ocupada por el gas caliente del viento, el cual se encuentra a presión constante. Esta zona, ocupada por gas caliente, transmite la energía cinética del viento estelar a la cáscara de MIE barrido.

El crecimiento del radio de la región (*c*) puede expresarse como

$$R_2(t) = 28 \left( \frac{L_w}{n_0} \right)^{1/5} t_6^{3/5} \quad (\text{pc})$$

y la velocidad del mismo

$$v_2(t) = 17 \left( \frac{L_w}{n_0} \right)^{1/5} t_6^{-2/5} \quad (\text{km/s})$$

donde la luminosidad del viento está expresada en unidades de  $10^{36}$  erg/s y el tiempo está dado en unidades de  $10^6$  años.

### 3. Conservación de momento

Si el viento estelar persiste el tiempo suficiente, eventualmente las pérdidas radiativas ( $L_{rad}$ ) en la región ( $b$ ) dejan de ser despreciables comparadas con la luminosidad del viento. La región ( $b$ ) colapsa y el viento estelar interactúa directamente con la cáscara del MIE barrido ( $c$ ). El radio de la cáscara de MIE barrido y su velocidad de expansión varían como

$$R_2(t) = \left( \frac{3 \dot{M} v_\infty}{2 \pi \rho_o} \right)^{1/4} t^{1/2} \quad (\text{pc})$$

$$v_2(t) = \frac{1}{2} \left( \frac{3 \dot{M} v_\infty}{2 \pi \rho_o} \right)^{1/4} t^{-1/2} \quad (\text{km/s})$$

donde  $\rho_o$  es la densidad de masa ambiente.

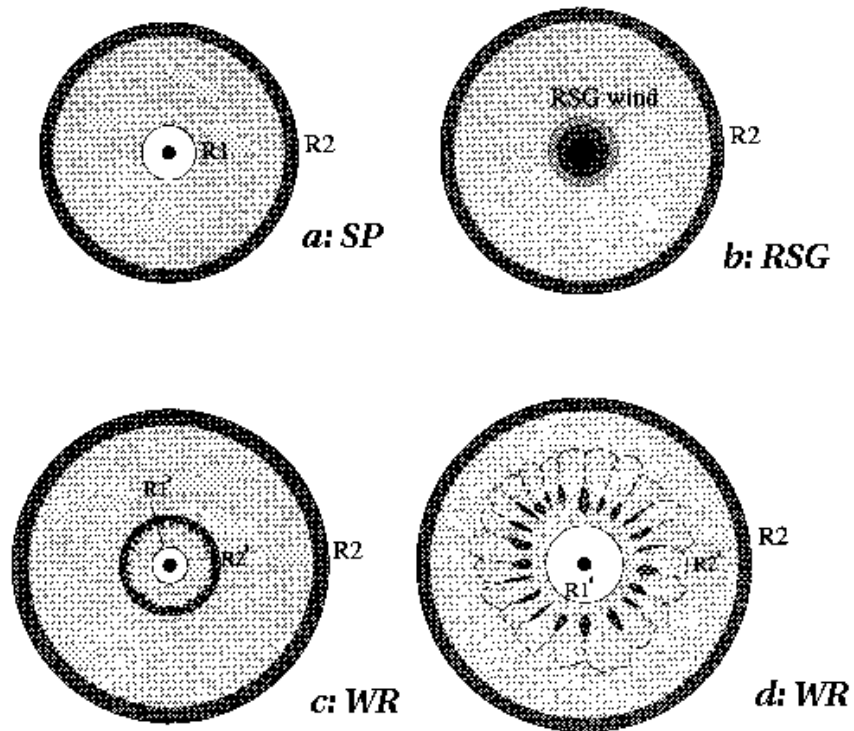
Es importante notar que los cálculos de Weaver et al. (1977) fueron realizados bajo la suposición que  $L_{rad} < L_w$  durante casi toda la fase de secuencia principal. Esta suposición se hace debido a que por un lado el incremento en la potencia radiada reduce la cantidad de masa evaporada proveniente de la cáscara, y por otro, la disminución de la densidad de esta capa limita cualquier incremento de  $L_{rad}$ . En consecuencia, las pérdidas radiativas en la región ( $b$ ) están limitadas a un valor fijo,  $\sim 0.9L_w$ , el cual se alcanza después de unos  $\sim 10^7$  años.

### 4. Disipación de la cáscara

Cuando la velocidad de expansión de la cáscara es del orden de la velocidad turbulenta del MIE, la misma pierde su identidad dinámica. Para el modelo de burbuja considerado, el tiempo de disipación es aproximadamente igual al tiempo de vida de la estrella en la secuencia principal.

Como se mencionó anteriormente, las estrellas de gran masa durante su evolución pasan por fases con diferentes tasas de pérdida de masa. Como consecuencia, en el MIE que las circunda habrá una variedad de estructuras. García-Segura & Mac Low (1995) modelaron la evolución de una burbuja interestelar teniendo en cuenta las distintas fases por las que atraviesa la estrella central. El modelo, llamado “*the three-wind model*”, incluye tres tipos de viento estelar. Primero, durante la fase de secuencia principal el viento barre el

medio interestelar que rodea a la estrella, generando una burbuja interestelar de “secuencia principal” (ver Figura 1.2a). En la fase de secuencia principal la estrella permanece durante algunos  $10^6$  años. Cuando la estrella evoluciona hacia la fase de RSG, el viento estelar se torna denso y lento. Este viento se expande dentro de la burbuja generada en la fase de SP, produciendo un medio denso y rico en metales alrededor de la estrella (ver Figura 1.2b). Esta fase dura del orden de algunas veces  $10^5$  años. Posteriormente, la estrella entra en la fase WR, durante la cual el viento estelar es rápido y barre el viento lento de la fase anterior, formando un anillo nebular característico en algunas estrellas WR (Figura 1.2c). Finalmente el anillo nebular se disgrega y el viento rápido se expande dentro de la burbuja generada durante la fase de secuencia principal (Figura 1.2d).



**Figura 1.2:** Las cuatro etapas del modelo de los tres vientos (García-Segura & Mac Low (1995))

Cabe mencionar que la teoría descrita por Weaver et al. (1977) considera el caso de estrellas simples. Sin embargo las estrellas de gran masa aisladas son minoría. La mayoría pertenecen a cúmulos abiertos galácticos o asociaciones estelares, y para ellas la teoría de burbujas interestelares debe ser modificada para tener en cuenta los efectos acumulativos de varias de las mismas. En este caso la teoría predice la formación de una *superburbuja*. Hace aproximadamente dos décadas se han detectado cáscaras de HI de grandes dimensiones, con radios que van de 50 a 1000 pc y bajas velocidades de expansión. Heiles (1979, 1984) ha catalogado varias de estas estructuras.

### 1.4.3 Apartamentos de la simetría esférica

El modelo de burbuja interestelar descrito anteriormente se basa en varias suposiciones, a partir de las cuales se obtiene una burbuja con simetría esférica. Sin embargo, la simetría esférica puede perderse a causa de distintos factores, como ser:

- Por la existencia de gradientes de densidad en el MIE.
- La estrella podría pertenecer a un sistema binario, en cuyo caso podría producirse un aumento de la densidad en la zona del ecuador, especialmente durante la etapa en que el sistema tiene una envoltura común (Livio & Soker 1988).
- Anisotropía del viento estelar (García-Segura & Mac Low 1995).
- La estrella posee una elevada velocidad espacial (Weaver et al. 1977).
- Presencia de campos magnéticos externos (Stone & Norman 1992; Chevalier & Luro 1994).

Cabe mencionar que la teoría descrita por Weaver et al. (1977), considera que la luminosidad del viento ( $L_w$ ) es constante en el tiempo y que el MIE es uniforme y de densidad  $n_o$ . Bajo estas circunstancias el sistema es estable ( $d^2R_2/dt^2 < 0$ ). Sin embargo si el sistema se expande en un medio cuya densidad decrece con el radio, o si  $L_w$  aumenta con el tiempo, es posible que la cáscara externa se acelere. Si esto ocurre, en el sistema se genera la inestabilidad de Rayleigh-Taylor y la cáscara se rompe en filamentos en una escala de tiempo comparable con el tiempo de expansión. En consecuencia, si la expansión de la cáscara puede ser descrita en cualquier momento por una ley de potencias  $R(t) \propto t^\alpha$ , el criterio de estabilidad está dado por  $\alpha < 1$ . Dado que las estrellas tempranas no tuvieron mucho tiempo para alejarse de la nube molecular a partir de la cual se formaron, es probable que el viento estelar comience a generar una burbuja cuando la estrella se encuentra todavía dentro de la nube. Por este motivo la inestabilidad de Rayleigh-Taylor tiene altas probabilidades de ocurrir, ya que cuando  $R_2(t)$  alcanza el borde de la nube la densidad decrece abruptamente y de esta manera una burbuja de mayor tamaño empieza a formarse fuera de la nube molecular.

## 1.5 Remanentes de supernova

En esta sección presentaremos un breve resumen sobre la evolución de un remanente de supernova (RSN) y la influencia que la existencia de una burbuja interestelar podría tener sobre el mismo.

La evolución de un remanente de supernova está completamente gobernada por su interacción con el gas que lo rodea. En un caso idealizado, de densidad homogénea, el remanente pasa por cuatro fases principales (para más detalle ver Lozinskaya 1992):

1. Fase de expansión libre: la masa eyectada por la explosión se expande a una velocidad del orden de  $10^4 \text{ km s}^{-1}$ , generando un frente de onda esférico. Esta expansión disminuye a medida que la cantidad de masa del MIE barrida por el choque es similar a la cantidad de masa eyectada.
2. Fase de expansión adiabática (Fase de Sedov): cuando la cantidad de masa barrida es mayor a la masa eyectada, el remanente entra en la fase adiabática. Durante esta fase, las pérdidas radiativas son despreciables comparadas con la energía inicial liberada en la explosión, y la energía total del sistema se conserva.
3. Fase radiativa: la expansión adiabática termina cuando los enfriamientos radiativos son importantes. A partir de las expresiones derivadas por Falle (1981) el enfriamiento radiativo comienza a un tiempo  $t \sim 3 \times 10^4$  años, cuando el remanente alcanzó un radio de alrededor de 20 pc. Al comienzo de esta etapa, aproximadamente la mitad de la energía térmica del gas barrido ya fue radiada, generando la formación de una cáscara densa y fría (Lozinskaya 1992). En la parte interior de la cáscara hay gas caliente de baja densidad que continúa expandiéndose adiabáticamente.
4. Fase disipativa: la expansión continúa hasta que la presión del gas interno del remanente y la del MIE son iguales (McKee & Ostriker 1977). Al igual que en el caso de las burbujas interestelares, cuando la velocidad del choque es inferior a la velocidad turbulenta en el MIE, el remanente se disipa dentro del MIE. Esto típicamente ocurre aproximadamente  $10^5$  años después de la explosión inicial (Reynolds 1988).

Al ciclo evolutivo recién descrito se lo conoce usualmente como “evolución clásica de un RSN”. La existencia previa de una burbuja interestelar alrededor de la estrella que explota tiene un fuerte impacto sobre la evolución y morfología del RSN (Tenorio-Tagle et al. 1990). Un parámetro importante que define la evolución del remanente es el cociente entre la masa de la cáscara generada por el viento estelar y la eyectada en la explosión,  $\beta = M_{\text{casc}}/M_{\text{eyec}}$ . Para cáscaras “chicas”, con  $\beta \leq 50$ , el frente de choque del RSN es capaz de exceder la cáscara generada por el viento estelar, avanzar sobre el MIE no perturbado y eventualmente generar una segunda cáscara. Para cáscaras de mayor masa, con  $\beta > 50$ , el choque no es capaz de separarse de la burbuja interestelar.

La velocidad de expansión del remanente también depende del parámetro  $\beta$  (Tenorio-Tagle et al. 1990). En el caso de la evolución clásica, el crecimiento es lineal en el tiempo durante la fase de expansión libre, crece como  $t^{0.4}$  en la fase de Sedov y como  $t^{0.25}$  en la fase de conservación de momento. La presencia de una cáscara generada por el viento estelar afecta fuertemente la evolución recién descrita. Debido a la baja densidad dentro de la burbuja, la fase de expansión libre termina cuando el frente de choque del RSN encuentra la parte interna de la cáscara generada por el viento estelar. A medida que atraviesa la cáscara de alta densidad, el choque se desacelera abruptamente y la pendiente de la curva  $R(t)$  cambia drásticamente. El resto de la evolución depende de

$\beta$ . Cuando  $\beta \leq 50$  y las pérdidas radiativas no son importantes, a medida que el choque barre el MIE no perturbado (una vez que atravesó la cáscara), la velocidad de expansión disminuye y el remanente entra primero en la fase de Sedov y posteriormente a la fase radiativa. Por otro lado, para  $\beta > 50$ , las fuertes pérdidas radiativas impiden la aparición de la fase de Sedov. Esto ocurre también cuando la explosión tiene lugar dentro de nubes muy densas (Shull 1980).

## 1.6 Evidencias observacionales

En esta sección nos proponemos presentar a las burbujas interestelares desde un punto de vista observacional. Para ello empezaremos describiendo el efecto que, en distintas frecuencias del espectro electromagnético, produce la presencia de una burbuja interestelar. Posteriormente mostraremos algunos ejemplos de las burbujas detectadas hasta el momento.

### 1.6.1 Posibles manifestaciones observacionales de una burbuja

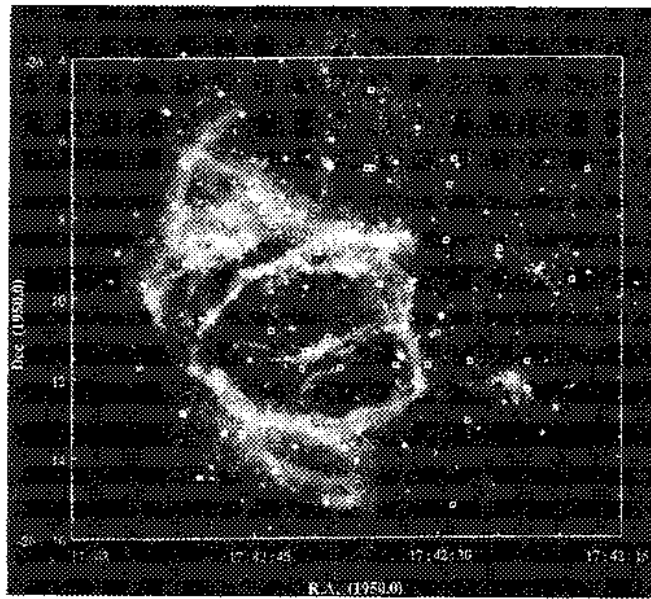
Las burbujas interestelares pueden, en principio, ser observadas en distintas frecuencias, a saber:

- Optico (visible): La “huella” más evidente sería la presencia, alrededor de la estrella, de una nebulosa de emisión. De acuerdo a sus características físicas ( $T_e$ ,  $n_e$ , campo de radiación, etc.), la misma puede ser observada en las líneas de emisión tales como  $H_\alpha$  y [O III]  $\lambda 5007$ .
- Ultravioleta: El interior de la burbuja podría ser observado a través de estudios UV de las líneas de absorción de especies altamente ionizadas, tales como O VI  $\lambda 1035$ .
- Continuo de Radio: La región HII generada alrededor de la estrella puede ser observada en el continuo de radio debido a la emisión libre-libre generada por la dispersión de los electrones en el plasma.
- Líneas de recombinación: La región HII generada alrededor de la estrella puede también ser detectada por la emisión de líneas de recombinación en la banda de radio.
- Línea de 21 cm del HI: Si la estrella se encuentra en una zona de gas interestelar relativamente densa, el frente de ionización puede quedar atrapado en la cáscara de MIE barrido. En este caso, puede observarse alrededor de la estrella una cáscara de HI con la misma velocidad de expansión que la cáscara de HII.
- Líneas moleculares: Si la estrella está cerca de una nube interestelar, la cáscara en expansión podría generar una perturbación en la distribución espacial y el campo de velocidades del material molecular. Eyecciones

estelares de materia molecular podían también explicar la presencia de moléculas alrededor de las estrellas.

- Infrarrojo: Como consecuencia de la intensa radiación estelar, otra huella posible de una burbuja interestelar es la presencia, alrededor de la estrella, de partículas de polvo a temperaturas mayores a las esperadas en el MIE, que emiten en el infrarrojo.

### 1.6.2 Burbujas detectadas

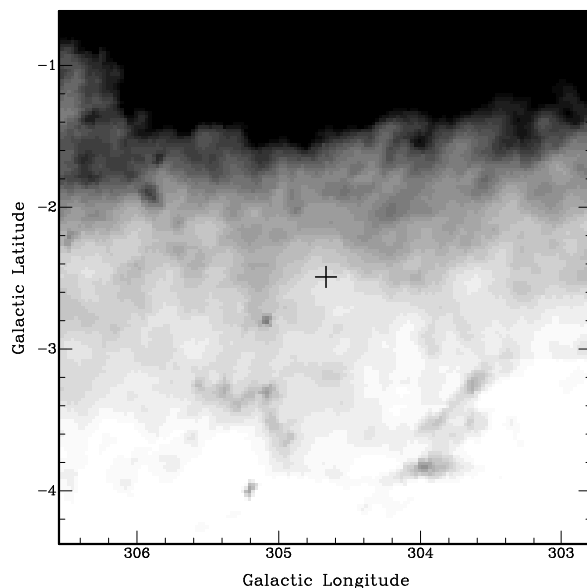


**Figura 1.3:** Imagen  $H_{\alpha}$  de la nebulosa G 2.4+1.4 (Dopita & Lozinskaya 1990).

Las primeras nebulosas ópticas en forma de anillo alrededor de estrellas WR fueron detectadas por Johnson & Hogg (1965). Posteriormente también han sido observadas alrededor de estrellas de tipo espectral O y otras WR (e.g. Chu 1981, Lozinskaya 1982, Miller & Chu 1993). Chu (1981) clasificó a las nebulosas asociadas a estrellas WR en cuatro clases: regiones HII amorfas, regiones HII en forma de cáscara, burbujas creadas por el viento estelar y eyecciones estelares de materia. En la Figura 1.3 se muestra una de las nebulosas ópticas detectadas en la línea de  $H_{\alpha}$ . En este caso se trata de la nebulosa G 2.4+1.4 (Dopita & Lozinskaya 1990), la cual rodea a la estrella WR 102.

Marston (1996) llevó a cabo un análisis de los datos obtenidos por el satélite *IRAS* en las bandas correspondientes a los 12, 25, 60 y 100  $\mu\text{m}$ , con el objetivo de encontrar cáscaras posiblemente asociadas con estrellas WR. A partir de este estudio encontró que 49 de las 156 estrellas analizadas (un 30 %) tienen una estructura en forma de cáscara posiblemente asociada. Los diámetros de las mismas van desde los 10 a los 338 pc. A modo de ejemplo, en la Figura 1.4 se muestra la cáscara observada alrededor de la estrella WR 48 (Marston 1996).



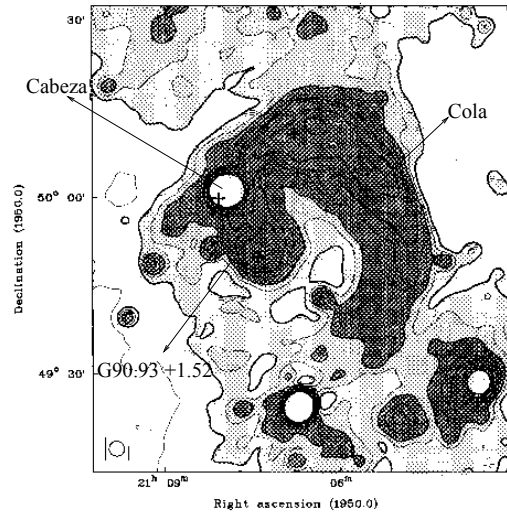


**Figura 1.4:** Imagen infrarroja ( $60 \mu\text{m}$ ) de los alrededores de la estrella WR 48 (Marston 1996). Los tonos más oscuros indican mayor emisividad. La cruz indica la posición de la estrella.

Actualmente no existe un análisis de datos del continuo de radio similar al realizado en el infrarrojo por Marston (1996). A partir de estudios llevados a cabo en forma independiente se han detectado varias estructuras posiblemente relacionadas con estrellas de gran masa (e.g. van der Werf & Higgs 1990, Goss & Lozinskaya 1995, Cappa et al. 1999). Un ejemplo es la región HII BG 2107+49, observada con el interferómetro del DRAO en el continuo de radio a 21 y 74 cm (van der Werf & Higgs 1990). Dicha estructura se muestra en la Figura 1.5. La morfología de BG 2107+49 fue descrita por van der Werf & Higgs (1990) como una “cabeza” con una larga y curvada “cola”. También se observa una segunda fuente, débil y extendida, al sur de la cabeza, a la que denominaron G90.93+1.52 y puede ser interpretada como una segunda “cola” (ver Fig. 1.5). Es importante mencionar que en este caso no se ha logrado identificar la estrella responsable de la estructura observada.

La primera detección de una burbuja interestelar a partir del análisis de la distribución del HI fue obtenida por Cappa de Nicolau & Niemela (1984) quienes, a partir de observaciones realizadas con la antena de 30 m del Instituto Argentino de Radioastronomía, encontraron una cavidad de unos 100 pc de diámetro en los alrededores de la estrella binaria  $\theta$  Muscae (WR 48). En la Figura 1.6 se muestra la distribución de la densidad de columna del HI en los alrededores de dicha estrella.

Actualmente, a partir de observaciones de la línea de 21 cm del HI, varias estructuras relacionadas tanto con estrellas de tipo espectral O como WR han sido detectadas (e.g. Arnal 1992, Arnal et al. 1999, Cappa & Benaglia 1998,

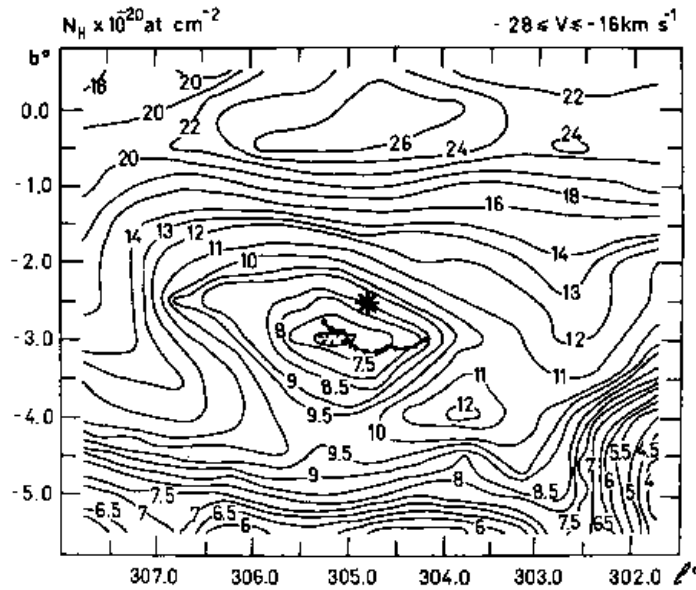


**Figura 1.5:** Imagen del continuo de radio a 21 cm de la región HII BG 2107 +49. Los tonos de grises más oscuros indican mayor temperatura de brillo, pero las zonas con temperaturas mayores a 11 K son blancas (van der Werf & Higgs 1990).

Cazzolato & Pineault 2000). Debido a la gran variedad de instrumentos utilizados en el estudio de estas estructuras, no es posible llevar a cabo un estudio estadístico homogéneo, pero podemos decir que las burbujas observadas tienen un tamaño que varía entre 20 y 100 pc y velocidades de expansión del orden de  $10 \text{ km s}^{-1}$ . Las burbujas encontradas hasta el momento presentan al menos alguna de las siguientes características:

- Apartamiento de la simetría esférica.
- La estrella responsable de la estructura se encuentra en una posición excéntrica respecto al mínimo absoluto o al centro de simetría de la estructura de HI.
- En varios casos se observa la presencia de mínimos dobles en el interior de la burbuja interestelar.
- La burbuja se encuentra rodeada en forma incompleta por una capa gruesa e inhomogénea de HI en emisión.

Con el objetivo de mostrar la influencia que tiene en la interpretación de los datos la resolución angular del instrumento utilizado, en la Figura 1.7 se muestra la distribución del HI alrededor de la estrella WR 140 obtenida con dos instrumentos distintos. En la primera, los datos fueron obtenidos con el radiotelescopio de Effelsberg con una resolución de  $9'$  (Arnal 1992), mientras que en la segunda los datos se obtuvieron con el interferómetro del DRAO, con una resolución de aproximadamente  $2' \times 3'$  (EO  $\times$  NS) (Arnal 2001). En ambos



**Figura 1.6:** Distribución de la densidad de columna del HI integrado en el rango de velocidad de  $-28$  a  $-16 \text{ km s}^{-1}$ . Los contornos muestran distintos niveles de densidad de columna de HI. La estructura arqueada delinea la posición de la nebulosa anillo observada en el óptico. El asterisco indica la posición de la estrella (Cappa de Nicolau & Niemela 1984).

casos fue posible identificar una estructura posiblemente relacionada con la estrella en el rango de velocidad de  $-20$  a  $-7 \text{ km s}^{-1}$ . Es importante notar que si bien a partir de los datos de Effelsberg es posible detectar estructuras de HI posiblemente relacionadas con estrellas de gran masa, las mismas pueden ser analizadas con mayor detalle cuando la resolución es mejor. Por ejemplo, en el caso de WR 140, a partir de los datos del DRAO fue posible identificar la presencia de dos mínimos de HI dentro del mínimo principal (Arnal 2001).

Un ejemplo de una cáscara detectada en una línea molecular es la observada por Cappa et al. (2001), alrededor de la estrella WR 7 (HD 56925). La misma se observó en la línea de CO en la transición  $J = 1 \rightarrow 0$ , con el telescopio submilimétrico de 15m (SEST) ubicado en La Silla, Chile. En la Figura 1.8 se muestra la distribución de la intensidad de dicha línea superpuesta a la imagen  $H_\alpha$  de la nebulosa NGC 2359.

Es importante notar que de acuerdo a los modelos teóricos, alrededor de una estrella de gran masa debería ser posible observar la “huella” de una burbuja interestelar en todas sus formas. En otras palabras, alrededor de una dada estrella debería detectarse, al menos, emisión térmica en el continuo de radio, una mayor temperatura del polvo en los datos del infrarrojo, un mínimo en la distribución del HI y posible emisión molecular en la parte externa de la cáscara de HI.

Sin embargo, actualmente son muy pocos los objetos que presentan todas

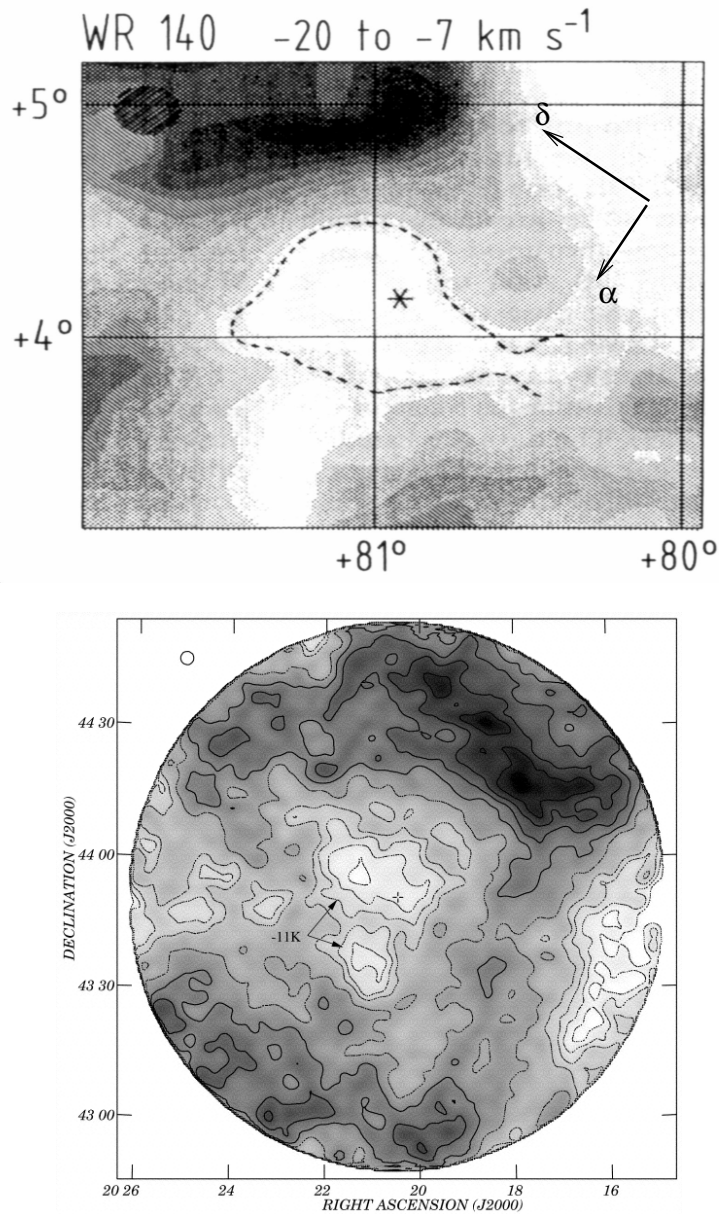
estas características. Por el contrario, en la mayoría de los casos estudiados la burbuja interestelar es identificada sólo en la línea del HI. Si partimos de la base de que una estrella de gran masa posee todas las condiciones necesarias (cantidad de fotones ionizantes y viento estelar intenso) para formar en el MIE regiones HII y elevar la temperatura del polvo, deberíamos concluir que tanto la emisión en el continuo de radio como en el infrarrojo tendrían que estar presentes en las cercanías de una burbuja interestelar de HI y que de alguna manera escapan a la detección con los instrumentos actualmente empleados. Otras posibles explicaciones serán discutidas en el último capítulo de este trabajo de Tesis.

## 1.7 Objetivos de esta Tesis

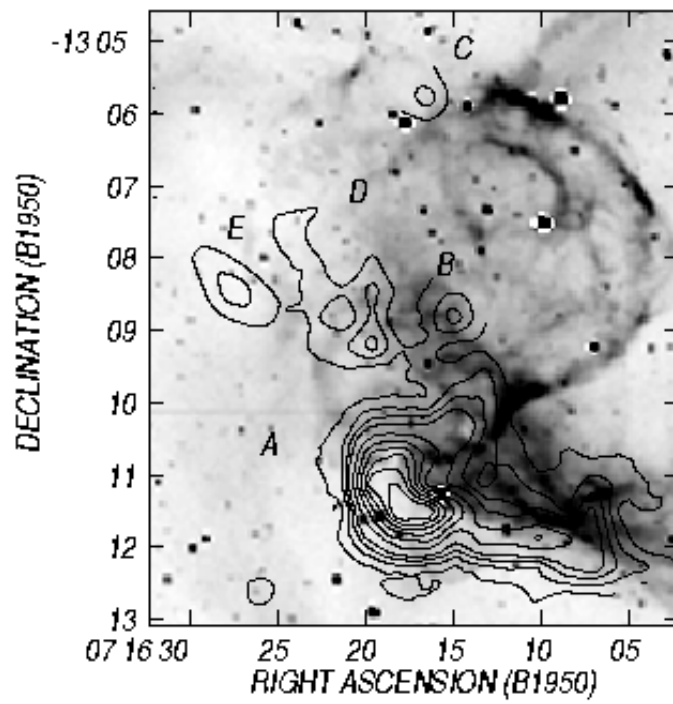
En este trabajo nos proponemos analizar el MIE en los alrededores de estrellas de gran masa utilizando distintas bases de datos. Para ello hemos utilizado datos obtenidos con instrumentos de disco simple y con interferómetros. Con el objetivo de realizar un estudio completo del MIE, para cada objeto hemos analizado todas las bases de datos existentes en esa zona. De esta manera hemos hecho uso no sólo de las observaciones realizadas específicamente para cada objeto, sino también de relevamientos de acceso público llevados a cabo en distintas frecuencias del espectro electromagnético. El objetivo de este estudio es incrementar el número de casos estudiados y poder comparar los resultados observacionales con las predicciones teóricas y con lo ya encontrado para otras estrellas de gran masa. De esta manera será posible comprender mejor la interacción de estas estrellas con el medio que las rodea.

## 1.8 Estructura de esta Tesis

El capítulo que sigue consiste en una breve descripción de los instrumentos utilizados en radioastronomía. En particular se describen los radiotelescopios utilizados durante este trabajo de Tesis. A continuación se presentan las herramientas utilizadas para la obtención de los parámetros físicos que caracterizan a una estructura. En los capítulos posteriores se presentan los resultados obtenidos para los distintos objetos analizados. Por último, se presentan las conclusiones.



**Figura 1.7:** Arriba: WR 140 - Effelsberg: Distribución de la densidad de columna del HI integrado en el rango de velocidad de  $-20$  a  $-7$  km s<sup>-1</sup>. La resolución es  $9'$ . (Arnal 1992). Abajo: WR 140 - DRAO: Distribución de la densidad de columna del HI integrado en el rango de velocidad de  $-15.4$  a  $-7.1$  km s<sup>-1</sup>. La resolución es  $3'$  (Arnal 2001). En ambas figuras, los tonos de grises más oscuros indican mayor emisividad de HI. Para una mejor comparación de las estructuras, en la imagen de arriba se indica la dirección de las coordenadas ecuatoriales (ya que en la misma está en coordenadas galácticas).



**Figura 1.8:** Distribución de la intensidad de la molécula de CO (2-1) a  $54 \text{ km s}^{-1}$  superpuesta sobre la imagen  $H_{\alpha}$  de la nebulosa NGC 2359. (Cappa et al. 2001).

# Bibliografía

- [1] Arnal E.M., 1992, A&A, 254, 305.
- [2] Arnal E.M., 2001, AJ, 121, 413.
- [3] Arnal E.M., Cappa C.E., Rizzo J.R. & Cichowolski S., 1999, AJ, 118, 1798.
- [4] Avedisova V., 1972, Soviet Astronomy, 15, 708.
- [5] Cappa de Nicolau C.E. & Niemela V.S., 1984, AJ, 89, 1398.
- [6] Cappa C.E. & Benaglia P., 1998, AJ, 116, 1906.
- [7] Cappa C.E., Goss W.M., Niemela V.S. & Ostrov P.G., 1999, AJ, 118, 948.
- [8] Cappa C.E., Rubio M. & Goss W.M., 2001, AJ, 121, 2664.
- [9] Castor J.I., McCray R. & Weaver R., 1975, ApJ, 200, L107.
- [10] Cazzolato F. & Pineault S., 2000, AJ, 120, 3192.
- [11] Chevalier R.A. & Luro D., 1994, ApJ, 421, 225.
- [12] Chu Y-H., 1981, ApJ, 249, 195.
- [13] Cox D.P. & Reynolds R.J., 1987, ARA&A, 25, 303.
- [14] Dopita M.A. & Lozinskaya T.A., 1990, ApJ, 359, 419.
- [15] Dyson J.E., 1973, A&A, 23, 381.
- [16] Ewen H.I. & Purcell E.M., 1951, Nat 168, 357.
- [17] Falle S.A.E.G., 1981, MNRAS, 195,1011.
- [18] García Segura G. & Mac Low M-M, 1995, ApJ, 455, 145.
- [19] Goss W.M. & Lozinskaya T.A., 1995, ApJ, 439, 637.
- [20] Heiles C., 1979, ApJ, 229, 533.
- [21] Heiles C., 1984, ApJS, 55, 585.
- [22] Heiles C., 2001, ApJ, 551, L105.

- [23] Heiles C., Chu Y-H., Reynolds R.J., Yegingil I. & Troland T.H., 1980, ApJ, 280, 533.
- [24] Henderson A.P., Jackson P.D. & Kerr F.J., 1982, ApJ, 263, 116.
- [25] Howarth I.D. & Prinja R.K., 1989, ApJS, 69, 527.
- [26] Johnson H.M. & Hogg D.E., 1965, ApJ, 142, 1033.
- [27] Kippenhahn R. & Weigert A., 1990, “*Stellar Structure and Evolution*”, Astronomy and Astrophysics Library, eds. M. Harwit, R. Kippenhahn, V. Trimble, J.-P Zahn.
- [28] Kudritzki R.P., 1988, in *18th Advanced Course, Swiss Society of Astronomy and Astrophysics*, ed. Y. Chmielewski and T.Lanz (Sauverny-Versoix:Geneva Observatory), p.3.
- [29] Lamers H.J.G.L.M., 1989, in *Physics of Luminous Blue Variables*, I.A.U. Colloquium 113. Eds. K. Davidson, A.F.J. Moffat and H.J.G.L.M. Lamers. Kluwer Publications.
- [30] Leitherer C. & Langer N., 1991, in IAU Symp. 149, Stellar Populations, ed. R. Haynes & D. Milne (Dordrecht:Reidel), 480.
- [31] Leitherer C., Robert C. & Drissen L., 1992, ApJ, 401, 596.
- [32] Livio M. & Soker N., 1988, ApJ, 329, 764.
- [33] Lozinskaya T.A., 1982, Ap&SS, 87, 313.
- [34] Lozinskaya T.A., 1992, *Supernovae and Stellar Wind in the Interstellar Medium*. American Institute of Physics.
- [35] Marston A.P., 1996, AJ, 112, 2828.
- [36] Massey P., Penny R.L. & Vukovih J., 2002, ApJ, 565, 982.
- [37] Mebold U., 1972, A&A, 19, 13.
- [38] McKee C.F. & Ostriker J.P., 1977, ApJ, 218, 148.
- [39] Miller G.J. & Chu Y-H., 1993, ApJSS, 85, 137.
- [40] Muller C.A. & Oort J.H., 1951, Nat 168, 357.
- [41] Osterbrock D.E., 1989, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*, Ed. University Science Books, California.
- [42] Pawsey J.L., 1951, Nat 168, 358.
- [43] Prinja R.K., Barlow M.J. & Howarth I.D., 1990, ApJ, 361, 607.
- [44] Reynolds S.P., 1988, in *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy*, 2nd edition. Eds. G.L Vershuur and K.I. Kellermann. Springer-Verlag.
- [45] Reynolds R.J., 1984, ApJ, 282, 191.



- 
- [46] Schaerer D. & de Koter A., 1997, *A&A*, 322, 598.
- [47] Shull J.M., 1980, *ApJ*, 237, 769.
- [48] Spitzer, L., 1978, *Physical processes in the interstellar medium*, Ed. J. Wiley, New York.
- [49] Stone J.M. & Norman M.L., 1992, *ApJ*, 389, 297.
- [50] Tenorio-Tagle G., Bodenheimer P., Franco J. & Różyczka M., 1990, *MNRAS*, 244, 563.
- [51] van de Hulst H.C., 1945, *Ned. T, Natuurk*, 11, 201.
- [52] van der Hucht K.A., 2001, *New Astronomy Reviews*, 45, 135.
- [53] van der Hucht K.A., Cassinelli J.P. & Williams P.M., 1986, *A&A*, 168, 111.
- [54] van der Werf P.P. & Higgs L.A., 1990, *A&A*, 235, 407.
- [55] Weaver R., McCray R., Castor J, Shapiro P. & Moore R., 1977, *ApJ*, 218, 377.

## Capítulo 2

# Instrumentos y bases de datos utilizadas

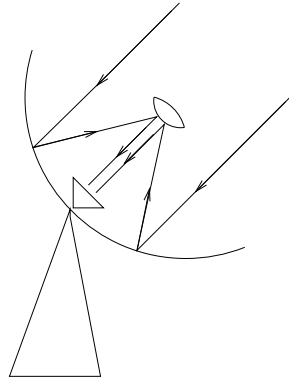
En este capítulo mencionaremos algunos conceptos de los muchos que se encuentran ligados a un receptor radioastronómico. Presentaremos las herramientas básicas necesarias, relacionadas tanto a instrumentos de disco simple como a interferómetros, que permitan visualizar las diferencias básicas entre unos y otros, sus ventajas y desventajas.

### 2.1 Breve descripción de un radiotelescopio de disco simple

Aunque las ondas visuales y las de radio son esencialmente iguales, ya que sólo difieren en la frecuencia, las técnicas de observación y el instrumental que se emplea en ambos campos son radicalmente distintos. En cierto modo, la función de la lente o espejo objetivo de un telescopio óptico es cumplida por una antena en un radiotelescopio, en tanto que las funciones del ojo o el CCD que operan con el telescopio son realizadas, en el radiotelescopio, por un receptor, un analizador espectral y un registrador. Fundamentalmente, el radiotelescopio más elemental está constituido por un reflector principal que recoge la energía electromagnética que cae sobre él y por un receptor especial que amplifica, filtra y almacena (ya sea analógica o digitalmente) la energía radiante recogida por el reflector principal. En la figura 2.1 se esquematizan los elementos esenciales de la antena de un radiotelescopio.

Tanto en el campo óptico como en el de las ondas de radio existen dos parámetros principales que sirven para caracterizar el instrumento de observación: la resolución angular y la sensibilidad.

- *Resolución angular*: es una medida de la capacidad del instrumento para distinguir separados objetos angularmente próximos. La resolución angular depende de la longitud de onda utilizada y del diámetro de la



**Figura 2.1:** Diagrama esquemático del reflector principal de un radiotelescopio con foco Cassegrain.

antena o reflector principal. Si llamamos  $\theta$  al menor ángulo que puede ser resuelto, se puede mostrar que

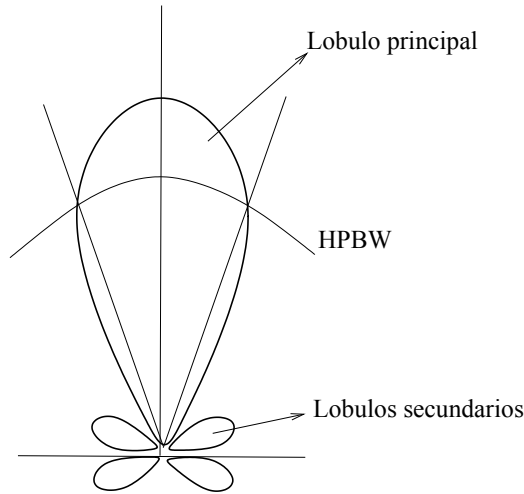
$$\theta(\text{rad}) \cong 1.22 (\lambda/d)$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda y  $d$  el diámetro de la antenna. Tanto  $\lambda$  como  $d$  deben estar expresados en las mismas unidades. De esta ecuación se ve fácilmente que una vez que se ha elegido la longitud de onda, la única manera de poder mejorar el poder resolvente es aumentando el tamaño de la superficie colectora. Una manera alternativa de mejorar la resolución angular es utilizar técnicas interferométricas, como se verá en la Sección 2.2.

- ***Sensibilidad:*** es la capacidad del instrumento para, ante reducidas cantidades de energía que lleguen hasta él, generar una respuesta detectable por el sistema de adquisición. Así como en un telescopio óptico distinguimos objetos más débiles cuando aumenta la superficie de la lente, lo mismo ocurre en un radiotelescopio, en los que en principio con un receptor que opere a una frecuencia dada se pueden percibir fuentes tanto más débiles cuanto mayor sea la superficie de la antenna.

Otra característica importante de un radiotelescopio es el diagrama de antenna, el cual describe el tamaño angular del cielo desde donde el radiotelescopio recibe energía. El radiotelescopio recibe mejor la energía de zonas de la esfera celeste que se encuentran alineadas con el eje mayor del haz principal del diagrama de radiación de la antenna (ver Fig. 2.2). A medida que el ángulo entre el eje del lóbulo principal y la dirección hacia un objeto dado aumenta, la potencia recibida del mismo decrece. Para una fuente ubicada en la dirección opuesta al lóbulo principal la potencia detectada sería muy pequeña (nula en el caso que se muestra en la Figura 2.2). Los lóbulos menores ubicados a los costados del lóbulo principal se llaman lóbulos secundarios y son la fuente de señales espurias y de posibles confusiones: por ejemplo, una fuente

intensa detectada por los lóbulos secundarios puede ser interpretada como una fuente débil detectada por el lóbulo principal. A la radiación que entra por los lóbulos secundarios se la llama “stray radiation”. Generalmente se trabaja con el diagrama de antena normalizado, de manera que la respuesta angular del diagrama de antena tiene como máximo la unidad. Es costumbre describir la resolución angular de una antena en función de su ancho a potencia media (**H**alf **P**ower **B**eam **W**idth, **HPBW**), esto es el ángulo entre los puntos para los cuales la potencia recibida es la mitad de lo que vale en la dirección del eje principal. El lóbulo principal puede pensarse como el pico principal (disco de Airy) del diagrama de difracción de una fuente puntual, de lo cual se deduce que  $\text{HPBW (rad)} = \theta \text{ (rad)}$ .



**Figura 2.2:** Diagrama de antena de un radiotelescopio

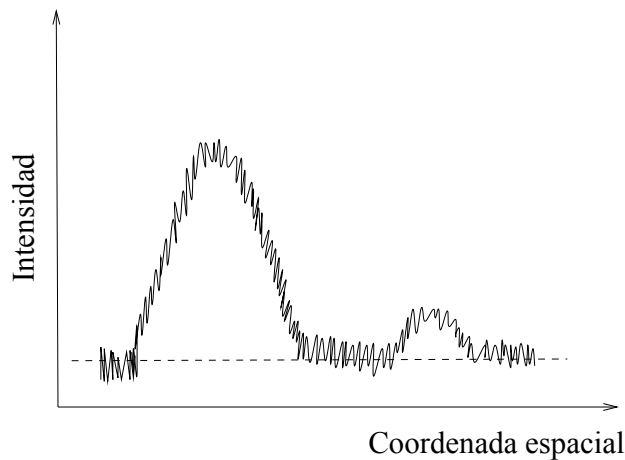
### 2.1.1 Cómo interpretar una señal de radio

En la figura 2.3 se muestra una señal típica que puede ser obtenida por un radiotelescopio cuando hace un barrido a lo largo de una fuente. Se puede ver claramente que durante el tiempo de observación se detectaron dos radiofuentes, una (la de la izquierda) más intensa que la otra. También se nota la presencia de rápidas y pequeñas fluctuaciones en intensidad, las cuales se denominan “ruido”. Dado que el ruido está presente todo el tiempo, es muy importante saber cómo se origina y cómo mantenerlo lo más bajo posible. Para caracterizar el ruido de una observación es habitual hablar de la relación señal-ruido ( $S/N$ ), la cual es una medida de cuán fácil puede una señal ser identificada. El ruido generado en un sistema está dado por

$$\Delta T_{\text{rms}} = \frac{C T_{\text{sis}}}{\sqrt{\Delta B t}}$$

donde  $C$  es una constante que depende del modo en que se realiza la observación ( $1 \leq C \leq 2$ ),  $T_{\text{sis}}$  es la temperatura del sistema expresada en K,  $\Delta B$  es el ancho de banda de post-detección del receptor en ciclos y  $t$  el tiempo de

integración en segundos de tiempo (Kraus 1966). La temperatura de sistema tiene en cuenta varias contribuciones: la de la fuente que se observa, a través de la temperatura de antena ( $T_A$ ) (la cual será definida en los párrafos que siguen), la del receptor ( $T_R$ ), la de la atmósfera, la proveniente de una zona del cielo no vinculada al objeto de interés ( $T_{\text{fondo}}$ ) y otras contribuciones como por ejemplo la contribución de “stray radiation”, esto es:  $T_{\text{sis}} = T_A + T_R + T_{\text{fondo}} +$  otras contribuciones. Generalmente se considera que una fuente ha sido detectada si su amplitud es al menos tres veces mayor que el  $\Delta T_{\text{rms}}$  (o sea si la relación S/N es mayor o igual a tres).



**Figura 2.3:** Señal detectada por un radiotelescopio, la cual incluye dos radio fuentes

El ruido introducido por el receptor es principalmente debido a los movimientos térmicos dentro de los circuitos electrónicos, el cual siempre puede ser expresado en términos de la potencia debida al ruido térmico de una resistencia que se encuentra a una temperatura dada. El teorema de H. Nyquist dice que la potencia debida al ruido térmico por unidad de frecuencia ( $p_N$ ) en una resistencia a temperatura  $T_N$  es  $p_N = kT_N$ , donde  $k$  es la constante de Boltzmann. Hay dos requisitos que un receptor debe cumplir: mantener la potencia de ruido lo más baja posible y mantenerla constante. El segundo requisito es necesario para poder tratar al ruido como si fuera un fondo constante, el cual es abstraído de la señal obtenida para guardar sólo la señal correspondiente a la fuente astronómica. A su vez, la segunda condición implica estabilidad en toda la ganancia del receptor (Kraus 1966, Birney 1991).

Dada la importancia que tiene la potencia de ruido, es conveniente expresar también la potencia proveniente del objeto astronómico en términos de temperatura. Se define la temperatura de antena  $T_A$  recibida en un ancho de banda dado, como  $p_\nu = kT_A$ . Por el teorema de Nyquist vemos que  $T_A$  es la temperatura a la que tiene que estar una resistencia, que en este caso es llamada resistencia de radiación, para obtener la potencia de salida. La resistencia de radiación de una antena corresponde a una resistencia ficticia que reemplaza al radiotelescopio en el caso que el mismo fuese un sistema emisor de energía. Cuando se alimenta una antena emisora y ésta irradia cierta cantidad de energía, todo ocurre como si en lugar de la antena existiera cierta “resisten-

cia de radiación”. Es importante notar que  $T_A$  no tiene ninguna relación con la temperatura de la fuente astronómica ni con la temperatura física a la que se encuentra el reflector. También es importante mencionar que en una última etapa del proceso de adquisición en tiempo real, la potencia recibida por el instrumento es convertida, mediante un conversor analógico-digital, en cuentas. Estas últimas, mediante el uso de fuentes calibradoras, se traducen en una temperatura de antena dada.

La temperatura de antena es una medida de la potencia total recibida por la antena y depende del instrumento utilizado. Para una fuente extendida (esto es, una fuente cuyo tamaño angular es mayor que el haz del telescopio), lo que queremos es conocer su distribución de brillo superficial. Para ello se define la temperatura de brillo  $T_b$  como la temperatura que tendría que tener un cuerpo negro, a la frecuencia de observación, para que la potencia detectada por el receptor en un ancho de banda  $\Delta B$  y con un diagrama de antena  $P(\theta, \phi)$  sea  $kT_A$ .

Un cuerpo negro tiene un espectro dado por la ley de Planck

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

donde  $B_\nu$  es el brillo,  $h$  y  $k$  las constantes de Planck y Boltzmann, respectivamente, y  $c$  la velocidad de la luz. Sin embargo, para ondas de radio en la banda centimétrica se satisface que  $h\nu \ll kT$ , con lo cual podemos usar la aproximación de Rayleigh-Jeans, y la temperatura de brillo de una fuente está entonces dada por

$$B_\nu = 2kT_b/\lambda^2$$

Si la fuente es efectivamente un cuerpo negro, entonces  $T_b$  representa la temperatura real del mismo, de lo contrario  $T_b$  es simplemente una medida conveniente de la temperatura del cuerpo que emite la señal.

Por último, es importante mencionar la diferencia entre el flujo verdadero de una fuente y el observado. Si  $\Omega_f$  es el ángulo sólido subtendido por una fuente que, respecto a un sistema de coordenadas esférico tiene una distribución de brillo  $B(\theta, \phi)$ , el flujo de la fuente está dado por

$$S_\nu = \int_{\Omega_f} B(\theta, \phi) d\Omega$$

mientras que el flujo observado es la convolución del brillo de la fuente y el diagrama de antena normalizado  $P_n(\theta, \phi)$  (ver Figura 2.2)

$$S_o(\theta', \phi') \equiv B(\theta, \phi) * P_n(\theta, \phi) = \int_{\Omega_f} B(\theta, \phi) P_n(\theta - \theta', \phi - \phi') d\Omega$$

donde  $(\theta', \phi')$  corresponden a las coordenadas a las que apunta la antena.

El flujo observado es siempre menor al flujo verdadero, salvo en el caso de una fuente puntual (esto es, si su tamaño angular es muy pequeño comparado con el haz del telescopio), en cuyo caso  $S_\nu = S_o$  pues  $P_n(\theta, \phi) = 1$ . En este último caso se supone que la antena se encuentra alineada con la fuente.

La potencia recibida de una fuente cuyo ángulo sólido es  $\Omega_f$  es igual a

$$W = \frac{1}{2} A_{\text{eff}} \int_{\Omega_f} B(\theta, \phi) P_n(\theta - \theta', \phi - \phi') d\Omega = \frac{1}{2} A_{\text{eff}} S_o$$

donde el factor  $1/2$  se debe a que el alimentador recoge sólo una componente de la polarización y  $A_{\text{eff}}$  es el área efectiva de la antena, la cual depende de detalles constructivos y es menor que el área física. Por otro lado, de acuerdo a la definición de temperatura de antena, la potencia recibida es igual a  $k T_A$ . Igualando ( $W = k T_A$ ), podemos obtener una relación entre el flujo observado y la temperatura de antena

$$F = \frac{S_o}{T_A} = \frac{2k}{A_{\text{eff}}}$$

De esta manera obtenemos es una forma cuantitativa ( $F$ ) de definir la sensibilidad del instrumento.

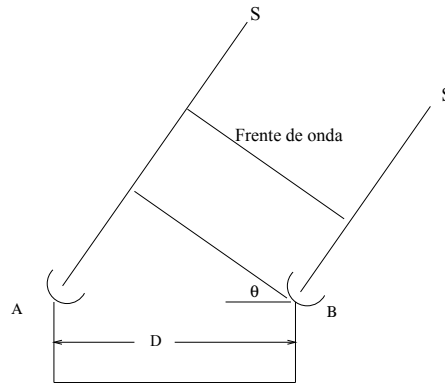
Para mayores detalles sobre los distintos aspectos de un radiotelescopio de disco simple, el lector es referido a los libros de Kraus (1966), Birney (1991) y Smith (1995).

## 2.2 Descripción básica de un interferómetro

Como se mencionó en la Sección 2.1, cuando se desea incrementar el poder resolvente a una frecuencia dada, hay que tratar de operar con una antena de mayor diámetro. De ésta manera también la sensibilidad del instrumento se incrementa. Una alternativa consiste en usar sistemas de antenas múltiples en el que el poder resolvente puede ser muy elevado por efecto de interferencias entre las señales que arriban a las distintas antenas.

En la figura 2.4 se esquematiza el sistema interferométrico más elemental constituido por dos antenas iguales, de diámetro  $d$ , separadas por una distancia  $D$ , siendo  $D \gg d$ . Las líneas paralelas indican la dirección hacia una radiofuente S, de la cual provienen una serie de frentes de onda. Claramente, para la dirección indicada en la figura, cada frente de onda va a llegar antes a la antena B que a la A. Si conocemos la distancia  $D$  y el ángulo  $\theta$ , podemos calcular la diferencia de camino entre ambas antenas como  $D \sin \theta$ . Cuando la diferencia de camino es igual a un número entero de longitudes de onda ( $D \sin \theta_{\text{max}} = \pm n\lambda$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots$ ), entonces una onda va a interceptar la antena A con la misma fase que la siguiente intercepta la antena B. Esta es la

condición para que haya interferencia constructiva. En cambio, si la diferencia de camino es  $D \sin \theta_{\min} = \pm(2n + 1)\lambda/2$  para  $n = 0, 1, 2, \dots$ , las dos antenas recibirán ondas con fases opuestas y el efecto será que el receptor no detecta señal alguna. Esta es la condición para que haya interferencia destructiva.



**Figura 2.4:** Esquema de un interferómetro

Si el ángulo  $\theta$  es chico, o sea si la fuente se encuentra cerca del plano de simetría del interferómetro, vale que  $\sin \theta \sim \theta$  y los valores de  $\theta$  para los cuales habrá un máximo, o un mínimo, en el diagrama de interferencia serán

$$\theta_{\min} = \pm \frac{(2n + 1) \lambda}{2 D}$$

$$\theta_{\max} = \pm \frac{n \lambda}{D}$$

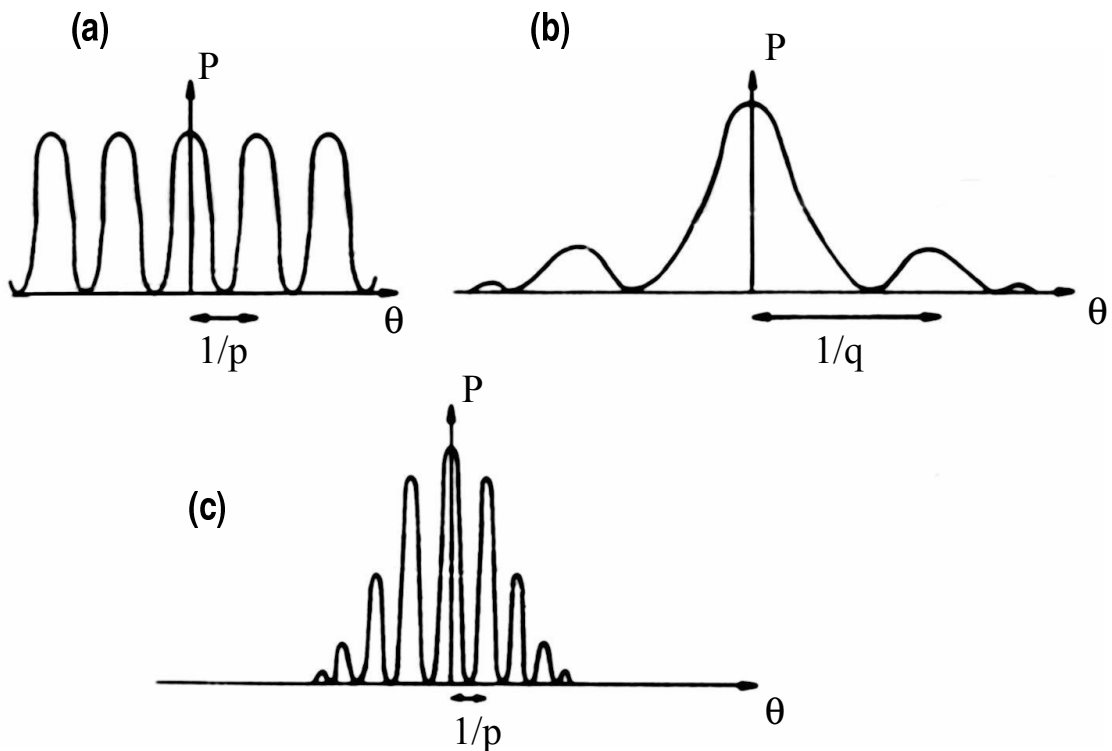
Cuando  $n = 0$ , la primera expresión nos da los límites del lóbulo central del diagrama de interferencia,  $\theta_o = \pm\lambda/2D$ , y entre ambos límites habrá una distancia angular:

$$\Delta \theta \sim \frac{\lambda}{D} \sim \frac{1}{p}$$

donde  $D = p \lambda$  ( $p$  no es necesariamente un número entero, es sólo una forma conveniente de expresar  $D$  en unidades de longitudes de onda). La distancia  $D$  también se denomina “línea de base” del interferómetro. El diagrama de respuesta de un arreglo de dos antenas para un  $\theta$  chico se muestra en la Figura 2.5a. A la vez, cada antena tiene su propio diagrama, con distintos lóbulos secundarios, como se muestra en la Figura 2.5b. La distancia a los lóbulos secundarios está dada por  $q$ , donde  $d = q \lambda$  ( $q$  no es necesariamente un entero) y  $q \ll p$ . El diagrama de respuesta neto del sistema está dado por el producto que se muestra en la Figura 2.5c y consiste en una serie de franjas espaciadas en  $1/p$ , correspondientes a la resolución de un par de elementos, con una amplitud que decrece en una escala  $1/q$  correspondiente a la resolución de un elemento individual. El máximo central se denomina el “haz principal” del interferómetro, mientras que las otras franjas corresponden a los lóbulos secundarios. Al diagrama de interferencia neto del interferómetro



se lo conoce también como “*función visibilidad*”. La resolución angular del interferómetro, también llamada haz sintetizado, es igual a  $1.22 \lambda/D$ , siendo  $D$  la mayor distancia espacial entre las antenas durante el tiempo de observación. La sensibilidad del interferómetro es sólo dos veces (si consiste de dos antenas) la de una antena simple de diámetro  $d$ . El campo de visión de un interferómetro está dado por la resolución angular de las antenas que lo componen (suponiendo que todas tienen el mismo diámetro). Para mayores detalles se recomienda ver el libro de Kraus (1966).



**Figura 2.5:** (a) Diagrama de interferencia de un sistema de dos antenas separadas por una distancia  $D = p \lambda$ . (b) Diagrama de antena correspondiente a una antena simple de diámetro  $d = q \lambda$ . (c) Respuesta neta del interferómetro (función visibilidad), para el caso  $q \ll p$ .

Podemos imaginar al diagrama de interferencia (o función visibilidad) fijo en el cielo y que a medida que la Tierra rota la radiofuente va siendo observada por las distintas partes del diagrama. Una fuente extendida va a cubrir más de una franja a la vez, lo cual distorsiona las franjas de interferencia. De esta manera la función visibilidad como función del tiempo puede ser utilizada para deducir el tamaño y la estructura de una fuente (para más detalle ver Kraus (1966)).

El mismo principio puede extenderse a un interferómetro constituido por múltiples antenas. Otra vez la respuesta del interferómetro puede pensarse como un diagrama de interferencia fijo en el cielo a través del cual la fuente va pasando, pero, debido a los distintos espaciados entre las antenas, ahora el diagrama es más complicado.

La función visibilidad depende de los espaciados presentes en el conjunto de antenas. Las líneas de base más grandes dan información acerca de las estructuras de pequeña escala angular (ya que la resolución mejora cuando la distancia entre las antenas es mayor), mientras que las más pequeñas dan información sobre estructuras angularmente mayores. Todos los espaciados son muy importantes. Esto puede entenderse si imaginamos una fuente pasando a través del diagrama de interferencia: si sólo el máximo central estuviera presente, la fuente entera tendría que atravesar el haz para poder conocer su tamaño, pero debido a la presencia de los lóbulos secundarios, el tamaño de la fuente puede ser deducido por el número de lóbulos secundarios cubiertos simultáneamente por la fuente. Dado que cada espaciado contribuye con su propio diagrama de lóbulos secundarios, todos los espaciados presentes en el arreglo contribuyen con información acerca de la estructura de la fuente.

Dado que la menor línea de base corresponde al diámetro de una antena (ya que es imposible solaparlas!), las estructuras angularmente grandes son “invisibles” para un interferómetro. Es por este motivo que en muchos casos a la base de datos interferométricos se le añade la información obtenida por una antena simple, de manera de obtener información sobre estructuras angularmente mayores a las que el interferómetro es capaz de “ver”.

En un arreglo de dos dimensiones cada espaciado tiene una longitud y una dirección y puede ser representado por un vector  $\mathbf{S}$ . Dado que un mismo espaciado puede ser producido por distintos pares de antenas, varios de estos vectores son idénticos. La función visibilidad depende sólo de los *diferentes* espaciados, si podemos reproducir la misma función con menos antenas que las que tiene el arreglo completo, podemos obtener la misma información a menor costo.

El vector  $\mathbf{S}$  puede ser descrito por sus componentes horizontales en un plano  $(u, v)$  que contiene a las antenas; por convención  $u$  apunta hacia el este y  $v$  hacia el norte y ambos se miden en unidades de longitudes de onda. La función visibilidad es entonces una función de la forma  $V(u, v)$ . Las posiciones en el plano del cielo se indican por medio de  $(l, m)$ , las cuales son cosenos directores medidos respecto a los ejes  $u$  y  $v$ .

La distribución de brillo de la fuente  $(I(l, m))$  está relacionada con la función visibilidad por la siguiente ecuación (e.g. Kraus 1966, Taylor et al. 1998)

$$I(l, m) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} V(u, v) e^{2\pi i(ul+vm)} du dv$$

Es importante mencionar que esta ecuación es solamente válida si toda la radiación proviene de una pequeña zona de la esfera celeste. A partir de esta ecuación podemos ver que la distribución de brillo de la fuente está relacionada con la función visibilidad mediante una transformada de Fourier.

La función visibilidad no se conoce en forma completa sino sólo para algunos puntos del plano  $(u, v)$ . Este muestreo discreto puede ser descrito por la función  $S(u, v)$ , la cual puede expresarse en términos de una función delta

de Dirac bidimensional

$$S(u, v) = \sum_{k=1}^M \delta(u - u_k, v - v_k)$$

donde  $M$  es el número de puntos del plano  $(u, v)$  que han sido muestreados ( $M$  puede variar desde sólo unos pocos a varios cientos para un interferómetro de dos componentes, y ser mayor a un millón en el caso de un interferómetro como el VLA).

Es útil introducir una función llamada “*función visibilidad muestreada*” como

$$V^S(u, v) = \sum_{k=1}^M \delta(u - u_k, v - v_k) V'(u_k, v_k)$$

donde  $V'(u_k, v_k)$  es la función visibilidad **observada**. O sea que  $V^S = S V'$ .

De esta manera la “imagen sucia”  $I_D$  (se le llama así porque contiene, entre otras cosas, efectos instrumentales como los anillos de interferencia), puede expresarse como

$$I_D(l, m) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} V^S(u, v) e^{2\pi i(ul+vm)} du dv$$

Entonces, llamando  $TF$  a la transformada de Fourier

$$I^D = TF(V^S) = TF(SV')$$

y por el teorema general de la transformada de Fourier (la transformada de Fourier de un producto de funciones es igual a las convolución de la transformada de cada una) la ecuación anterior puede escribirse como

$$I^D = TF(S) * TF(V')$$

Para una fuente puntual de intensidad unitaria centrada en la posición  $(l_0, m_0)$ ,  $V'(u, v) = 1$ , y  $TF(V') = \delta(l - l_0, m - m_0)$ . Entonces la respuesta del interferómetro a una fuente puntual, llamada también “*haz sintetizado*” está dada por  $B = TF(S) * \delta = TF(S)$ . En consecuencia

$$I^D = B * TF(V')$$

lo que indica que la distribución de brillo observada es la convolución de la distribución de brillo real y el haz sintetizado.

Generalmente, antes de realizar la transformada de Fourier, se multiplica la función visibilidad por una “*función de pesos*”, la cual le asigna diferentes

pesos a los puntos muestreados. Considerando las diferentes distancias entre las antenas, es claro que la cantidad de espaciados chicos es mayor y que por lo tanto va a haber mayor cantidad de puntos observados en el centro del plano  $u-v$ . La ‘función de pesos’ se utiliza para uniformar el muestreo, asignándole a cada punto del plano un peso inversamente proporcional al número de muestras obtenidas en el mismo. Esto se denomina “*uniform weighting*”. Es claro que esto genera una discontinuidad abrupta en el valor máximo de  $u$ . Para evitar la misma se suele utilizar una función de peso adicional, la cual generalmente es una gaussiana de manera que el número de muestras del punto  $u$  más grande sea igual al 25% del número de muestras máximo.

Una manera de llevar a cabo la transformada de Fourier es utilizando el método conocido como FFT (Fast Fourier Transform). Este método requiere que los datos sean interpolados en una grilla rectangular. Hay muchas maneras de realizar esta interpolación (ver, por ejemplo Thompson & Bracewell 1974), siendo una de las más utilizadas la de convolucionar la función visibilidad muestreada y pesada ( $V^w$ ) con una función adecuada ( $C$ ) y muestrear el resultado al centro de cada celda de la grilla. En general  $C$  se elige de manera que sea nula fuera de un área pequeña  $A_c$  (algunas de las funciones más comunes utilizadas son: “*pillbox*”, exponencial, sinc, el producto de una exponencial y una sinc). Dado que  $V^w$  es una combinación lineal de  $M$  deltas de Dirac, la convolución  $C * V^w$  evaluada en el punto de la grilla  $(u_c, v_c)$  está dada por

$$\sum_{k=1}^{\infty} C(u_c - u_k, v_c - v_k) V^w(u_k, v_k)$$

es importante notar que como  $A_c$  es un área pequeña, el número de términos no nulos es muy inferior a  $M$ .

La operación de muestrear los valores de  $C * V^w$  a cada punto de la grilla puede representarse por la ecuación

$$V^R = R (C * V^w)$$

donde  $R$  es la función de re-muestreo (porque previamente la función visibilidad observada ha sido muestreada,  $V^S$ ) y está dada en términos de la función “sha” de Bracewell (la función “peine”, usualmente identificada como III)

$$R(u, v) = III(u/\Delta u, v/\Delta v) = \sum_{j=-\infty}^{\infty} \sum_{k=-\infty}^{\infty} (j - u/\Delta u, k - v/\Delta v)$$

donde  $\Delta u$  y  $\Delta v$  corresponden al tamaño de cada celda de la grilla.

Calculando la transformada de Fourier de  $V^R$  se obtiene una imagen sucia,  $I_D$ , la cual está afectada por la presencia de los lóbulos laterales generados por la no cobertura total del plano  $u - v$ . La calidad del haz sintetizado está

dada, entre otras cosas, por las discontinuidades del plano  $u - v$ . Un primer paso para obtener una buena aproximación de la distribución de brillo real  $I$  fue desarrollado por Högbom (1974). La idea central del método consiste en descomponer la imagen  $I_D$  en una suma de  $\delta$  con ciertas intensidades. A cada una de las  $\delta$  se la llama componente del “cleaning”. Para ello se busca el valor de intensidad máxima dentro de la imagen sucia,  $A(l_0, m_0)$ , y se lo multiplica por un factor  $\gamma$  ( $0.1 \leq \gamma \leq 0.2$ ) para evitar inestabilidades numéricas. Luego se le resta a la imagen el resultado de la convolución de  $A \gamma \delta(l - l_0, m - m_0)$  y el haz sintetizado  $B$ . Este proceso se realiza reiteradas veces. Hay dos criterios para que el mismo finalice: uno es fijar el número de componentes a substraer y el segundo es fijar el valor de ruido deseado para la imagen que va quedando al ir restando las componentes (llamada imagen residual). De esta manera a partir de la imagen sucia se obtiene una imagen que contiene las componentes del “cleaning” y una imagen residual. Para volver a obtener una imagen de la distribución del brillo con una mínima presencia de efectos instrumentales, se convolucionan la distribución de  $\delta$  (componentes del “cleaning”) con un haz “limpio”, el cual generalmente consiste en la parte central (haz principal) del haz sintetizado.

Como ya ha sido mencionado, una buena cobertura del plano  $u - v$  es esencial. Si la fuente no es variable en el tiempo, dicha cobertura puede ser realizada en más de una observación. Se puede completar secuencialmente la cobertura del plano  $u - v$  utilizando un arreglo de antenas móviles. En cada configuración de las antenas, y con ayuda de la rotación de la tierra, se van cubriendo distintas partes del plano  $u - v$ . Esta técnica se conoce como *síntesis de apertura*. Comúnmente las antenas móviles son pequeños discos parabólicos montados en un sistema de vías. De esta manera es posible cubrir un mayor número de espaciados y producir una imagen muy detallada de la fuente.

Dado que la función visibilidad involucra información tanto de la amplitud como de la fase de la señal detectada por cada antena, en el caso de usar datos interferométricos es necesario calibrar tanto en amplitud como en fase.

## 2.3 Discos simples utilizados en esta Tesis

### 2.3.1 Antena de 30m del Instituto Argentino de Radioastronomía

(<http://www.iar.unlp.edu.ar>)

El Instituto Argentino de Radioastronomía cuenta con dos antenas parabólicas de 30 metros de diámetro cada una que poseen una montura ecuatorial. La cobertura del cielo en declinación es  $-90^\circ \leq \delta \leq -9^\circ.1$  y es posible seguir a una fuente dada durante cuatro horas en ángulo horario  $-30^\circ \leq t \leq +30^\circ$ .

El Instituto cuenta con receptores para las siguientes líneas:

- La línea de 21 cm del HI (1420 MHz).

- La molécula de OH (1612, 1665, 1667, 1720 MHz).
- La molécula de CH (3300 MHz).
- Líneas de recombinación.

La resolución angular es de  $30'$  para  $\nu = 1420$  MHz y de  $13'$  para  $\nu = 3300$  MHz.



**Figura 2.6:** Antenas de 30m del IAR.

### 2.3.2 Antena de 100m de Effelsberg

(<http://www.mpifr-bonn.mpg.de>)

La antena de 100 metros de diámetro ubicada en Effelsberg, Alemania, opera desde el año 1972 y es hasta el día de la fecha una de las antenas móviles más grande del mundo. El radiotelescopio tiene una montura azimutal. El telescopio puede moverse en azimut y altura a una velocidad de aproximadamente  $30.4^\circ/\text{min}$  y  $15^\circ/\text{min}$ , respectivamente.

Algunas resoluciones angulares típicas para las distintas longitudes de onda en las que puede trabajar son:

- $\lambda = 21$  cm (1.4 GHz) :  $9.4'$
- $\lambda = 3$  cm (10 GHz) :  $1.15'$
- $\lambda = 3.5$  mm (86 GHz) :  $10''$

Debido a su gran área colectora, de aproximadamente  $7850$  m<sup>2</sup>, es posible la detección de señales débiles.

## 2.4 Interferómetros utilizados en esta Tesis

### 2.4.1 Dominion Radio Astrophysical Observatory (DRAO)

(<http://www.drao.nrc.ca>)

El DRAO es un observatorio ubicado en las afueras de Penticton, Columbia



**Figura 2.7:** Antena de 100m de Effelsberg

Británica, Canadá. Cuenta con un telescopio de síntesis de apertura (ST) y una antena de disco simple de  $\sim 26$  metros de diámetro.

El ST consiste de siete antenas de aproximadamente 9m de diámetro cada una, dispuestas en una línea de base este-oeste de 604m de longitud (ver figura 2.8). Tres de las antenas son móviles y la distancia entre las distintas estaciones es de 4.3m. Esto permite tener 140 líneas de base diferentes, desde 12.9m hasta 604.3m, en doce combinaciones de los espaciados entre las antenas. La información sobre la estructura a gran escala, correspondiente a espaciados menores a 12.9m, es obtenida, en el caso del continuo, de relevamientos de baja resolución ya existentes. La estructura extendida del HI se obtiene con la antena de 26m del DRAO. El ST opera simultáneamente en las bandas de continuo a 408 MHz ( $\lambda \sim 74$  cm) y 1420 MHz ( $\lambda \sim 21$  cm) y en la línea espectral de 21 cm del hidrógeno neutro. Los principales parámetros de las observaciones de continuo obtenidas con el ST se muestran en la Tabla 2.1.

**Tabla 2.1:** Parámetros de las observaciones del continuo del ST.

Parámetro	408 MHz	1420 MHz
Polarización	circular izq.	Stokes I, Q, U, V
Ancho de banda	4 MHz	30 MHz
Temperatura de sistema	150 K	65 K
Campo de visión	$8^\circ.1$	$2^\circ.6$
Haz (EW $\times$ NS)(arcmin)	$3.5 \times 3.5 \text{ cosec}(\delta)$	$1.0 \times 1.0 \text{ cosec}(\delta)$
Nivel de ruido <sup>a</sup> (rms):		
en temp. de brillo	$0.67 \sin(\delta)$ K	$49 \sin(\delta)$ mK (Stokes I)
en densidad de flujo	3.3 mJy/haz	0.23 mJy/haz

<sup>a</sup> rms cuando la cobertura del plano u-v es completa.



**Figura 2.8:** Telescopio de síntesis de apertura y antena de 26m del DRAO

Respecto a los parámetros para las observaciones de la línea del HI, tanto el campo de visión como el haz son los mismos que para el continuo a 1420 MHz. El espectrómetro provee una imagen para cada una de las frecuencias correspondientes a los 256 canales, con un ancho de banda total  $B$ , el cual puede tomar valores que van desde 0.125 MHz hasta 4.0 MHz.

Para un  $B$  (MHz) dado, la velocidad del canal central está en el rango  $-1100$  a  $+3000$   $\text{km s}^{-1}$  y la cobertura en velocidad es de  $211 B$   $\text{km s}^{-1}$ . La separación entre canales es de  $0.824 B$   $\text{km s}^{-1}$  y la resolución en velocidad de  $1.32 B$   $\text{km s}^{-1}$ . El nivel teórico de ruido correspondiente a cada canal, en el centro de la imagen, está dado por  $\Delta T = 3.4 B^{-1/2} \sin(\delta)$  K.

La antena de 26m de diámetro tiene una montura ecuatorial y puede observar todo el cielo visible desde Penticton. En ambas coordenadas la antena puede moverse a una velocidad máxima de  $15^\circ$  por minuto.

La antena de 26m cuenta con receptores para observar la línea del HI, la línea del OH y la línea del metanol. También puede observar a 0.4, 2.7, 4.9 y 8.4 GHz.

Los ancho de banda disponibles son: 4, 2, 1, 0.5, 0.25 y 0.125 MHz, con 256 canales para cada polarización. El espectrómetro que se usa es casi idéntico al usado por el ST.

En este momento, en el DRAO se está llevando a cabo un relevamiento del plano galáctico (denominado **Canadian Galactic Plane Survey, CGPS**, Taylor et al. 2003). El mismo está siendo realizado por un consorcio de astrónomos canadienses y de instituciones internacionales. Junto con las bases de datos obtenidas por el DRAO, el CGPS cuenta también con observaciones en distintas longitudes de onda, obtenidas en otros observatorios, las cuales son regrilladas de manera de coincidir con las imágenes del DRAO. Dentro de las mismas, se encuentra el relevamiento de la molécula de monóxido de carbono (CO) de la transición  $J=1 \rightarrow 0$  (115 GHz) llevado a cabo por el Five College Radio Astronomical Observatory (FCRAO, Heyer et al. 1998) y



las imágenes de alta resolución obtenidas a partir de IRAS (HIRES, Fowler & Aumann 1994).

La cobertura del relevamiento, en coordenadas galácticas, es  $74^\circ.2 < l < 147^\circ.3$  y  $-3^\circ.5 < b < 5^\circ.5$ . El DRAO provee datos sobre la distribución del HI, con una resolución espacial de  $1'$  y una resolución en velocidad de  $1.2 \text{ km s}^{-1}$ , junto con imágenes del continuo a 408 y 1420 MHz, con resoluciones de  $3'.5$  y  $1'$ , respectivamente.

### 2.4.2 Very Large Array (VLA)

(<http://www.aoc.nrao.edu/vla/html/VLAhome.shtml>)

El VLA está ubicado en las Planicies de San Agustín, al oeste de Socorro, New México, EEUU. Consiste en 27 antenas de 25 metros de diámetro cada una, dispuestas en una gran Y (ver figura 2.9). Las antenas están electrónicamente combinadas para dar una resolución máxima equivalente a la que correspondería a una antena de 36 km de diámetro, con una sensibilidad de un disco de 130m de diámetro.



**Figura 2.9:** El Very Large Array

Hay cuatro diferentes configuraciones para el arreglo de las antenas:

- Configuración A: con una máxima separación entre antenas de 36 km.
- Configuración B: con una máxima separación entre antenas de 10 km.
- Configuración C: con una máxima separación entre antenas de 3.6 km.

- Configuración D: con una máxima separación entre antenas de 1 km.

El cambio de una configuración a otra se lleva a cabo cada cuatro meses, aproximadamente.

Cada antena se puede mover  $40^\circ$  por minuto en azimut y  $20^\circ$  por minuto en elevación. El ángulo de elevación mínimo es de  $8^\circ$  por encima del horizonte.

El VLA puede observar a diferentes frecuencias, como se muestra en la Tabla 2.2.

**Tabla 2.2:** Receptores disponibles en el VLA.

	Banda P	Banda L	Banda C	Banda X	Banda U	Banda K	Banda Q
Frecuencia (GHz)	0.30-0.34	1.34-1.73	4.5-5.0	8.0-8.8	14.4-15.4	22-24	40-50
$\lambda$ (cm)	90	20	6	3.6	2	1.3	0.7
Haz primario (')	150	30	9	5.4	3	2	1
Resolución máxima (Conf. A)('')	6.0	1.4	0.4	0.24	0.14	0.08	0.05
Temperatura de sistema (K)	150-180	37-75	44	34	110	160-190	90-140

## 2.5 Relevamientos observacionales utilizados

Además de las observaciones obtenidas con los telescopios descritos en las Secciones 2.3 y 2.4, hemos utilizado diferentes relevamientos de dominio público, de los cuales sólo daremos una breve descripción:

- Continuo de radio a 327 MHz ( $\lambda \sim 92$  cm):  
llevado a cabo por el Westerbork Synthesis Radio Telescope (WSRT).  
Cobertura:  $42^\circ < l < 92^\circ$ ,  $|b| \leq 1^\circ.6$ .  
Resolución:  $1' \times 1' \text{csc}\delta$ .  
Nivel de ruido: 10 mJy/haz.  
Para mayor información ver: Taylor et al. (1996).  
Los datos están disponibles en: [http://www.ras.ualgary.ca/wsrt\\_survey.html](http://www.ras.ualgary.ca/wsrt_survey.html).
- Continuo de radio a 1420 MHz (NRAO VLA Sky Survey, NVSS)( $\lambda \sim 21$  cm):  
llevado a cabo por el Very Large Array.  
Cobertura:  $\delta \geq -40^\circ$ .  
Resolución:  $45''$ .  
Para mayor información ver: Condon et al. (1998).  
Los datos están disponibles en: <http://www.skyview.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/skvadvanced.pl>.
- Continuo de radio a 2400 MHz ( $\lambda \sim 12.5$  cm):  
llevado a cabo por el radio telescopio de 64 m de Parkes (Australia).  
Cobertura:  $238^\circ \leq l \leq 5^\circ$ ;  $|b| < 5^\circ$   
Resolución:  $10'.23 \times 10'.62$ .

Para mayor información ver: Duncan et al. (1995).

Los datos están disponibles en: <http://www.uq.edu.au/~roy>.

- Continuo de radio a 2695 MHz ( $\lambda \sim 11$  cm):  
 llevado a cabo por la antena de 100m de Effelsberg.  
 Cobertura:  $358^\circ \leq l \leq 248^\circ$ ,  $|b| < 5^\circ$ .  
 Sensibilidad: 50 mK (20 mJy/haz).  
 Para mayor información ver: Fürst et al. (1990) y Reich et al. (1990).  
 Los datos están disponibles en: <http://www.mpifr-bonn.mpg.de/survey.html>.
  
- Continuo de radio a 4850 MHz ( $\lambda \sim 6$  cm):  
 es una combinación de tres relevamientos:  
 Parkes-MIT-NRAO (PMN) de la zona sur y de la zona tropical y el  
 (86 + 87) Green Bank Survey.  
 Cobertura:  $\delta = -88^\circ$  a  $-37^\circ$ ,  $\delta = -29^\circ$  a  $-9^\circ$  y  $\delta = 0^\circ$  a  $75^\circ$ .  
 Resolución:  $3'.7 \times 3'.3$ ,  $5'$  o  $7'$  (depende de la zona).  
 Para mayor información ver: Condon et al. (1991, 1993 y 1994).  
 Los datos están disponibles en: <http://www.skyview.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/skvanvanced.pl>.
  
- Continuo de radio a 8.35 ( $\lambda \sim 3.6$  cm) y 14.35 GHz ( $\lambda \sim 2.1$  cm):  
 llevado a cabo por el NRAO-NASA Green Bank Earth Station.  
 Cobertura:  $|b| \leq 5^\circ$ ,  $-15^\circ < l < 255^\circ$ .  
 Resolución:  $9'.7 \pm 0'.1$  a 8.35 GHz y  $6'.6 \pm 0'.2$  a 14.35 GHz.  
 Nivel de ruido: 0.9 Jy a 8.35 GHz y 2.5 Jy a 14.35 GHz.  
 Para mayor información ver: Langston et al. (2000).  
 Los datos están disponibles en: <http://www.gb.nrao.edu/~glangsto/GPA>.
  
- Optico ( $H_\alpha$ ):  
 Compuesto por el *Virginia Tech Spectral line Survey* (VTSS) en el hemisferio norte y *The Southern H-Alpha Sky Survey Atlas* (SHASSA, llevado a cabo en el Cerro Tololo Inter-American Observatory (CTIO), Chile) en el hemisferio sur.  
 Cobertura: Todo el cielo fue observado.  
 Resolución:  $6'$ .  
 Para mayor información ver: Finkbeiner (2003) .  
 Los datos están disponibles en: <http://astro.princeton.edu/~dfink/halpha>.
  
- Infrarojo (IRAS) en las bandas de  $\lambda = 12, 25, 60$  y  $100 \mu\text{m}$ :  
 llevado a cabo por la NASA IPAC Jet Propulsion Laboratory.  
 Cobertura: Todo el cielo fue observado.  
 Resolución: depende de la banda,  $\sim 2'$ .  
 Para mayor información ver: Wheelock et al. (1991).  
 Los datos están disponibles en: <http://www.skyview.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/skvanvanced.pl>.

## 2.6 Otras bases de datos utilizadas

Durante este trabajo de Tesis, las siguientes páginas web también fueron de gran utilidad:

- Para buscar información sobre relevamientos y catálogos existentes:  
*<http://www.skyview.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/skvanced.pl>*
- Para buscar bibliografía pertinente al tema:  
*<http://adsabs.harvard.edu>*
- Para buscar información sobre un objeto en particular:  
*<http://cdsweb.u-strasbg.fr/Simbad.html>*

# Bibliografía

- [1] Birney Scott D., 1991, “*Observational Astronomy*”, Cambridge University Press.
- [2] Condon J.J., Cotton W.D., Greisen E.W., Yin Q.F., Perley R.A., Taylor G.B. & Broderick J.J., 1998, AJ 115, 1693.
- [3] Condon J.J., Broderick J.J., Seielstad G.A., Douglas K. & Gregory P.C., 1994, AJ 107, 1829.
- [4] Condon J.J., Griffith M.R. & Wright, A.E., 1993, AJ 106, 1095.
- [5] Condon J.J., Broderick J.J. & Seielstad G.A., 1991, AJ 102, 2041.
- [6] Duncan A.R., Stewart R.T., Haynes R.F. & Jones K.L., 1995, MNRAS, 277, 36.
- [7] Finkbeiner Douglas P., *A Full-Sky H-alpha Template for Microwave Foreground Prediction*, 2003, ApJS, en prensa.
- [8] Fowler J.W. & Aumann H.H., 1994, in *Science with High-Resolution Far-Infrared Data*, edited by S. Terebey and J. Mozzarella (JPL Publication 94-5), p. 1.
- [9] Fürst E., Reich W., Reich P. & Reif, K., 1990, A&AS, 85, 691.
- [10] Heyer M.H, Brunt C., Snell R.L., Howe J.E., Schloerb F.P. & Carpenter J.M., 1998, ApJS, 115, 241.
- [11] Högbom J.A., 1974, A&AS, 15, 417.
- [12] Kraus J.D., 1966, *Radio Astronomy*, Eds. McGraw-Hill, New York.
- [13] Langston G., Minter A., D’Addario L., Eberhardt K., Koski K. & Zuber J., 2000, AJ, 119, 2801.
- [14] Reich W., Fürst E., Reich P. & Reif K., 1990, A&AS, 85, 633.
- [15] Smith Robert C., 1995, “*Observational Astrophysics*”, Cambridge University Press.
- [16] Taylor A.R., Goss W.M., Coleman P.H., van Leeuwen J. & Wallace B.J., 1996, ApJS, 107, 239.

- 
- [17] Taylor G.B., Carilli C.L. & Perley R.A., 1998, *Synthesis Imaging in Radio Astronomy II*, Astronomical Society of the Pacific Conferences Series, 180.
- [18] Taylor A.R., Gibson S.J., Peracaula M., Martin P.G., Landecker T.L., Brunt C.M., Dewdney P.E., Dougherty S.M., Gray A.D., Higgs L.A., Kerton C.R., Knee L.B.G., Kothes R., Purton C.R., Uyaniker B., Wallace B.J., Willis A.G. & Durand D., 2003, *AJ*, 125, en prensa.
- [19] Thompson A.R. & Bracewell R.N., 1974, *AJ*, 79, 11.
- [20] Wheelock S.L., Gautier T.N., Chillemi J., Kester D., McCallon H., Oken C., White J., Gregorich D., Boulanger F. & Good J., 1994, *IRAS Sky Survey Atlas Explanatory Supplement* (JPL Publ. 94-11) (Pasadena:JPL).



## Capítulo 3

# Parámetros derivables de observaciones a distintas frecuencias

En este capítulo haremos una descripción de cómo a partir de una base de datos a una determinada frecuencia es posible obtener parámetros físicos que caractericen, a esa frecuencia, la estructura observada. Presentaremos las herramientas de cálculo utilizadas a lo largo de este trabajo de Tesis.

### 3.1 Línea de 21 cm del hidrógeno neutro

La línea de 21 cm se origina debido a una transición entre dos estados hiperfinos del átomo de HI. Por tratarse de una línea espectral, la base de datos generalmente consiste en un cubo de imágenes. En un cubo estándar en coordenadas galácticas cada imagen es un mapa coordenada-coordenada del cielo a una velocidad dada (ver Figura 3.1). En estas condiciones el cubo es especificado como  $(l, b, v)$ . Este cubo puede ser rotado, dando lugar a cubos de la forma  $(v, l, b)$  ó  $(v, b, l)$ . O sea que lo que se analiza en un cubo es un *conjunto de imágenes*.

Haciendo uso de la relación velocidad – distancia obtenida a partir del modelo de rotación de la galaxia, es posible estimar la distancia de una estructura de HI a partir de la velocidad a la cual se observa la misma (e.g. Brand et al. 1987, Fich et al. 1989). La distancia obtenida de esta manera se denomina “*distancia cinemática*”. Es importante mencionar que dicho modelo tiene algunas limitaciones y que los errores involucrados en las distancias obtenidas pueden ser grandes ( $\sim 1$  kpc). Uno de los inconvenientes se debe a que en el primer ( $0^\circ \leq l \leq 90^\circ$ ) y cuarto ( $270^\circ \leq l \leq 360^\circ$ ) cuadrantes hay una ambigüedad en la distancia, o sea, para cada velocidad hay dos distancias posibles. Otra fuente de error surge del hecho de que para determinadas direcciones ( $75^\circ \leq l \leq 90^\circ$  y  $270^\circ \leq l \leq 295^\circ$ ) el gradiente de velocidad ( $dv/dr$ ) es chico y, en consecuencia, un pequeño error en la velocidad corresponde a



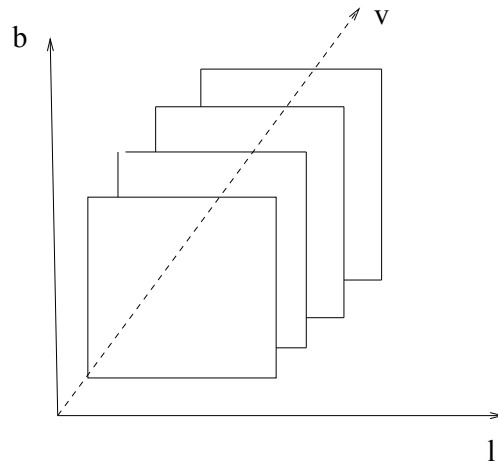


Figura 3.1: Esquema de un cubo de datos.

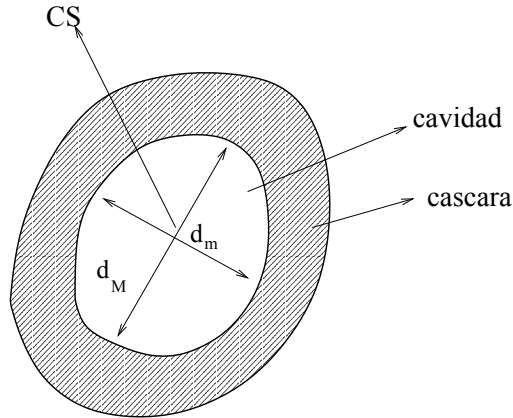
un gran error en la distancia.

En un cubo estándar, cada imagen muestra la distribución de la temperatura de brillo  $T_b$  del hidrógeno neutro a una velocidad dada. De esta manera, examinando las diferentes imágenes, es posible identificar zonas de menor o mayor emisividad de HI. Al examinar un cubo, se observa que no sólo el MIE está muy lejos de ser homogéneo, sino que además presenta una gran cantidad de estructuras que se manifiestan como mínimos o máximos de emisión. Es por este motivo que muchas veces identificar una estructura de HI posiblemente relacionada con una estrella dada no es una tarea sencilla. A tal efecto, definiremos cuatro criterios que debe satisfacer una estructura para poder estar *posiblemente* relacionada con un dado objeto estelar. Los mismos son:

1. En una dada imagen (un plano del cubo), la estrella debe verse proyectada dentro, o cerca, de un mínimo relativo de la distribución del HI.
2. El mínimo mencionado en el ítem anterior, así como cualquier estructura que rodease al mismo (por ejemplo una cáscara), debe ser detectado en un número significativo de canales individuales consecutivos (distintos planos del cubo) e independientes entre sí.
3. La distancia cinemática de la estructura de HI debe ser compatible, dentro de los errores, con alguna de las distancia catalogadas para la estrella. A este criterio se le asigna un peso inferior cuando se conoce la existencia de movimientos no circulares en la zona del cielo bajo estudio (Brand & Blitz 1993).
4. En caso de detectarse alguna estructura en el continuo de radio y/o el infrarrojo posiblemente relacionada con la estrella, la misma debería ser **interior** a la estructura de HI. Por el contrario, en caso de que

la estructura de HI presente una contrapartida molecular, esta última debería ser **exterior** a la estructura de HI.

Cuando una estructura de HI satisface los criterios recién mencionados supondremos que se trata de una estructura con sentido físico que está, muy posiblemente, relacionada con la estrella y varios parámetros físicos que la caracterizan pueden ser derivados. Para obtener algunos de los mismos, se crea una imagen promedio de las imágenes individuales en los que la estructura es claramente visible. De esta manera se obtiene un promedio de la distribución de temperatura de brillo del HI en el rango de velocidad donde la burbuja está mejor definida. Como caso general, supondremos que la estructura observada tiene la forma indicada en la Figura 3.2. Las dimensiones de la cavidad están definidas por su eje mayor ( $d_M$ ) y su eje menor ( $d_m$ ). A partir de los mismos se definen dos parámetros, el cociente axial, que mide el cociente entre ejes,  $C_{ax} = d_M/d_m$ , y el parámetro de desplazamiento,  $C_{off} = d_{*-cs}/d_m$ , donde  $d_{*-cs}$  es la distancia entre la estrella y el centro de simetría (CS) de la cavidad. El CS es el punto en el que el eje mayor y el menor se cruzan. Debido a efectos de proyección, tanto  $C_{ax}$  como  $C_{off}$  son límites inferiores. Es importante mencionar que en el caso de tratarse de datos de baja resolución angular (en relación con el tamaño angular de la estructura observada) y recordando que la estructura observada es la convolución de la real con el diagrama de antena, las dimensiones medidas se encuentran “distorsionadas”. Por tal motivo, en estos casos, para obtener las dimensiones “verdaderas” de la estructura ( $\sigma_{verd}$ ), hay que “deconvolucionar” las mismas. Esto último se obtiene, en una primera aproximación, mediante al ecuación  $\sigma_{obs}^2 = \sigma_{verd}^2 + \sigma_{inst}^2$ , donde  $\sigma_{obs}$  es la medida de la dimensión  $\sigma$  observada y  $\sigma_{inst}$  es la dimensión del haz.



**Figura 3.2:** Esquema de una cavidad de HI

Dado un perfil de hidrógeno neutro observado en una dirección ( $l$ ,  $b$ ), se puede definir la densidad de columna del HI en el rango de velocidades  $v_1$  y  $v_2$  como

$$N_{HI} = C \int_{v_1}^{v_2} \frac{T_b(v) (1 - e^{-\tau})}{\tau} dv$$

## 52 Parámetros derivables de observaciones a distintas frecuencias

donde  $C$  es una constante. Suponiendo que la emisión a  $\lambda \sim 21$  cm es ópticamente delgada ( $\tau \ll 1$ ), entonces

$$N_{HI} = C \int_{v_1}^{v_2} T_b(v) dv$$

Esta densidad de columna representa al número de átomos por unidad de área con velocidad entre  $v_1$  y  $v_2$ .

Si multiplicamos  $N_{HI}$  por el área de la cavidad ( $A_{HI}$ ) y por la masa del átomo de HI ( $m_H$ ), podemos obtener la masa de HI

$$M_{HI} = C N_{HI} A_{HI} = C N_{HI} \Omega_{HI} D^2 m_H$$

donde  $\Omega_{HI}$  es el ángulo sólido subtendido por la cavidad y  $D$  la distancia a la misma. De esta manera, conociendo la distancia a la estructura, a partir de la densidad de columna podemos estimar la masa de HI. Para tener en cuenta la presencia de otros elementos, la masa de HI debe ser multiplicada por un factor apropiado, que en el caso de considerar abundancias solares es igual a 1.34.

Una vez que conocemos la masa, adoptando una distribución espacial para la estructura (por ejemplo una esfera), podemos estimar la densidad.

Cuando se trata de una burbuja interestelar, la masa que deseamos determinar es la masa faltante en la cavidad ( $M_{HI}^{\text{fal}}$ ) y la masa en exceso en la cáscara ( $M_{HI}^{\text{exc}}$ ). Para obtener las mismas es necesario definir tres temperaturas que caracterizan a la estructura de HI. Teniendo en cuenta que la acción del viento estelar genera en el MIE cercano a la estrella una zona de baja emisividad de HI (baja temperatura de brillo) rodeada por una cáscara de mayor emisividad (mayor temperatura de brillo), estas temperaturas son (ver Figura 3.3):

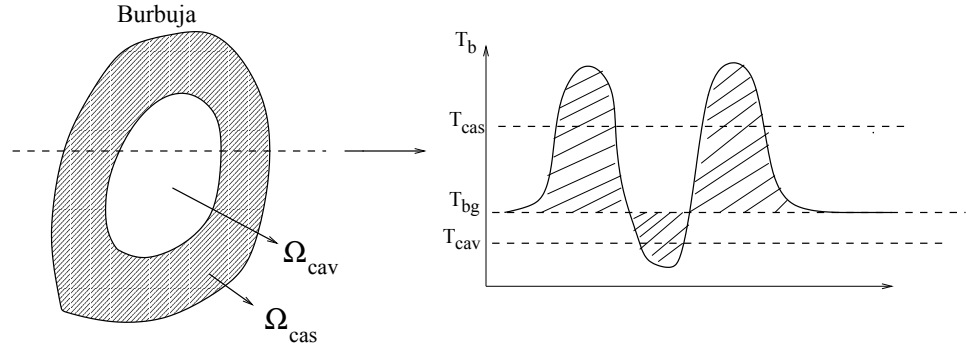
- La temperatura promedio del fondo ( $T_{\text{bg}}$ ), la cual se define como la temperatura que había en esa zona **antes** de ser perturbada por la acción de la estrella. Generalmente se define como la temperatura correspondiente al primer contorno cerrado que delimita al mínimo de HI.
- La temperatura promedio de la cavidad ( $T_{\text{cav}}$ ). La misma se obtiene promediando la temperatura de brillo **dentro** de la cavidad de HI.
- La temperatura promedio de la cáscara ( $T_{\text{cas}}$ ). La misma se obtiene promediando la temperatura de brillo **en** la cáscara de HI.

De esta manera, las masas  $M_{HI}^{\text{fal}}$  y  $M_{HI}^{\text{exc}}$  pueden obtenerse a partir de las siguientes ecuaciones (Arnal et al. 1999)

$$M_{HI}^{\text{fal}} = 1.3 \times 10^{-3} D^2 \Delta v \Omega_{\text{cav}} (T_{\text{bg}} - T_{\text{cav}}) \quad (M_{\odot})$$

$$M_{HI}^{exc} = 1.3 \times 10^{-3} D^2 \Delta v \Omega_{cas} (T_{cas} - T_{bg}) \quad (M_{\odot})$$

donde  $\Delta v$  es el intervalo de velocidad en  $\text{km s}^{-1}$  en el que se observa la burbuja,  $D$  la distancia de la misma en unidades de kpc y  $\Omega_{cav}$  y  $\Omega_{cas}$  son los ángulos sólidos en unidades de  $\text{arcmin}^2$  de la cavidad y la cáscara respectivamente. Las temperaturas están dadas en K y las masas así obtenidas en unidades de masas solares ( $M_{\odot}$ ).



**Figura 3.3:** Temperaturas que caracterizan a una burbuja interestelar de HI.

Si suponemos, por ejemplo, que la cavidad tiene simetría esférica con radio  $r = (\Omega/\pi)^{0.5} D$ , podemos obtener un límite inferior para la densidad de HI antes de que el mismo fuera ionizado y/o barrido (Pineault 1998)

$$n_{HI} = 5500 M_{HI}^{fal}(M_{\odot}) \Omega_{cav}^{-1.5} D_{kpc}^{-3} \quad (\text{cm}^{-3})$$

Otra posibilidad es considerar que la burbuja tiene una estructura elíptica, cuyo eje mayor es igual a  $d_M$  y los otros dos a  $d_m$  (el eje de profundidad se supone igual al eje menor observado). En este caso, la densidad puede obtenerse a partir de la siguiente ecuación (Arnal et al. 1999)

$$n_{HI} = 79.2 \frac{M_{HI}^{fal}(M_{\odot})}{d_M d_m^2} \quad (\text{cm}^{-3})$$

donde  $d_m$  y  $d_M$  están expresados en unidades de pc.

#### Posibles complicaciones:

- Debido a la posible presencia de emisión galáctica proveniente de estructuras que se encuentran por delante o por detrás de la estructura de interés, es importante seleccionar cuidadosamente las imágenes utilizadas para no incluir en la imagen promedio emisión no relacionada a la fuente bajo estudio.
- En muchos casos la determinación de la masa de la cáscara no es sencilla debido a que la misma, como consecuencia de la no uniformidad de la

emisión del fondo, puede no ser fácilmente identificable. En estos casos una posibilidad es convolucionar la imagen a una resolución inferior y substraer la misma de la imagen original. De esta manera las estructuras a gran escala desaparecen, facilitando la identificación de la cáscara. Es importante mencionar que este procedimiento no siempre da un buen resultado y debe, por lo tanto, ser aplicado cuidadosamente.

- Hay casos en los que la distancia cinemática derivada a partir de la curva de rotación teórica de la Galaxia no coincide con ninguna de las distancias catalogadas para la estrella. Una posible explicación podría ser la existencia de movimientos no circulares en esa zona del cielo. Esto puede examinarse a partir de la curva de rotación observacional obtenida por Brand & Blitz (1993).
- En la mayoría de los casos la estrella no se observa en el centro de la cavidad sino proyectada hacia algunos de sus bordes. Una posibilidad es que la estrella posea un movimiento propio no despreciable. Para poder relacionar la estrella con la estructura de HI es necesario que la dirección del movimiento propio de la estrella sea tal que la misma haya estado en el pasado más próxima al centro de la cavidad.

## 3.2 Continuo de radio

En general, cuando una fuente es detectada en el continuo de radio, es posible medir la densidad de flujo emitida por la misma a una determinada frecuencia. Lo más importante a tener en cuenta en esta medición es la emisión galáctica de fondo, o sea, la emisión que no proviene de la fuente bajo estudio. También es importante *constatar* que los datos utilizados *permitan* obtener la densidad de flujo **total** de la fuente. En efecto, en el caso de observaciones interferométricas, si la información brindada por los espaciados cortos no ha sido agregada a los datos interferométricos (ver Capítulo 2), las regiones más extendidas de la radiofuente no serán detectadas y de esta manera se obtendrá una densidad de flujo inferior a la verdadera.

Parametrizando la relación entre la densidad de flujo y la frecuencia por

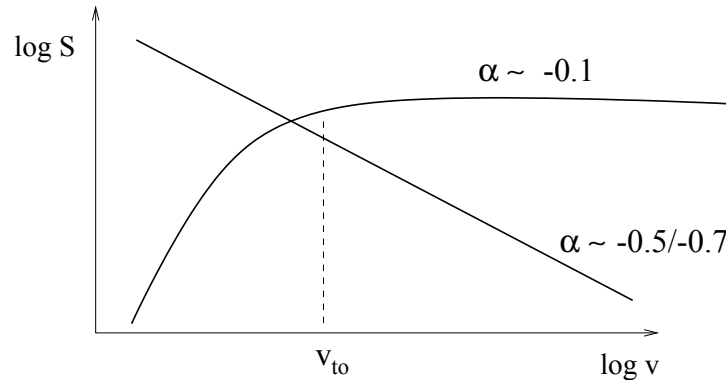
$$S_\nu \propto \nu^\alpha$$

donde  $S_\nu$  es la densidad de flujo que emite la fuente a la frecuencia  $\nu$ , y  $\alpha$  es el índice espectral, cuando la fuente es observada en más de una frecuencia es posible determinar el índice espectral a partir de los flujos observados mediante

$$\alpha = \frac{\log(S_1/S_2)}{\log(\nu_1/\nu_2)}$$

donde  $S_1$  y  $S_2$  son los flujos medidos en las frecuencias  $\nu_1$  y  $\nu_2$ , respectivamente. La obtención del índice espectral  $\alpha$  permite determinar el fenómeno físico en el

que se origina la emisión de continuo. En la figura 3.4 se muestra el espectro típico para una región térmica (región III,  $\alpha \sim -0.1$ ) y para una región no térmica (por ejemplo un remanente de supernova,  $\alpha \sim -0.5/-0.7$ ). La frecuencia de “turn over” ( $\nu_{to}$ ) es la frecuencia a la cual la fuente pasa de ser ópticamente gruesa ( $\tau \gg 1$ ) a ópticamente delgada ( $\tau \ll 1$ ), o sea donde  $\tau = 1$ .



**Figura 3.4:** Espectros característicos de una radiofuente térmica y una no térmica

Para analizar una determinada fuente lo más importante es conocer el mecanismo físico que origina su emisión, lo cual puede hacerse derivando el índice espectral. Hay varias maneras de obtener el mismo, y las que se han utilizado en esta Tesis son las siguientes:

1. **A partir del espectro de la fuente.**

Como se mencionó anteriormente, midiendo la densidad de flujo de la fuente a por lo menos dos frecuencias distintas es posible calcular el índice espectral. La exactitud de este método depende del error en la medición de los flujos (ver “posibles complicaciones” al final de esta sección) y de la exactitud de la calibración de las observaciones.

2. **A partir del método conocido como TT-plot.**

Este método consiste en graficar punto por punto la temperatura de brillo de la fuente a una dada frecuencia versus la temperatura de brillo de la misma fuente a otra frecuencia (ver Figura 3.5). El índice espectral se deriva a partir de la pendiente de la línea que mejor ajusta los puntos graficados. Este método tiene la ventaja de no depender del fondo, siempre y cuando el mismo varíe “lentamente” en la zona observada. Al aplicar este método es importante que los puntos graficados sean independientes, o sea que la cantidad de puntos no puede ser superior a la cantidad de haces que entran en la radiofuente. Por este motivo, este método sólo es aplicable cuando la relación entre la resolución del instrumento y el tamaño angular de la fuente permite graficar un número significativo de puntos.

Es importante notar que en este caso el índice espectral se deriva a partir de temperaturas y no de densidades de flujo. Teniendo en cuenta la relación entre temperatura y densidad de flujo dada por

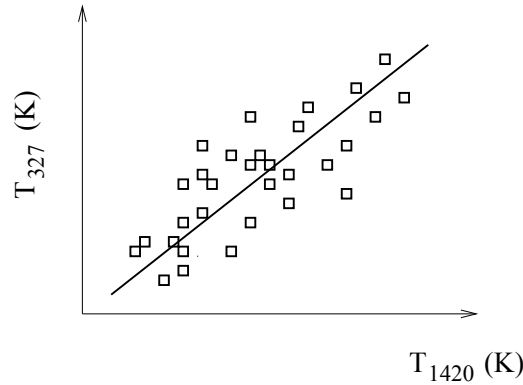


Figura 3.5: Ejemplo de un gráfico tipo TT-plot

$$S_\nu = 2k c^2 \Omega \frac{T}{\nu^2}$$

donde  $k$  es la constante de Boltzman,  $c$  la velocidad de la luz y  $\Omega$  el ángulo sólido de la fuente, ya que  $S_\nu \propto \nu^\alpha$ , es fácil ver que

$$T \propto \nu^{\alpha-2}$$

de esta manera, a partir de la relación entre las temperaturas de brillo también es posible determinar el índice espectral de la fuente.

Durante el trabajo de Tesis, hemos utilizado el programa “*specindex*”, el cual forma parte del “*DRAO Astronomical Application Software*” y calcula índices espectrales a partir del método TT-plot.

### 3. A partir de la correlación existente entre la emisión de radio y el infrarrojo.

Para las regiones HII existe una fuerte relación entre la temperatura de brillo a 11 cm ( $T_{b,11}$ ) y la intensidad a 60  $\mu\text{m}$  ( $I_{60}$ ) (Broadbent, Haslam & Osborne 1989, Moon & Koo 1994). Broadbent et al. (1989) obtuvieron la relación

$$T_{b,11} = (6.4 \pm 1.7) \times 10^{-3} I_{60}$$

donde  $T_{b,11}$  está en K y  $I_{60}$  en MJy/ster. A partir del gráfico  $T_{b,11}$  vs  $I_{60}$  correspondiente a la fuente en estudio, sería posible inferir si se trata de una región HII o de un remanente de supernova. Es importante notar que la emisión galáctica de fondo debe ser removida, en ambas frecuencias, antes de aplicar esta técnica.

Es importante mencionar que en los tres métodos recién descriptos las imágenes utilizadas deben tener la misma resolución. Dado que esta generalmente no es la misma, lo que se hace es previamente convolucionar los datos a una única resolución angular.

### 3.2.1 Fuentes térmicas: Regiones HII

En caso de tratarse de una fuente térmica, hay varios parámetros que pueden ser derivados de las observaciones de continuo. Mezger & Henderson (1967), a partir del análisis de regiones HII observadas como parte de un relevamiento en  $\lambda \sim 6$  cm con el telescopio de 42m del NRAO, derivaron parámetros tales como la cantidad de masa ionizada, densidad electrónica y medida de emisión máxima.

La intensidad de la radiación emitida por un punto  $(x, y)$  ubicado en la superficie de una región HII está dada por la temperatura de brillo equivalente en ese punto  $T_b(x, y)$ . Esta última está relacionada con la profundidad óptica  $\tau$  de la radiación libre-libre y con la temperatura electrónica  $T_e$  por

$$T_b(x, y) = T_e(x, y) (1 - \exp(-\tau(x, y))) \sim T_e(x, y) \tau(x, y) \quad \text{para } \tau \ll 1$$

La fórmula exacta para la profundidad óptica de la radiación libre-libre está dada por (e.g. Oster 1961)

$$\tau = 3.014 \times 10^{-2} \left(\frac{T_e}{\text{K}}\right)^{-1.5} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}}\right)^{-2} \left(\ln [4.955 \times 10^{-2} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}}\right)^{-1}] + 1.5 \ln \left(\frac{T_e}{\text{K}}\right)\right) \left(\frac{E}{\text{pc cm}^{-6}}\right)$$

aunque una aproximación de la forma

$$\tau_{\text{app}} = 8.235 \times 10^{-2} \left(\frac{T_e}{\text{K}}\right)^{-1.35} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}}\right)^{-2.1} \left(\frac{E}{\text{pc cm}^{-6}}\right)$$

fue derivada por Altenhoff et al. (1960). En ambas ecuaciones la densidad de iones es igual a la de electrones ( $N_e = N_i$ ) y  $Z = 1$  (hidrógeno puro). La medida de emisión  $E$  de una nube de densidad electrónica  $N_e$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) y una dimensión  $L$  (pc) a lo largo de la línea de la visual, es definida como  $E = \int_0^L N_e^2 ds$ . Mezger & Henderson (1967) definieron un factor  $a$  como el cociente entre el  $\tau$  y el  $\tau_{\text{app}}$

$$a = \frac{\tau}{\tau_{\text{app}}} = 0.366 \left(\frac{T_e}{\text{K}}\right)^{-0.15} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}}\right)^{0.1} \left(\ln [4.955 \times 10^{-2} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}}\right)^{-1}] + 1.5 \ln \left(\frac{T_e}{\text{K}}\right)\right)$$

Este factor, que mide la desviación entre la fórmula exacta de  $\tau$  y la aproximada, es inferior a 0.1 (Mezger & Henderson 1967). En consecuencia, considerando los errores observacionales involucrados en los cálculos de los parámetros físicos, es posible en casi todos los casos considerar  $a \sim 1$  y por lo tanto  $\tau = \tau_{\text{app}}$ .

Para simplificar el problema, de ahora en adelante vamos a suponer que la temperatura electrónica  $T_e$  es la misma en toda la región. Reemplazando la ecuación de  $\tau_{\text{app}}$  en la expresión de  $T_b$ , obtenemos



$$T_b = 8.235 \times 10^{-2} a \left(\frac{T_e}{\text{K}}\right)^{-0.35} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}}\right)^{-2.1} \int N_e^2(x, y, r) dr$$

donde  $r$  es una coordenada en dirección de la línea de la visual.

Dado que la temperatura de brillo de una región HII depende de la densidad electrónica ( $N_e$ ) al cuadrado, cualquier determinación de la masa ionizada y de la densidad promedio del hidrógeno ionizado va a depender fuertemente del modelo que se use para la distribución de densidad volumétrica. Mezger & Henderson (1967) adoptaron los siguientes modelos para describir una región HII:

1. Modelo I: densidad electrónica constante  $N_0$  dentro de una esfera de diámetro aparente  $\theta_{\text{esf}}$  y cero en todo otro lugar.
2. Modelo II: densidad electrónica constante  $N_0$  dentro de un cilindro de diámetro aparente  $\theta_{\text{cil}}$ , cuyo eje de simetría es paralelo al eje  $r$  y su largo es igual a su diámetro. Cero en todo otro lugar.
3. Modelo III: una distribución exponencial decreciente, cuya densidad máxima es  $N_0$  y su ancho a potencia media  $\theta_G$ .

Reemplazando las coordenadas lineales por ángulos a través de las relaciones

$$\theta = (x^2 + y^2)^{1/2}/D \quad ; \quad \phi = r/D$$

donde  $D$  es la distancia a la fuente, la ecuación para  $T_b$  puede escribirse como

$$T_b = 82.35 a \left(\frac{T_e}{\text{K}}\right)^{-0.35} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}}\right)^{-2.1} \left(\frac{D}{\text{kpc}}\right) \int N_e^2(\theta, \phi) d\phi$$

Reemplazando  $N_e(\theta, \phi)$  de acuerdo a alguno de los tres modelos previamente mencionados y utilizando las relaciones entre los diámetros aparentes  $\theta_{\text{esf}}$  y  $\theta_{\text{cil}}$  y el diámetro gaussiano medido  $\theta_G$  dadas por (ver el trabajo de Mezger & Henderson 1967 para mayor detalle)

$$\theta_{\text{esf}} = 1.471 \theta_G; \quad \theta_{\text{cil}} = 1.201 \theta_G$$

la densidad electrónica promedio de la región HII puede expresarse como

$$\left(\frac{N_0}{\text{cm}^{-3}}\right) = u_1 a^{1/2} 6.351 \times 10^2 \left(\frac{T_e}{10^4 \text{K}}\right)^{0.175} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}}\right)^{0.05} \left(\frac{D}{\text{kpc}}\right)^{-0.5} \left(\frac{S_\nu}{\text{Jy}}\right)^{0.5} \left(\frac{\theta_G}{\prime}\right)^{-1.5}$$

donde  $u_1$  es un factor numérico (ver Tabla 3.1) que depende del modelo elegido para la distribución de densidad de la región HII. Esta ecuación permite

calcular la densidad electrónica promedio de una región HII si su densidad de flujo  $S_\nu$ , su tamaño angular aparente  $\theta_G$ , su temperatura electrónica  $T_e$  y su distancia  $D$  son conocidos.

La masa total de gas ionizado puede obtenerse entonces integrando la distribución de densidad de los tres modelos y luego multiplicando por el cociente entre la masa del átomo de hidrógeno  $m_H$  y la masa solar  $M_\odot$ , para obtener la cantidad total de masa de hidrógeno ionizado en unidades de masas solares

$$\left(\frac{M}{M_\odot}\right) = u_2 a^{1/2} 0.3864 \left(\frac{T_e}{10^4\text{K}}\right)^{0.175} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}}\right)^{0.05} \left(\frac{D}{\text{kpc}}\right)^{2.5} \left(\frac{S_\nu}{\text{Jy}}\right)^{0.5} \left(\frac{\theta_G}{\prime}\right)^{1.5}$$

donde  $u_2$  es un factor numérico similar a  $u_1$  (ver Tabla 3.1). En estas ecuaciones el flujo está dado en unidades de Jansky ( $1 \text{ Jy} \equiv 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ ).

**Tabla 3.1:** Factores de conversión para calcular la masa ionizada, la densidad electrónica y la medida de emisión.

	$u_1$	$u_2$	$u_3$
Modelo I	0.775	1.291	1.471
Modelo II	0.857	1.167	1.201
Modelo III	0.911	1.106	1.065

La máxima medida de emisión en el centro de la fuente está dada por

$$E_{\text{max}} = \int N^2 dr = D \int N^2 d\phi = u_3 0.291 \left(\frac{D}{\text{kpc}}\right) \left(\frac{\theta_G}{\prime}\right) \left(\frac{N_0}{\text{cm}^{-3}}\right)^2 \quad (\text{pc cm}^{-6})$$

donde  $u_3$  es un factor numérico similar a  $u_1$  (ver Tabla 3.1).

Hay casos en los que la fuente no tiene el máximo de emisión en el centro (por ejemplo una fuente con forma de anillo), para esos casos la medida de emisión máxima se puede calcular utilizando la siguiente ecuación (la cual se desprende fácilmente de las anteriores)

$$E_{\text{max}} = \frac{T_b(K)}{3.2 \times 10^{-7} \left(\frac{T_e}{10^4\text{K}}\right)^{-0.35} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}}\right)^{-2.1}} \quad (\text{pc cm}^{-6})$$

donde  $T_b$  es la temperatura de brillo de la zona más intensa de la fuente.

Una vez conocida la medida de emisión es posible determinar la frecuencia de “turn over” reemplazando  $\tau_{\text{app}} = 1$  en la ecuación de  $\tau_{\text{app}}$ .

Otro parámetro importante que puede ser derivado a partir de la densidad de flujo de la fuente es la cantidad de fotones necesarios para mantener la región HII ionizada. Esta cantidad se encuentra dada por (ver por ejemplo Chaisson 1976)

$$N_\nu = 0.76 \times 10^{47} \left(\frac{T_e}{10^4\text{K}}\right)^{-0.45} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}}\right)^{0.1} \left(\frac{D}{\text{kpc}}\right)^2 \left(\frac{S_\nu}{\text{Jy}}\right)$$

Comparando  $N_\nu$  con la cantidad de fotones ionizantes que emite la estrella (ver Tabla 1.1 del Capítulo 1) es posible determinar si la estrella tiene suficiente cantidad de fotones como para mantener la región HII ionizada. En este cálculo es muy importante tener en cuenta la geometría de la fuente, ya que puede ocurrir que no todos los fotones emitidos por la estrella contribuyan a la ionización de la región HII (por ejemplo si la fuente tiene una geometría espacial que no rodea completamente a la estrella).

Es importante mencionar que en todos los cálculos hay que considerar el factor de llenado, esto es, una vez elegido uno de los tres modelos para la distribución de densidad, hay que estimar la fracción del volumen que está realmente ocupado por el gas ionizado. Para tener en cuenta el factor de llenado  $f$  en las ecuaciones, hay que modificar la expresión del volumen,  $\theta_G^3 \rightarrow f \theta_G^3$ , de esta manera las determinaciones de densidad, masa y medida de emisión obtenidas de las ecuaciones anteriores se modifican de la manera que se indica a continuación

$$N_0 \longrightarrow f^{-1/2} N_0$$

$$M \longrightarrow f^{1/2} M$$

$$E \longrightarrow f^{1/3} E$$

Posibles complicaciones:

- Una de las mayores complicaciones en la determinación de los parámetros es la medición de la densidad de flujo emitida por la fuente. Aún suponiendo que la calibración aplicada es la apropiada, hay posibles problemas de confusión. A continuación mencionaremos algunos de ellos:
  - ⇒ La radiofuente puede no estar bien definida espacialmente, ya sea debido al ruido inherente a los datos o a la resolución del instrumento.
  - ⇒ La radiofuente puede estar proyectada sobre una zona de emisión galáctica no uniforme, la cual es difícil de abstraer. En estos casos, una posibilidad es ajustar el fondo utilizando un plano alabeado. Para hacer esto último, hemos utilizado un programa llamado “*fittwist*”, el cual forma parte del “*DRAO Astronomical Application Software*”.
  - ⇒ La fuente bajo estudio puede verse superpuesta con una o más radiofuentes, complicando no sólo la medición de la densidad de flujo de la misma sino también la determinación de su índice espectral. En particular, si la fuente bajo estudio es extendida y se observan sobre ella fuentes

puntuales extragalácticas, si éstas últimas no son tenidas en cuenta puede obtenerse un índice espectral erróneo para la fuente.

- Como hemos mencionado anteriormente, para utilizar las ecuaciones de Mezger & Henderson (1967), es necesario adoptar uno de los tres modelos para la distribución de densidad. Hay casos en los que la geometría de la fuente no se ajusta a ninguno de estos modelos. Una posible solución es adoptar el modelo que mejor ajuste y utilizar el factor de llenado que corresponda para tener en cuenta el apartamiento de la geometría observada con respecto al modelo adoptado.

### 3.3 Infrarrojo

Usando el relevamiento llevado a cabo por el satélite IRAS (Wheellock et al. 1991), el cual opera en cuatro bandas pertenecientes a la zona infrarroja del espectro, a saber: 12, 25, 60 y 100  $\mu\text{m}$ , es posible medir en cada banda la densidad de flujo emitida por una fuente dada. Al igual que en el caso del continuo de radio, en esta medición es muy importante tener en cuenta la emisión galáctica de fondo.

A partir de las densidades de flujo medidas en cada una de las cuatro bandas, que denominaremos  $S_{12}$ ,  $S_{25}$ ,  $S_{60}$  y  $S_{100}$ , es posible derivar varios parámetros, tales como

- **Indices de color**

$$C_{i,j} = 2.5 \log (S_j/S_i)$$

donde  $C_{i,j}$  es el índice de color asociado a las frecuencias  $i$  y  $j$ . A partir de los  $C_{i,j}$  sería posible determinar de que tipo de objeto proviene la emisión dependiendo de su posición en el diagrama color-color (van der Veen & Habing 1988). Es importante mencionar que esta determinación no es unívoca, ya que hay casos en los que para fuentes de distinto tipo, las zonas en el diagrama color-color se superponen.

- **La luminosidad infrarroja total**

$$L_{\text{IR}}(L_{\odot}) = 1.58 F D_{\text{kpc}}^2$$

donde  $F$  es el flujo integrado en unidades de Jy,  $F = 1.3(S_{12} + S_{25}) + 0.7(S_{25} + S_{60}) + 0.2(S_{60} + S_{100})$  y  $D$  es la distancia a la fuente en unidades de kpc (Chan & Fich 1995).

- **La temperatura y masa del polvo**

Adoptando parámetros estándares para los granos de polvo (Draine & Lee 1984), la temperatura y masa del mismo pueden derivarse de la siguiente forma (e.g., Draine 1990)

$$T_d(K) = (95.94 / \ln B_n)$$

$$M_d(M_\odot) = m_n S_{60} D_{\text{kpc}}^2 (B_n^{2.5} - 1)$$

donde  $B_n = 1.667^{3+n} S_{100}/S_{60}$ . El parámetro  $n$  está relacionado con la eficiencia de absorción del polvo ( $\kappa_\nu \propto \nu^n$ , normalizado a  $40 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  a  $100 \mu\text{m}$ ) y generalmente se toma igual a 1.5, para lo cual  $m_n = 0.30 \times 10^{-6}$ .

Ya que al estudiar la emisión en el infrarrojo en los alrededores de estrellas de gran masa lo que se desea analizar es la distribución de las partículas de polvo que han sido calentadas por la radiación estelar, es conveniente obtener una imagen de la distribución de la temperatura del polvo ( $T_d$ ). Esta imagen generalmente se obtiene a partir de las imágenes IRAS de 60 y 100  $\mu\text{m}$  utilizando la ecuación para  $T_d$  antes mencionada. Analizando la distribución de la temperatura del polvo es posible detectar la presencia de partículas cuya temperatura sea superior a la temperatura media del polvo del medio interestelar y poder analizar la causa de tal calentamiento.

### 3.4 Líneas de recombinación

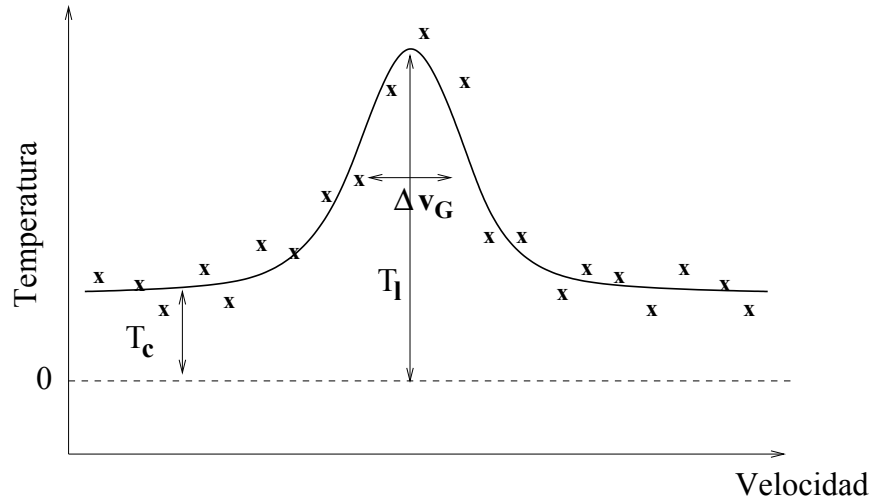
Las líneas de recombinación del hidrógeno más conocidas son  $H_\alpha$  y  $H_\beta$  (transiciones del nivel cuántico principal  $n = 3 \rightarrow 2$  y  $n = 4 \rightarrow 2$ , respectivamente) y ambas se observan en longitudes de onda ópticas. Las transiciones que ocurren entre niveles con números cuánticos principales superiores ( $n \geq 40$ ) dan lugar a líneas de recombinación cuya frecuencia se encuentra en la banda de radio. Estas emisiones se llaman líneas de recombinación de radio (RRL).

Al igual que en el caso de la línea de 21 cm del HI, la base de datos de una dada RRL generalmente consiste en un cubo de imágenes de la forma  $(l, b, v)$  (ver Figura 3.1).

Para, a partir del cubo de datos, obtener información sobre la fuente emisora de la RRL, es necesario generar un perfil de la línea. Esto es, para cada velocidad (distintos planos del cubo) se deriva la temperatura promedio de la fuente bajo estudio. De esta manera se obtiene un perfil como el que se muestra en la Figura 3.6.

Mediante un ajuste gaussiano de los puntos observados (ver Figura 3.6), se deduce la velocidad central de la línea, el cociente entre la temperatura de brillo de la línea ( $T_l$ ) y la del continuo ( $T_c$ ) y el ancho de la línea a potencia media  $\Delta V_G$  (FWHM). Para realizar dicho ajuste hicimos uso del paquete de reducción llamado GIPSY (**G**roningen **I**mage **P**rocessing **S**ystem).

Las líneas de recombinación son utilizadas usualmente como una herramienta para determinar la temperatura electrónica ( $T_e$ ) de regiones HII.



**Figura 3.6:** Esquema de una línea de recombinación de radio. Las cruces corresponden a los datos observados y la línea sólida al ajuste de los mismos.

Suponiendo que las líneas son emitidas bajo condiciones de equilibrio termodinámico local (LTE), se puede calcular la temperatura electrónica LTE,  $T_e^*$ , a partir de cantidades deducidas de la observación (Roelfsema & Goss 1992),

$$T_e^* = (6943 \nu^{1.1} \frac{T_c}{T_l \Delta V_G} \frac{1}{1 + Y^+})^{0.87} \text{ K}$$

donde  $Y^+$  es la abundancia de Helio simplemente ionizado,  $\Delta V_G$  está en unidades de  $\text{km s}^{-1}$ ,  $\nu$  es la frecuencia de la transición en GHz y las temperaturas  $T_l$  y  $T_c$  están expresadas en K.

Para obtener una estimación de la temperatura electrónica verdadera,  $T_e^*$  puede ser corregida por efectos de no-LTE (Roelfsema & Goss 1992). Sin embargo en la mayoría de las regiones HII la emisión de las RRL se da en condiciones que son muy cercanas al LTE y por lo tanto la  $T_e^*$  provee una muy buena aproximación de la  $T_e$ , especialmente para frecuencias de transición elevadas ( $\nu \geq 1$  GHz).

A partir de las RRL se puede determinar también la distancia a la fuente a través de la velocidad central de la línea y el uso del modelo de rotación de la Galaxia (e.g. Brand et al. 1987, Fich et al. 1989). Es importante mencionar que estas líneas generalmente son muy anchas y débiles, lo cual dificulta la determinación de la velocidad central de la misma.

### 3.5 Consideraciones energéticas

Para poder inferir que una estructura de HI ha sido generada por la acción del viento de una dada estrella, es necesario constatar que el viento estelar sea suficiente como para haber podido crear la estructura observada.

Treffers & Chu (1982) definieron dos parámetros adimensionales,  $\epsilon$  y  $\pi$ . El primero ( $\epsilon$ ) representa el cociente entre la energía cinética de la cáscara de HI y la energía mecánica total impartida por el viento estelar desde la formación de la cáscara,

$$\epsilon = \frac{E_k}{E_w} = \frac{M_{\text{cas}} V_{\text{cas}}^2}{\dot{M}_w V_w^2 t}$$

El segundo ( $\pi$ ) es el cociente entre el momento lineal de la cáscara y el momento total inyectado por el viento estelar

$$\pi = \frac{M_{\text{cas}} V_{\text{cas}}}{\dot{M}_w V_w t}$$

En estas ecuaciones  $M_{\text{cas}}$  y  $V_{\text{cas}}$  son la masa (neutra + ionizada) y la velocidad de expansión de la cáscara respectivamente,  $\dot{M}_w$  es la tasa de pérdida de masa y  $V_w$  la velocidad del viento. La edad de la cáscara ( $t$ ) se obtiene a partir de  $V_{\text{cas}}$ , el radio de la estructura y la forma en que la cáscara se desacelera. Si el radio de la cavidad ( $R$ ) es proporcional a la edad de la cáscara a la potencia  $\eta$ , entonces

$$t = \eta \frac{R}{V_{\text{cas}}}$$

El valor de  $\eta$  depende del modelo: para una velocidad de expansión constante  $\eta = 1$ , en el caso de conservación de energía  $\eta = 3/5$  mientras que en el caso de conservación de momento  $\eta = 1/2$  (Weaver et al. 1977).

Estos parámetros miden la eficiencia de conversión de la energía y momento del viento en movimientos en el MIE y pueden ser comparados con lo predicho por los modelos teóricos. Según el modelo desarrollado por Weaver et al. (1977), aproximadamente un 60% de la energía del viento se transforma en energía interna del gas, un 20% en energía cinética de la cáscara y 20% es radiada en el frente de onda externo (ver Cap. 1, Sección 1.4.1). Si las estructuras observadas son consideradas ejemplos de este modelo simple, el parámetro  $\epsilon$  debería ser igual a 0.2 (esto quiere decir que en los casos en los que  $\epsilon \leq 0.2$  la estrella tiene energía suficiente como para poder crear la burbuja interestelar observada). Generalmente este valor es mucho mayor que el obtenido a partir de las observaciones:  $\epsilon \sim 0.001-0.1$ . Considerando algunos errores típicos: 20% en la distancia al objeto,  $\sigma_{V_{\text{cas}}} = 8 \text{ km s}^{-1}$ ,  $\sigma_{\log \dot{M}_w} = 0.2$  y  $\sigma_{V_w} = 300 \text{ km s}^{-1}$ , el error en  $\epsilon$  es del 100%. Además, hay otras posibles fuentes de error en la obtención de estos parámetros: es posible que en la

cáscara haya gas demasiado frío como para emitir radiación detectable en el rango óptico o de radio y también hay que tener en cuenta la posibilidad de que el viento estelar no haya sido igual de intenso durante todo el tiempo desde la formación de la cáscara.



# Bibliografía

- [1] Altenhoff W., Mezger P.G., Wendker H. & Westerhout G., 1960, *Veröff. Sternwarte, Bonn*, 59, 48.
- [2] Arnal E.M., Cappa C.E., Rizzo J.R. & Cichowolski S., 1999, *AJ*, 118, 1798.
- [3] Brand J., Blitz L., Wouterloot J.G.A. & Kerr F.J., 1987, *A&AS*, 69, 343.
- [4] Brand J. & Blitz L., 1993, *A&A*, 275, 67.
- [5] Broadbent A., Haslam C.G.T. & Osborne J.L., 1989, *MNRAS*, 237, 381.
- [6] Chaisson E.J., 1976, in Avrett E.H., ed, *Frontiers of Astrophysics*, Cambridge: Harvard Univ. Press, p. 259.
- [7] Chan G. & Fich M., 1995, *AJ*, 109, 2611.
- [8] Draine B., 1990, in Thronson M.A. Jr., Shull J.M., eds, *The Interstellar Medium in Galaxies*, Dordrecht: Reidel, p. 483.
- [9] Draine B. & Lee H.M., 1984, *ApJ*, 285, 89.
- [10] Fich M., Blitz L. & Stark A.A., 1989, *ApJ*, 342, 272.
- [11] Mezger P.G. & Henderson A.P., 1967, *ApJ*, 147, 471.
- [12] Moon D.S. & Koo B.C., 1994, *J.Korean Astron.Soc.*, 27, 81.
- [13] Oster L., 1961, *Rev. Mod. Phys*, 33, 525.
- [14] Pineault S., 1998, *AJ*, 115, 2483.
- [15] Roelfsema P.R. & Goss W.M., 1992, *A&A Review*, 4, 161.
- [16] Treffers R.R. & Chu Y-H., 1982, *ApJ*, 254, 569.
- [17] van der Veen W.E.C.J. & Habing H.J., 1988, *A&A*, 194, 125.
- [18] Weaver R., McCray R., Castor J, Shapiro P. & Moore R., 1977, *ApJ*, 218, 377.
- [19] Wheelock S.L., Gautier T.N., Chillemi J., Kester D., McCallon H., Oken C., White J., Gregorich D, Boulangen F. & Good J., 1994, *IRAS Sky Survey Atlas Explanatory Supplement (JPL Publ. 94-11)* (Pasadena:JPL).

## Capítulo 4

# El medio interestelar en los alrededores de HD 130298

Con el objetivo de analizar el medio interestelar (MIE) en los alrededores de estrellas de gran masa, hemos utilizado el radiotelescopio del Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) para obtener información sobre la distribución del HI en los alrededores de la estrella HD 130298. En este Capítulo presentaremos los resultados obtenidos para dicho objeto.

### 4.1 HD 130298

Este objeto es una estrella de tipo espectral O7V (Humphreys 1975) u O6 III (Catálogo de Estrellas O Galácticas, Garmany et al. 1982). Sus coordenadas, así como otros parámetros que la caracterizan, se dan en la Tabla 4.1.

**Tabla 4.1:** Parámetros principales de la estrella HD 130298.

Parámetro	Valor
Coord. galácticas ( $l, b$ )	$318^{\circ}.77 + 2^{\circ}.77$
Coord. ecuatoriales ( $\alpha, \delta$ )(J2000)	$14^{\text{h}}49^{\text{m}}33^{\text{s}}.76 - 56^{\circ}25'38''.5$
Magnitud visual aparente	9.29
Velocidad radial ( $\text{km s}^{-1}$ )	$-74^a$
Movimiento propio ( $\mu_{\alpha}, \mu_{\delta}$ )(mas/año)	$-6.6 \pm 1.5, 0.7 \pm 1.4^b$
Distancia (kpc)	$3.5^c$

<sup>a</sup> Evans 1967.

<sup>b</sup> Catálogo de Tycho-2.

<sup>c</sup> Catálogo de Estrellas O Galácticas.

### 4.2 Observaciones

Las observaciones fueron llevadas a cabo en enero de 1999 utilizando una de las antenas de 30m del Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR). Se observó

una zona del cielo de  $7^\circ \times 7^\circ$ , centrada en la posición de la estrella, con un espaciado entre puntos observados igual a un haz (HPBW =  $30'$ ). La temperatura total de sistema contra cielo frío fue de alrededor de 35 K. El analizador espectral consistió en un autocorrelador de 1008 canales. El ancho de banda utilizado fue de 5 MHz, dando una separación entre canales de  $1.05 \text{ km s}^{-1}$  y una resolución en velocidad de  $1.27 \text{ km s}^{-1}$ . La cobertura total en velocidad fue de aproximadamente  $1056 \text{ km s}^{-1}$ , centrada en  $v = 0 \text{ km s}^{-1}$  (respecto al Sistema Local de Referencia (LSR)). Después de realizado el proceso de reducción, el rango de velocidad efectivo cubierto fue de  $-450$  a  $400 \text{ km s}^{-1}$ , ya que los canales próximos a los bordes de la banda de paso debieron ser descartados debido a efectos producidos por el filtro utilizado para determinar la banda de paso. El tiempo de integración de cada posición dentro de la grilla fue de un minuto. El ruido (*rms*) obtenido fue del orden de 0.15 K. Para la calibración de la escala de la temperatura de brillo se utilizaron los puntos de calibración IAR 0 y IAR 9 (Morras & Cappa 1995). El modo de observación utilizado fue el de potencia total, utilizando como espectro de referencia el obtenido al inicio, mitad y final de la sesión de observación, corriendo la velocidad del centro de la banda de paso en  $1000 \text{ km s}^{-1}$ . Durante cada turno de observación se obtuvieron tres espectros de referencia, los cuales fueron posteriormente promediados con el fin de obtener una mejor relación señal-ruido y de eliminar posibles efectos de interferencias. El espectro de referencia resultante fue sustraído de cada uno de los perfiles de HI observados. Luego, la línea de base instrumental fue removida ajustando un polinomio a las zonas del perfil donde la línea de emisión no estuviera presente. Con el objetivo de pasar de temperatura de antena a temperatura de brillo, cada perfil fue multiplicado por un valor constante, obtenido a partir de las observaciones de los puntos de calibración. La reducción se llevó a cabo utilizando el programa DRAWSPEC (Liszt 1987) y una versión especial del mismo desarrollada por el Dr. E. Bajaja (1990). De esta manera se obtuvo un cubo ( $l, b, v$ ) a partir del cual es posible analizar la distribución del HI en los alrededores de la estrella HD 130298.

### 4.3 Análisis de las observaciones

Después de haber inspeccionado cuidadosamente todo el rango de velocidad observado, una estructura en la distribución del HI llamó nuestra atención en el rango  $-32$  a  $-23 \text{ km s}^{-1}$ . En la Figura 4.1 se muestran las imágenes correspondientes a dicho rango. A  $-31.4$  y  $-30.3 \text{ km s}^{-1}$ , se observa la presencia de un mínimo en la distribución del HI centrado en  $(l, b) = (319.^\circ 3, 3.^\circ 2)$ . Aunque el mismo se encuentra ubicado hacia longitudes galácticas mayores respecto a HD 130298, una distorsión en los contornos es claramente visible en las cercanías de la estrella. En las imágenes siguientes, esta distorsión se incrementa. A  $-28.2 \text{ km s}^{-1}$  la presencia de un mínimo centrado en  $(l, b) = (319.^\circ 2, 2.^\circ 8)$  es notoria, con la estrella proyectada hacia uno de los bordes del mismo. Este mínimo se encuentra bien definido hasta  $-26.2 \text{ km s}^{-1}$  y a partir de ahí comienza a perder su identidad.

En la Figura 4.2 se muestra la distribución de HI promediada en el rango

de velocidad  $-30.3$  a  $-25.1$   $\text{km s}^{-1}$ . La presencia de un mínimo de HI es claramente visible. El mismo tiene una geometría casi esférica, con la estrella proyectada hacia uno de sus bordes. El movimiento propio de la estrella (indicado en la Figura 4.2) podría explicar la posición excéntrica de la estrella con respecto al mínimo de HI.

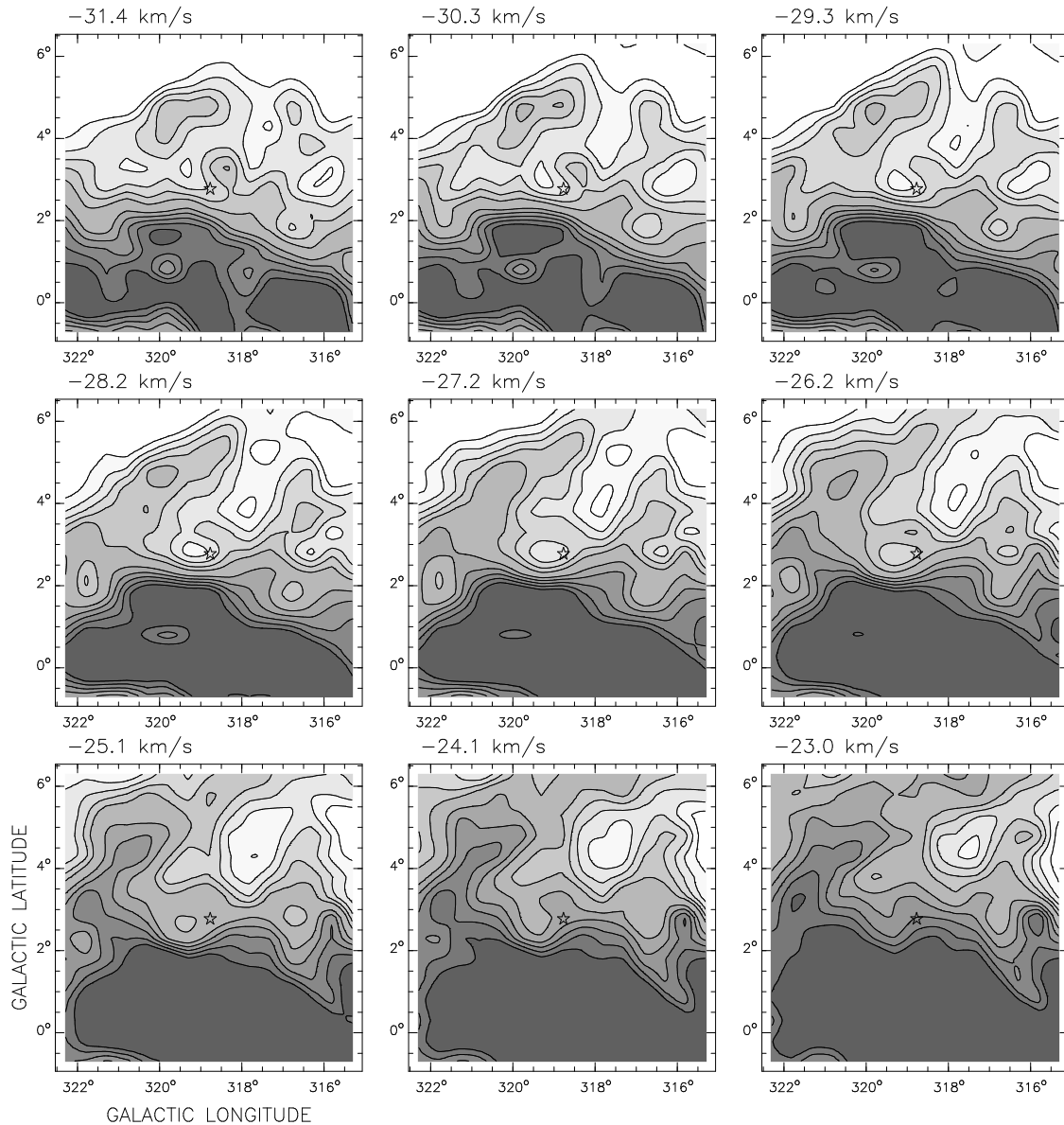
Los distintos modelos de rotación galáctica (e.g. Ostriker & Caldwell 1983; Blitz 1979) para  $l \sim 318^\circ$  y considerando una velocidad sistémica de  $-28$   $\text{km s}^{-1}$  predicen una distancia cercana y una lejana de  $1.9 \pm 0.6$  kpc y  $10.9 \pm 0.6$  kpc, respectivamente. Si consideramos una distancia de  $10.9$  kpc, una magnitud aparente de  $9.29^m$  (ver Tabla 4.1) y una absorción en el visual de  $2.5^m$  (Neckel & Klare 1980) obtenemos para la estrella una magnitud absoluta de  $-8.4^m$ , lo cual es totalmente incompatible con el tipo espectral de la misma.

Por otro lado, a partir del campo de velocidades **observado** por Brand & Blitz (1993), para la velocidad  $v_{\text{sis}} = -28$   $\text{km s}^{-1}$ , se obtiene una distancia de  $3 \pm 1$  kpc. En base a estos valores y teniendo en cuenta que la última es derivada a partir de un campo de velocidades observado, nosotros adoptamos para la estructura una distancia de 3 kpc.

Un último paso para poder relacionar el mínimo de HI observado con HD 130298, es analizar la presencia de otras estrellas de gran masa que podrían ser responsables de la estructura encontrada. Por medio de la base de datos de SIMBAD, encontramos dos estrellas tempranas localizadas en la zona: HD 130811 (B2II/III) y GSC 08688-01939 (O...). La posición de las mismas se indica mediante triángulos en la Figura 4.2. Teniendo en cuenta que GSC 08688-01939 tiene una magnitud aparente catalogada de  $11.0^m$  y adoptando para la misma una absorción de  $2.^m5$  (Neckel & Klare 1980) y una distancia similar a la de la estructura de HI (3 kpc), obtenemos que a la misma le corresponde una magnitud absoluta de  $-3.^m9$ . Utilizando la calibración de Schmidt-Kaler y suponiendo que la estrella pertenece a la secuencia principal, esto implica que la estrella sea posiblemente una B0V. Es importante mencionar que de acuerdo a los esquemas evolutivos obtenidos por Massey (1997), HD 130811 habría tenido un tipo espectral cercano a O9.5 en la fase de secuencia principal. De este modo, recordando que HD 130298 está catalogada como O7V (u O6 III), y que una estrella con cualquiera de estos tipos espectrales posee un viento estelar mucho más intenso que una estrella de tipo espectral B temprana (como ha sido ilustrado en el Capítulo 1), podemos concluir que HD 130298 es la principal candidata a ser el objeto que originó la estructura de HI observada.

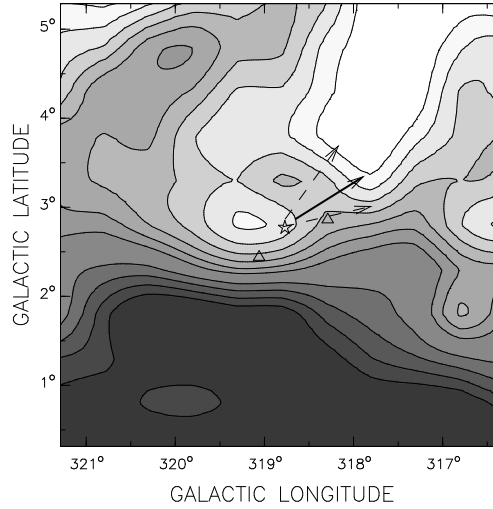
Dado que los requisitos necesarios para poder asociar una dada estructura de HI con una estrella de gran masa (ver Sección 3.1 del Capítulo 3) se satisfacen, podemos concluir que la estructura de HI encontrada está, muy posiblemente, asociada a la estrella HD 130298.

Utilizando las herramientas también descritas en la Sección 3.1 del Capítulo 3, hemos obtenido los parámetros que caracterizan a la estructura de HI observada. Los mismos se suministran en la Tabla 4.2. Es importante notar que los parámetros obtenidos son similares a los de otras estructuras encon-



**Figura 4.1:** Distribución del HI en los alrededores de HD 130298 en el rango de velocidad  $-31.4$  a  $-23.0$   $\text{km s}^{-1}$ . Los contornos corresponden a niveles de igual temperatura de brillo y están dibujados de 26 a 42 cada 4 K y de 50 a 70 cada 5 K. La resolución espacial es  $0.5$ . La posición de HD 130298 está indicada por una estrella de cinco puntas. En la parte superior de cada imagen se indica la velocidad correspondiente a la misma. En esta figura, y en todas las posteriores, los tonos de grises más oscuros corresponden a zonas de mayor emisividad.

tradas alrededor de estrellas O observadas con el mismo instrumento (Cappa & Benaglia 1998; Benaglia & Cappa 1999).



**Figura 4.2:** Promedio de la distribución del HI en los alrededores de HD 130298 en el rango de velocidad  $-30.3$  a  $-25.1$   $\text{km s}^{-1}$ . Los contornos corresponden a niveles de igual temperatura de brillo y están dibujados de 30 a 48 cada 3 K y de 55 a 70 cada 5 K. La resolución espacial es  $30'$ . La posición de HD 130298 está indicada por una estrella de cinco puntas. Los triángulos indican la posición de otras estrellas de gran masa vistas en proyección en la zona. La flecha de línea llena indica la dirección del movimiento propio de la estrella, mientras que las de línea rayada corresponden al máximo y mínimo ángulo (respecto al eje de las abscisas) para la misma teniendo en cuenta los errores del movimiento propio.

**Tabla 4.2:** Parámetros de la estructura de HI.

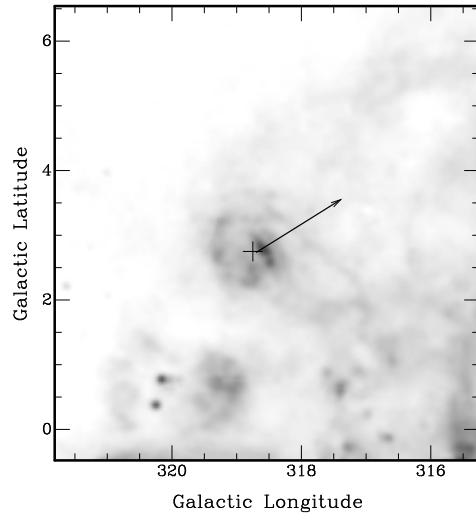
Parámetro	Valor
Velocidad sistémica ( $\text{km s}^{-1}$ )	$-28$
Extensión en velocidad ( $\text{km s}^{-1}$ )	$9$
Distancia adoptada (kpc)	$3$
Eje mayor (grados)	$1.25$
Eje menor (grados)	$0.75$
Eje mayor <sup>b</sup> (pc)	$60$
Eje menor <sup>b</sup> (pc)	$30$
$C_{\text{ax}}$	$2$
$C_{\text{off}}$	$0.6$
Masa faltante ( $M_{\text{HI}}^{\text{fal}}$ ) ( $M_{\odot}$ )	$500$
Densidad de HI faltante <sup>a</sup> ( $n_{\text{HI}}$ ) ( $\text{cm}^{-3}$ )	$0.7$

<sup>a</sup> Obtenida suponiendo una estructura elipsoidal.

<sup>b</sup> Desconvolucionado.

#### 4.4 Observaciones a otras frecuencias

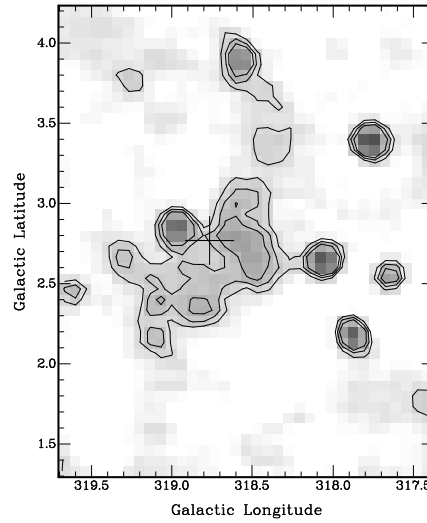
Con el objetivo de analizar el MIE en los alrededores de HD 130298 en la mayor cantidad de frecuencias posible, hemos hecho uso de los distintos relevamientos accesibles por medio de Internet.



**Figura 4.3:** Emisión de la línea de  $H_{\alpha}$  en las cercanías de HD 130298, cuya posición está indicada por una cruz. La flecha indica la dirección del movimiento propio de la estrella. La resolución espacial es  $6'$ .

A partir del relevamiento llevado a cabo en la línea de  $H_{\alpha}$  (“*A Full-Sky H-alpha Template for Microwave Foreground Prediction*”, Douglas P. Finkbeiner 2003), obtuvimos la imagen que se muestra en la Figura 4.3. La resolución espacial es de  $6'$ . La presencia de una estructura en las cercanías de la estrella es claramente visible. Teniendo en cuenta la dirección del movimiento propio podemos ver que dicha estructura es más intensa en la zona hacia donde la estrella se está moviendo. Es importante mencionar que una comparación morfológica detallada entre esta estructura y la observada en HI no es posible debido a la diferencia en la resolución de ambas imágenes. Sin embargo, es importante notar que a partir de los datos de HI es posible detectar estructuras en la distribución del HI, lo que facilita un posterior análisis utilizando un instrumento que permita obtener una mejor resolución espacial. En este caso particular, considerando la presencia de la estructura en  $H_{\alpha}$ , sería importante poder llevar a cabo un análisis de la distribución del HI con una resolución angular similar.

Analizando las imágenes del relevamiento del continuo de radio a 2.4 GHz (Duncan et al. 1995) obtuvimos la imagen que se muestra en la Figura 4.4. La resolución espacial es del orden de  $10'$ . En dicha figura se observa, además de varias fuentes puntuales, una estructura extendida rodeando a la estrella hacia longitudes y latitudes galácticas inferiores. A pesar de las limitaciones inherentes a la resolución del instrumento utilizado, es posible notar que la estructura tiene una leve curvatura hacia la posición de la estrella. Es-



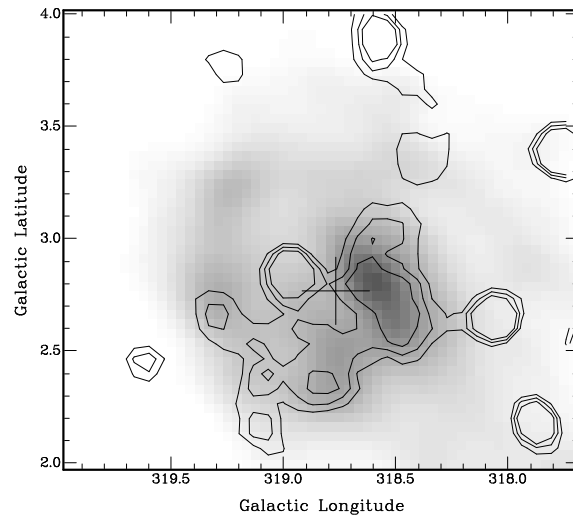
**Figura 4.4:** Emisión en el continuo de radio a 2.4 GHz en las cercanías de HD 130298, cuya posición está indicada por una cruz. La resolución espacial es  $\sim 10'$ . Los contornos corresponden a los niveles de 0.15, 0.20 y 0.25 Jy/haz

ta geometría es esperable cuando la fuente está siendo ionizada por fotones energéticos provenientes de una estrella de gran masa.

En la Figura 4.5 se muestran los mismos contornos que en la Fig. 4.4 superpuestos sobre la emisión de  $H_\alpha$  (cuya imagen ha sido previamente convolucionada a un haz de  $10'$ ). Claramente, la correlación morfológica entre ambas frecuencias es muy buena. También se observa que las fuentes puntuales visibles en radio no tienen una contrapartida en  $H_\alpha$ . Si bien debido a la diferencia entre las resoluciones angulares no es posible comparar la estructura observada en el continuo con la detectada en la distribución del HI, en la Figura 4.6 se muestra el contorno del continuo correspondiente a 0.2 Jy/haz superpuesto sobre la distribución de HI mostrada en la Fig. 4.2, con el único objetivo de poder visualizar a grandes rasgos la correlación espacial entre ambas estructuras. A pesar de la diferencia en la resolución, podríamos decir que la estructura de continuo pareciera tener una buena correlación espacial con parte de la cavidad de HI.

A partir de un análisis del relevamiento a 2.4 GHz esta estructura fue identificada como G319.3+3.9 y, en base a la falta de emisión en el infrarrojo, la misma fue considerada como un posible remanente de supernova (Duncan et al. 1995). Sin embargo, considerando su morfología (levemente curvada hacia la posición de la estrella) y posible correlación con la estructura de HI, la posibilidad de que se trate de una región HII no puede ser descartada. Para poder llevar a cabo un análisis de su origen térmico es necesario tener datos del continuo de radio a otra frecuencia y poder así estimar el índice espectral de la misma (ver Sección 3.2 del Capítulo 3).



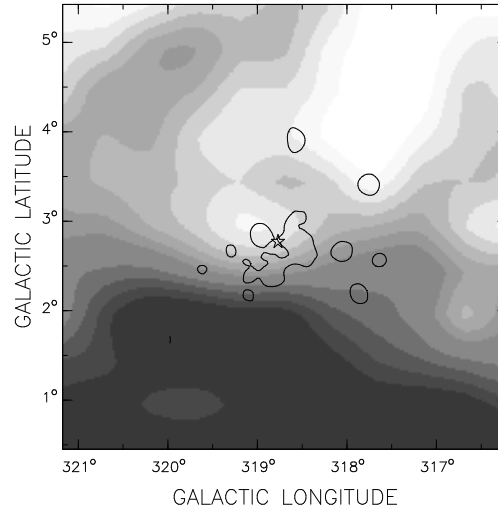


**Figura 4.5:** Emisión de  $H_\alpha$  (tonos de grises) con los contornos del continuo de radio mostrados en la Fig. 4.4 superpuestos. La posición de HD 130298 está indicada por una cruz. La resolución espacial es  $10'$ .

Considerando que posiblemente se trate de una región HII, es importante analizar si HD 130298 emite la cantidad de fotones necesarios como para poder mantener ionizada la estructura observada. La densidad de flujo a 2.4 GHz emitida por la fuente es del orden de 0.3 Jy. A partir de la ecuación de Chaisson (1976) (ver Sección 3.2.1 del Capítulo 3), adoptando una temperatura electrónica de  $10^4$  K y una distancia de 3 kpc obtenemos que se necesitan alrededor de  $2.2 \times 10^{47}$  fotones/s para mantener la estructura ionizada. Considerando el tipo espectral de la estrella (O7V u O6III), esto representa a lo sumo sólo el 2% de los fotones emitidos por la misma. Esto indicaría que HD 130298 emite suficientes fotones energéticos y que el ángulo sólido substendido por la fuente sería muy pequeño (del orden de 0.25 ster).

Una de las características principales de las estructuras generadas en el MIE debido a la acción del viento estelar de estrellas que se mueven a una elevada velocidad espacial (denominadas “*run away stars*”) es la presencia de exceso de emisión en  $60 \mu\text{m}$ . Teniendo en cuenta esto, Van Buren et al. (1995) llevaron a cabo un relevamiento de estructuras de tipo “*bow shocks*” alrededor de estrellas con elevada velocidad espacial, utilizando los datos de IRAS. A partir del análisis de imágenes de exceso de emisión en  $60 \mu\text{m}$ , pudieron identificar 58 estructuras candidatas a ser “*bow-shocks*”, siendo la estructura observada alrededor de HD 130298 una de ellas. Las densidades de flujo obtenidas son:  $7.1 \pm 1.0$ ,  $8.6 \pm 1.0$  y  $4.7 \pm 1.0$  Jy para las bandas de 25, 60 y 100  $\mu\text{m}$ , respectivamente. En la Figura 4.7 se muestran las imágenes obtenidas por el satélite IRAS en las bandas de 60 y 100  $\mu\text{m}$ . En las mismas se observa emisión infrarroja en las cercanías de la estrella.

A partir de la la velocidad radial y movimiento propio dados en la Tabla



**Figura 4.6:** Distribución del HI (tonos de grises) con el contorno del continuo de radio correspondiente a 0.2 Jy/haz superpuesto. La posición de HD 130298 está indicada por una cruz.

4.1 y adoptando para la estrella una distancia ( $d$ ) de 3 kpc, haciendo uso de la ecuación para la velocidad tangencial dada por  $v_t$  ( $\text{km s}^{-1}$ ) =  $4.74 \mu''/\text{año} d(\text{pc})$  obtenemos para HD 130298 una velocidad espacial del orden de  $94 \pm 38 \text{ km s}^{-1}$ .

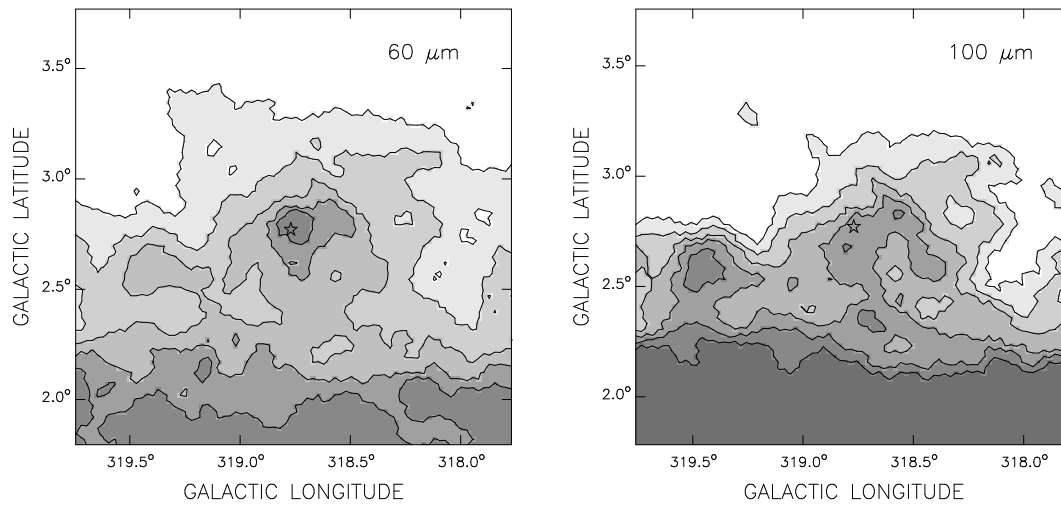
En base al exceso de emisión observado a  $60 \mu\text{m}$  y a la alta velocidad espacial de la estrella podríamos concluir que es muy posible que HD 130298 pueda ser considerada como una “*run away star*”. Esto también sería consistente con la mayor emisividad observada en la dirección del movimiento estelar tanto en el continuo de radio como en la línea  $H_\alpha$ . De ser este el caso, en la distribución del HI deberíamos observar una estructura tipo “*bow-shock*” (Brighenti & D’Ercole 1995). Lamentablemente, para poder llevar a cabo un análisis detallado de la distribución del HI, se necesitan datos con un resolución angular superior ( $\text{HPBW} \leq 3'$ ) a los presentados en este trabajo ( $\text{HPBW} = 30'$ ).

## 4.5 Conclusiones

A partir del análisis de datos de HI obtenidos con la antena de 30m del IAR, hemos analizado el MIE en los alrededores de la estrella HD 130298. Una cavidad en la distribución del HI es observada en el rango de velocidad  $-30$  a  $-25 \text{ km s}^{-1}$ . La misma tiene una geometría casi esférica y la estrella se encuentra proyectada sobre uno de sus bordes.

Analizando los relevamientos de uso público detectamos, en los alrededores de la estrella, una estructura visible tanto en la línea de  $H_\alpha$  como en el continuo de radio a 2.4 HGz.

Por otro lado, a partir de datos IRAS y de la alta velocidad espacial de la



**Figura 4.7:** Imágenes de 60 y 100  $\mu\text{m}$  en los alrededores de HD 130298. La posición de la estrella está indicada por una estrella de cinco puntas. La resolución es del orden de  $2'$ . Los contornos en 60  $\mu\text{m}$  ocurren desde 19 a 31 MJy/sr cada 3 MJy/sr, mientras que en 100  $\mu\text{m}$  ocurren desde 105 a 140 MJy/sr cada 7 MJy/sr.

estrella, podemos concluir que posiblemente estemos frente a una estrella de tipo “*run away*”.

En base a todo lo observado, un estudio más detallado de la distribución del HI (mejor resolución angular) es fundamental para tratar de identificar una estructura de tipo “*bow-shock*” y para poder llevar a cabo una comparación morfológica con la estructura observada en la línea  $\text{H}_\alpha$  y el continuo de radio.

# Bibliografía

- [1] Bajaja E., 1999, comunicación privada.
- [2] Benaglia P. & Cappa C.E., 1999, A&A, 346, 979.
- [3] Blitz L., 1979, ApJ, 231, L118.
- [4] Brand J. & Blitz L., 1993, A&A, 275, 67.
- [5] Brighenti F. & D'Ercole A., 1995, MNRAS, 277, 53.
- [6] Cappa C.E. & Benaglia P., 1998, AJ, 116, 1906.
- [7] Chaisson E.J., 1976, in Avrett E.H., ed, *Frontiers of Astrophysics*, Cambridge: Harvard Univ. Press, p. 259.
- [8] Duncan A.R., Stewart R.T., Haynes R.F. & Jones K.L., 1995, MNRAS, 277, 36.
- [9] Evans, D.S., " *The Revision of the General Catalogue of Radial Velocities*", 1967, IAUS, 30 57.
- [10] Finkbeiner D.P., 2003, ApJS, in press.
- [11] Garmany C.D., Conti P.S. & Chiosi C., 1982, ApJ, 263, 777.
- [12] Humphreys R.M., 1975, A&AS, 19, 243.
- [13] Liszt H.S., 1987, DRAWSPEC User Manual, Manual to the DRAWSPEC single-dish spectral line reduction package. Privately circulated.
- [14] Massey P., 1997, " *The Stellar Initial Mass Function*", proceedings of the 38th Herstmonceux Conference, ed. G. Gilmore, I. Parry & S. Ryan.
- [15] Morras R. & Cappa C.E., 1995, IAR Internal Technical Report # 74.
- [16] Neckel Th. & Klare G., 1980, A&AS, 42, 251.
- [17] Ostriker J. P. & Caldwell J.A.R., 1983, in " *Kinematics, Dynamics and Structure of the Milky Way*", Astrophys. Space Sci. Library, Vol. 100, p. 249.
- [18] Van Buren D., Noriega-Crespo A. & Dgani R., 1995, AJ, 110, 2914.



## Capítulo 5

# Un análisis del MIE en los alrededores de WR 126, WR 154 y WR 155

### Resumen

En este Capítulo presentamos los resultados obtenidos a partir del análisis de la distribución del HI en los alrededores de tres estrellas Wolf-Rayet galácticas: WR 126, WR 154 y WR 155. Los datos fueron obtenidos utilizando la antena de 100m de Effelsberg (Alemania). En los alrededores de cada una de las estrellas hemos detectado la presencia de una zona de baja emisividad de HI. Estos mínimos de HI son interpretados como la contrapartida observacional de las burbujas interestelares creadas por el viento estelar de la estrella WR y de su progenitora. Las cavidades de HI observadas son estructuras elongadas, con un cociente axial que va desde 1.3 (WR 155) hasta 3 (WR 126). La estrella WR se observa siempre en una posición excéntrica respecto al centro geométrico de la cavidad o del mínimo absoluto dentro de la misma. Estos desplazamientos van desde el 50 al 80 % del eje menor del mínimo. Las cavidades se observan a lo largo de un rango de velocidad del orden de  $8\text{-}9 \text{ km s}^{-1}$ . El eje mayor de las estructuras observadas va desde 13 (WR 155) a 27 pc (WR 126), mientras que la cantidad de masa faltante es del orden de  $45\text{-}50 M_{\odot}$  (WR 126),  $60 M_{\odot}$  (WR 155) y  $85 M_{\odot}$  (WR 154).

Este trabajo será presentado a continuación en la forma en la que ha sido aceptado para su publicación (A&A, 2003).

Mi participación en este trabajo consistió en reducir los datos radioastronómicos y llevar a cabo el análisis de los mismos en conjunción con otras bases de datos. También he participado activamente en la discusión con los otros investigadores involucrados. A su vez he tenido a mi cargo la redacción del trabajo para su posterior publicación.



## Capítulo 6

# El medio interestelar en los alrededores de HD 10125

### Resumen

En este Capítulo presentaremos los resultados obtenidos a partir del análisis del medio interestelar en los alrededores de HD 10125. Para llevar a cabo dicho análisis hemos utilizado observaciones de la línea del HI y del continuo de radio a 408 y 1420 MHz, obtenidas del relevamiento llevado a cabo en el Dominion Radio Astrophysical Observatory (DRAO). Otros relevamientos del continuo de radio y del infrarojo fueron también utilizados. Encontramos un mínimo en la distribución del HI, que se puede relacionar con la estrella si se tiene en cuenta el movimiento propio de la misma. En todas las observaciones del continuo de radio se detecta una estructura en forma de arco. A partir de la medición de los flujos se obtiene un índice espectral ( $S_\nu \sim \nu^\alpha$ )  $\alpha = 0.0 \pm 0.1$ , indicando un origen térmico para la estructura. De los datos de infrarojo encontramos que la temperatura del polvo es mayor en la zona donde la emisión de continuo está presente.

Concluimos que todas las estructuras encontradas (HI, continuo de radio e IR) están físicamente relacionadas entre sí. La estrella tiene suficientes fotones energéticos como para ionizar el gas circundante y calentar el polvo y, mediante su viento, barrer el HI y el HII generando las estructuras observadas.

Este trabajo será presentado a continuación en la forma en la que ha sido publicado (MNRAS, 343, 47, 2003).

Mi participación en este trabajo consistió en reducir los datos radiométricos y llevar a cabo el análisis de los mismos en conjunción con otras bases de datos. También he participado activamente en la discusión con los otros investigadores involucrados. A su vez he tenido a mi cargo la redacción del trabajo para su posterior publicación.





## Capítulo 7

# Análisis del entorno de WR 130 utilizando datos del DRAO y el VLA

### Resumen

En este capítulo presentaremos los resultados obtenidos a partir del análisis del MIE en los alrededores de la estrella Wolf-Rayet WR 130. Para llevar a cabo dicho análisis hemos utilizado datos de la línea de 21 cm del HI y del continuo de radio a 408 y 1420 MHz obtenidos con el Telescopio de Síntesis de Apertura del DRAO. A su vez, hemos realizado observaciones de la línea de recombinación H110 $\alpha$  y de la del HI con el interferómetro del VLA, en las configuraciones DnC y D. Relevamientos del continuo de radio así también como del infrarrojo fueron utilizados. Cerca de la posición de WR 130 se encuentra la región HII Sh 98 (cuyo tamaño angular es del orden de 15') y dos estrellas de tipo espectral OB. Tanto en las imágenes del continuo de radio como del infrarrojo se observa una estructura extendida con forma de anillo (G68.1 +1.1), con un tamaño angular de  $\sim 20'$ . Proyectadas sobre el mismo, se detectan cuatro radiofuentes puntuales, una de las cuales es una región HII de  $\sim 3'$  (G68.14 +0.92), mientras que las otras son, probablemente, fuentes extragalácticas. El índice espectral ( $S_\nu \propto \nu^\alpha$ ) de G68.1 +1.1 es  $\alpha = 0.0 \pm 0.1$ . La naturaleza térmica de G68.1 +1.1 es confirmada a partir del análisis de la correlación entre la temperatura de brillo a 21 cm y el brillo a 60  $\mu\text{m}$ . Los datos de HI obtenidos con el DRAO muestran una burbuja en la distribución del HI en el rango de velocidad de  $-12$  a  $1 \text{ km s}^{-1}$ . La característica más sobresaliente de dicha estructura es su excelente correlación con el anillo observado en el continuo de radio. La posición de WR 130 no coincide con el centro del anillo, sino que se ubica en uno de sus bordes más densos. Esta excentricidad en la posición puede ser explicada mediante la combinación de una alta velocidad espacial para la estrella y efectos de proyección. La posible contribución de las estrellas OB presentes en la zona es también considerada. A partir de las observaciones de la línea H110 $\alpha$ , junto con otras líneas de recombinación observadas en la zona, estimamos una distancia de 12 kpc para la región HII

compacta G68.14 +0.92 y 5 kpc para G68.1 +1.1. Concluimos que G68.1 +1.1 es la contrapartida en radio de la región HII óptica Sh 98, mientras que G68.14 +0.92 es una fuente mucho más distante. La cantidad de masa ionizada es de alrededor de  $3000 M_{\odot}$  y la densidad electrónica de  $\sim 3 \text{ cm}^{-3}$ , asumiendo una distribución homogénea. La cantidad de masa de HI faltante en la cavidad es del orden de  $500 M_{\odot}$  y la cantidad de masa en exceso en la cáscara del orden de  $1500 M_{\odot}$ .

Este trabajo será presentado a continuación en la forma en la que ha sido publicado (AJ, 122, 1938, 2001).

Mi participación en este trabajo consistió en reducir los datos radiométricos y llevar a cabo el análisis de los mismos en conjunción con otras bases de datos. También he participado activamente en la discusión con los otros investigadores involucrados. A su vez he tenido a mi cargo la redacción del trabajo para su posterior publicación.

# Capítulo 8

## Discusión general y Conclusiones

En este capítulo presentaremos una discusión general de los resultados obtenidos en esta Tesis. Compararemos los mismos con los obtenidos por otros investigadores y con lo predicho por los modelos teóricos.

### 8.1 Resumen de los resultados obtenidos

Como ha sido mencionado anteriormente, para cada objeto hemos analizado la mayor cantidad posible de datos a diferentes frecuencias. En la Tabla 8.1 se detalla el instrumento, y la resolución espacial del mismo, utilizado para analizar la distribución del HI en cada caso. En la Tabla 8.2 se detallan las bandas del espectro electromagnético donde se observa alguna estructura posiblemente relacionada con la estrella.

**Tabla 8.1:** Instrumentos utilizados para la observación del HI.

Estrella	Telescopio	HPBW
HD 130298	IAR	30'
WR 126	Effelsberg	9'
WR 154	Effelsberg	9'
WR 155	Effelsberg	9'
HD 10125	DRAO	1'
WR 130	DRAO y VLA	1' × 2'

Como se desprende de la Tabla 8.2 en todos los casos se ha detectado la presencia de un mínimo en la distribución del HI, mientras que una contrapartida al mismo en el continuo de radio o infrarrojo se observó sólo en algunos objetos. A los efectos de completitud, en la Tabla 8.3 se detallan los principales parámetros que caracterizan a las estructuras observadas. Los mismos fueron derivados en los Capítulos 4 (HD 130298), 5 (WR 126, WR 154 y WR 155), 6 (HD 10125) y 7 (WR 130).

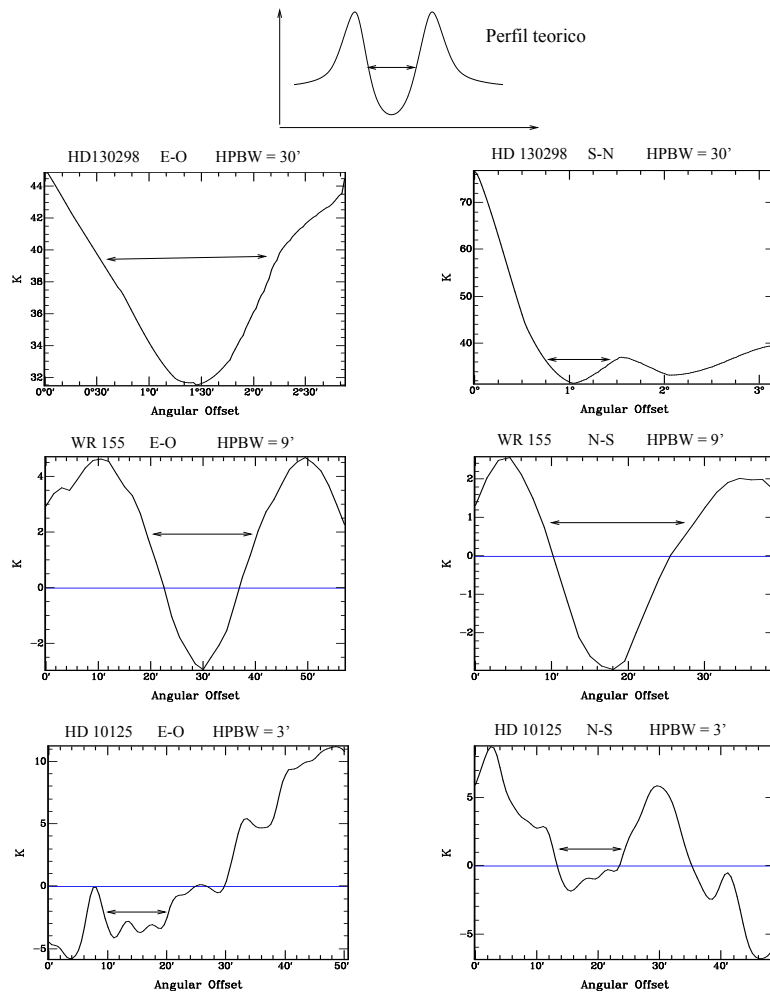
**Tabla 8.2:** Estructuras observadas en las distintas frecuencias.

Estrella	HI	Continuo	Infrarrojo
HD 130298	Si	Si	Si
WR 126	Si	No	No
WR 154	Si	No	No
WR 155	Si	No	No
HD 10125	Si	Si	Si
WR 130	Si	Si	Si

**Tabla 8.3:** Principales parámetros de las estructuras observadas.

	HD 130298	WR 126	WR 154	WR 155	HD 10125	WR 130
<b>HI:</b>						
Eje mayor (pc)	60	18/27	15	13	24	24
Eje menor (pc)	30	9	10	10	20	22
$C_{ax}$	2	2/3	1.5	1.3	1.2	1.1
$C_{off}$	0.6	0.5/0.8	0.7	0.5	0.4	0.4
$M_{HI}^{fal}(M_{\odot})$	500	45/50	85	60	150	500
$M_{HI}^{exc}(M_{\odot})$	-	-	-	-	140	1450
$n_{HI}$ (cm <sup>-3</sup> )	0.7	2.5/2.0	4.5	4.0	3.0	4
$\Delta v$ (km s <sup>-1</sup> )	9	8	9	9	9	10
<b>Continuo:</b>						
$M_{HII}(M_{\odot})$	-	-	-	-	85	3000
$n_e$ (cm <sup>-3</sup> )	-	-	-	-	8	3
$N_{\nu}(10^{47}s^{-1})$	2.2	-	-	-	2.0	33
<b>Infrarrojo:</b>						
$T_d$ (K)	-	-	-	-	26	34
$M_d(M_{\odot})$	-	-	-	-	3.5	7
$L_{IR}(10^3L_{\odot})$	-	-	-	-	6	51

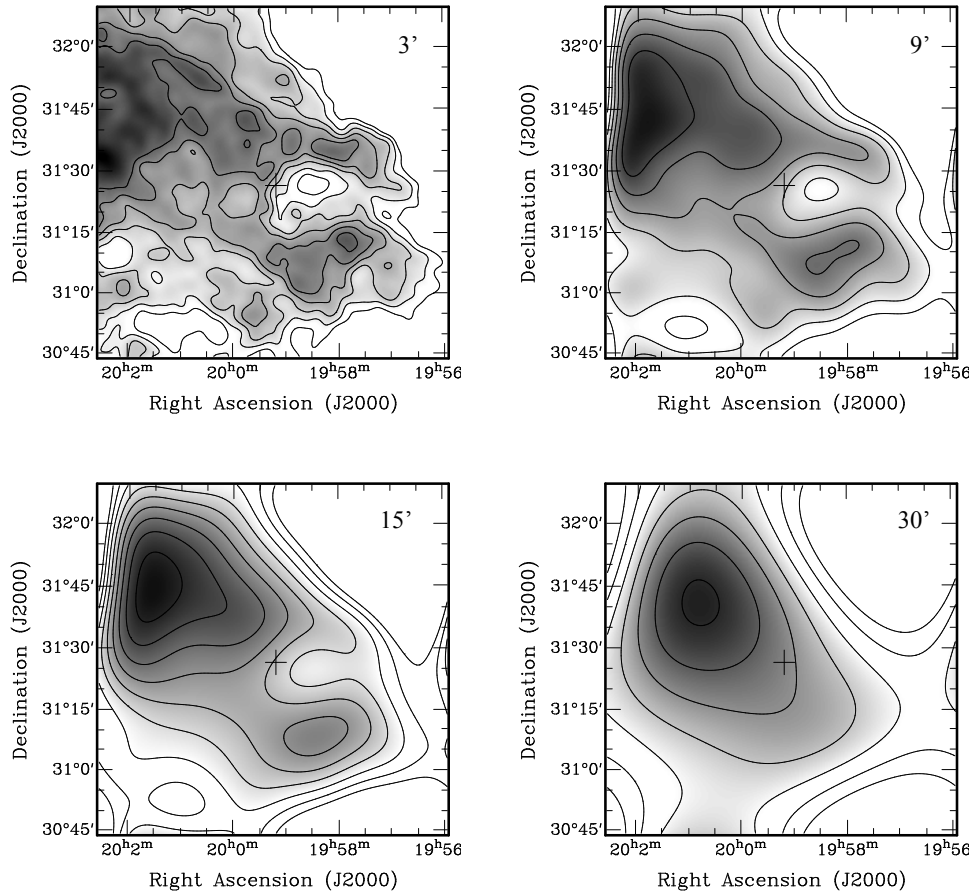
Una característica importante que hemos encontrado es que si bien pudi-  
mos observar las cavidades de HI, la detección de cáscaras de HI rodeando  
a las mismas es mucho más complicada. Si bien se observa alrededor de las  
cavidades la presencia de máximos de emisión - ya sea rodeando a la cavidad  
en forma completa o parcial- en la mayoría de los casos no es posible discernir  
el límite entre el material posiblemente barrido por la estrella y el material  
preexistente en la zona. En la Figura 8.1 se ejemplifica esta dificultad. En la  
parte superior de la figura se muestra un perfil teórico, donde el mínimo está  
rodeado por una cáscara de mayor intensidad. A continuación se muestran los  
cortes realizados en dirección este-oeste (E-O) y norte-sur (N-S) para tres de  
las estrellas analizadas (para obtener los mismos se utilizaron las figuras 4.2, 6  
y 8 de los capítulos 4, 5 y 6, respectivamente). En todos los casos la diferencia  
con el perfil teórico es notoria. Las figuras reflejan claramente la presencia de  
estructuras en el MIE -por ejemplo gradientes en la distribución del HI- que  
existían con anterioridad a que las estrellas hagan sentir sus efectos.



**Figura 8.1:** Perfiles de temperatura para distintas estructuras de HI. En la parte superior de cada una se indica el nombre de la estrella asociada, la dirección del corte y la resolución espacial del instrumento utilizado. La flecha horizontal indica la posición del mínimo de HI.

Es importante destacar la influencia que la resolución del instrumento tiene sobre la identificación de las estructuras. En el caso de HD 10125 (HPBW = 3') el perfil muestra más detalles y permite de alguna manera identificar la posible posición de la cáscara. También, a diferencia con los otros casos presentados, se observa la presencia de estructura en el interior del mínimo de HI. Para poder visualizar este efecto en mayor detalle, en la Figura 8.2 se muestra la distribución del HI en los alrededores de la estrella WR 130 con distintas resoluciones espaciales. La imagen original (ver Capítulo 7) ha sido convolucionada a un haz de 9' (simulando la resolución de Effelsberg), 15' (simulando la resolución de Parkes) y 30' (simulando la resolución del IAR). Si bien con un haz de 9' la estructura es perfectamente identificable, la pérdida de información sobre la estructura de menor tamaño angular es notoria. Con un haz de 15' la estructura sólo se evidencia por la distorsión de los contornos

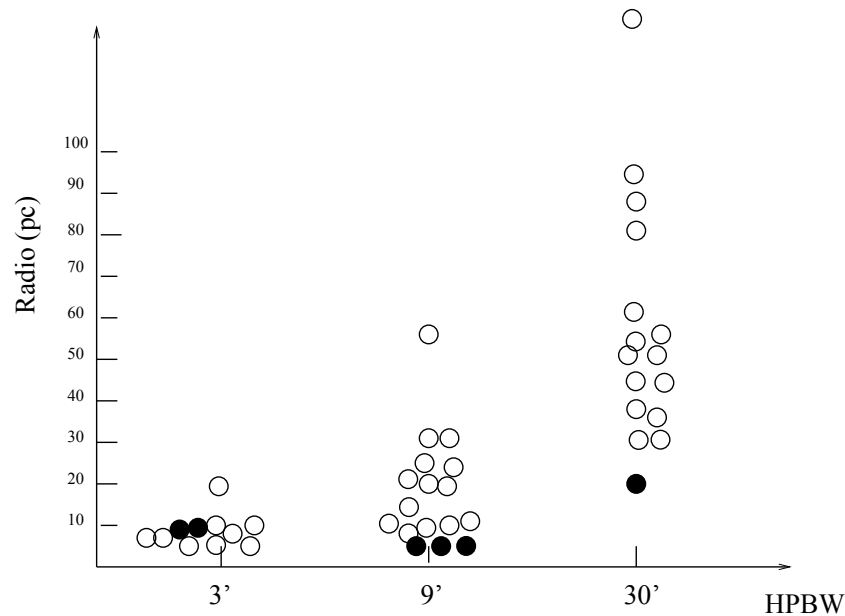
cercanos a la posición de la estrella. Ni siquiera esta distorsión es detectada con un haz de  $30'$ . Esto pone de manifiesto que la detección de estructuras con un haz de  $30'$  es posible sólo para objetos cercanos. De lo contrario, el análisis de este tipo de datos es útil para detectar la posible presencia de estructuras, facilitando un posterior análisis de datos de mejor resolución angular.



**Figura 8.2:** Distribución del HI alrededor de WR 130, cuya posición está indicada con una cruz. Cada imagen tiene una resolución angular diferente, la cual se especifica en la parte superior derecha de cada una. En las dos imágenes superiores, los contornos son dibujados de 5 a 30 K cada 5 K, mientras que en las dos imágenes inferiores son dibujados de 6 a 30 K cada 3 K.

El efecto que la resolución angular del instrumento utilizado tiene sobre la estructura observada se refleja también en los tamaños de las cavidades detectadas. Lógicamente, cuanto mayor es el haz del telescopio, mayor tiende a ser el tamaño de las estructuras encontradas y menor el contraste entre la cáscara y el medio no perturbado. A partir de lo obtenido en este trabajo de Tesis y lo observado previamente con distintos instrumentos, hemos obtenido el gráfico que se muestra en la Figura 8.3. En la misma se grafica el radio de la cavidad de HI observada (en los casos en que la estructura tenga un eje mayor ( $a$ ) y un eje menor ( $b$ ), se grafica el radio equivalente:  $\frac{1}{2}(ab)^{1/2}$ ) versus la resolución angular del instrumento utilizado. Cada círculo representa una estrella. Los

datos se agrupan en tres grupos: los correspondientes a una resolución de 3' (DRAO), de 9' (Effelsberg) y de 30' (IAR). Podemos ver, a grandes rasgos, que el radio promedio de las cavidades de HI observadas con la antena de 30m del Instituto Argentino de Radioastronomía es del orden de 60 pc (Cappa de Nicolau & Niemela 1984, Cappa de Nicolau et al. 1986, Cappa de Nicolau et al. 1988, Niemela & Cappa de Nicolau 1991, Cappa & Benaglia 1998, Benaglia & Cappa 1999) mientras que el obtenido utilizando la antena de 100m de Effelsberg es del orden de 16 pc (Arnal 1992, Cappa et al. 1996a, Arnal & Cappa 1996, Arnal et al. 1999, Cappa & Herbstmeier 2000) y el correspondiente al interferómetro del DRAO es de 10 pc (Dubner et al. 1990, Cappa et al. 1996b, Arnal & Roger 1997, Gervais & St-Louis 1999, Cazzolato & Pineault 2000, Arnal 2001, Cappa et al. 2002, St-Louis 2002). Es importante mencionar que debido a que valores representados fueron obtenidos por diferentes investigadores, los mismos pueden haber sido obtenidos utilizando diferentes criterios de medición y corrección por efectos instrumentales. De todos modos, la influencia de la resolución del instrumento utilizado es evidente.



**Figura 8.3:** Esquema de los tamaños de las cavidades de HI observadas. Cada círculo representa una estrella, siendo los negros las estudiadas en esta Tesis.

Por otro lado, analizando los parámetros que caracterizan a las estructuras de HI observadas, vemos que las mismas difieren mucho de lo predicho por los modelos teóricos básicos. Dos de las diferencias más notorias son la posición excéntrica de la estrella respecto al mínimo absoluto de HI (o al centro de simetría de la cavidad), cuantificada por el coeficiente de desplazamiento ( $C_{\text{off}}$ ) y la desviación de la simetría esférica, cuantificada por el cociente axial ( $C_{\text{ax}}$ ). A partir de los resultados obtenidos para los distintos objetos analizados por varios investigadores, podemos inferir los siguientes valores medios:  $C_{\text{ax}} = 1.9^{+1.3}_{-0.8}$  y  $C_{\text{off}} = 0.5^{+0.1}_{-0.3}$ . Los mismos son similares a los obtenidos por Cappa & Herbstmeier (2000). Esto indica que en promedio las estructuras observadas



poseen un apartamiento de la simetría esférica tal que, uno de sus ejes es casi el doble que el otro y que las estrellas están, en promedio, desplazadas del centro de simetría de la cavidad en una distancia similar a la mitad del eje menor de la estructura.

Teniendo en cuenta que el MIE está muy lejos de ser homogéneo, y que las estrellas poseen movimiento propio, estos hechos observacionales no deberían sorprendernos, sino que en realidad son los esperables. De hecho, en muchos de los casos analizados en este trabajo, la posición de la estrella puede explicarse teniendo en cuenta la dirección del movimiento propio de la misma. Es importante mencionar, sin embargo, que esta inferencia tiene que ser tomada con cuidado. Esto se debe a que por un lado los errores involucrados en los movimientos propios a veces son considerables, y por otro lado porque en la mayoría de los casos los cálculos estiman que la estrella se tiene que haber estado moviendo un tiempo **inferior** a su tiempo de vida. Esto indicaría que mediante algún mecanismo la estrella adquirió cierta velocidad en un determinado momento. Hay varios mecanismos mediante los cuales podría explicarse este proceso. Una posibilidad es que la estrella pertenezca a un sistema binario (o múltiple) y que la estrella de mayor masa -que evoluciona más rápido- explote como supernova, impartiendo de este modo cierta velocidad a sus compañeras. Otra posibilidad es que la estrella haya formado parte de un cúmulo y que debido a interacciones dinámicas haya sido expulsada del mismo. Una tercera posibilidad es que la estrella pertenezca a un sistema binario (o triple) y que el mismo sufra una disrupción jerárquica, impartiendo a uno de sus miembros una velocidad espacial del orden de las observadas (Kisilva 1996). Cabe mencionar que otra posibilidad para explicar las estructuras observadas sería considerar que la estrella tuvo la misma velocidad durante todo su tiempo de vida pero que la estructura generada va perdiendo su identidad a medida que la estrella se distancia de la misma, siendo sólo observable una estructura en la zona del cielo donde la estrella se encuentra en el momento de la observación.

## 8.2 Paradoja del continuo e infrarrojo

Como se mencionó anteriormente, independientemente de la resolución del instrumento utilizado, en todos los casos analizados se detectó la presencia de una cavidad en la distribución del HI muy posiblemente asociada al objeto bajo estudio. En la Sección 1.6 del Capítulo 1 se mencionaron las distintas maneras en que una burbuja interestelar podría ser detectada observacionalmente. Una de ellas es la presencia de emisión en el continuo de radio en los alrededores de la estrella. Dado que las estrellas de gran masa emiten una gran cantidad de fotones energéticos, es de esperar que alrededor de las mismas se forme una región HII. Sin embargo sólo en algunos casos analizados (tanto en este trabajo de Tesis como en otros trabajos del mismo tipo llevados a cabo por distintos investigadores) se detectó emisión en el continuo de radio posiblemente relacionada con la estrella (ver Tabla 8.2 y la Tabla 13 del catálogo de van der Hucht (2001)). Incluso alrededor de algunos objetos (HD 10125,

HD 130298) se detectó emisión en el continuo de radio que no rodea a la estrella por completo sino en forma parcial. La ausencia de esta emisión es un hecho observacional que aún nadie ha tratado en detalle. Si partimos de la base que las estrellas emiten gran cantidad de fotones energéticos, el HI existente en los alrededores de la misma tendría que estar ionizado. La no detección del mismo puede en principio tener varias explicaciones. Un análisis detallado de este hecho excede los objetivos de esta Tesis, a continuación sólo delinearemos algunas ideas.

- Una posibilidad es que en los alrededores de la estrella no haya suficiente material para ionizar, aunque a partir de una inspección de las estructuras de HI observadas podríamos inferir que este posiblemente no sea el caso.
- Otra posibilidad es que el gas ionizado esté, pero que por algún motivo no está siendo detectado.
  - Si por ejemplo la cáscara de gas barrida por el viento estelar es muy densa, el frente de ionización podría quedar atrapado generando sólo una cáscara muy fina de gas ionizado, la cual, por efectos de dilución en el haz, podría no ser detectada con los telescopios actuales.
  - Si la región fuera ópticamente gruesa la radiación en el continuo de radio podría no ser detectada.

Como ha sido mencionado en el Capítulo 1 otra consecuencia de la alta emisión de fotones energéticos es el calentamiento del polvo que las rodea. Esto se pone de manifiesto a través de la detección de emisión en el infrarrojo. Sin embargo, las observaciones muestran algo similar a lo ocurrido en el caso del continuo de radio. Sólo en algunos casos analizados se detectó emisión en el infrarrojo en las cercanías de la estrella. Los motivos de este hecho tampoco han sido tratados en profundidad. Una posibilidad es que no haya una cantidad considerable de polvo en los alrededores de la estrella. Sin embargo, teniendo en cuenta la relación gas-polvo y que las estrellas de gran masa son relativamente jóvenes y que por lo tanto deberían estar aún en las cercanías de la nube a partir de la cual se formaron, esto no parecería ser muy probable. De todos modos, una posibilidad es que los granos de polvo presentes en la zona hayan sido destruídos en las fases estelares previas.

Una explicación alternativa es que el polvo esté a temperaturas muy elevadas ( $\sim 700 - 800$  K). Esto explicaría que no lo veamos a 60 y 100  $\mu\text{m}$ , aunque no está de acuerdo con el hecho observacional que estas estructuras tampoco son detectadas a 12 y 25  $\mu\text{m}$  dentro de IRAS. Tendrían que serlo si la temperatura fuese mayor. Para analizar mejor esta hipótesis habría que analizar las imágenes del relevamiento del plano galáctico obtenidas por el **M**idcourse **S**pace **E**xperiment (MSX) en el rango de longitudes de onda de 8.3 a 21.3  $\mu\text{m}$  (Price et al. 2001).

Otro hecho observacional que llamó nuestra atención es que en los casos en los que se detectó la presencia de una estructura en el continuo de radio muy

posiblemente relacionada por la estrella bajo estudio, la cantidad de fotones necesarios para mantener la misma en estado ionizado es muy inferior al flujo de fotones emitidos por la estrella. Es importante mencionar, sin embargo, que para llevar a cabo dicho cálculo es necesario suponer una geometría para la fuente de continuo. Esto se debe a que hay que tener en cuenta el ángulo sólido subtendido por la misma para poder inferir qué porcentaje de fotones emitidos por la estrella impactan sobre la fuente. Los resultados obtenidos indicarían que las fuentes de continuo observadas son muy pequeñas y pone de manifiesto, una vez más, que un gran número de fotones no está siendo detectado.

### 8.3 Conclusiones

A lo largo de este trabajo hemos analizado el MIE en los alrededores de distintas estrellas de gran masa (estrellas de tipo espectral O) y de sus descendientes (estrellas WR) utilizando observaciones obtenidas con distintos radiotelescopios. En particular, para analizar la distribución del HI hemos utilizado datos de disco simple (HD 130298, WR 126, WR 154 y WR 155) e interferométricos (HD 10125 y WR 130). De esta manera, hemos incrementado la muestra observacional (considerando solamente las observaciones llevadas a cabo con instrumentos cuya resolución angular es mayor o igual a  $9'$  (correspondiente a la antena de Effelsberg)) en un 20 % respecto a las estructuras previamente conocidas. Es claro que la resolución espacial de las distintas bases de datos difieren entre sí. Si bien esto no permite llevar a cabo un estudio comparativo de las estructuras encontradas, hay varias características comunes que son observadas en todos los casos.

Teniendo en cuenta que en los Capítulos 4, 5, 6 y 7 se han presentado las conclusiones particulares para cada objeto analizado, a continuación se resumen algunos de los resultados más importantes obtenidos en esta Tesis:

- Una conclusión fundamental es que en **todos** los objetos analizados hemos detectado la presencia de una cavidad en la distribución del HI. La misma, tal como predicen los modelos teóricos, debe observarse como consecuencia de la acción del viento estelar de las estrellas de gran masa. O sea que podemos concluir que las estrellas de gran masa **perturban** el MIE que las rodea.
- Las estructuras de HI mencionadas en el ítem anterior son similares a las observadas anteriormente alrededor de otras estrellas. Como ha sido mencionado en las secciones anteriores, la diferencia en la resolución angular utilizada en cada caso se ve reflejada en el tamaño y contraste de las estructuras observadas. Por otro lado, las discrepancias encontradas con las burbujas interestelares predichas por los modelos teóricos básicos son esperables teniendo en cuenta la existencia de estructura preexistente en el MIE y el movimiento propio de las estrellas.
- Sólo en los alrededores de HD 10125 y WR 130 hemos detectado emisión

en el continuo de radio y en el infrarrojo posiblemente relacionado con cada una de las estrellas.

- En los alrededores de HD 130298 se observa una estructura en  $H_\alpha$  y en el continuo de radio que podría estar relacionada con la estrella. Debido a la falta de datos no es posible analizar su naturaleza térmica y por lo tanto no podemos descartar la posibilidad de que se trate de un remanente de supernova. Para poder analizar el origen de la misma -derivar el índice espectral-, y poder analizar en más detalle la distribución del HI es necesario disponer de datos de continuo a distintas frecuencias y datos de la línea del HI de mejor resolución angular. De esta manera también podría realizarse una comparación morfológica entre la distribución del HI y la estructura observada en  $H_\alpha$  y el continuo de radio.

## 8.4 Perspectivas futuras

A partir de lo obtenido en este trabajo de Tesis, es nuestra idea seguir trabajando con el objetivo de incrementar nuestro conocimiento sobre la interacción de estrellas de gran masa y el medio que las rodea. Para ello es importante incrementar el número de casos analizados utilizando una resolución espacial similar con el objetivo de poder llevar a cabo un estudio comparativo de las estructuras encontradas. El relevamiento que se está llevando a cabo en el Dominion Radio Astrophysical Observatory (DRAO) es ideal para este tipo de estudio.

Otro objetivo será analizar en profundidad la anteriormente llamada “Paradoja del continuo e infrarrojo”, para lo cual será necesario disponer de una amplia base de datos a distintas frecuencias, con buena resolución angular y elevada sensibilidad. Si bien hemos tratado de delinear algunas ideas para la falta de emisión en el continuo de radio y en el infrarrojo, una discusión detallada sobre la misma es, sin duda, uno de los puntos en los cuales pensamos seguir trabajando en el futuro cercano.

# Bibliografía

- [1] Arnal E.M., 1992, A&A, 254, 305.
- [2] Arnal E.M. & Cappa C.E., 1996, MNRAS, 279, 788.
- [3] Arnal E.M. & Rogers R.S., 1997, MNRAS, 285, 253.
- [4] Arnal E.M., 2001, AJ, 121, 413.
- [5] Arnal E.M., Cappa C.E., Rizzo J.R. & Cichowolski S., 1999, AJ, 118, 1798.
- [6] Benaglia P. & Cappa C.E., 1999, A&A, 346, 979.
- [7] Cappa de Nicolau C.E. & Niemela V.S., 1984, AJ, 89, 1398.
- [8] Cappa de Nicolau C.E., Niemela V.S. & Arnal E.M., 1986, AJ, 92, 1414.
- [9] Cappa de Nicolau C.E., Niemela V.S., Dubner G.M. & Arnal E.M., 1988, AJ, 96, 1671.
- [10] Cappa C.E. & Benaglia P., 1998, AJ, 116, 1906.
- [11] Cappa C.E., Niemela V.S., Herbstmeier U. & Koribalski B., 1996a, A&A, 312, 293.
- [12] Cappa C.E., Dubner G.M., Rogers C. & St-Louis N., 1996b, AJ, 112, 1104.
- [13] Cappa C.E. & Herbstmeier U., 2000, AJ, 120, 1963.
- [14] Cappa C.E., Pineault S., Arnal E.M. & Cichowolski S., 2002, A&A, 395, 955.
- [15] Cazzolato F. & Pineault S., 2000, AJ, 120, 3192.
- [16] Dubner G.M., Niemela V.S. & Purton C.R., 1990, AJ, 99, 857.
- [17] Gervais S. & St-Louis N., 1999, AJ, 118, 2394.
- [18] Kiselva L.G., 1996, in IAU Symp. 174, Dynamical Evolution of Star Cluster - Confrontation of Theory and Observations, ed. P. Hut & J. Makino (Dordrecht: Kluwer), 233.

- [19] Price S.D., Egan M.P., Carey S.J., Mizuno D.R. & Kuchar T.A., 2001, *AJ*, 121, 2819.
- [20] St-Louis N., 2002, in *Seeing through the dust: the detection of HI and the exploration of the ISM in galaxies*, in press.
- [21] van der Hucht K.A., 2001, *New Astronomy Reviews*, 45, 135.

