



UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

*Catálogo de candidatas a
supercáscaras de hidrógeno neutro en
la parte externa de la Vía Láctea*

por *Lic. Laura Andrea Suad*

Director de Tesis: Dr. E. Marcelo Arnal

Co-directora de Tesis: Dra. Silvina Cichowolski

Lugar de Trabajo: Instituto Argentino de Radioastronomía

Trabajo de Tesis para optar por el título de Doctora en Astronomía de la
Universidad Nacional de La Plata

Julio de 2013

“La cosa más hermosa que podemos experimentar es el misterio. Es la fuente de todo arte y ciencia verdaderos. Aquél a quien esta emoción es ajena, que ya no puede detenerse a pensar y estar absorto de admiración, es como si estuviera muerto: tiene sus ojos cerrados.”

Albert Einstein (1879-1955)

“El nitrógeno de nuestro ADN, el calcio de nuestros dientes, el hierro de nuestra sangre y el carbono de nuestra tarta de manzana, fueron hechos en el interior de estrellas que colapsaron. Estamos hechos de polvo de estrellas.”

Carl Sagan (1934-1996)

Agradecimientos

En estos momentos es inevitable ponerse a pensar en las personas que han estado a mi lado y que directa o indirectamente han sido parte de este logro. Por eso me pareció muy importante incluir una mención a todos ellos en estas páginas.

En primer lugar quiero agradecer a mis directores, Marcelo Arnal y Silvina Cichowolski, por haber generado un ambiente de trabajo muy agradable y por solventar todas mis dudas.

A Cesar Caiafa por su colaboración en esta Tesis y por ser tan agradable trabajar junto a él.

A toda la gente que trabaja en el IAR, en especial a mis amigos Mariana, Javi, Nico, Kiko, Guille, Gisela, Cristina y Mariela. A mis compañeros de oficina, Cintia y Fede.

A Martín Ortega por las lindas charlas y por haber permitido que trabaje su oficina.

A Ariel Chernomoretz por su gran predisposición a ayudarme.

A Michael por estar siempre, por su inmenso amor y por compartir la vida juntos.

A mi familia, mi papá, mi mamá, mis hermanas y mi hermano, a mis sobrinos, a mi abuela, tíos y primos por ser incondicionales y por estar siempre junto a mi.

A mis amigos Ceci, Agusti, Paste, Petu, Ale, Quito, Fer y Nati, Gracias!

A mis amigos del colegio, Gasty, Flopy, Mica, July, Caro, Gonza y Lau, con quienes seguimos compartiendo hermosos momentos y que siempre han estado a mi lado, en las buenas y en las malas.

A mis amigos de la facultad a los que sigan en ella y a los que no.

Al Instituto Argentino de Radioastronomía por brindar las condiciones necesarias para llevar a cabo este proyecto.

A la Universidad Nacional de La Plata y a la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas por brindar educación pública, gratuita y de excelencia.

Al Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET) por ayudar económicamente en la realización de esta Tesis.

Resumen

El medio interestelar (MIE) no sólo no es homogéneo sino que además posee una compleja topología que se manifiesta por la presencia de una variedad de estructuras tales como arcos, gusanos, cáscaras y supercáscaras. En particular, las supercáscaras se encuentran entre los objetos más enigmáticos e interesantes del MIE de una galaxia. Las mismas se detectan mayoritariamente en la emisión de la distribución de hidrógeno neutro (HI) como mínimos en la emisión de HI rodeados, total o parcialmente, por "paredes" de mayor emisión.

Las supercáscaras pueden expandirse a velocidades de varias decenas de kilómetros por segundo. Con tiempos dinámicos de vida del orden de decenas de millones de años, las supercáscaras sobrevivirían a las estrellas de gran masa que pudieran haberle dado origen (si ese hubiese sido el mecanismo que las originó), por lo que las mismas podrían ser usadas como registros fósiles para estudiar los efectos de formación estelar en la Vía Láctea.

En esta Tesis se ha realizado un nuevo catálogo de candidatas a supercáscaras utilizando una combinación de un método automático de detección más uno visual. Una particularidad que tiene nuestro algoritmo de búsqueda automática es que es capaz de detectar estructuras que no están completamente cerradas, o sea, que no están completamente rodeadas por paredes de emisión de HI. Este hecho permitió estudiar el porcentaje de estructuras que tienen su lado "abierto" hacia al halo de la Galaxia, lo cual convertiría a estas estructuras en candidatas a objetos identificados como "chimeneas" galácticas.

Se han detectado un total de 575 estructuras en la parte externa de la Galaxia a las cuales se les han determinado algunos parámetros físicos como por ejemplo: las distancias, dimensiones, edades dinámicas, velocidades radiales de los centroides, rangos de velocidades donde se detectan. A cada estructura se le ajustó una elipse la cual tiene como parámetros los semiejes mayor y menor y el ángulo de inclinación del semieje mayor con respecto al plano de la Galaxia. Se ha determinado la distribución de las supercáscaras en la Vía Láctea, así como también las principales propiedades estadísticas de los parámetros (tamaños lineales, velocidades de expansión, distancias galactocéntricas, dimensiones, edades dinámicas) encontrados para las mismas.

Se ha comparado el catálogo obtenido con catálogos similares realizados por otros autores. También se ha analizado la posible presencia, en el interior de las estructuras, de objetos estelares que pudieron haberle dado origen.

Por último se estudió en detalle una de las estructuras catalogadas, GS 100-02-41, la cual presenta evidencia de formación estelar inducida.

Índice general

1. Introducción	3
1.1. Estructura del medio interestelar (MIE).	4
1.1.1. Distribución del H I en la Galaxia.	6
1.1.2. Nubes moleculares.	8
1.2. Estrellas de gran masa y su interacción con el MIE.	12
1.2.1. Regiones HII	12
1.2.2. Vientos estelares, burbujas y cáscaras.	15
1.2.3. Explosiones de Supernova.	24
1.3. Evidencias observacionales de la interacción de estrellas de gran masa y el MIE.	27
1.3.1. Efectos acumulativos.	31
1.3.2. Otros mecanismos alternativos de formación de supercáscaras.	34
1.4. Cáscaras y supercáscaras y su posible rol en la formación estelar.	37
1.4.1. Condiciones físicas necesarias para la formación estelar.	37
1.4.2. Formación estelar espontánea.	38
1.4.3. Formación estelar inducida.	39
1.5. Catálogos de candidatos a cáscaras y/o supercáscaras.	41
1.6. Motivación y objetivos de esta Tesis.	46
1.7. Estructura de la Tesis.	48
2. Bases de datos utilizadas.	49
2.1. Antenas de disco simple	49
2.1.1. Nociones básicas: potencia, potencia espectral y brillo.	49
2.1.2. Observación de fuentes puntuales y extendidas.	52
2.1.3. Temperatura de antena y temperatura de brillo.	55
2.1.4. Sensibilidad y resolución angular de una antena de disco simple.	58
2.1.5. Ruido.	58
2.1.6. Relación señal-ruido.	60
2.2. Interferómetros.	61
2.3. Instrumento y bases de datos utilizadas.	64
2.3.1. Bases de datos utilizadas.	64
2.3.2. Otras bases de datos utilizadas.	66

3. Estimación de parámetros a partir de observaciones a distintas frecuencias.	67
3.1. Emisión de HI.	67
3.2. Determinación de algunos parámetros.	72
3.3. Determinación de los errores.	76
3.4. Continuo de radio.	78
3.5. Determinación de parámetros de fuentes térmicas.	79
3.6. Emisión en el infrarrojo.	83
3.7. Consideraciones energéticas.	84
4. Catálogo de estructuras candidatas a supercáscaras de HI en la parte externa de la Galaxia.	87
4.1. Dificultades encontradas en la realización del catálogo.	87
4.2. Criterios de selección.	91
4.3. Confección del catálogo.	91
4.3.1. Búsqueda visual.	92
4.3.2. Búsqueda automática: Fase de aprendizaje.	94
4.3.3. Ejecución del algoritmo de búsqueda automática en una región dada.	95
4.3.4. Una nueva revisión visual de las estructuras encontradas.	99
4.4. Discusión sobre el modelo de distancia adoptado.	100
4.5. Morfología de las supercáscaras.	101
4.6. Resultados finales de las estructuras candidatas a supercáscaras.	102
4.7. Determinación de los errores en ϕ .	104
4.8. Detección de estructuras candidatas a “chimeneas”	105
4.9. Restricción de las distancias cinemáticas.	106
4.10. Efectos de selección.	108
4.11. Número de candidatas a supercáscaras detectadas.	112
5. Estructuras candidatas a supercáscaras	113
6. Propiedades estadísticas generales.	127
6.1. Radios efectivos.	127
6.2. Distribución de los ángulos ϕ	128
6.3. Distribución de las estructuras respecto a z.	133
6.4. Radios efectivos y rangos de velocidades versus z.	133
6.5. Distancias galactocéntricas.	137
6.6. Distribución de los radios efectivos y rangos de velocidades versus distancias galactocéntricas.	143
6.7. Excentricidades.	146
6.7.1. Excentricidad versus radio efectivo y distancia galactocéntrica.	149
6.8. Radios efectivos versus velocidades de expansión.	153
6.9. Edades dinámicas.	156
6.10. Factores de llenado.	158

7. Comparación con otros catálogos de cáscaras de HI.	163
7.1. Consideraciones generales.	163
7.2. Comparación con los catálogos de Heiles (1979) y Heiles (1984).	164
7.3. Comparación con el catálogo de Hu (1981).	167
7.4. Comparación con el catálogo de McClure-Griffiths et al. (2002).	167
7.5. Comparación con el catálogo de Ehlerová & Palouš (2005).	168
7.6. Conclusiones generales acerca de las comparaciones.	170
8. Búsqueda de posibles correlaciones espaciales entre las estructuras candidatas a supercáscaras de HI y algunos objetos estelares.	173
8.1. Comparación con cúmulos abiertos.	173
8.2. Comparación con estrellas WR.	176
8.3. Comparación con asociaciones OB.	177
9. GS 100–02–41: una nueva supercáscara de HI en la parte externa de la Galaxia.	183
10. Conclusiones y perspectivas a futuro.	197
10.1. Conclusiones.	197
10.2. Perspectivas a futuro.	200

Capítulo 1

Introducción

A comienzos del siglo XX, en el año 1904, Hartmann fue el primero en encontrar una evidencia observacional de que el espacio entre las estrellas de nuestra Galaxia no está vacío. Dicha evidencia fue la detección de líneas estacionarias de absorción del átomo de calcio una vez ionizado (Ca II) en el espectro de la binaria espectroscópica δ Orionis. En un sistema binario espectroscópico se observa un corrimiento Doppler de las líneas espectrales creadas por las dos estrellas que varía periódicamente como resultado del movimiento de las estrellas a lo largo de la línea de la visual en su movimiento alrededor del centro de masa del sistema. Al observar que las líneas del Ca II no participaban de ese movimiento, o dicho de otra manera “eran estacionarias”, se concluyó que no deberían originarse en δ Orionis sino que su origen sería interestelar. A su vez, la forma de las líneas, con un solo pico y angostas, sugirió que las mismas eran producidas en una nube de gas interestelar fría ($T < 1000$ K) que se encontraba en algún lugar entre δ Orionis y la Tierra. Subsecuentemente, se detectaron líneas de absorción en los espectros de otras estrellas, presentando más evidencia acerca de la existencia de gas interestelar frío concentrado en distintas nubes a lo largo de la línea de la visual. Estudios posteriores pusieron de manifiesto que el medio entre las estrellas no está sólo concentrado en nubes frías sino que también hay material interestelar extendido, por lo que se concluyó que las estrellas en la Galaxia se encuentran embebidas en un medio extremadamente tenue al que se conoce como *medio interestelar* (MIE). El mismo contiene una pequeña fracción de la masa total de la Galaxia y no brilla en el cielo como lo hacen las estrellas visibles. Sin embargo, juega un rol fundamental en los procesos físicos y químicos que se dan en la Galaxia.

Las componentes principales del MIE son los campos magnéticos, las partículas relativistas cargadas, conocidas como rayos cósmicos, y materia (átomos, iones, moléculas y partículas de polvo). La materia está compuesta por un 70 % de hidrógeno (por masa), 28 % de helio y 2 % de elementos pesados como oxí-

geno, carbono y nitrógeno. Aproximadamente el 99% de la materia del MIE está en estado gaseoso (atómico y/o molecular).

Lejos de ser homogéneo, el MIE presenta muchas estructuras en forma de cavidades, arcos, gusanos, cáscaras y supercáscaras. Además, el MIE no es un medio pasivo en el que las estrellas nacen, evolucionan y mueren, sino que por el contrario existe una fuerte interrelación entre las estrellas y el medio que las rodea.

La estructura del MIE está determinada por el ciclo de vida de las estrellas, en especial por las estrellas de gran masa, desde el proceso de su formación estelar (que extrae gas del medio) hasta su explosión de supernova (cuando devuelven al medio gas procesado). Este ciclo no sólo enriquece al MIE con elementos pesados sino que también inyecta al mismo grandes cantidades de energía. La evolución de la Galaxia depende fuertemente de la estructura del medio interestelar.

1.1. Estructura del medio interestelar (MIE).

El material interestelar se concentra hacia el plano Galáctico y a lo largo de los brazos espirales y, como se ha mencionado anteriormente, es inhomogéneo y extremadamente tenue con una densidad promedio de 10^{-20} veces la de la atmósfera terrestre al nivel del mar. Este medio está compuesto por:

- Hidrógeno (H_2 , H I, H II).
- Helio (He I, He II).
- Elementos trazadores (C, O, Ne, Mg, Fe, y otros incluyendo iones).
- Electrones (e^-)
- Moléculas (CO, CS y otras).
- Polvo.
- Partículas de rayos cósmicos.
- Campos magnéticos.
- Campos de radiación.

Se han propuesto varios modelos para la estructura del MIE, como por ejemplo el modelo estándar de dos fases de Field et al. (1969), en el cual las fases

coexisten en equilibrio de presiones, una a una temperatura $T \sim 10^4$ K y la otra a $T < 300$ K, y se basa en que el calentamiento del MIE es producido por rayos cósmicos de baja energía. En este modelo el gas caliente ocupa la mayor parte del espacio interestelar. Años más tarde, McKee & Ostriker (1977) modelaron la estructura del MIE considerando que la misma está regulada y dominada por explosiones de supernovas. En este modelo suponen que el MIE está compuesto por tres fases:

- La mayor parte del espacio está ocupada por un medio caliente de baja densidad (“Hot Ionized Medium” **HIM** por su sigla en inglés) con valores típicos de densidad y temperatura $(n, T) \sim (0,003 \text{ cm}^{-3}, 5 \times 10^5 \text{ K})$
- El medio frío neutro (“Cold Neutral Medium” **CNM** por su sigla en inglés), embebido en el HIM, se encuentra en núcleos de nubes frías. La densidad y temperatura típicas de esta fase son, $(n, T) \sim (40 \text{ cm}^{-3}, 80 \text{ K})$

Rodeando cada nube hay un medio tibio ($T \sim 8000$ K), el cual se subdivide en dos regiones:

- El medio tibio ionizado (“Warm Ionized Medium” **WIM** por su sigla en inglés) que consiste en la envoltura de nubes parcialmente ionizadas.
- El medio neutro tibio (“Warm Neutral Medium” **WNM** por su sigla en inglés) que consiste en las envolturas de nubes neutras.

En el modelo de McKee-Ostriker cada fase está asociada con un objeto en particular. Todas las componentes están aproximadamente en equilibrio de presiones y el proceso de intercambio de material entre las fases debido a los procesos de evaporación, fotoionización, inestabilidades térmicas y choques hidrodinámicos es bastante rápido (inferior a 10^6 años).

Cabe mencionar que si bien el modelo de tres fases recién descrito es uno de los más aceptados, la existencia de la tercer fase introducida por McKee & Ostriker (1977) es aún un tema de debate (McKee 1995). Cox (2005) argumenta que, por ejemplo, el factor de llenado de la fase caliente es muy chico y que el MIE consiste básicamente en 2 fases. Por último, es importante notar que ambos modelos (2 y 3 fases) son incompletos ya que ninguno considera una de las componentes principales del MIE, que es el gas molecular. Esto se debe a que la mayor parte del gas molecular se encuentra en nubes moleculares gigantes, las cuales están gravitacionalmente ligadas y por ende no se encuentran a la misma presión que el medio que las rodea (Scoville & Sanders 1987).

1.1.1. Distribución del HI en la Galaxia.

Teniendo en cuenta que el MIE está compuesto mayoritariamente por hidrógeno neutro (HI), es importante conocer su distribución general en la Galaxia.

La manera más eficiente de estudiar la distribución del hidrógeno es mediante la observación de la línea de 21 cm. Esta emisión se origina en la transición hiperfina del estado fundamental del átomo de HI:

$$\text{Spin total } F = 1 \text{ (} p^+ \text{ y } e^- \text{ spin paralelos)}$$

$$\text{Spin total } F = 0 \text{ (} p^+ \text{ y } e^- \text{ spin antiparalelos)}$$

La frecuencia de la emisión es $\nu \cong 1420,4$ MHz y la diferencia de energía entre estos dos estados es de sólo $h\nu = 6 \times 10^{-6}$ eV. Esta línea puede ser observada en la banda de radio a una longitud de onda de ~ 21 cm. La probabilidad de la transición espontánea es tan pequeña que toma un tiempo promedio de $1,1 \times 10^7$ años para que un fotón sea emitido por un átomo de hidrógeno. Sin embargo, el spin del átomo puede cambiar debido a colisiones, en este caso la emisión de un fotón se produce cada 400 años (Rohlfs & Wilson 1996). En la mayoría de los casos, la población relativa de los niveles de estructura hiperfina del átomo de HI va a estar determinada por colisiones.

Dentro de la estructura de la Vía Láctea, aproximadamente el 90 % de la masa de HI está localizada dentro de un disco delgado relativamente bien definido. El Sol se encuentra inmerso en este disco, de manera tal que prácticamente no existe línea de la visual que no tenga emisión de HI. Por lo anterior, dicha línea es detectable a lo largo de todas las líneas de la visual, lo que convierte al HI en un buen trazador para determinar la estructura en espiral de la Galaxia y su dinámica (Burton 1976).

Observaciones de otras galaxias espirales muestran que, en general, los discos de HI tienen unas tres veces la extensión espacial de la distribución estelar de la galaxia.

Una característica importante que presenta el plano galáctico de la Vía Láctea es un notorio alabeo que comienza a insinuarse a distancias galactocéntricas de ~ 9 kpc (Henderson et al. 1982). Una de las propiedades globales del gas de HI en el disco, como es la densidad, varía con respecto a la distancia al centro de la Galaxia. Usando coordenadas cilíndricas galactocéntricas (R, z, ϕ , el Sol está en azimut $\phi = 180^\circ$), la distribución radial se puede aproximar con una exponencial de la forma $n(R, z_0) \sim n_0 e^{-(R-R_\odot)/R_n}$ con $n_0 = 0,9$ cm^{-3} y una longitud de escala, $R_n = 3,15$ kpc, para distancias galactocéntricas $7 \lesssim R \lesssim 35$ kpc y $R_\odot = 8,5$ kpc (Kalberla & Dedes 2008). En la Fig.

1.1 se muestra la distribución de la densidad del plano medio de la Galaxia en distintas partes de la misma (norte, sur, disco) con respecto a la distancia galactocéntrica, junto con la aproximación exponencial recién descrita. Puede apreciarse que hay diferencias sistemáticas entre la parte sur y norte del disco.

La densidad de HI también varía con la altura sobre el plano galáctico. Lockman (1984) estudió esta variación detectando que a distancias pequeñas del centro galáctico ($1 \leq R \leq 3$ kpc) no se observa gas para valores de $|z| > 400$ pc y que toda la emisión está contenida en una capa Gaussiana con un ancho a mitad de potencia (FWHM) de $\text{FWHM} < 200$ pc. A distancias entre 3 y 4 kpc, la distribución vertical es irregular y no es monótonica con $|z|$ (no hay una función simple que describa a $n(z)$ en este intervalo). El promedio de $n(z)$ entre $4 \leq R \leq 8$ kpc se muestra en la Fig. 1.2, la mejor estimación de esta distribución es la función que se muestra en línea negra continua, la cual consiste en la suma de dos Gaussianas y una exponencial. La distribución tiene FWHM de 230 pc y una densidad central de $n(0) = 0,57 \text{ cm}^{-3}$. Esta distribución es la misma que estimó Lockman (1984) pero recalculada por Dickey & Lockman (1990) para un valor de la distancia del Sol al centro galáctico de $R_0 = 8,5$ kpc. En la Figura, por comparación, también se muestran otras distribuciones.

La Vía Láctea presenta una variación de la escala de altura h_z del disco. El grosor promedio del disco de HI muestra un pronunciado “ensanchamiento” (ver Fig. 1.3). Esta variación puede ser aproximada por una exponencial (usando coordenadas cilíndricas galactocéntricas) $h_R = h_0 e^{(R-R_0)/R_0}$ (kpc) con $h_0 = 0,15$ kpc y $R_0 = 9,8$ kpc para $5 \lesssim R \lesssim 35$ kpc. Este ensanchamiento puede deberse a cambios en el potencial gravitatorio en la dirección z , o a variaciones en el balance del enfriamiento/calentamiento del gas.

La curva de rotación de la galaxia muestra cómo varía el campo de velocidades (Θ) en función de la distancia galactocéntrica (R), la cual parece estar bien representada por el ajuste de una ley de potencias derivado por Fich et al. (1989),

$$\Theta/\Theta_0 = a_1(R/R_0)^{a_2} + a_3,$$

donde $R_0 = 8,5$, $\Theta_0 = 220 \text{ km s}^{-1}$ y con $a_1 = 1,00767$, $a_2 = 0,0394$, y $a_3 = 0,00712$. En la Fig. 1.4 se muestra este ajuste de ley de potencias a los datos observacionales y se aprecia que la curva de rotación en la parte externa de la Galaxia es aproximadamente plana. Sin embargo la curva de rotación en la parte interna de la Galaxia muestra un aumento de la velocidad angular desde el centro de la Galaxia hasta alcanzar una distancia galactocéntrica de pocos kpc (3 – 5 kpc) a partir de donde, como ya hemos visto, se mantiene aproximadamente constante.

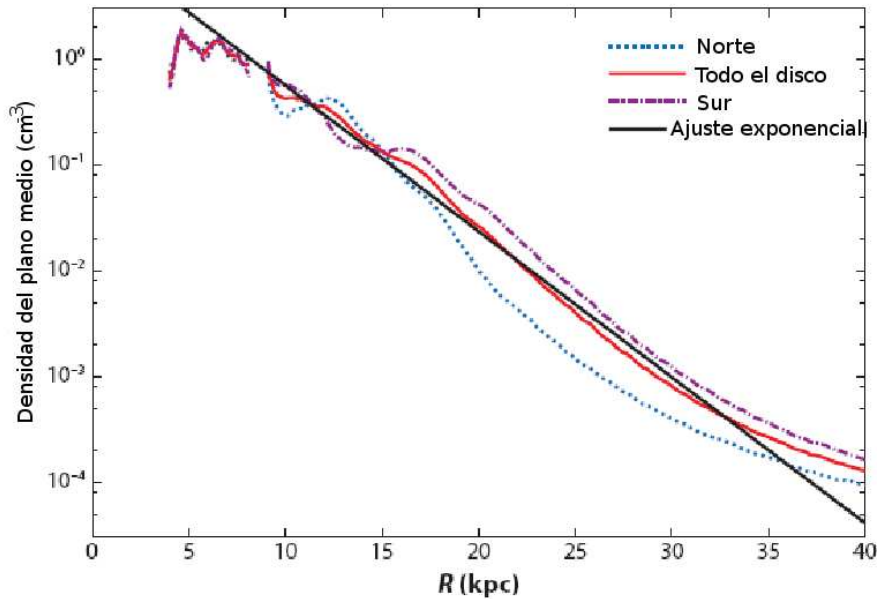


Figura 1.1: Promedio de densidades del gas de HI del plano medio en función de la distancia galactocéntrica. La línea negra continua muestra el ajuste exponencial (Kalberla & Dedes 2008).

1.1.2. Nubes moleculares.

Las regiones del MIE donde la materia aparece concentrada con mayor densidad son las denominadas *nubes moleculares*. Es en estas nubes donde tienen lugar los procesos de formación estelar. Dichas nubes son grandes condensaciones de gas frío y poseen altas densidades.

A pesar que la molécula de hidrógeno (H_2) es la más abundante, debido a que no presenta momento dipolar eléctrico permanente, la misma no puede ser detectada en la banda de radio. Por este motivo, es necesario usar especies moleculares “trazadoras” del H_2 , como por ejemplo la molécula de monóxido de carbono (CO). Se dice que una molécula es “trazadora” del H_2 cuando la población de sus distintos niveles rotacionales se encuentra determinada principalmente por procesos colisionales de esa molécula con el H_2 . El CO es la segunda molécula más abundante después del H_2 . La abundancia de CO relativa al H_2 se estima que es del orden de 10^{-4} (Hunter et al. 1997). Las líneas correspondientes a las transiciones rotacionales del CO en el estado vibracional inferior ($v = 0$) caen en la banda de radio, por ejemplo la línea ^{12}CO (1-0) se observa a $\nu \sim 115$ GHz ($\lambda \sim 2,6$ mm).

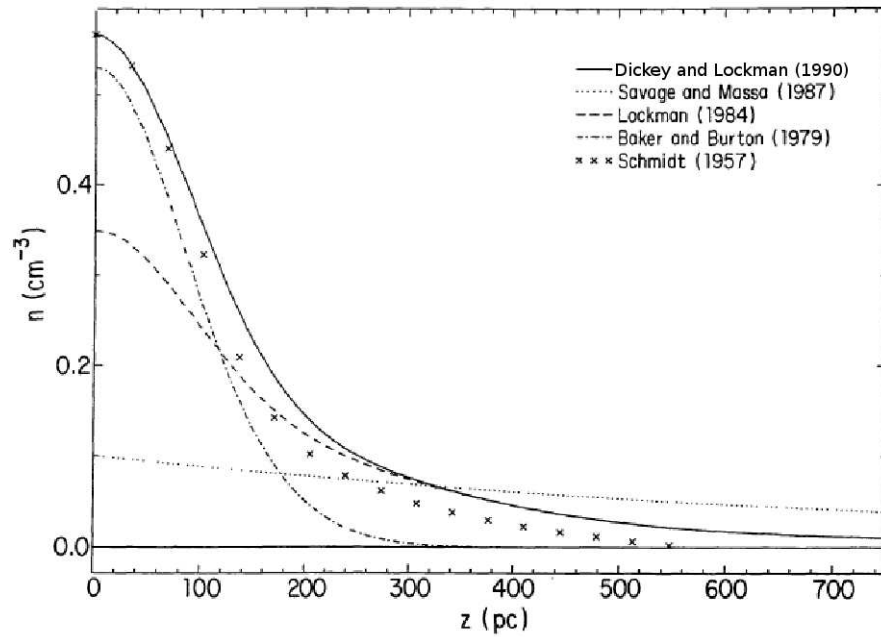


Figura 1.2: Densidad volumétrica del HI promediada sobre $4 \leq R \leq 8,5$ kpc versus altura sobre el plano galáctico. Todas las curvas se basan en datos de la línea de 21 cm, a excepción de la curva de Savage & Massa (1987), la cual está basada en observaciones de Lyman α ($\text{Ly}\alpha$).

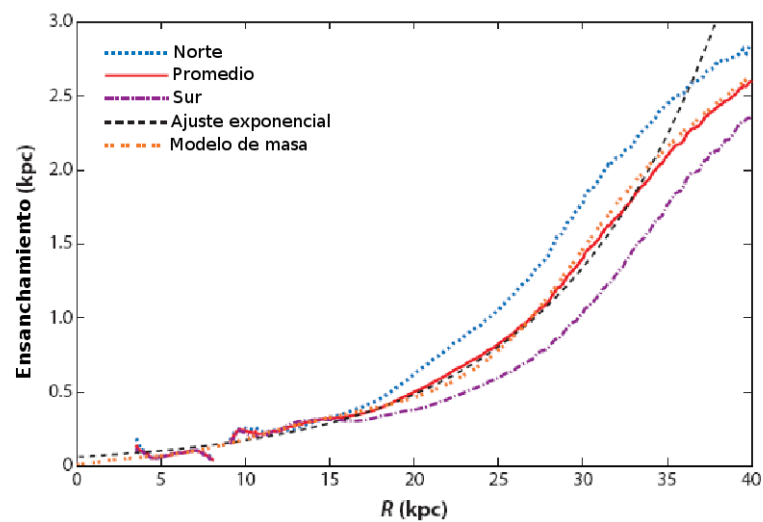


Figura 1.3: Ensanchamiento promedio del disco de HI en función de la distancia galactocéntrica (Kalberla & Dedes 2008). Las líneas negras punteadas corresponden a una función exponencial que ajusta a las observaciones.

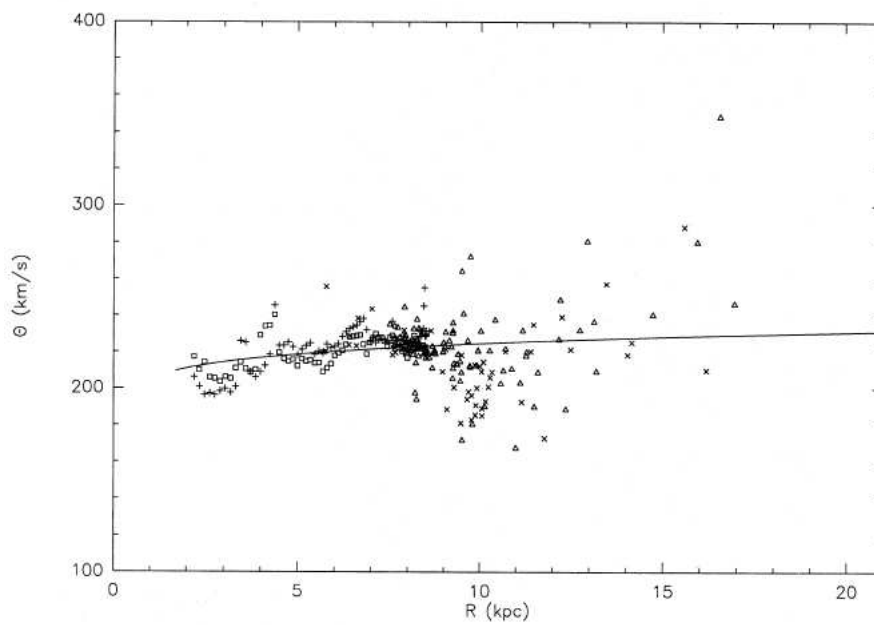


Figura 1.4: Velocidad circular (Θ) en función de la distancia galactoéfrica, se hace una distinción entre el hemisferio norte ($0^\circ \leq l \leq 180^\circ$) y el sur ($180^\circ \leq l \leq 360^\circ$). Los datos de H I para el hemisferio norte se marcan con signos más, en el sur con cuadrados. También se marcan con cruces regiones H II en el norte y con triángulos las regiones H II en el sur. La línea negra muestra el ajuste de la ley de potencias Fich et al. (1989)

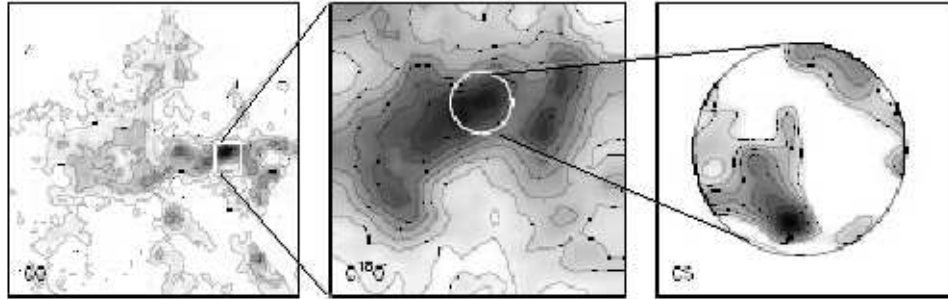


Figura 1.5: Estructura jerárquica de la nube molecular de *La Roseta* Blitz & Williams (1999). En el panel de la izquierda se aprecia la nube molecular completa, en el del centro un grupo molecular y en el de la derecha el núcleo del mismo.

Tabla 1.1: Propiedades generales de las nubes moleculares (Lequeux 2005).

	Nube molec. gigante	Nube molecular	Grupo molecular	Núcleo molecular
Radio medio (pc)	20	5	2	0,08
Densidad $n(\text{H}_2)$ (cm^{-3})	100	300	10^3	10^5
Masa (M_\odot)	10^5	10^4	10^3	10^1
Temperatura (K)	15	10	10	10

Existe una gran variedad de nubes moleculares, las cuales no son homogéneas sino que muestran una estructura jerárquica, yendo desde las nubes moleculares gigantes hasta las estructuras más densas y pequeñas, conocidas como núcleos, donde la formación estelar tendría lugar. En la Fig. 1.5, se muestra un ejemplo de la estructura jerárquica de la nube molecular de *La Roseta*. Las principales propiedades físicas de los distintos tipos de nubes se detallan en la Tabla 1.1, donde se ve que para las densidades que van desde 10^3 cm^{-3} hasta 10^5 cm^{-3} la temperatura se mantiene en los 10 K, siendo la única excepción el material de las nubes moleculares que se encuentra en la vecindad de estrellas recién formadas, donde se detecta un calentamiento a temperaturas de 30 K o más.

1.2. Estrellas de gran masa y su interacción con el MIE.

Se considera que una estrella es de gran masa si su masa en secuencia principal es superior a 8 masas solares (equivalente a un tipo espectral B3 V ó más temprana). La secuencia evolutiva de estas estrellas cambia de acuerdo a su masa inicial. Considerando $M_1 \sim 50 \pm 10 M_\odot$ y $M_2 \sim 35 \pm 5 M_\odot$ se tiene que:

$$\text{si } M > M_1 \implies O \longrightarrow O_f \longrightarrow BSG \longrightarrow LBV \longrightarrow WR \longrightarrow SN,$$

$$\text{si } M_1 > M > M_2 \implies O \longrightarrow BSG \longrightarrow YSG \longrightarrow RSG \longrightarrow WR \longrightarrow SN,$$

$$\text{si } M_2 > M \implies O \longrightarrow RSG \text{ (con o sin Cefeida)} \longrightarrow SN,$$

donde, *BSG*, *YSG* y *RSG* corresponden a supergigante azul, amarilla y roja, respectivamente, *LBV* a variable azul luminosa, *WR* a Wolf-Rayet y *SN* a supernova (Maeder 1991).

Estas estrellas juegan un papel fundamental en la evolución de la Galaxia, debido a su interacción con el medio interestelar a través de sus vientos, de sus campos de radiación y a la explosión final como supernova. Las estrellas de gran masa, a pesar de que representan una fracción pequeña de la población estelar de una galaxia, son por lejos las que más influyen en la determinación de la estructura y dinámica del MIE (Abbott 1982; van Buren 1985). Las estrellas de baja masa sólo influyen en su entorno durante cortos períodos de tiempo, en los cuales poseen importantes vientos.

Una característica importante de estas estrellas son sus fuertes vientos estelares y debido a éstos, la masa de las estrellas va decreciendo a medida que evolucionan (Chiosi & Maeder 1986).

1.2.1. Regiones HII

Las estrellas de gran masa emiten una gran cantidad de fotones en el continuo de Lyman ($\lambda \leq 912\text{\AA}$) con energías que exceden los 13.6 eV, los cuales son capaces de ionizar los átomos de hidrógeno con los cuales interactúan. En este caso el electrón es removido del átomo, creando un protón y un electrón

libre, generando de esta manera una zona de gas ionizado en los alrededores de la estrella, el cual se recombina siguiendo la siguiente reacción:



donde γ_ν representa la emisión de un fotón altamente energético. Es importante mencionar que no todas las recombinaciones van directo al nivel fundamental ($n=1$). Las recombinaciones que van inicialmente a un estado excitado son usualmente seguidas por desexcitaciones radiativas que caen en forma de cascada hacia el nivel fundamental. Esto último ocurre muy rápido, razón por la cual las reionizaciones de un estado excitado son muy raras.

Si se considera una distribución homogénea de HI alrededor de una estrella, los fotones ionizantes formarán una esfera de gas ionizado. El gas neutro está separado del gas ionizado a través de lo que se conoce como *frente de ionización* (FI).

Este frente avanza y llega un momento en el que, a cierta distancia del objeto estelar, el número de ionizaciones por unidad de volumen y unidad de tiempo es igual al número de recombinaciones por unidad de volumen y unidad de tiempo. A esa distancia se la conoce como radio de Strömgren (R_s) y está dada por

$$R_s = \left(3N_*/\pi n_0^2 \beta\right)^{1/3}$$

donde N_* es la tasa de emisión de fotones en el continuo de Lyman, n_0 la densidad ambiente inicial y β es el coeficiente de recombinación hacia todos los niveles salvo el fundamental.

Un modelo simple de evolución de regiones H II fue realizado por Dyson & Williams (1997). El mismo considera que la región H II evoluciona en un medio de densidad constante ($n_0 \text{ cm}^{-3}$), el cual recibe un flujo de fotones ionizantes también constante (N_* fotones s^{-1}). En la Fig. 1.6 se muestra un esquema de la evolución de una región H II esférica en un medio homogéneo. Este modelo consiste en dos fases principales:

1. Una fase de formación, durante la cual la estrella central rápidamente ioniza el medio neutro. Debido a la rapidez a la cual el medio neutro es ionizado, el gas neutro e ionizado están en reposo uno con respecto al otro y tienen la misma densidad ($n_e = n_0$). Si consideramos, por ejemplo, una densidad $n_0 = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ y un flujo de fotones ionizantes $N_* = 10^{49}$ fotones s^{-1} (correspondiente a una estrella O5.5V, Martins et al. (2005)), esta fase duraría aproximadamente unos 50 años. Al final de la misma el radio de la esfera de Strömgren sería $R_s = 0,15 \text{ pc}$.

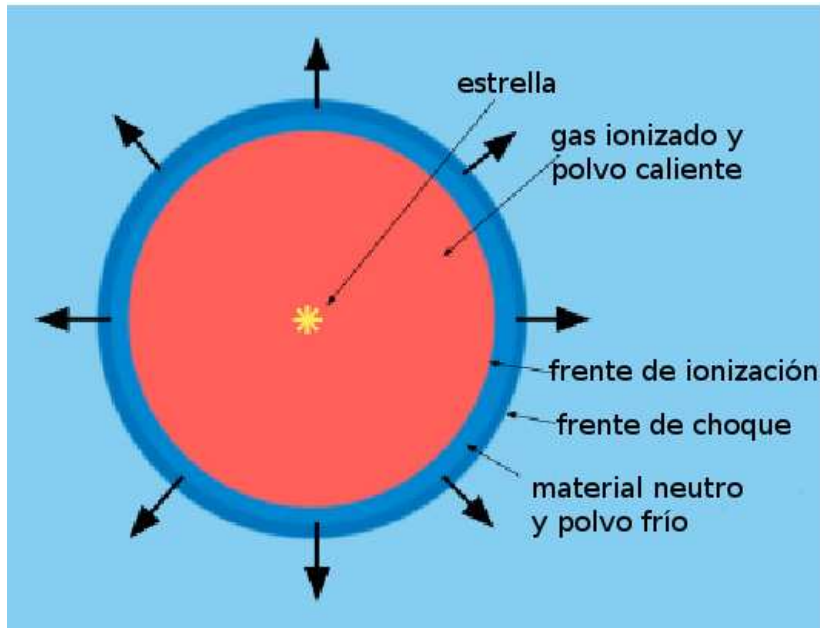


Figura 1.6: Esquema de una región H II esférica que se expande en un medio homogéneo (Dyson & Williams 1997).

2. Una fase de expansión. Debido a que la presión ($= n K T$) del medio ionizado ($n_i K T_e$ con $n_i = 2 n$ y $T_e \sim 10^4$ K) es mayor que la del medio neutro frío ($n K T$ con $T = 10 - 100$ K), la región H II se expande. Esta expansión es supersónica con respecto al medio que la rodea, de modo que el frente de ionización es precedido por un frente de choque (FC) del lado neutro (ver Fig. 1.6). Con el tiempo, la masa y el tamaño de la región H II aumentan, mientras que la velocidad de expansión y la densidad de electrones disminuyen. Cuando se alcanza un equilibrio de presiones entre el gas ionizado y el gas neutro circundante, la expansión cesa. Si el medio es altamente denso, la estrella excitatriz sale de la fase de secuencia principal y disminuye N_* antes de alcanzar este equilibrio.

Durante la expansión de la región H II el material neutro es barrido y acumulado entre el FI y el FC, creando una capa de material denso que crece alrededor de la región ionizada (ver Fig. 1.6).

Es importante mencionar que este modelo es muy simple y no tiene en cuenta distintos aspectos de la evolución de la región H II, como por ejemplo: que el medio no sea homogéneo, vientos estelares y presión de radiación de la estrella excitatriz y campos magnéticos.

En la Tabla 1.2 se listan las tasas de fotones (N_*) (columna 4) emitidos en

el continuo de Lyman por distintos tipos de estrellas O de secuencia principal (Martins et al. 2005). De la tabla se aprecia cómo aumenta N_* para tipos espectrales más tempranos (rodeadas de gas molecular).

1.2.2. Vientos estelares, burbujas y cáscaras.

Como ya se ha visto, las estrellas interaccionan con el medio interestelar que las rodea a través de la radiación ionizante, pero también pueden hacerlo por medio de la masa, el momento y la energía que es transferida por sus vientos. La pérdida de masa por los vientos estelares produce un enriquecimiento del MIE debido a que los productos de las reacciones nucleares que tienen lugar en el interior de las estrellas son eventualmente inyectados al mismo. También existen efectos dinámicos asociados con la interacción de vientos estelares. Los vientos de las estrellas de gran masa son los que más afectan al MIE, debido a sus grandes tasas de pérdida de masa (\dot{M}). En la Tabla 1.2 se muestran los valores típicos de \dot{M} y velocidad del viento (v_w) para estrellas de tipo espectral O de secuencia principal (Leitherer 1998). La interacción de los vientos con sus alrededores produce ondas de choque que ponen el material en movimiento generando cavidades de baja densidad conocidas con el nombre de *burbujas interestelares* (BI). Teniendo en cuenta el tiempo de vida en secuencia principal (t) de estas estrellas, la velocidad del viento y la tasa de pérdida de masa, la energía mecánica transmitida al MIE por el viento, $E_w = \frac{1}{2}\dot{M}v_w^2t$, puede alcanzar grandes valores ($E_w \sim 10^{51}$ erg). Los modelos teóricos predicen que sólo el 20 % de la energía del viento es convertida en energía mecánica de la burbuja (Weaver et al. 1977), sin embargo la evidencia observacional sugiere que la eficiencia de la transferencia es aún menor, del orden del 2 – 5 % (Cappa et al. 2003).

En la Fig. 1.7 se muestra un modelo simplificado de la estructura de una BI según el modelo de Weaver et al. (1977). En el mismo pueden distinguirse cuatro zonas, a saber:

(a) Zona central, donde el viento se expande libremente a una velocidad supersónica ($v_w \sim 2000$ km s⁻¹).

(b) Una región de viento estelar chocado, donde la energía cinética del viento se deposita en esta región en forma de calor, alcanzando altas temperaturas de $10^6 - 10^7$ K. Esta región está separada de la región (a) por un frente de choque de radio R_1 (se supone que el choque interno es no disipativo) y de la región (c) por una discontinuidad de contacto en R_c .

Tabla 1.2: Parámetros típicos de estrellas de tipo espectral O y clase de luminosidad V.

Tipo espectral	$\log(\dot{M}(M_{\odot}/yr^{-1}))$	v_w (km s ⁻¹)	$\log(\frac{N_*}{s^{-1}})$
O3	-5,43	3200	49,63
O4	-5,66	3000	49,47
O4.5	-5,78	2900	49,47
O5	-5,9	2900	49,26
O5.5	-6,02	2800	49,11
O6	-6,14	2700	48,96
O6.5	-6,27	2700	48,80
O7	-6,39	2700	48,63
O7.5	-6,52	2600	48,44
O8	-6,65	2600	48,29
O8.5	-6,78	2500	48,10
O9	-6,91	2500	47,90
O9.5	-7,04	2500	47,56

(c) Una cáscara de MIE barrido formada debido a la expansión de la región (b). Esta región está compuesta de materia interestelar. Esta cáscara puede estar completamente ionizada (debido a los fotones ionizantes de la estrella central) o puede tener una capa externa de hidrógeno neutro o molecular (si el FI quedó atrapado en la misma). El borde interno de esta región es la discontinuidad de contacto anteriormente mencionada y el borde externo (R_2) es un frente de choque que separa la región (c) del medio interestelar ambiente.

(d) El MIE sin perturbar.

Los primeros modelos para describir la evolución de una BI fueron desarrollados por Avedisova (1972) y Castor et al. (1975). Posteriormente, una versión más detallada de estos modelos fue elaborada por Weaver et al. (1977).

Las hipótesis del modelo son las siguientes:

- El viento de la estrella temprana es constante y esféricamente simétrico.
- El MIE es homogéneo (densidad contante, $\rho = \mu m_H n_0$, donde μ es el peso molecular medio, m_H la masa del átomo de hidrógeno y n_0 la densidad ambiente inicial).

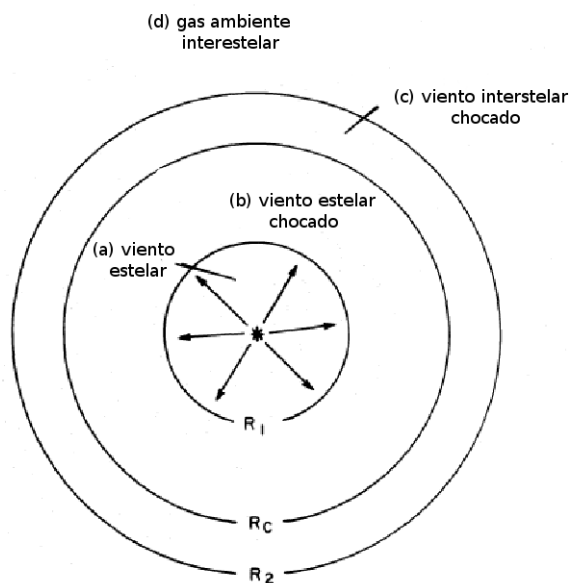


Figura 1.7: Esquema indicando las distintas regiones de una BI (Weaver et al. 1977). R_1 y R_2 indican la ubicación de los frentes de choques, mientras que R_c es una discontinuidad de contacto.

- La luminosidad del viento es constante con un valor $L_w = \frac{1}{2}\dot{M}v_w^2$.
- La estrella se encuentra en reposo con respecto al MIE que la rodea.

Durante la evolución de la BI, y como consecuencia de la interacción del viento estelar con el medio que rodea a la estrella, se establece un sistema dinámico que consiste en cuatro fases diferentes.

1. **Fase de expansión libre.** Dura unos pocos de cientos de años. Esta fase termina cuando la cantidad de masa barrida es igual a la cantidad de masa inyectada por el viento.
2. **Fase de expansión adiabática.** Esta fase dura unos pocos de miles de años.

Durante esta fase el material que ha pasado a través del choque interno R_1 posee una temperatura tan elevada que las pérdidas por enfriamiento radiativo son despreciables.

Despreciando la gravedad, suponiendo que el flujo es esféricamente simétrico y que la energía es inyectada al sistema a una tasa constante, y usando las ecuaciones de movimiento, continuidad y conservación de

la energía para un flujo adiabático, Weaver et al. (1977) obtienen las siguientes relaciones:

$$\begin{aligned} R_2 &= \alpha(L_w t^3 / \rho_0)^{1/5} \\ R_c &= 0,86 R_2 \\ v(R_c) &= 0,86 v_2 \end{aligned}$$

Donde v_2 es la velocidad de R_2 , y las demás constantes (L_w, ρ, t, R_2) tienen el mismo significado que antes.

En la región (b) el cociente R_1/R_c varía con el tiempo como

$$R_1 = cte \frac{R_c^{3/2}}{(v_w t)^{1/2}}$$

Teniendo en cuenta el balance energético, se puede deducir que en la región (b) la energía cinética es despreciable mientras que la energía interna E_b está dada por

$$E_b = \frac{5}{11} L_w t.$$

En la región (c) la energía total liberada E_c es el trabajo realizado durante el tiempo t a través de la superficie de contacto.

$$E_c = \frac{6}{11} L_w t$$

Por lo tanto, la energía total liberada por el viento durante el tiempo t es $E_b + E_c = L_w t$. Las integraciones numéricas realizadas por Weaver et al. (1977) muestran que en la región (c) el $\sim 40\%$ de E_c es energía cinética y el $\sim 60\%$ restante corresponde a energía térmica.

3. **Fase “barredora de nieve”**. En esta fase, como consecuencia del enfriamiento radiativo, el material interestelar barrido colapsa en una cáscara fina y fría .

El hecho de que la cáscara sea delgada se debe a que los choques isotérmicos poseen una alta tasa de compresión produciendo una elevada densidad en la cáscara fría ($n \sim 10^1$ a 10^3 cm^{-3}). El material interestelar chocado todavía conserva el momento lineal. La fase “barredora de nieve” persiste mientras la estrella sea capaz de mantener un viento potente ($(3 - 10) \times 10^6$ años para estrellas de gran masa). Esta fase es la que ocupa la mayor parte de la vida de la estrella.

Dependiendo de la naturaleza del viento estelar chocado McCray (1983) y Lamers & Cassinelli (1999) subdividen la fase “barredora de nieve” en dos categorías :

- *Fase de conservación de la energía:* el material de la zona (b) se mantiene caliente y no sufre pérdidas significativas. La zona (b) es extendida porque es un gas de alta temperatura y baja densidad. En esta fase la presión está dada por la energía interna del viento incidente. Se encuentra que:

$$P_{int} = \frac{L_w t}{2\pi R^3}$$

$$R_2 = 27 \left(\frac{L_{36}}{\mu n_0} \right)^{1/5} t_6^{3/5},$$

donde R_2 es el radio de la cáscara en unidades de pc, n_0 es la densidad de partículas en el MIE sin perturbar, L_{36} es la luminosidad mecánica en unidades de 10^{36} erg/s y t_6 es el tiempo en unidades de 10^6 años. La velocidad de expansión para esta fase está dada por:

$$v = 17 \left(\frac{L_{36}}{\mu n_0} \right)^{1/5} t_6^{-2/5} \text{ (km/s)}.$$

Cuando las pérdidas radiativas comienzan a ser importantes esta fase concluye y comienza la fase de conservación de momento. El momento en el que tiene lugar esta transición de fases está dado por:

$$t_{rad} = 15,5 \times 10^6 (L_{36}^8 n_0^2)^{1/6} \text{ (años)}$$

En la Fig. 1.8 se muestra la distribución radial de la presión, la densidad y la temperatura en las distintas zonas de una BI en esta fase. En esta fase el material del viento que entra en el choque R_1 , que se mueve hacia la estrella, permanece caliente, pero el material que entra en el choque que va hacia afuera de la estrella está frío. El material enfriado barrido se expande hacia afuera debido a la alta presión del gas.

- *Fase de conservación de momento:* Si la tasa de enfriamiento de la zona (b) es comparable o mayor que la tasa de calentamiento producida por el aporte de la luminosidad del viento, la zona (b) va a ser más fría y densa y va a colapsar. En esta fase la presión del lado interno de la cáscara está dada por la presión dinámica del viento y es lo que origina la expansión.

En este caso se tiene que el radio y la velocidad de la cáscara están dados por:

$$R_2 = 16 \left(\frac{L_{36}}{v_w n_0} \right)^{1/4} t_6^{1/2} \text{ (pc)}$$

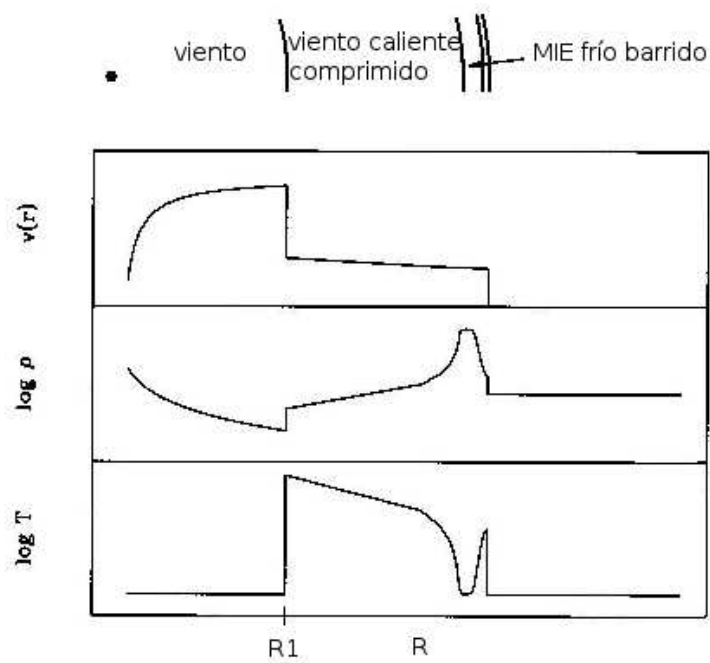


Figura 1.8: Variación de la temperatura, densidad y velocidad del gas en función de la distancia a la estrella (marcada con un punto negro en el borde superior de la Figura) en la fase de conservación de la energía.

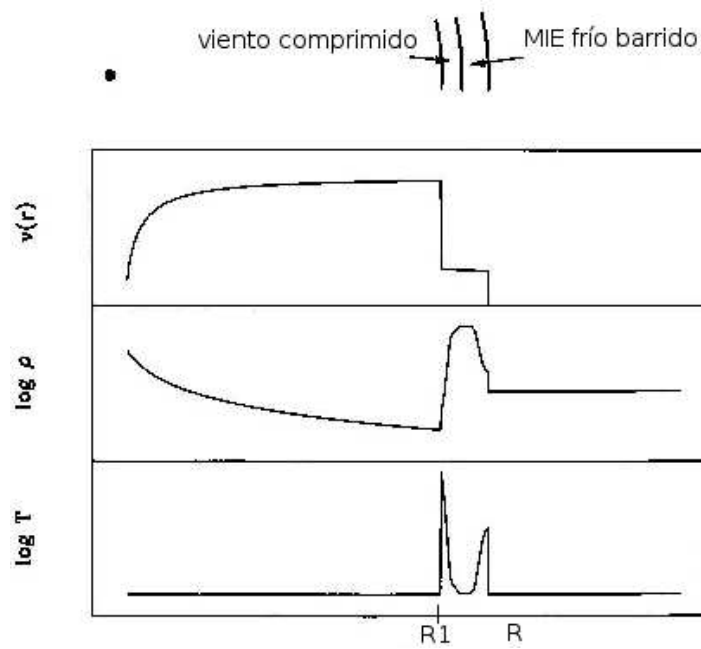


Figura 1.9: Idem Fig. 1.8 pero para la fase de conservación de momento.

$$v(t) = 7,9 \left(\frac{L_{36}}{v_w n_0} \right)^{1/4} t_6^{-1/2} \text{ (km/s)}$$

donde v_w es la velocidad del viento en unidades de 10^3 km s^{-1} .

En esta fase, el material que fue afectado por el choque a la distancia R_1 se enfría rápidamente después de entrar en el choque por lo que la energía térmica del viento chocado se pierde por radiación. La cáscara se expande hacia afuera debido a la presión dinámica del viento (ver Fig. 1.9).

4. **Disipación en el MIE.** Cuando la velocidad de expansión de la burbuja alcanza valores comparables a la velocidad de turbulencia del MIE, la misma no puede distinguirse dinámicamente y se dice que la BI entra en la fase de disipación.

Como se mencionó anteriormente, una de las hipótesis de este modelo es que la estrella está en reposo con respecto a su entorno. Sin embargo, Weaver et al. (1977) tuvieron en cuenta el efecto que causaría que la estrella esté en movimiento, lo cual se ilustra en la Fig. 1.10. En la Figura puede verse que para los primeros tiempos, cuando $v_* t < R_2(t) - R_1(t)$, donde v_* es la velocidad

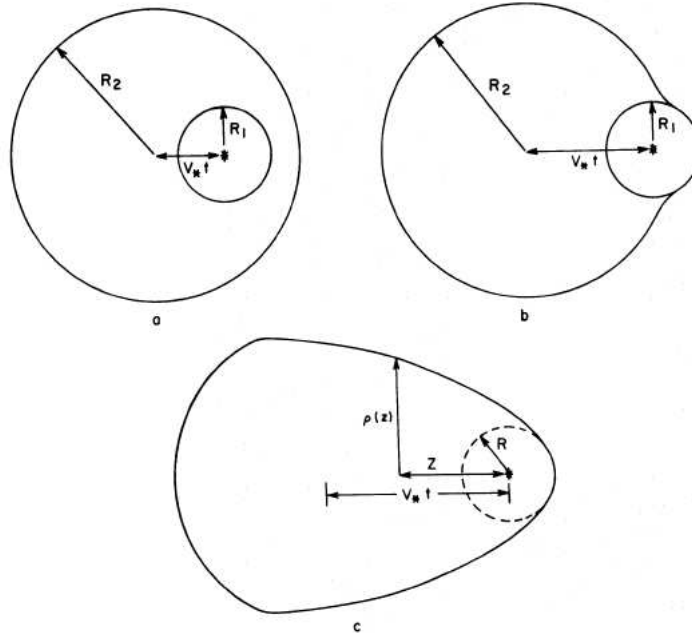


Figura 1.10: Esquema de los efectos del movimiento de la estrella en una burbuja: (a) en tiempos tempranos, (b) tiempo intermedio y (c) tiempos avanzados (Weaver et al. 1977).

espacial de la estrella y $R_1(t)$ y $R_2(t)$ son el radio interno y externo del choque, respectivamente, la cáscara en $R_2(t)$ es todavía esférica, centrada en la posición original de la estrella a $t = 0$ y el choque en $R_1(t)$ es también esférico pero centrado en la posición de la estrella en $t = t$ (ver Fig. 1.10a). Una vez que el choque en $R_1(t)$ colinda con el choque en $R_2(t)$, la burbuja se distorsiona como se muestra en la Fig. 1.10b. Ahora la forma de la burbuja está determinada por el balance entre la presión de radiación del viento estelar y la del MIE. Esta morfología ha sido calculada por Baranov et al. (1971, 1976) y Dyson (1975). Cuando $v_* t \gg R_2(t)$, el choque frontal conserva la forma calculada por Baranov, aunque la parte de atrás (opuesta al choque frontal) también estará elongada debido al movimiento de la estrella (ver Fig. 1.10c).

Otra hipótesis del modelo de vientos estelares presentado anteriormente es que la luminosidad del viento es constante. Sin embargo el viento de las estrellas

de gran masa pasa por distintas etapas acorde a la evolución de las estrellas y, como consecuencia, la tasa de pérdida de masa varía, lo que origina una variedad de estructuras en el medio que las circunda. Garcia-Segura & Mac Low (1995) modelaron la evolución de una burbuja de acuerdo al estado evolutivo de la estrella central. El modelo, llamado "*Three-wind model*", consiste en tres clases de vientos de la estrella de gran masa. Primero (ver Fig. 1.11 arriba a la izquierda) es el viento rápido de la estrella en secuencia principal el que barre el MIE que la circunda, generando una burbuja de secuencia principal. La fase de secuencia principal de una estrella tipo O dura aproximadamente 10^6 años, las velocidades típicas son $v_w \sim 10^3 \text{ km s}^{-1}$ y las tasas de pérdida de masa son del orden de $\dot{M} \sim 10^{-6} - 10^{-7} M_{\odot}/\text{año}$. El segundo tipo de viento se da cuando la estrella de secuencia principal evoluciona hacia la fase RSG, el viento se convierte en denso y lento y se expande en el interior enrarecido de la burbuja de secuencia principal (Fig. 1.11 arriba a la derecha), formando un medio denso y rico en metales alrededor de la estrella. Los valores típicos en esta fase son $v_{RSG} \sim 10 - 25 \text{ km s}^{-1}$ y $\dot{M} \sim 10^{-4} - 10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$ y el tiempo de duración de esta fase es aproximadamente 10^5 años. Luego la estrella entra en la fase WR, donde se encuentra el tercer tipo de viento, que es un viento rápido que barre al viento lento de la fase anterior formando un anillo nebular característico de algunas estrellas WR (Fig. 1.11 abajo izquierda). En esta fase las velocidades típicas son $v_{WR} \sim 10^3 \text{ km s}^{-1}$, y las tasas de pérdida de masa son $\dot{M} \sim 10^{-5} - 10^{-6} M_{\odot}/\text{año}$. Finalmente, el anillo nebular se disgrega y el viento rápido de la WR se expande dentro de la burbuja generada durante la fase de secuencia principal (Fig. 1.11 abajo derecha).

Por otro lado, Freyer et al. (2003) realizaron simulaciones numéricas utilizando un código en dos dimensiones para estudiar el impacto de estrellas de gran masa en el medio interestelar que las rodea. Para llevar a cabo este estudio consideraron una estrella aislada de $60 M_{\odot}$. En este trabajo los autores también estudiaron la transferencia y depósitos de los vientos estelares y energía de radiación en el medio interestelar hasta que la estrella explota como supernova. A partir de la comparación entre modelos que tienen en cuenta la acción del viento estelar con los que no lo tienen, concluyen que la energía de ionización y la energía térmica del gas tibio en el medio circumestelar son inferiores en los modelos que no consideran el viento estelar. A su vez encuentran que, aunque la energía total del viento suministrada por la estrella es despreciable comparada con la energía acumulada por los fotones en el continuo de Lyman, la energía cinética impartida al gas circumestelar durante el tiempo de vida de la estrella es cuatro veces superior que la obtenida con una simulación sin viento. De acuerdo a las simulaciones de Freyer et al. (2003), debido a la acción de los vientos estelares también se forman grumos de mayor densidad en la cáscara de gas barrida, lo cual produce que la región H II se extienda en direcciones libres de grumos generando los denominados "fingers" en la cás-

cara. Freyer et al. (2003) muestran que dichos “fingers” no sólo ocurren como resultado de inestabilidades en el frente de ionización, como ya han mostrado Garcia-Segura & Franco (1996), sino que son inducidos y amplificados por la redistribución de masa debida a la interacción de los vientos estelares en la cáscara. Para una descripción apropiada de la interacción de estrellas OB con el medio circumestelar hay que considerar tanto la radiación ionizante como los vientos estelares.

Un segundo trabajo se llevó a cabo por Freyer et al. (2006) en el cual estudiaron, también con simulaciones numéricas, la influencia de estrellas de gran masa en el medio interestelar. En este modelo tuvieron en cuenta estrellas de $35 M_{\odot}$. Obtienen que la formación de inestabilidades durante la fase de secuencia principal de la estrella, son menores y duran menos tiempo que en el caso en que se considera una estrella $60 M_{\odot}$, debido a la baja luminosidad mecánica del viento de la estrella. Debido a la baja presión en la burbuja caliente, la burbuja es más esférica que en el caso con $60 M_{\odot}$, donde la cáscara presenta ondulaciones. Cuando la cáscara de HII barrido se expande geoméricamente, la densidad del plasma disminuye. Debido a esto último se reduce la tasa de fotones en el continuo de Lyman para mantener la fotoionización de la cáscara y por lo tanto hay un exceso de fotones disponibles que llevan al frente de ionización hacia afuera y fotoevapora material adicional de la cáscara neutra formada por el material del medio barrido. Obtienen que al cabo de 5×10^6 años la burbuja generada por la estrella de $35 M_{\odot}$ es más pequeña y menos grumosa que en el caso en que se considera una estrella de $60 M_{\odot}$. De las dos simulaciones realizadas por estos autores, se ve que los vientos estelares juegan un rol mucho más importante en el caso en que se considera una estrella de $60 M_{\odot}$ que en el caso en que se considera una $35 M_{\odot}$.

1.2.3. Explosiones de Supernova.

La vida de una estrella de gran masa termina con una explosión que inyecta, a gran velocidad, una fracción importante de la masa de la estrella al medio. Esta explosión se conoce con el nombre de explosión de supernova.

La evolución clásica de un remanente de supernova posee cuatro fases (Woltjer 1972). Las mismas, brevemente, son:

- *Fase de expansión libre:* con la explosión de la SN, la masa eyectada se expande a una velocidad del orden de 10^4 km s^{-1} y se genera un frente de onda esférico. Cuando la cantidad de masa de MIE barrida debido a la expansión es comparable a la masa eyectada, la velocidad de expansión comienza a disminuir, lo que marca la finalización de esta fase.

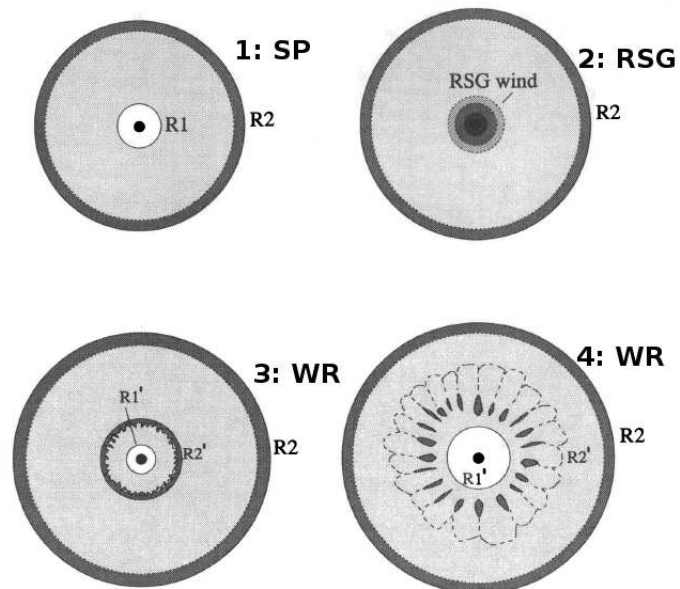


Figura 1.11: Etapas del modelo de los tres vientos (Garcia-Segura & Mac Low 1995). El color blanco dentro de la burbuja muestra el viento rápido, el color gris el viento chocado y el gris oscuro el gas barrido.

- *Fase de expansión adiabática (Sedov):* en esta fase, la cantidad de masa barrida es mayor que la masa eyectada. Las pérdidas radiativas son despreciables comparadas con la energía inicial liberada en la explosión y la energía total del sistema se conserva. Esta fase termina cuando la temperatura del sistema es inferior a 10^6 K y las pérdidas radiativas en la cáscara comienzan a ser importantes.
- *Fase radiativa:* En el comienzo de esta etapa, la mitad de la energía térmica del gas barrido ya fue radiada, generando la formación de una cáscara densa y fría (Lozinskaya 1992). En el interior de la cáscara, el gas es caliente y de baja densidad y se expande adiabáticamente.
- *Fase disipativa:* Cuando la presión del gas interno del remanente y la del MIE son iguales, la expansión finaliza.

La energía cinética inyectada en la explosión de una supernova es del orden de 10^{51} erg. Abbott (1982) ha demostrado que el viento de una estrella de alta masa inyecta al MIE, en su vida, una cantidad de energía comparable al de una explosión de supernova.

Años más tarde, Tenorio-Tagle et al. (1991) desarrollaron un modelo de evolución de remanentes de supernovas dentro de una BI (creadas por vientos estelares) preexistente. Estos autores argumentan que el modelo de evolución de remanentes de supernovas en un medio de densidad constante es un caso ideal, debido a la fuerte evidencia observacional de cáscaras producidas por los vientos de las estrellas de gran masa previamente a que exploten como supernovas.

Tenorio-Tagle et al. (1991) realizaron simulaciones numéricas de la evolución de explosiones de supernovas dentro de una BI. La presencia de una cáscara de material interestelar barrido produce una rápida evolución del remanente hacia la fase radiativa. Consideraron dos distribuciones de densidad para la eyecta, una fragmentada y otra no fragmentada. Los principales efectos para las dos distribuciones de eyecta consideradas son: i) desviaciones caóticas de un flujo radial en el interior del remanente, ii) mezcla turbulenta entre el material de la eyecta y el viento estelar chocado, dando lugar a la homogeneización de la cavidad original creada por el viento estelar, y iii) distorsión de la cáscara creada por el viento debido al enfriamiento y a las inestabilidades de Rayleigh-Taylor. En el caso de la eyecta fragmentada detectaron efectos adicionales a los ya nombrados, como por ejemplo: la generación de un anillo externo que emite en rayos-X y una mezcla entre el viento y el material de la supernova.

1.3. Evidencias observacionales de la interacción de estrellas de gran masa y el MIE.

Como se ha mencionado anteriormente, los fotones ionizantes de las estrellas de gran masa generan regiones de gas ionizado (regiones H II) alrededor de las mismas. Estas regiones se manifiestan en el óptico y en el continuo de radio.

- Óptico: se presenta alrededor de la estrella una nebulosa de emisión, ésta se puede observar en una variedad de líneas de emisión como por ejemplo H_α y [O III].
- Continuo de radio: una carga acelerada emite radiación. Cuando la carga acelerada es un electrón térmico y es acelerado por la atracción coulombiana de un protón térmico cercano, la radiación se llama libre-libre. La región H II puede ser observada en el continuo de radio debido a este mecanismo. Esta radiación no se encuentra polarizada.

En la Fig. 1.12 se muestra la emisión en el continuo de radio a 1420 MHz (panel superior) de la región H II Sh2-173 estudiada por Cichowolski et al. (2009). Los datos pertenecen al “*Canadian Galactic Plane survey*” (CGPS) y tienen una resolución angular de ~ 1 minuto de arco. En la Figura se destaca una estructura en forma de arco superpuesta a emisión difusa más extendida. En el panel inferior de la Figura se muestra una superposición de la emisión a 1420 MHz (contornos negros) con la emisión en el óptico extraída del “*Digital Sky Survey*” (DSS), en escala de grises de la misma región. La estructura de arco que se observa en 1420 MHz coincide con la parte más brillante en el óptico y, por el contrario, la emisión en 1420 MHz en $(l, b) = (119,4^\circ, -0,85^\circ)$ no presenta emisión en el óptico. Los autores concluyen que el hecho que no se detecte la emisión en el óptico en esa zona es debido a la presencia de una nube molecular a lo largo de la línea de la visual que absorbe la emisión en el óptico. En la Figura se muestran las posiciones (con triángulos) de las estrellas de gran masa que ionizan esta región.

A su vez, los fotones que emiten estas estrellas calientan el polvo de su alrededor, el cual reemite en el infrarrojo (IR). De este modo, también en la distribución de la emisión en el IR se puede detectar la interacción de estas estrellas con el MIE. En la Fig. 1.13 se muestran algunos ejemplos de burbujas que emiten en el IR. S46 (panel superior) y S145 (panel inferior), pertenecen al catálogo de burbujas infrarrojas de Churchwell et al. (2006). Este catálogo fue elaborado utilizando datos de “*The Galactic Legacy Infrared Mid-Plane Survey Extraordinaire (GLIMPSE)*” (Benjamin et al. 2003), que fue realizado

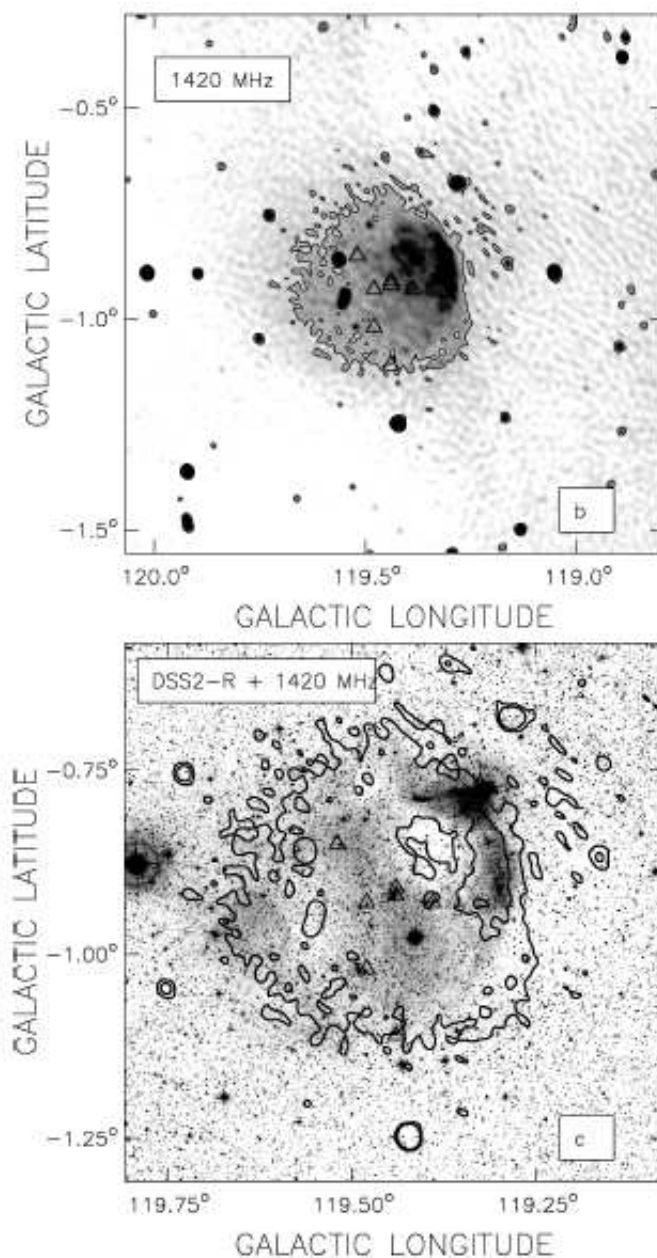


Figura 1.12: Emisión de la región H II Sh2-173. *Panel superior:* Emisión en el continuo de radio a 1420 MHz. *Panel inferior:* Superposición de DSS2R en escala de grises con contornos negros superpuestos de emisión a 1420 MHz de la región H II Sh2-173. (Cichowolski et al. 2009). Los triángulos indican las posiciones de las estrella OB responsables de la ionización de esta región.

utilizando la cámara infrarroja IRAC (sigla en inglés de Infrared Array Camera). Dicha base de datos contiene cuatro bandas centradas a 3.6, 4.5, 5.8 y 8 μm , cuyas resoluciones angulares van de ~ 1.5 segundos de arco a 3.6 μm a 1.9 segundos de arco a 8 μm . En la Figura se aprecia que la burbuja S46 está completamente cerrada mientras que S145 está abierta en uno de sus bordes.

Los fotones que provienen de las estrellas de gran masa pueden también disociar la molécula de H_2 de las nubes moleculares de su entorno, generando regiones de gas fotodisociado. Estas estrellas también disocian a los hidrocarburos policíclicos aromáticos ("*Polycyclic Aromatic Hydrocarbons*", PAHs por su sigla en inglés). Estas moléculas se excitan en la región de fotodisociación ("*Photo-dissociated Region*", PDR por su sigla en inglés). La PDR delinea la transición entre el gas ionizado y el molecular (Hollenbach & Tielens 1999), debido a esto las PDRs son buenas trazadoras del frente de ionización y de la interfaz entre regiones H II y nubes moleculares. En la Fig. 1.14 se aprecia otra de las burbujas del catálogo de Churchwell et al. (2006), conocida como RCW120, estudiada por Deharveng et al. (2009). La región H II presenta una morfología simple con un FI bien definido que separa el material ionizado del neutro. La Figura es una composición de imágenes del óptico al IR medio. La emisión en $\text{H}\alpha$ fue obtenida de superCOSMOS (Parker et al. 2005) en color azul. La emisión a 8 μm (color verde en la Figura) obtenida con el satélite Spitzer-GLIMPSE, a esta longitud de onda se observa principalmente la emisión de los PAHs. En color rojo se muestra la emisión a 24 μm , del relevamiento del Spitzer-MIPSGAL (Carey et al. 2005), a esta longitud de onda emiten los granos de polvo pequeños. En la Figura se evidencia la emisión extendida de granos de polvo presentes dentro de la región H II, y la PDR, los cuales también están presentes en los objetos jóvenes en formación y en las estrellas evolucionadas.

Si la estrella está embebida en gas molecular, el mismo se verá también afectado por las ondas de choque, las cuales producen una perturbación en la distribución espacial y en el campo de velocidades del material molecular. Un ejemplo se muestra en la Figura 1.15, la cual pertenece al trabajo de Deharveng et al. (2003) en el que analizan el MIE en los alrededores de la región H II Sh104. En particular estudian la distribución del gas molecular asociado a la región y encuentran una estructura en forma de anillo bordeando a la zona ionizada. Los tres primeros paneles de la Fig. 1.15 muestran la emisión del $^{12}\text{CO}(2-1)$ integrada en diferentes intervalos de velocidad (los cuales están indicados dentro de cada panel). La estrella blanca indica la posición de la estrella excitatriz de Sh104. En el último panel (abajo derecha) se muestra en contornos rojos la distribución del $\text{CS}(2-1)$ integrada entre -3 y 5 km s^{-1} , superpuestos sobre la emisión óptica (DSS2) proveniente de Sh104. En esta Figura se observa una clara interacción entre el gas ionizado y el gas molecular presente en la zona.

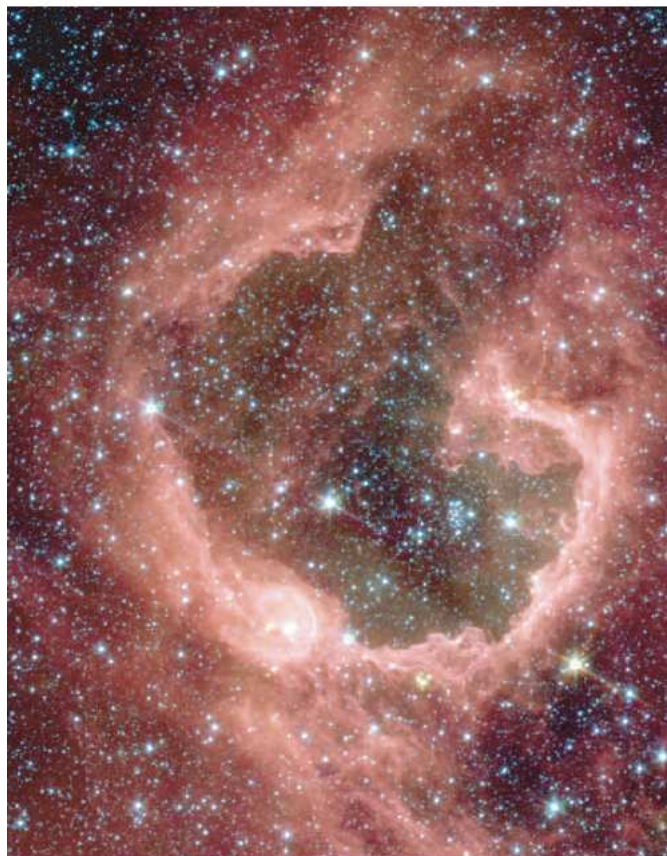


Figura 1.13: Cáscaras IR ($8 \mu\text{m}$) del catálogo de Churchwell et al. (2006) detectadas con GLIMPSE. *Panel superior:* S46, *panel inferior:* S145.

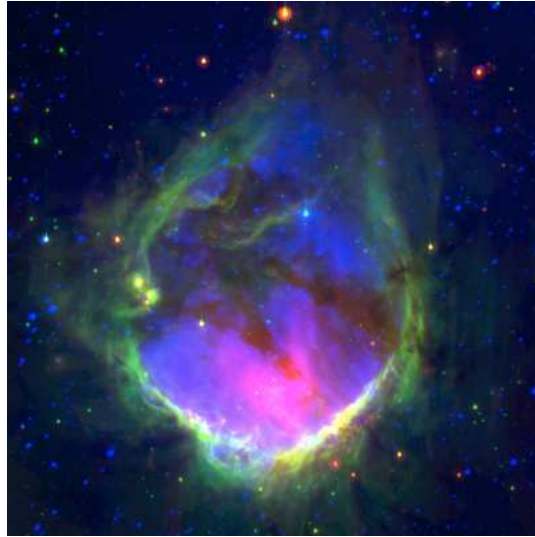


Figura 1.14: RCW 120. El color azul corresponde a la emisión de la línea $H\alpha$ del gas ionizado, en verde se detecta la emisión de los PAHs a $8.0 \mu\text{m}$ y en rojo la emisión a $24 \mu\text{m}$ de los granos de polvo pequeños (Deharveng et al. 2009).

1.3.1. Efectos acumulativos.

Como se mencionó en las Secciones 1.2.1 y 1.2.2, las ondas de choque producidas por la expansión del gas ionizado y por los vientos estelares barren el gas circundante generando cáscaras de gas neutro en expansión. Las mismas se pueden detectar a través de la emisión de la línea de H I. En el caso de los vientos, como se ha visto, los modelos teóricos predicen que sólo el 20% de la E_w es convertida a energía cinética de la cáscara. Esta cantidad de energía depositada genera una onda de choque en el MIE, la que barre el gas alrededor de la estrella creando un mínimo, en un rango de velocidades, rodeado total o parcialmente por “paredes” de emisión de H I. Esta estructura se denomina cáscara de H I.

Si se supone que la expansión de la cáscara es esféricamente simétrica, la misma va a derivar, cuando la observamos a distintas velocidades radiales, en un patrón de casquetes, los cuales van a ir aumentando su diámetro a medida que nos acercamos a la velocidad sistémica (v_0) de la cáscara (centro de la misma, donde alcanzarán su máximo diámetro), ya sea desde la capa que se aleja (o acerca) del observador. Por el contrario, cuando nos acercamos a los extremos (v_{min} o v_{max}) el diámetro de la cáscara va a ir disminuyendo hasta alcanzar su valor mínimo, y eventualmente desaparecer (ver Figura 1.16).

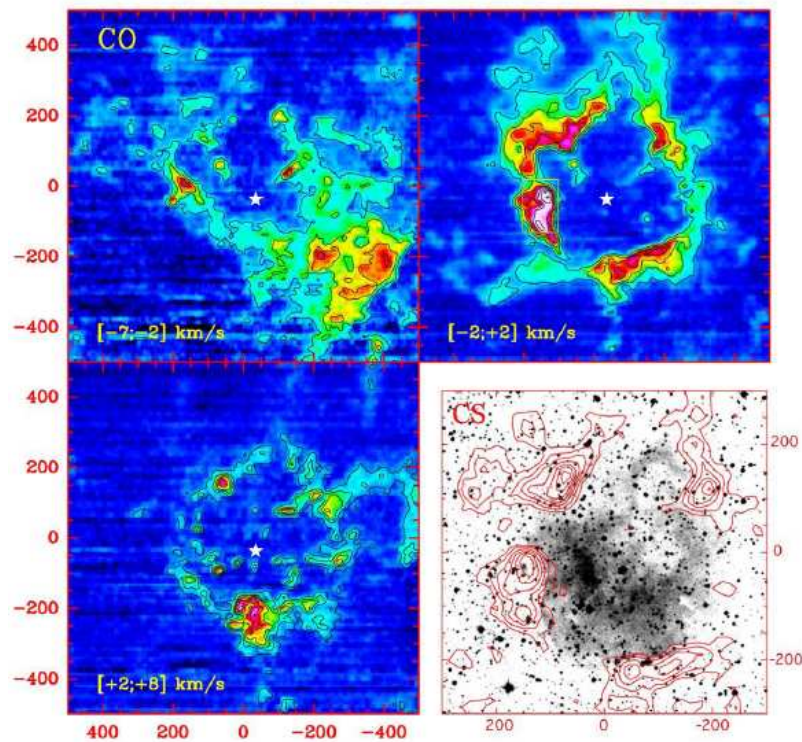


Figura 1.15: Primeros tres paneles: Emisión del $^{12}\text{CO}(2-1)$ integrado en diferentes intervalos de velocidad. El primer contorno y el intervalo entre contornos es de 5 K km s^{-1} y 10 K km s^{-1} , para el primer y segundo panel, respectivamente. En el tercer panel (abajo izq.) los contornos corresponden a $5, 10, 15, 20, 30,$ y 40 K km s^{-1} . La estrella blanca indica la posición de la estrella excitatriz de Sh104. Panel de abajo a la derecha: Contornos rojos: emisión del $\text{CS}(2-1)$ integrado entre -3 y $+5 \text{ km s}^{-1}$. El primer contorno y el intervalo entre contornos es de 0.3 K km s^{-1} . Tonos de grises: emisión en el óptico (DSS2) de la región Sh104.

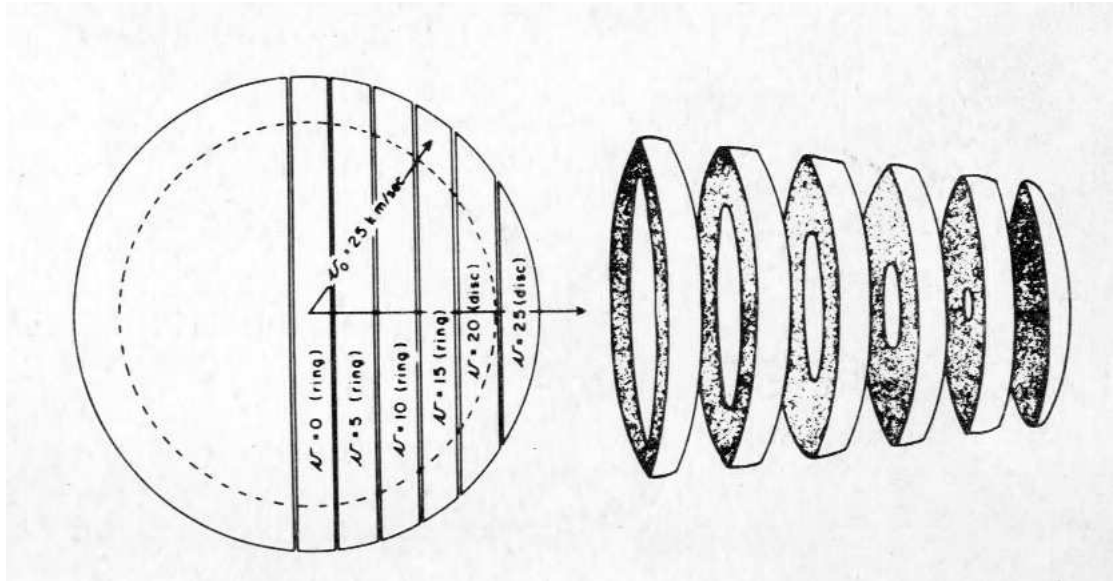


Figura 1.16: Diagrama de una cáscara esférica en expansión vista a distintas velocidades.

Es importante mencionar que la teoría descrita por Weaver et al. (1977) sólo considera la acción de estrellas aisladas, o sea sólo tiene en cuenta la interacción de una sola estrella con el medio. Sin embargo, en la mayoría de los casos, las estrellas de gran masa no se encuentran solas, sino que pertenecen a cúmulos o asociaciones estelares, por lo que la teoría de BI debe ser modificada si se tienen en cuenta la acción acumulativa de varias estrellas. En este caso, la teoría predice la formación de una estructura con dimensiones mucho más grandes, que se denomina *superburbuja* o *supercáscara*.

La denominación de supercáscara fue introducida por primera vez por Heiles (1979) quien las definió de acuerdo a las energías que serían necesarias para su formación. Una cáscara que requiere para su formación de una energía $E > 3 \times 10^{52}$ erg es clasificada, según Heiles (1979), como supercáscara. El catálogo de Heiles (1979) incluye supercáscaras con diámetros que van desde ~ 1 a $4,7$ kpc.

Las cáscaras y supercáscaras influyen en el comportamiento de las distintas fases del MIE, ya que en el interior de las mismas predomina gas caliente de baja densidad. En la Fig. 1.17 se muestran dos ejemplos de cáscaras observadas en HI, GSH 292-01+55 (panel superior) y GSH 297-00+73 (panel inferior). Ambas estructuras fueron detectadas por McClure-Griffiths et al. (2002) utilizando datos pertenecientes al relevamiento *Southern Galactic Plane Survey (SGPS)* (McClure-Griffiths et al. 2001). GSH 292-01+55 presenta una mor-

fología aproximadamente esférica y puede verse claramente en la Figura. Por otro lado, GSH 297-00+73 presenta una forma irregular y se cree que pudo haber sido formada por la unión de otras dos estructuras (McClure-Griffiths et al. 2002).

1.3.2. Otros mecanismos alternativos de formación de supercáscaras.

Debido a los grandes tamaños y energías requeridos para la formación de supercáscaras, el origen de algunas de estas estructuras gigantescas a veces no puede ser fácilmente explicado en términos de fuentes convencionales como por ejemplo los vientos estelares y/o las explosiones de supernovas de estrellas individuales o de cúmulos de estrellas con una composición estelar como la que hoy en día encontramos en la Vía Láctea. Para estos casos se han propuesto mecanismos alternativos para su formación, como por ejemplo:

a) Nubes de alta velocidad.

Existen nubes de gas neutro, o parcialmente ionizado, que se encuentran a altas latitudes galácticas. Estas nubes se clasifican en tres categorías de acuerdo a la velocidad peculiar radial que poseen,

Velocidad baja: $v < 20 \text{ km s}^{-1}$.

Velocidad intermedia: $20 < v < 90 \text{ km s}^{-1}$.

Velocidad alta: $v > 90 \text{ km s}^{-1}$.

Las nubes de alta velocidad son un posible mecanismo de formación de cáscaras. Tenorio-Tagle (1981) estudió los efectos dinámicos producidos en el gas por la interacción de estas nubes con el disco galáctico. Sus resultados muestran que la colisión de nubes de alta velocidad con el disco galáctico podría ser la mayor fuente de energía responsable de muchas de las grandes estructuras que se encuentran en las galaxias. Sin embargo no está claro si estas colisiones podrían explicar la apariencia de un anillo casi completo de muchas supercáscaras, aunque sí podrían ser las responsables de originar las estructuras en las que sólo se observa un hemisferio de gas en expansión.

Santillán et al. (1999) realizaron simulaciones numéricas de colisiones de nubes de alta velocidad con el disco Galáctico teniendo en cuenta diferentes ángulos de incidencia y velocidades, con y sin campos magnéticos galácticos. En términos generales, en los casos en los que no se tienen en cuenta los campos magnéticos se obtiene que en la capa chocada se genera una estela trasera.

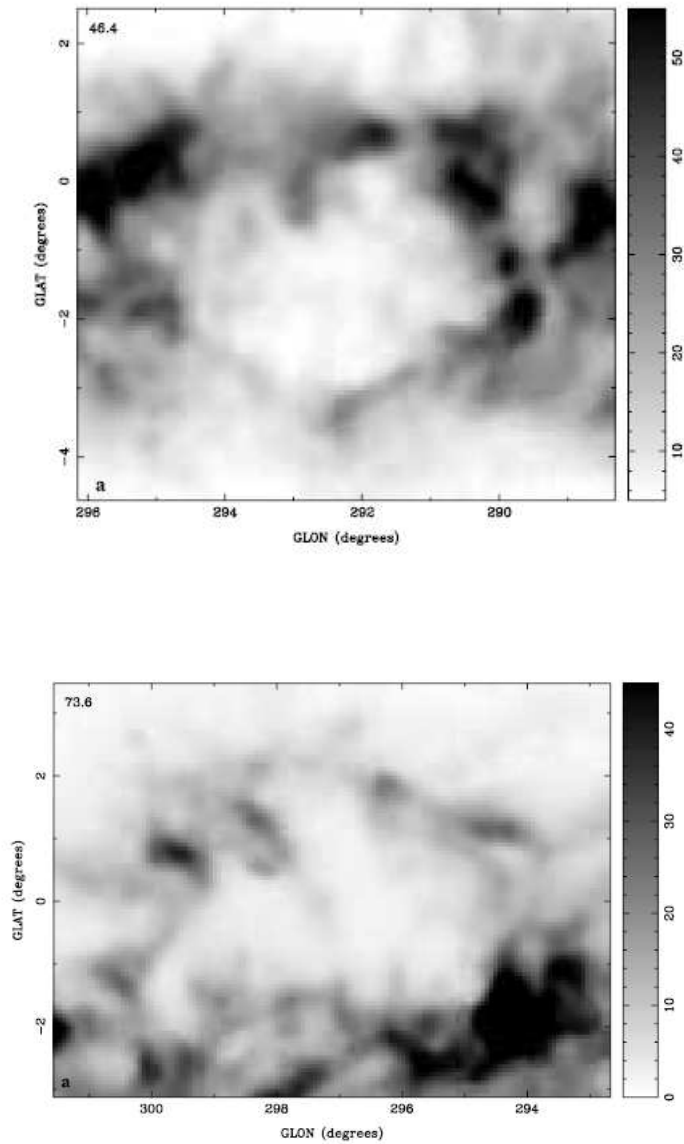


Figura 1.17: Distribución de la emisión del HI asociada a las cáscaras detectadas por McClure-Griffiths et al. (2002): GSH 292-01+55 a $v = -46,4 \text{ km s}^{-1}$ (panel superior) y GS279+00+97 a $v = 73,6 \text{ km s}^{-1}$ (panel inferior). Los tonos más oscuros de grises representan mayor temperatura de brillo.

En colisiones oblicuas, la estela es más prominente y adquiere un movimiento oscilatorio que termina en un campo de velocidades turbulento a lo largo de la trayectoria de la interacción. En cambio, cuando se consideran campos magnéticos, el volumen perturbado es mayor que en el caso sin campo magnético. Además, si se considera que el campo magnético es paralelo al plano galáctico, el flujo de gas hacia el disco es drásticamente aplacado. La tensión magnética detiene al gas chocado y revierte el movimiento del flujo, evitando que la nube de alta velocidad penetre en el disco. De este modo, el campo magnético actúa como un escudo efectivo que podría prevenir cualquier intercambio de masa entre el halo y el disco. En el caso en el que el campo magnético fuese perpendicular al plano galáctico, se obtiene una situación intermedia entre el caso sin considerar campos magnéticos y el caso en el que sí se consideran. En este caso, la capa chocada penetra en el disco pero el aumento de la presión magnética en el gas comprimido eventualmente detiene el movimiento de la capa y fuerza su reexpansión. La onda compresional se transforma en un nuevo frente de choque secundario que penetra en el disco. Esto crea una estructura con una capa doblemente chocada la cual dura varios millones de años. En este caso la nube tampoco puede penetrar mucho dentro del disco de gas de la Galaxia.

b) Explosiones de rayos gamma.

Las explosiones de rayos gamma ocurren una cada $\sim (0,3 - 40) \times 10^6$ años y depositan 10^{53} ergs en el MIE (Wijers et al. 1998). Las energías requeridas para la formación de supercáscaras coinciden con la energía liberada por las explosiones de rayos gamma. Perna & Raymond (2000) mostraron que las supercáscaras creadas por explosiones de supernovas poseen un aumento en la abundancia de metales producidos por la explosión de la supernova. Por otro lado, si el origen de una supercáscara se debe a una explosión de rayos gamma, no se espera un aumento en la abundancia de metales. Otro problema es que estas explosiones son asimétricas por lo que difícilmente puedan dar cuenta de estructuras completas.

c) Presión de radiación.

Otro mecanismo posible de formación de cáscaras es mediante la presión de radiación. Bureau & Carignan (2002) mostraron que esta presión puede crear cáscaras en un disco denso donde existen mínimos locales en la densidad superficial. La presión de radiación junto con una separación viscosa también proporciona un mecanismo eficiente para agrandar cáscaras preexistentes creadas por otros mecanismos, como por ejemplo la explosión de supernovas o los vientos estelares. En el caso de la Galaxia HoII, este mecanismo de formación

de cáscaras puede ser una explicación de las grandes energías necesarias para la creación de las cáscaras y de la falta de evidencias observacionales esperadas para las explosiones de supernovas o los vientos estelares (Bureau & Carignan 2002).

Si bien todos son posibles mecanismos de formación de supercáscaras, el que presenta mayor evidencia observacional hasta el momento es el que considera la acción de las estrellas de gran masa.

1.4. Cáscaras y supercáscaras y su posible rol en la formación estelar.

Una consecuencia importante de la evolución de las cáscaras o supercáscaras de HI en el MIE es que pueden dar origen a nuevas estrellas. A continuación se describen brevemente algunos conceptos básicos de formación estelar.

1.4.1. Condiciones físicas necesarias para la formación estelar.

Para que el proceso de formación estelar tenga lugar en una nube molecular, ésta tiene que ser gravitacionalmente inestable a fin de que pueda colapsar. A continuación se analizan las condiciones que deben satisfacerse en el MIE para que se dé la formación estelar. Consideremos un medio estático en tres dimensiones, homogéneo, con densidad inicial ρ_0 y velocidad del sonido uniforme a_0 . Admitiendo que debido a una fluctuación del medio (cuyo origen no importa especificar) una porción del mismo podría incrementar su densidad y suponiendo, por simplicidad, que esa región es esférica con radio r e isotérmica con temperatura T , se puede derivar la condición que debe cumplirse para que dicha concentración pueda colapsar. La tasa de expansión debido a la presión interna de la condensación está dada por $\nabla P/\rho_0$, pero como $\nabla P \sim P/r$ y $P = a_0^2 \rho_0$, se tiene que

$$\frac{\nabla P}{\rho_0} \sim \frac{a_0^2}{r}$$

Por otro lado, la aceleración del posible colapso debido a la auto-gravedad es $\frac{-GM}{r^2}$, donde M es la masa de gas de la concentración. Como $M \sim r^3 \rho_0$, se obtiene

$$\frac{-GM}{r^2} \sim -G\rho_0 r.$$

Por lo tanto, en este caso la ecuación de movimiento es

$$\ddot{r} \sim \frac{a_0^2}{r} - G\rho_0 r.$$

A fin de posibilitar el colapso, se requiere que $\ddot{r} < 0$ y por lo tanto, de la ecuación anterior se tiene que

$$G\rho_0 > \frac{a_0^2}{r^2}.$$

Esta ecuación permite definir un radio mínimo para una condensación esférica homogénea e isotérmica, la cual, por encima de cualquier concentración con ciertos valores de a_0 y ρ_0 colapsará. Dicho radio está dado por

$$r_j \sim \frac{a_0}{(G\rho_0)^{1/2}}$$

donde r_j se denomina radio de Jeans. Este último es el radio inicial mínimo para que una concentración esférica inmersa en un medio uniforme pueda colapsar debido a la auto-gravitación.

Existe una masa mínima equivalente, llamada masa de Jeans (M_J), que es la masa mínima que debe tener una concentración esférica para que colapse debido a su auto-gravedad.

$$M_J \sim \frac{4}{3}\pi \rho_0 r_j^3 \sim \frac{4\pi a_0^3}{3(G^3 \rho_0)^{1/2}}.$$

1.4.2. Formación estelar espontánea.

El fenómeno de compresión debido a la turbulencia de regiones a través de ondas de choque conlleva a la formación estelar por efectos de turbulencia. Si las regiones de mayor densidad detrás de los choques son lo suficientemente masivas y viven lo suficiente, se pueden convertir en inestables y la compresión puede comenzar. La naturaleza al azar de la duración de estos choques sugiere que la formación estelar es posible pero ineficiente. Las simulaciones numéricas, teniendo en cuenta o no la presencia de campos magnéticos (Ballesteros-Paredes et al. 2007; Mac Low & Klessen 2004), muestran que la energía cinética en la turbulencia decae, al menos a gran escala.

1.4.3. Formación estelar inducida.

Otra posibilidad de formación estelar es la denominada inducida (o disparada). Básicamente significa que las nubes interestelares con masa menor a la masa de Jeans son comprimidas por algún agente externo hasta que son “forzadas” a colapsar.

Las simulaciones numéricas sugieren que la formación estelar inducida por supernovas es una explicación viable para la formación de una nueva generación de estrellas (Boss 1995; Boss et al. 2008). Según estos cálculos las condiciones que se tienen que dar para que la nube molecular colapse son: i) que la masa sea cercana a la masa de Jeans, ii) que el choque no sea ni muy rápido ni muy lento ($5-70 \text{ km s}^{-1}$) y, iii) que el enfriamiento sea importante, de manera que la capa detrás del choque se pueda enfriar rápidamente hasta alcanzar valores cercanos a la temperatura original de la nube.

Las regiones H II en expansión producidas por estrellas de gran masa pueden también ser un mecanismo para la formación inducida de estrellas. Respecto al medio interestelar, la expansión de una región H II es supersónica, generándose un choque que barre el gas circumestelar y forma una cáscara densa. El frente de choque precede al frente de ionización y una vez que la cáscara adquiere la suficiente masa, aumenta su densidad, se enfría y comienzan a producirse inestabilidades que pueden dar lugar al colapso gravitacional. Las estrellas que se forman mediante este colapso es probable que sean de mayor masa que las que se forman en regiones que no han sido afectadas por el choque.

Si esta nueva generación de estrellas son estrellas OB, a su vez van a generar sus propias regiones H II y un nuevo sistema de frente de ionización se va a propagar en la nube luego que estas estrellas alcancen la secuencia principal, iniciándose, de esta manera, otra secuencia de formación estelar (Elmegreen & Lada 1977). Este modelo de formación estelar se conoce como el proceso de “collect and collapse”. Un esquema del mismo se muestra en la Figura 1.18.

Otro proceso de formación estelar inducida se da por medio del mecanismo conocido como “Radiation-Driven Implosion (RDI)”. El mismo ocurre cuando una región H II envuelve un glóbulo denso y lo lleva al colapso a través del incremento de la presión en la superficie (Lefloch & Lazareff 1995). Los glóbulos pueden ser pre-existentes o ser formados por las inestabilidades dinámicas producidas por la expansión de la región H II en la nube molecular. El calentamiento de la nube se opone al colapso a no ser que el exceso de energía térmica sea radiada.

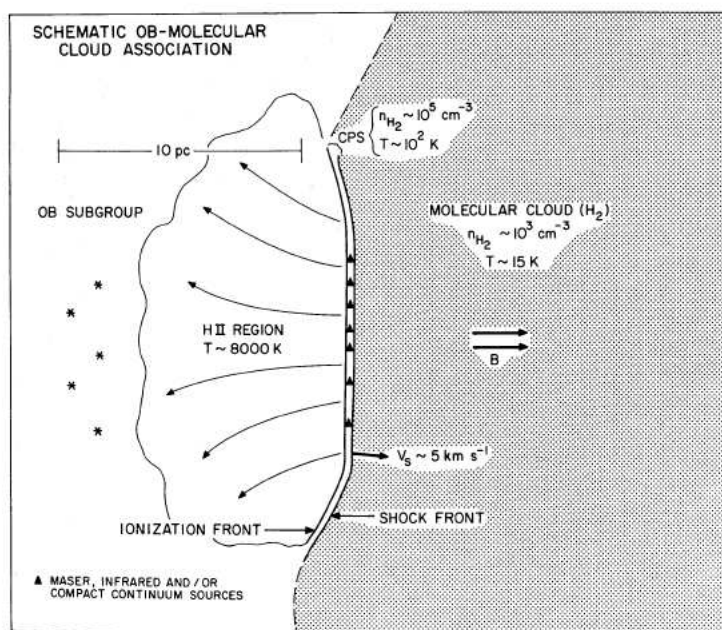


Figura 1.18: Representación esquemática de la interacción de una asociación OB con una nube molecular. Los asteriscos representan a un subgrupo de la asociación OB que está localizado cerca del borde de una nube molecular (zona sombreada). La radiación ionizante de las estrellas genera una región H II y se produce un frente de ionización en la nube. La figura muestra la configuración adquirida para el tiempo en el cual ya se formaron nuevas estrellas. Se muestra la dirección del campo magnético de la nube para un caso ideal, se supone que esta dirección es paralela al campo magnético de la Galaxia (Elmegreen & Lada 1977)

Otro mecanismo de formación estelar inducida es el proceso de “colisión nube-nube”. Estas colisiones generalmente son supersónicas y pueden comprimir el material interestelar en la zona de interacción, que bajo las condiciones necesarias puede dar lugar al proceso de formación estelar. Tan (2000) mostró que estas colisiones con nubes de masas del orden de $5 \times 10^5 M_{\odot}$ podrían explicar la tasa de formación global en galaxias. En la Vía Láctea hay evidencia observacional que sugiere que dichos eventos (con nubes de masas similares) han tenido lugar (Shepherd & Churchwell 1996). Sin embargo, las simulaciones numéricas de estas colisiones, teniendo en cuenta nubes con masas entre 10 a $1000 M_{\odot}$, muestran que no está garantizada la formación estelar.

Para más información sobre los procesos de formación estelar se puede ver el libro “Principles of Star Formation” (Bodenheimer 2011).

1.5. Catálogos de candidatos a cáscaras y/o supercáscaras.

Debido a la importancia que podrían poseer las grandes estructuras de HI en la dinámica de la Galaxia, numerosos catálogos de cáscaras de HI han sido elaborados con el fin de caracterizar sus propiedades y estudiar su distribución galáctica.

Para la realización de los catálogos se han utilizado, en algunos casos, técnicas de búsqueda visual (Heiles 1979, 1984; Hu 1981; McClure-Griffiths et al. 2002) mientras que en otros se han utilizado métodos automáticos de detección (Ehlerová & Palouš 2005; Daigle et al. 2007).

El primer catálogo de cáscaras y supercáscaras fue realizado por Heiles (1979). En el mismo se utilizaron datos del relevamiento de Weaver & Williams (1973), “The Berkeley low-latitude survey of neutral hydrogen” de $36'$ y 2 km s^{-1} de resolución angular y en velocidad, respectivamente. Este relevamiento cubre el rango de longitudes galácticas entre 10° y 250° y de -10° a 10° en latitudes galácticas y cubre un intervalo de velocidades radiales (LSR) de -143 a 141 km s^{-1} . En este trabajo el autor diferencia las cáscaras en expansión de las estacionarias (estructuras que no presentan cambios de su tamaño angular con la velocidad).

Como resultado de la inspección visual, Heiles detectó 46 cáscaras estacionarias cuyos radios van desde 10 a $\sim 800 \text{ pc}$. Respecto a las cáscaras en expansión, ha encontrado un total de 17 estructuras cuyos radios van desde ~ 125 a $\sim 1995 \text{ pc}$ y sus velocidades de expansión varían entre 10 y 24 km s^{-1} .

Heiles (1979) también estudió la posible correlación de las estructuras de-

tectadas con otros objetos. A partir de una comparación con los catálogos de remanentes de supernovas (RSNs) disponibles en ese momento (Milne 1970; Downes 1971; Ilovaisky & Lequeux 1972; Green 1974; Clark & Caswell 1976), encontró alguna correlación de los remanentes catalogados con estructuras de HI. Sin embargo, esa correlación es solamente posicional ya que las distancias cinemáticas de las cáscaras, derivadas a partir de las velocidades baricentrales de las mismas, son sensiblemente diferentes de las distancias asignadas a los RSNs. Por lo tanto, Heiles concluyó que esas coincidencias eran casuales. En cuanto al análisis de la correlación con fuentes que emiten en el continuo de radio a 408 MHz, debido a los efectos de confusión del gas (que podría estar delante o detrás de la estructura de HI), es difícil encontrar una correlación con la emisión del HI. De hecho el autor enfatiza que no ha encontrado ninguna correlación. Una búsqueda de correlación en posición y velocidad con regiones HII del relevamiento de las líneas de recombinación en radio de Reifenstein et al. (1970), tampoco arrojó resultados positivos. Con respecto a las asociaciones estelares y cúmulos galácticos (Becker & Fenkart 1971), Heiles encontró seis posibles asociaciones. Las asociaciones y cúmulos que correlacionan con el HI son jóvenes. Una posible explicación, para esta correlación, son los vientos estelares de estrellas OB y supergigantes. Finalmente Heiles (1979) concluye que la correlación con estrellas, asociaciones OB ó cúmulos galácticos es “*posiblemente*” significativa.

Otro catálogo de cáscaras fue realizado por Hu (1981) utilizando datos del relevamiento de Heiles & Habing (1974), el cual extiende la cobertura del cielo a $|b| > 10^\circ$ respecto al relevamiento de Weaver & Williams (1973). En este relevamiento tanto la resolución espacial y en velocidad son similares al relevamiento de Weaver & Williams (1973) pero el rango de velocidades está restringido al intervalo entre -92 y 72 km s^{-1} . Un total de 50 cáscaras fueron descubiertas en este relevamiento. Los diámetros de las mismas varían entre 6 y 70 pc.

En este trabajo también se han estudiado la correlación de las cáscaras con otros objetos, siendo los principales resultados los siguientes:

a) *Estrellas OB*: no se encuentra una fuerte correlación entre la posición de las estrellas OB y el centro de las cáscaras.

b) *Estructuras H α* : las cáscaras no parecen coincidir con las estructuras observadas en H α detectadas por Sivan (1974) y por Reynolds et al. (1974).

c) *Remanentes de supernova*: no se encuentra solapamiento entre SNR y cáscaras. Para las cáscaras del catálogo de Heiles (1979), Hu (1981) buscó

alguna correlación en los catálogos de remanentes en radio de Clark & Caswell (1976), en óptico de van den Bergh (1978) y en rayos-X de Gronenschild (1979). De este modo encontró, aproximadamente, media docena de posibles coincidencias con quizá dos o tres casos en los cuales la distancia a los objetos coincide.

d) *Rayos-X blandos*: la resolución espacial de las observaciones en rayos-X blandos del relevamiento de Sanders et al. (1977) es tal que una cáscara típica no puede ser detectada.

Años más tarde, Heiles (1984) presentó un nuevo catálogo usando una combinación de los relevamientos anteriormente utilizados por Heiles (1979) y Hu (1981) y de Colomb et al. (1980) para eliminar los problemas en la zona de $|b| = 10^\circ$. Esta combinación de los dos relevamientos cubre un rango de latitudes de -65° a 65° . Para confeccionar el catálogo el autor utilizó fotografías impresas e imágenes en escala de grises. A partir de este análisis detectó, por medio de una inspección visual, 42 estructuras. En algunos casos los filamentos aparecen sólo en un canal de velocidad, mientras que en otros los filamentos cambian de posición de una fotografía a la siguiente, de una manera poco compatible con un fenómeno físico. También detectó muchos filamentos que tienen intersecciones en común. Por todos estos factores, este listado de estructuras no es apropiado para realizar un estudio estadístico. En este trabajo el autor concluye que no hay una única relación entre cáscaras y otro tipo de objeto estelar. Sólo algunas cáscaras parecen estar asociadas con RSN o con cúmulos estelares. Por otro lado, concluye que la mayoría de las supernovas y cúmulos no están asociados a cáscaras. Los vientos estelares y las supernovas en asociaciones son fuentes de energía para muchas cáscaras aunque para las más grandes no son una fuente adecuada de energía a no ser que los cúmulos estelares hayan tenido una población de objetos tempranos mucho mayor de lo que es observado en estos días. La colisión de nubes de alta velocidad con el plano galáctico es un mecanismo que podría inyectar grandes cantidades de energía en el MIE. Heiles (1984) nota que este mecanismo es consistente con tres aspectos de algunas de las estructuras detectadas: i) la existencia de algunas cáscaras muy grandes y energéticas, ii) la asociación de gas a alta y baja velocidad, y iii) el predominio de cáscaras con un sólo hemisferio observable, producto del gas que cae. En la parte interna de la Galaxia, para distancias galactocéntricas inferiores a los 8,6 kpc, se observan “gusanos” de gas. Éstos son filamentos ondulados que están orientados en forma perpendicular al plano galáctico. Podrían ser una especie de cáscaras abiertas y deberían ser fuentes prolíferas de gas caliente para el halo galáctico (las llamadas *chimeneas galácticas*).

Bastantes años más tarde, y utilizando una base de datos con una resolución angular y espectral superior a la utilizada en los catálogos previos, McClure-Griffiths et al. (2002) realizaron un estudio sistemático de identificación de cáscaras de HI. Para este estudio los autores utilizaron datos del relevamiento del *Southern Galactic Plane Survey (SGPS)* (McClure-Griffiths et al. 2001). Buscaron estructuras cuyos tamaños angulares sean mayores a 1° . Encontraron un total de 19 estructuras, los tamaños de las mismas van desde 40 pc a 1 kpc, las velocidades de expansión se encuentran entre 6 y 20 km s^{-1} y las energías de expansión van de 10^{51} a 10^{53} ergs. Las cáscaras están distribuidas en la región $253^\circ < l < 358^\circ$, $|b| < 10^\circ$. En este trabajo estudiaron la distribución en la Galaxia de estas cáscaras y encontraron que varias de ellas están localizadas entre los brazos espirales (en la zona interbrazos). Una posible explicación que brindan para este efecto es que el gradiente de densidad fuera de los brazos espirales, combinado con las generaciones de formación estelar secuencial requerida para formar grandes cáscaras, podrían llevar a esta ubicación preferencial de las cáscaras en este lugar de la Galaxia. Los autores encuentran que el gradiente de densidad hacia la zona entre los brazos espirales es comparable al gradiente hacia afuera del plano Galáctico y por lo tanto esto podría explicar la exagerada expansión de las cáscaras fuera de los brazos espirales hacia las regiones interbrazos.

En lo que respecta a búsquedas automáticas, cabe mencionar el trabajo de Ehlerová & Palouš (2005) utilizando datos del relevamiento de HI de Leiden-Dwingeloo Hartmann & Burton (1997) cuya resolución en velocidad y espacial es de 1.03 km s^{-1} y 0.5° , respectivamente. Los autores buscaron regiones de baja temperatura de brillo que se encuentren completamente rodeadas por regiones de mayor temperatura. La única restricción que los autores impusieron es que los mínimos de HI no posean diámetros angulares inferiores a 1.5° o superiores a 45° . No impusieron restricción a la forma de los mínimos.

En este catálogo, a toda estructura detectable en cuatro o más canales consecutivos en velocidad (o sea con una extensión en velocidad mayor a 4 km s^{-1}), se la considera candidata a cáscara. Como un siguiente paso en la identificación, el espectro a través del centro de la estructura es automáticamente generado buscando en el mismo un mínimo que se encuentre en el rango de velocidades donde se detecta el agujero de HI en imágenes l , b . En esta búsqueda han encontrado más de 600 estructuras, usando los datos de todo el relevamiento. Como encuentran un solapamiento de cáscaras en la parte interna de la Galaxia, los autores han restringido el estudio sólo al segundo cuadrante Galáctico, encontrando en esa región un total de 276 estructuras.

Dentro de los resultados generales obtenidos en este catálogo, se puede mencionar que detectan una falta de cáscaras con edades inferiores a 1×10^6 años, habiendo sólo unas pocas con edades superiores a 50×10^6 años. Las cáscaras jóvenes son pequeñas y pueden no haberse desarrollado completamente, mientras que en el caso de las más grandes, las mismas podrían haber sido eventualmente destruidas por fuerzas externas y quedar muy fragmentadas como para ser identificadas como tales por el método utilizado por ellos. Según estos autores, las cáscaras cuyos tamaños son inferiores a los 50 pc son formadas por remanentes luego de una explosión de supernova o son burbujas formadas por vientos estelares. Estas estructuras tienden a tener velocidades de expansión del orden de los 10 km s^{-1} . Las dimensiones de las supercáscaras, creadas por varias estrellas OB en asociaciones, tienen radios mínimos de 100 pc, algunos de estos objetos tienen velocidades de expansión mayores a los 10 km s^{-1} . Estos autores no detectan una clara dependencia del radio con la velocidad de expansión. El argumento que las cáscaras pequeñas son burbujas producidas por vientos estelares y que las grandes cáscaras se deben a varias explosiones de supernovas se debe más a una cuestión energética que a sus tamaños. Teniendo en cuenta que una explosión de SN libera una energía de $E_{SN} = 10^{51}$ erg al MIE, todas las cáscaras pequeñas van a tener una energía menor a ésta. La edad media de las cáscaras calculada por Ehlerová & Palouš (2005) es de $8,4 \times 10^6$ años. Según estos autores, el valor anterior está influenciado por efectos de selección. Por ejemplo, la muestra de las estructuras viejas es menos completa que la de las jóvenes, ya que las más viejas se encuentran más fragmentadas y son menos continuas. A pesar que el algoritmo de búsqueda utilizado no es apropiado para detectar estructuras fragmentadas, Ehlerová & Palouš (2005) concluyen que el tiempo de vida de las cáscaras es mayor a mayores distancias galactocéntricas basándose en que no ven cáscaras viejas a distancias galactocéntricas inferiores a 12 kpc, mientras que se detectan algunas a mayores distancias.

Otro método de detección automática fue desarrollado por Daigle et al. (2007) utilizando un algoritmo de redes neuronales artificiales y la morfología de las estructuras. La búsqueda se realizó en una región de $48^\circ \times 9^\circ$ en el brazo de Perseus utilizando datos del relevamiento del CGPS (Taylor et al. 2003). En este trabajo los autores se concentran en estructuras con rangos de velocidades entre 10 y 38 km s^{-1} , o sea que el rango de las velocidades de expansión está entre 5 y 19 km s^{-1} . La búsqueda está basada en dos fases. Primero buscan el perfil característico de cáscaras en expansión en el espectro de velocidades. La segunda instancia se basa en mirar las concentraciones de píxeles que fueron encontradas y decidir si son detecciones potenciales de cáscaras, basándose en su morfología y en la variación de la emisión de 21 cm.

Autores	Región (l)	Región (b)	Método de detección	Cáscaras detectadas
Heiles (1979)	10° a 250°	-10° a 10°	visual	63
Hu (1981)	10° a 250°	$ b > 10^\circ$	visual	50
Heiles (1984)	10° a 250°	-65° a 65°	visual	42
McClure-Griffiths et al. (2002)	253° a 358°	$ b < 10^\circ$	visual	19
Ehlerová & Palouš (2005)	0° a 360°	-90° a 90° $\delta \geq -30^\circ$	automático	600
Daigle et al. (2007)	Brazo de Perseus		automático	7100

Tabla 1.3: Catálogos de cáscaras de HI existentes elaborados utilizando métodos visuales y técnicas automáticas.

De este modo Daigle et al. (2007) detectaron 7100 estructuras en la región estudiada. A pesar de que hay un número importante de falsas detecciones, el propósito del trabajo no era tomar la decisión sobre la validez de las cáscaras detectadas sino la de detectar zonas del cielo con una alta probabilidad de alojar cáscaras en expansión.

En la Tabla 1.3 se listan los catálogos existentes de cáscaras de HI, detallando la región del cielo donde se realizaron, el método de búsqueda utilizado y el número de cáscaras encontradas.

Si bien muchas cáscaras han sido catalogadas, sólo unas pocas han sido estudiadas en detalle, entre ellas se encuentran los trabajos de Jung et al. (1996); Stil & Irwin (2001); Uyaniker & Kothes (2002); McClure-Griffiths et al. (2002); Cazzolato & Pineault (2003); Arnal & Corti (2007); Cichowolski & Pineault (2011); Suad et al. (2012); Corti et al. (2012). Las distancias galáctocéntricas de las mismas van de 9.7 a 16.6 kpc, sus diámetros de 120 a ~ 840 pc y sus energías cinéticas de $\sim 1 \times 10^{50}$ a $\sim 6 \times 10^{51}$ erg.

1.6. Motivación y objetivos de esta Tesis.

Las denominadas supercáscaras de hidrógeno neutro (HI) se encuentran entre los constituyentes más enigmáticos de la Vía Láctea. Si bien observacionalmente se ha podido determinar que sus dimensiones pueden alcanzar centenares de parsecs, y que sus energías cinéticas se encuentran en el rango de 10^{51} a 10^{54} ergios, tanto su origen como el papel que pudieran desempeñar en el proceso de formación estelar inducida, son objeto de debate.

Si bien el efecto colectivo del viento de estrellas, y su subsecuente explosión como supernova, que fuesen miembros de cúmulos estelares OB y/o asociaciones estelares OB, aparece como el mecanismo favorecido para explicar su origen, son muy pocos los casos en los que se ha podido establecer en forma fehaciente una relación causal entre ambas clases de objetos.

De la misma manera, y en el campo de formación estelar inducida, aunque con frecuencia se menciona en la literatura astronómica que las supercáscaras de HI podrían desencadenar la formación inducida de nuevas generaciones de estrellas (ya sea mediante la fragmentación que pueda tener lugar en las estructuras a lo largo de su evaluación, o por el "impacto" de la misma sobre una nube molecular existente en el medio interestelar adyacente), nuevamente es muy escasa la evidencia observacional que permita evaluar la importancia relativa de este proceso específico frente a otros mecanismos alternativos (evolución de regiones HII, evolución de remanentes de supernova, colisión de nubes moleculares, formación por efectos de turbulencia en el medio interestelar, etc.)

Con los objetivos específicos de contribuir a elucidar la génesis de las supercáscaras de HI, y el rol que las mismas pudieran desempeñar en el proceso de formación estelar inducida, se iniciaron estudios exploratorios haciendo uso de catálogos de supercáscaras de HI existentes. En este proceso, al hacer uso de la base de datos generada por el relevamiento de HI realizado en el IAR, se encontraron serias inconsistencias (por ejemplo: estructuras catalogadas que era imposible de reconocer como tales; estructuras cuyas dimensiones, rango de velocidad y velocidad baricentral listados en los catálogos eran muy disimiles de los que podían ser derivados haciendo uso del relevamiento del IAR, etc.) para identificar estructuras que habían sido catalogadas como supercáscaras en los catálogos existentes.

Por estos motivos, y dado que la parte externa de la Vía Láctea había sido escasamente estudiada, se decidió elaborar una Tesis cuyo objetivo principal fuese la confección de un nuevo catálogo de supercáscaras de HI en la parte externa de la Vía Láctea, que no adoleciera de las limitaciones y ambigüedades presentes en los catálogos elaborados con anterioridad.

Otro de los motivos que se consideraron para proceder a la elaboración de este nuevo catálogo, fue que la realización del mismo permitirá reformular el análisis de las propiedades estadísticas de las estructuras catalogadas. En efecto, a partir de este nuevo catálogo, se podrá analizar la distribución de estructuras en la Galaxia, lo cual (si consideramos que las supercáscaras podrían ser restos fósiles de la acción sobre el medio interestelar de estrellas de gran masa), dicha distribución podría suministrar información sobre la historia pasada de formación estelar en la parte externa de la Galaxia.

Finalmente, otro aspecto que podrá ser analizado con el nuevo catálogo, es

la búsqueda de posibles correlaciones causa-efecto entre objetos estelares y la formación de estas estructuras.

1.7. Estructura de la Tesis.

En el Capítulo siguiente se detallan los instrumentos y las bases de datos utilizadas en esta Tesis. Luego, en el Capítulo 3, se describe la metodología utilizada para la obtención de los parámetros físicos de los objetos estudiados. En el Capítulo 4, se describe la realización del catálogo y en el Capítulo 5 se listan todas las estructuras catalogadas. En el Capítulo 6 se presentan las propiedades estadísticas generales de las estructuras catalogadas como candidatas a supercáscaras. En el Capítulo 7 se compara el catálogo obtenido en esta Tesis con otros catálogos y en el Capítulo 8 se realiza una correlación espacial entre las candidatas a supercáscaras con objetos estelares. Una de las estructuras catalogadas ha sido estudiada en detalle y se presenta en el Capítulo 9 y finalmente en el Capítulo 10 se presentan las conclusiones.

Capítulo 2

Bases de datos utilizadas.

En la elaboración de esta Tesis se ha hecho uso de bases de datos públicas, principalmente en la banda de radio, que han sido obtenidas tanto por antenas de disco simple como por interferómetros. También se han utilizado bases de datos del infrarrojo tanto para emisión extendida como para objetos puntuales. A continuación se hará una breve descripción de las principales características de los instrumentos de radio usados para obtener las bases de datos utilizadas y se hará una breve mención de las bases de datos usadas en otras frecuencias.

2.1. Antenas de disco simple

2.1.1. Nociones básicas: potencia, potencia espectral y brillo.

Si se considera la radiación del cielo que incide sobre la Tierra sobre un área horizontal A , la potencia infinitesimal dW de un ángulo sólido $d\Omega = \sin(\theta)d\theta d\phi$ que incide sobre una superficie de área dA (ver Fig. 2.1) viene dada por:

$$dW = B \cos(\theta) d\Omega dA dv \quad [\text{watts}]$$

donde dW es la potencia infinitesimal en unidades de watts, B es el brillo del cielo en la posición de $d\Omega$ en unidades de $\text{watts m}^2 \text{ Hz}^{-1} \text{ rad}^{-2}$, $d\Omega$ es el ángulo sólido infinitesimal del cielo en unidades de rad^2 , θ es el ángulo entre $d\Omega$ y el zenit, expresado en radianes, dA es el área infinitesimal de superficie, en unidades de m^2 y dv es el ancho de banda infinitesimal, dado en Hz.

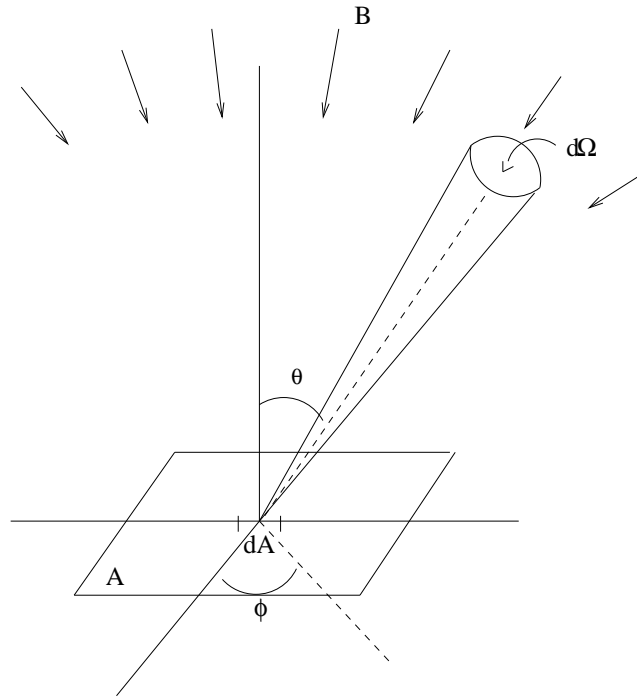


Figura 2.1: Geometría para la radiación de brillo B incidente sobre una superficie de área A .

B es una medida de la potencia recibida por unidad de área, por unidad de ángulo sólido, y por unidad de ancho de banda, y se denomina *brillo superficial*.

La potencia por unidad de ancho de banda recibe el nombre de *potencia espectral* (dw). Debido a que la variación de la potencia con la frecuencia constituye la potencia espectral, la ecuación anterior se puede reescribir como:

$$dw = B \cos(\theta) d\Omega dA \quad [\text{watts Hz}^{-1}].$$

Si dw es independiente de la posición de dA en la superficie A , y suponiendo que la distribución del brillo es uniforme sobre todo el cielo, integrando la ecuación anterior obtenemos,

$$w = \pi A B \quad [\text{watts Hz}^{-1}],$$

donde se ha reemplazado el ángulo sólido $d\Omega$ por $\sin(\theta) d\theta d\phi$, donde θ es el ángulo del elemento de ángulo sólido $d\Omega$ respecto al zenit y ϕ es el azimut.

Si además se supone que el brillo B es uniforme sobre un ancho de banda

$\Delta\nu$, la potencia total W recibida en el área A por un hemisferio es:

$$W = A B \Delta\nu \int \int \cos(\theta) d\Omega = \pi A B \Delta\nu \quad [\text{watts}]$$

Esta es la potencia del cielo recibida en un punto de la superficie de la Tierra para el caso en el que el ángulo sólido subtendido en el cielo sea un hemisferio.

Debido a que B en la práctica varía de acuerdo a la dirección, el mismo es función de los ángulos θ y ϕ , o sea $B(\theta, \phi)$. Teniendo esto en cuenta, la potencia espectral se puede escribir:

$$W = A \int \int B(\theta, \phi) \cos(\theta) d\Omega \quad [\text{watts Hz}^{-1}]$$

Si se reemplaza el área A de la Fig. 2.1 por la superficie horizontal de una antena receptora con el patrón de respuesta angular de la antena apuntando al zenit, el área considerada se denomina *área efectiva*, A_e , de la antena. Esta área es menor que el área física (A_f) del receptor debido a que en la superficie de la antena hay irregularidades que hacen que se pierdan muchos fotones. Se puede definir la *eficiencia de apertura* como $\eta_A = A_e/A_f$ que, en el caso ideal, valdría 1.

Una medida de la respuesta de la antena a la radiación en función de los ángulos θ y ϕ es el diagrama de antena, $P_n(\theta, \phi)$. Este diagrama generalmente se normaliza para que valga 1 en su máximo valor y varía con la frecuencia. En la Fig. 2.2 se muestra un esquema de un diagrama de antena, el cual se caracteriza por tener un lóbulo principal y varios lóbulos secundarios. Los puntos para los cuales el lóbulo principal cae a la mitad de su valor central se denominan puntos a mitad de potencia y la distancia angular entre esos puntos se conoce como el Half Power Beam Width (HPBW). Este HPBW es comúnmente denominado resolución angular del instrumento y es deseable que sea pequeño. Introduciendo estos conceptos en la ecuación anterior, se tiene para la potencia espectral w , la siguiente relación,

$$w = \frac{1}{2} A_e \int \int B(\theta, \phi) P_n(\theta, \phi) d\Omega \quad [\text{watts Hz}^{-1}]$$

donde A_e está expresada en unidades de m^2 , $B(\theta, \phi)$ expresado en $\text{watts m}^2 \text{ Hz}^{-1} \text{ rad}^{-2}$ y $d\Omega$ en rad^2 . El factor $\frac{1}{2}$ de la ecuación anterior es debido a que la

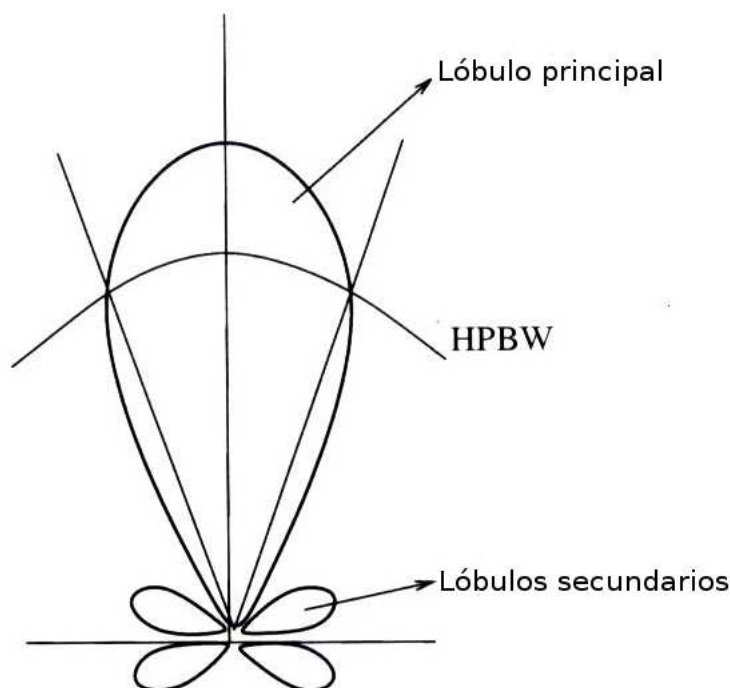


Figura 2.2: Diagrama de antena.

antena sólo es sensible a una componente de la polarización. Ver Kraus (1986) para mayores detalles.

2.1.2. Observación de fuentes puntuales y extendidas.

Se considera que una fuente es puntual cuando el ángulo sólido que subtende es infinitesimal o muy pequeño comparado con el poder resolvente del instrumento. Una fuente extendida sería el caso de una fuente discreta con una extensión mayor.

Para una fuente puntual, la integral del brillo sobre la fuente define la densidad de flujo total,

$$S = \int \int B(\theta, \phi) d\Omega \quad (2.1)$$

Si la fuente es observada con una antena cuyo diagrama de antena es $P_n(\theta, \phi)$, se tiene que la densidad de flujo observada es,

$$S_o = \int \int B(\theta, \phi) P_n(\theta, \phi) d\Omega. \quad (2.2)$$

Debido al patrón direccional de la antena, la densidad de flujo medida va a ser menor que la real, o verdadera, de la fuente (ecuación 2.1). Sin embargo si la fuente es lo suficientemente pequeña, se puede aproximar $P_n(\theta, \phi) = 1$ sobre la fuente. En este caso la densidad de flujo medida va a ser igual a la verdadera y la ecuación anterior queda igual a la ecuación 2.2. Si la extensión de la fuente es mayor que el lóbulo principal de la antena, el brillo de la fuente se puede considerar constante, por lo que se tiene,

$$S_o = B(\theta, \phi) \int \int P_n(\theta, \phi) d\Omega \sim B(\theta, \phi) \Omega_M$$

donde Ω_M es el ángulo sólido del lóbulo principal. En estas ecuaciones se consideró que el haz de la antena está alineado con la fuente. Para el caso en que esto no ocurra, la densidad de flujo observada por la antena se puede escribir como:

$$S_o = \int \int B(\theta, \phi) P_n(\theta - \theta_0, \phi - \phi_0) d\Omega$$

Supongamos que el eje de referencia del haz de la antena coincide con el eje ($\theta = \pi/2, \phi = 0$) de la Fig. 2.1. La densidad de flujo observada en este caso va a ser

$$S(\phi_0) = \int B(\phi) P_n(\phi - \phi_0) d\phi$$

donde ϕ_0 es el ángulo que se desplaza el diagrama de la antena, $S(\phi_0)$ es la densidad de flujo observada en $\text{watts m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$, $B(\phi)$ la distribución de brillo del cielo en $\text{watts m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ rad}^{-1}$ y $P_n(\phi - \phi_0)$ el diagrama de antena normalizado con respecto al ángulo ϕ .

La densidad de flujo observada puede ser expresada como,

$$S(\phi_0) = \int B(\phi) P_n^*(\phi_0 - \phi) d\phi$$

donde $P_n^*(\phi_0 - \phi) = P_n(\phi - \phi_0)$. La ecuación anterior se puede escribir como

$$S(\phi_0) = \int B(\phi - \phi_0) P_n^*(\phi) d\phi$$

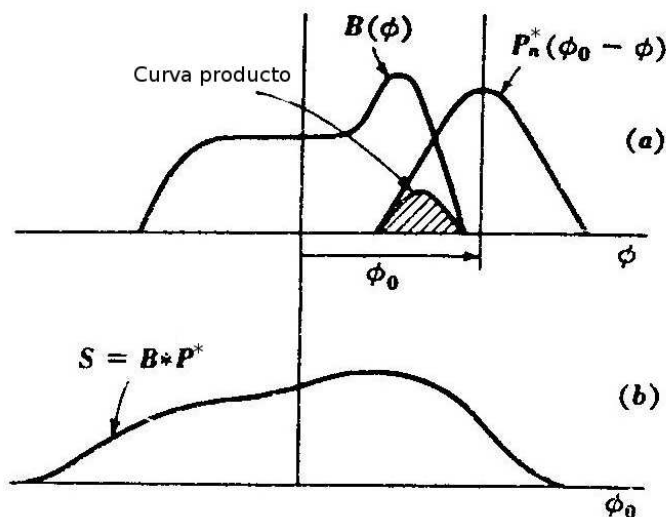


Figura 2.3: La distribución de brillo verdadera $B(\phi)$ en (a) antes de ser convolucionada con el diagrama de antena P_n^* , en (b) se muestra la distribución de brillo observada S luego de la convolución.

$S(\phi_0)$ es el resultado de convolucionar B y P_n^* . Entonces la ecuación anterior se puede escribir en forma abreviada como $S(\phi_0) = B * P_n^*$.

De esta ecuación se ve que, en general, cuando se observa con un instrumento el resultado no es una imagen verdadera de la fuente sino una imagen modificada. Este efecto se ilustra en la Fig. 2.3, donde el perfil observado $S(\phi_0) = B * P_n^*$ está suavizado respecto del perfil verdadero $B(\phi)$, o sea que el efecto de la convolución es suavizar los detalles de la distribución.

Sólo en el caso que la antena posea una resolución angular infinita $P_n(\theta, \phi) = \delta(\theta, \phi)$, donde δ es una delta de Dirac, la distribución de brillo en el cielo no va a estar alterada por el instrumento (ver Fig. 2.4). Para simplificar se considera este problema en una dimensión. En este caso se considera al diagrama de antena como una delta definida de la siguiente manera: $\delta(\phi) = 0$ para $\phi \neq 0$ y $\delta(\phi) = \infty$ para $\phi = 0$ y $\int \delta(\phi) d\phi = 1$. En este caso,

$$S(\phi_0) = B(\phi) K_1 \int \delta(\phi_0 - \phi) d\phi$$

y la densidad de flujo observada es igual a la distribución de brillo.

Ahora, para el caso en que la fuente sea una fuente puntual y que el haz de la antena sea finito, la distribución de la fuente va a estar representada por la función delta definida anteriormente (ver Fig. 2.5 a) y la densidad de flujo

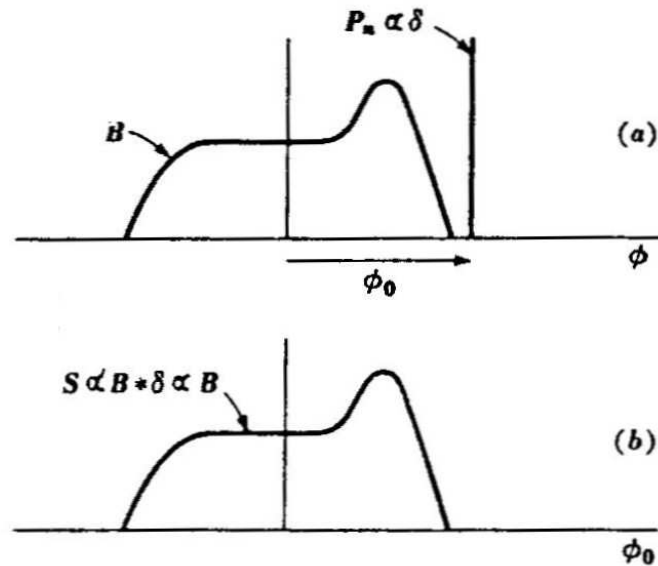


Figura 2.4: Para una antena perfecta ($P_n(\phi) \equiv \delta(\phi)$) la distribución observada es idéntica a la distribución verdadera.

observada va a ser igual al diagrama de antena pero con el signo invertido (ver Fig. 2.5 b).

2.1.3. Temperatura de antena y temperatura de brillo.

La temperatura de la resistencia de radiación de un radiómetro (Kraus 1966) está determinada por la temperatura de una región del cielo que emite y es vista por la antena a través de su patrón direccional. Suponiendo que el área del haz de la antena subtiende en el cielo un ángulo sólido cuya temperatura es T , la resistencia de radiación va a estar a temperatura T y la potencia espectral recibida por el radiómetro será $w = kT$, donde k es la constante de Boltzmann. Se llama temperatura de antena a la temperatura de la resistencia de radiación. Dicho en otra palabras, la temperatura de antena (T_A) es la temperatura a la que tiene que estar una resistencia, llamada resistencia de radiación, para obtener una potencia de salida igual a la generada en el radiómetro por la fuente que se observa. Cabe mencionar que T_A no tiene ninguna relación con la temperatura física a la que se encuentra el receptor ni con la temperatura de la fuente astronómica.

La densidad de flujo observada de una fuente está relacionada con la T_A a través de:

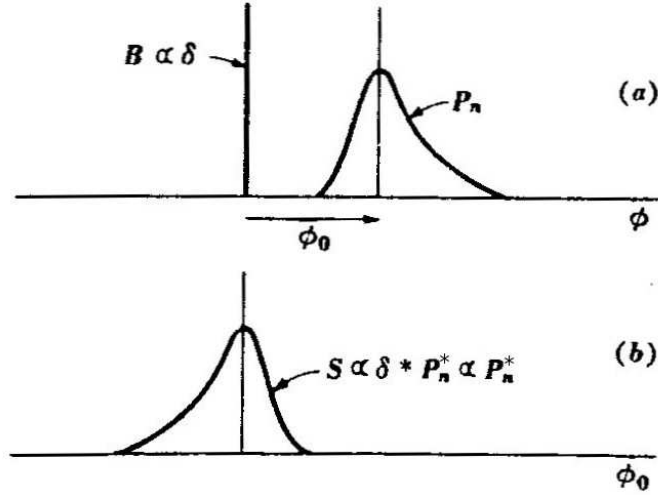


Figura 2.5: La distribución de brillo observada de una fuente puntual es la misma que el diagrama de antena pero con la forma invertida.

$$S_o = \frac{2kT_A}{A_e}$$

La temperatura de antena, al ser una medida de la potencia total recibida por la antena, depende del instrumento utilizado (Kraus 1966).

La temperatura de brillo (T_B) es la temperatura que tendría que tener un cuerpo negro para que la potencia detectada por el radiómetro (a la frecuencia de observación) en un ancho de banda dado sea kT_A . A diferencia de T_A , T_B puede representar la temperatura real del objeto observado.

En frecuencias de radio, la unidad de flujo de una fuente se mide en *Janskys* (Jy). Si la energía por unidad de frecuencia de una onda plana de una fuente puntual distante que atraviesa un área de 1 metro cuadrado en un ancho de banda de 1 Hz es 10^{-26} watts, la fuente tiene un brillo de 1 Jy. O sea, $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$

Una fuente dada se caracteriza por su brillo B , que se suele medir en unidades de temperatura. Si se considera un cuerpo negro a temperatura T , la radiación del mismo se describe por la ley de Planck:

$$B(\nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} / \text{sr}$$

para una frecuencia de radio de 1000 MHz, $e^{h\nu/kT} \sim 1 + h\nu/kT$ y

$$B(\nu) \sim \frac{2\nu^2}{c^2} kT = \frac{2kT}{\lambda^2}$$

Esta aproximación es conocida como aproximación de Rayleigh-Jeans. De esta aproximación se deduce que

$$T = \frac{\lambda^2}{2k} B(\nu).$$

Análogamente, la temperatura de brillo de una fuente extendida se define como

$$T_B = \frac{\lambda^2}{2k} B(\nu),$$

donde $B(\nu)$ es el brillo de la fuente. De aquí se ve que la temperatura de brillo no tiene, necesariamente, relación con la temperatura física de la fuente. Sin embargo para ciertas fuentes como son el caso de regiones H II y el Sol, el mecanismo de emisión es térmico y para estas fuentes la temperatura de brillo está relacionada con la temperatura física de los electrones en la fuente. O sea, si el objeto se comporta como un cuerpo negro, T_B representa la temperatura del mismo.

Para fuentes en las cuales domina la radiación sincrotrón (radiación no térmica), el espectro no se comporta como un cuerpo negro.

Para una fuente puntual, T_B y T_A están relacionados a través de la siguiente relación:

$$T_B = \frac{T_A}{\eta_b}$$

donde η_b se conoce como la *eficiencia del haz*, $\eta_b = \Omega_M/\Omega_A$, donde Ω_M es el ángulo sólido del haz principal $\Omega_M = \int_{lob.ppal} P_n(\theta, \phi) d\Omega$ (se integra sólo en el lóbulo principal) y Ω_A es el ángulo sólido de antena $\Omega_A = \int_0^{4\pi} P_n(\theta, \phi) d\Omega$ (se integran el lóbulo principal y los secundarios).

2.1.4. Sensibilidad y resolución angular de una antena de disco simple.

Sensibilidad: Ante reducidas cantidades de energía que llegan a un instrumento, la sensibilidad es la capacidad que tiene el mismo para generar una respuesta detectable.

En la sección anterior vimos que la densidad de flujo observada de una fuente está relacionada con la T_A a través de:

$$S_o = \frac{2kT_A}{A_e} \text{ (Jy)}.$$

Así, la sensibilidad se define como:

$$\frac{S_o}{T_A} = \frac{2k}{A_e} \text{ (Jy/K)}$$

La sensibilidad aumenta cuando el área colectora es mayor o sea, el A_e tiende a A_f y alcanza su valor máximo cuando $A_e = A_f$ (donde $\eta_A = 1$).

Resolución angular: Es la capacidad del instrumento de resolver objetos que se encuentran angularmente próximos. Se define como:

$$\theta \cong 1,22 \frac{\lambda}{d}$$

donde θ (expresado en radianes) es el menor ángulo que puede ser resuelto, λ es la longitud de onda y d es el diámetro de la antena, ambos deben estar expresados en las mismas unidades (en la práctica $\theta = \text{HPBW}$). De la ecuación anterior se ve que el poder resolvente aumenta al aumentar el diámetro de la antena o al disminuir λ .

2.1.5. Ruido.

La temperatura de antena mínima que un receptor puede detectar está limitada por las fluctuaciones en el receptor causadas por el ruido. El ruido es proporcional a la temperatura del sistema (T_{sis}) del radiotelescopio y la misma tiene varias contribuciones,

$$T_{sis} = T_A + T_R + T_{atm} + T_f + \dots,$$

donde T_A es la temperatura de antena, T_R es la temperatura del receptor, T_{atm} es la temperatura producida por la atmósfera y T_f es la temperatura de fondo que proviene de una zona del cielo que no está vinculada con el objeto que se está estudiando.

A su vez, la temperatura del receptor depende de la temperatura de un conjunto de amplificadores, conectados en serie, que conforman el receptor. En la Fig. 2.6 se muestra un diagrama en bloque de una antena de disco simple. Las ondas en la banda de radio (RF) llegan a la antena y crean fluctuaciones en el voltaje de la antena. Este voltaje es amplificado por el amplificador de RF, la señal es débil por lo que es importante que el amplificador introduzca el menor ruido posible. Luego de la amplificación, la señal pasa por un mezclador. La función de este dispositivo es cambiar la frecuencia entrante mezclándola con una frecuencia (FOL) generada en el oscilador local (OL), por lo que la frecuencia de salida es una frecuencia intermedia (FI) que es más baja que la RF. La razón por la que se mezclan las frecuencias tiene que ver con que los radiotelescopios operan en un amplio rango de frecuencias y los procesos requeridos para cada una de ellas son idénticos, así la manera económica de operar en varias frecuencias con el mismo telescopio es convertir a cada una de estas frecuencias de radio, RF, en FI y luego poder usar el mismo equipamiento de analizador espectral para cada RF que acepte el telescopio. A veces hay más de un mezclador, creando una serie de FI, como se muestra en la Figura 2.6. Cada amplificador tiene una ganancia G_i de amplificación y una temperatura T_i que genera ruido. La T_R se encuentra definida por

$$T_R = T_1 + \frac{T_2}{G_1} + \frac{T_3}{G_1 G_2} + \frac{T_4}{G_1 G_2 G_3} + \dots,$$

donde T_i y G_i representan la temperatura y ganancia del i -ésimo amplificador, respectivamente. Se busca que T_R sea lo más pequeña posible. De la ecuación anterior se ve que el primer amplificador es el de mayor importancia, por lo cual si su temperatura de ruido es baja (T_1) y su ganancia es elevada (G_1), se reduce el ruido del receptor.

El ruido de un sistema radioastronómico (ΔT_{rms}), esta dado por:

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

donde C depende del tipo de receptor y de su modo de observación, ΔB es el ancho de banda en el que se observa (en Hz) y t es el tiempo de integración (en segundos). El ruido puede ser reducido incrementando el tiempo de integración, el ancho de banda, o disminuyendo T_{sis} .

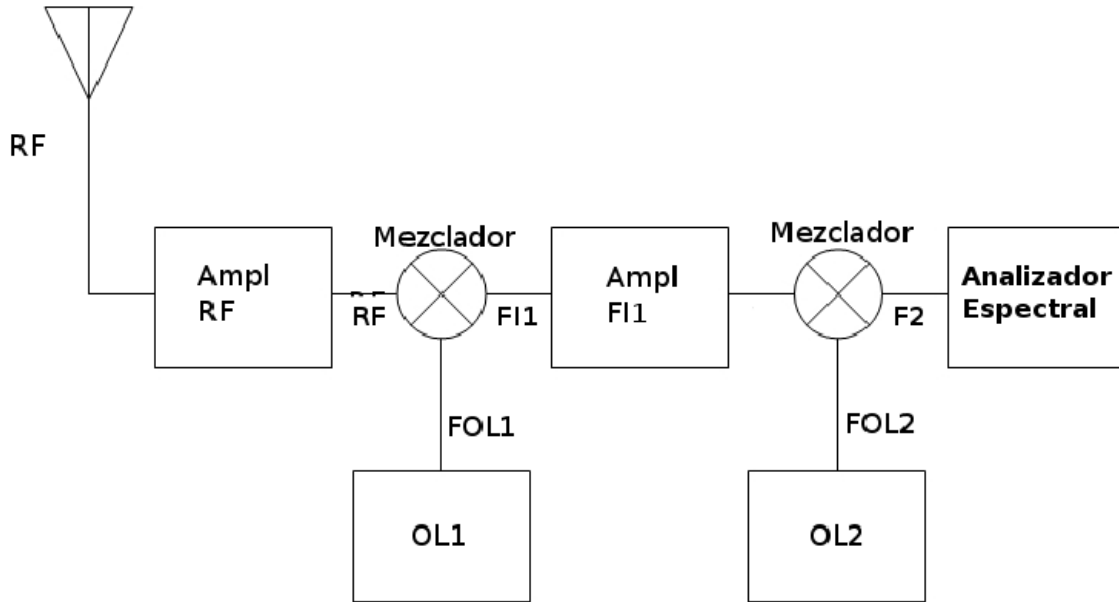


Figura 2.6: Diagrama en bloque de una antena de disco simple.

2.1.6. Relación señal-ruido.

Dado que las señales que detecta un radiotelescopio son aleatorias, para poder determinar si un aumento en la T_A no es una fluctuación al azar sino que corresponde a una señal detectada, es necesario conocer el ruido mínimo detectado por el radiómetro, ΔT_{rms} . Para un radiotelescopio con una temperatura de sistema T_{sis} , una ganancia G y un ancho de banda ΔB , un aumento en la T_{sis} es $G S$, donde S es la densidad de flujo de la fuente. La relación señal ruido (S/N) está dada por

$$S/N = \frac{G S \sqrt{\Delta B t}}{T_{sis}}$$

Esta relación sólo considera el ruido térmico. Si el valor de S/N es alto (> 5), entonces se puede estar seguro que el aumento en T_A es debido a la detección de una fuente. Como se mencionó en la sección 2.1.5, este valor se puede aumentar incrementando el tiempo de integración, el ancho de banda o disminuyendo T_{sis} pero en algunos casos (para fuentes muy débiles o muy pequeñas angularmente) es necesario aumentar la resolución angular del radiotelescopio, y se hace necesario el uso de un interferómetro.

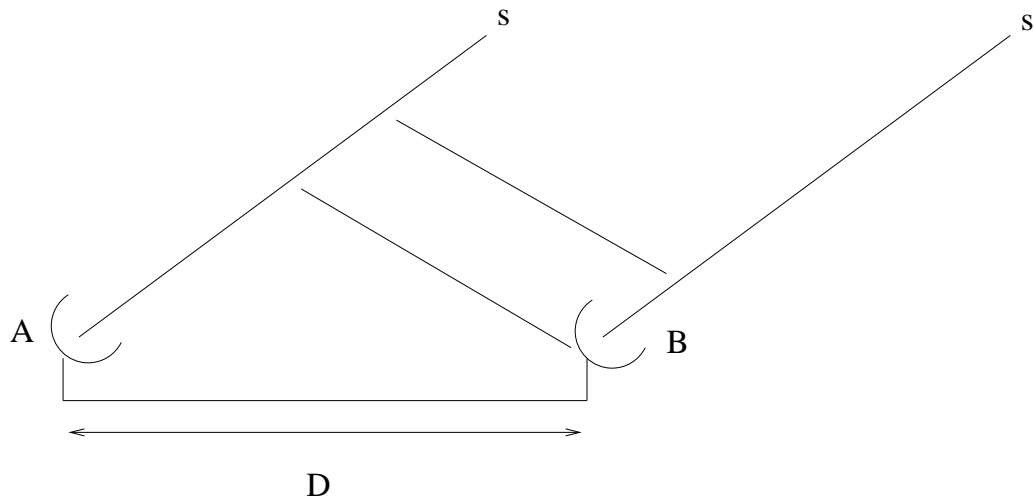


Figura 2.7: Esquema de un interferómetro de dos antenas.

2.2. Interferómetros.

En la Sección 2.1.4 se vio que para incrementar el HPBW de un radiotelescopio a una dada frecuencia, hay que aumentar el diámetro de la antena, ya que la resolución angular es inversamente proporcional al mismo. Esto trae aparejado varios problemas, pues, por ejemplo, una antena muy grande se vería afectada por la deformación debido al efecto de la gravedad, o sería imposible de construir desde un punto de vista tecnológico.

Una forma alternativa de mejorar el poder resolvente de una antena es utilizar un sistema de antenas múltiples en un arreglo interferométrico.

En la Fig. 2.7 se esquematiza el sistema interferométrico más elemental formado por dos antenas iguales, de diámetro d , separadas por una distancia D , siendo $D \gg d$. La distancia D también se denomina *línea de base del interferómetro*. La resolución angular del interferómetro está dada por:

$$\text{HPBW} = 1,22 \frac{\lambda}{D}$$

O sea que la resolución se incrementa al aumentar la línea de base. La sensibilidad del interferómetro es sólo dos veces (si consiste de dos antenas) la de una antena de disco simple de diámetro d .

El campo de visión de un interferómetro está dado por la resolución angular de las antenas que lo componen.

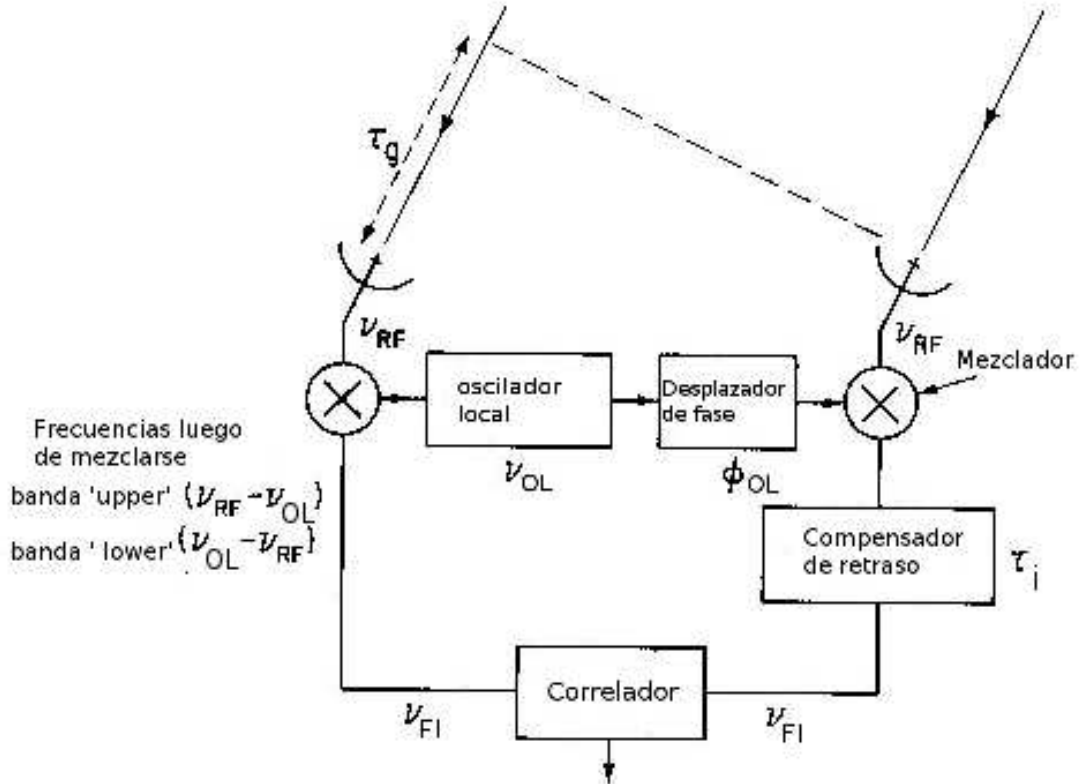


Figura 2.8: Diagrama simplificado de un interferómetro.

Un interferómetro es un dispositivo que mide lo que se conoce como *función visibilidad*, la cual está dada por el diagrama de interferencia de las antenas y depende de los espaciados presentes en el conjunto de antenas. Todos los espaciados de un interferómetro son importantes, ya que los mayores dan información de la estructura a pequeña escala angular y los menores (menores líneas de base) dan información sobre estructuras angularmente mayores. Dado que la menor línea de base corresponde al diámetro de la antena, ya que es imposible solaparlas, el interferómetro es “ciego” para estructuras angularmente grandes. Es por este motivo que en muchos casos lo que se hace es combinar datos interferométricos con datos de disco simple.

En la Fig. 2.8 se muestra un diagrama en bloque de un interferómetro que muestra un mezclador de frecuencias de las frecuencias detectadas (ν_{RF}) con la frecuencia del oscilador local (ν_{OL}) y como resultado sale una frecuencia intermedia (ν_{FI}). Es importante mencionar que ν_{RF} y ν_{FI} están referidas a bandas con un ancho $\Delta\nu$, debido a esto, el mezclador recibe dos bandas de frecuencias con diferentes fases “upper” y “lower”. Para observaciones a frecuencias

de hasta unas pocas decenas de GHz, la señal de cada antena es amplificada y luego pasa a través de un filtro que transmite sólo una de las bandas laterales al mezclador. En la Figura 2.8, ϕ_{OL} es la diferencia de fase de la señal del oscilador local de los dos mezcladores. Debido a que las antenas se encuentran separadas una distancia \mathbf{D} , el frente de onda de la fuente va a alcanzar una antena a un tiempo $\tau_g = \mathbf{D} \mathbf{s}/c$ más tarde que a la otra, donde \mathbf{s} es el vector unitario que apunta a la fuente y c es la velocidad de la luz. τ_i es el retraso instrumental que compensa el retraso τ_g .

En interferometría se hacen las mediciones en un plano, en unidades convenientes, denominado *plano* (u, v) . Por convención u apunta hacia el este y v hacia el norte y ambos se miden en longitudes de onda. En un arreglo de dos dimensiones cada espaciado tiene una longitud y una dirección y puede ser representado por un vector \mathbf{S} , que puede ser descrito por sus componentes horizontales en el plano (u, v) que contiene a las antenas. La función visibilidad es entonces una función de la forma $V(u, v)$. Las posiciones en el plano del cielo en cambio se indican por medio de (l, m) , las cuales son los cosenos directores medidos respecto a los ejes u y v .

La distribución de brillo de una determinada fuente, $I(l, m)$, está relacionada con $V(u, v)$ mediante la siguiente ecuación (Kraus 1966):

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

O sea que $I(l, m)$ y $V(u, v)$ están relacionadas mediante una transformada de Fourier. Es importante mencionar que esta ecuación es válida solamente cuando la radiación proviene de una pequeña zona de la esfera celeste.

En la práctica, la función visibilidad no se conoce en todos los puntos pero se muestrea en lugares particulares del plano $u-v$. El muestreo se puede describir mediante una función de muestreo $S(u, v)$, y entonces se puede obtener,

$$I_{\nu}^D(l, m) = \int \int V_{\nu}(u, v) S(u, v) e^{2\pi i (ul+vm)} du dv$$

$I_{\nu}^D(l, m) = I_{\nu} * B$ se conoce como imagen sucia, donde $B(l, m)$ es el haz sintetizado y está dado por:

$$B(l, m) = \int \int S(u, v) e^{2\pi i (ul+vm)} du dv.$$

Debido a que los elementos de un interferómetro no son puntuales sino que poseen un tamaño finito y que su sensibilidad depende de la dirección de

Tabla 2.1: Parámetros observacionales del LAB.

Resolución angular	34'
Resolución en velocidad	1.3 km s ⁻¹
Separación en velocidad de canales	1.03 km s ⁻¹
Cobertura en velocidad	-450 a 400 km s ⁻¹

arribo de la radiación según el diagrama de antena, teniendo en cuenta esto, la función visibilidad queda de la siguiente manera:

$$V_\nu(u, v) = \int \int P_n(\theta, \phi) I_\nu(l, m) e^{-2\pi i (ul+vm)} dl dm.$$

2.3. Instrumento y bases de datos utilizadas.

En esta Tesis se han utilizado principalmente datos públicos del relevamiento de *Leiden-Argentina-Bonn* (LAB) (Kalberla et al. 2005) de baja resolución de la línea de 21 cm del átomo de hidrógeno neutro. En la Tabla 2.1 se muestran los parámetros observacionales de este relevamiento. En la Fig. 2.9, se muestra una imagen del radiotelescopio de disco simple del Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR), con el cual se han obtenido parte de las observaciones del relevamiento mencionado.

2.3.1. Bases de datos utilizadas.

Además de la base de datos del LAB, en esta Tesis se utilizaron otras bases de datos públicas (disponibles en internet):

- Línea de 21 cm del HI del *Canadian Galactic Plane Survey* (CGPS) (Taylor et al. 2003). Obtenido con el Dominion Radio Astrophysical Observatory (DRAO). La cobertura del relevamiento es $63 \leq l \leq 175$ grados y $-3,5 \leq b \leq +5,5$ grados. Estos datos tienen una resolución angular de 1'. Disponible en:

<http://www3.cadc-ccda.hia-ihp.nrc-cnrc.gc.ca/cgps/query.html>

- Continuo de radio en 408 y 1420 MHz del CGPS (Landecker et al. 2000). Resolución angular, $3,5 \times 4,6$ minutos de arco y $1,2 \times 1$ minutos de arco,

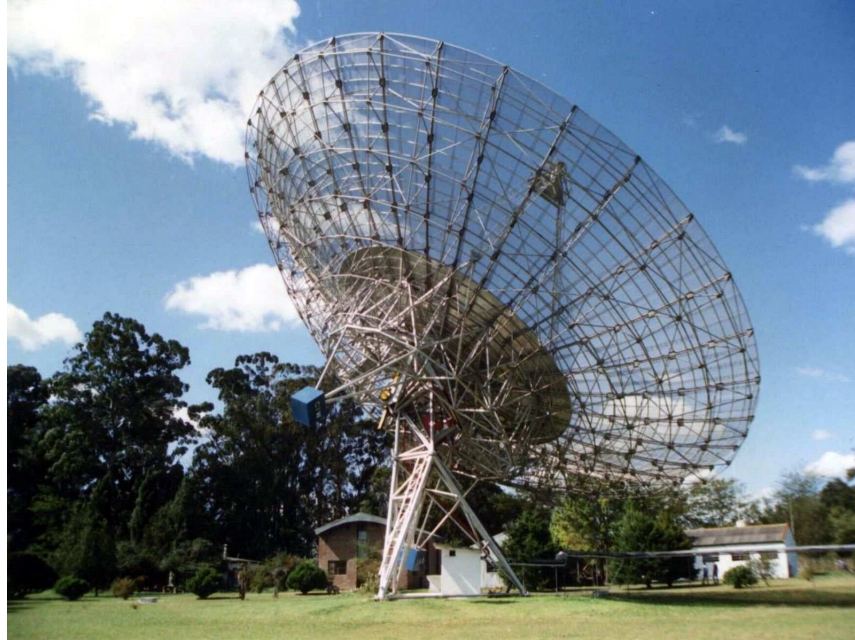


Figura 2.9: Radiotelescopio de 30 m de diámetro del IAR.

respectivamente. La cobertura del relevamiento es $63 \leq l \leq 175$ grados y $-3,5 \leq b \leq +5,5$ grados. Disponible en:

<http://www3.cadc-ccda.hia-ihp.nrc-cnrc.gc.ca/cgps/query.html>

- Continuo de radio en 2695 MHz llevado a cabo con el radiotelescopio de Effelsberg (Reich et al. 1984, 1990). Resolución angular 4.3 minutos de arco. Cobertura en $358 \leq l \leq 240$ grados y $-5 \leq b \leq +5$ grados. Disponible en:

<http://www3.mpifr-bonn.mpg.de/survey.html>

- Infrarrojo del relevamiento *Improved Reprocessing of the IRAS Survey* (IRIS) (Miville-Deschênes & Lagache 2005) para longitudes de onda de 60 y 100 μm . Resolución angular, 3.8 - 4.3 minutos de arco. Disponible en:

<http://skyview.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/query.pl>

- Infrarrojo del relevamiento *Midcourse Space Experiment* (MSX) (Price et al. 2001), para longitudes de onda de 8 μm . Resolución angular, 18.4 segundos de arco. Cobertura en $0 < l \leq 360$ grados y $|b| < 5$ grados. Disponible en:

<http://irsa.ipac.caltech.edu/>

- Datos de la línea de ^{12}CO (1 – 0), de la antena de 14 metros de diámetro del *Five College Radio Astronomy Observatory* (FCRAO). Resolución angular, 1'. Disponible en:

<http://www3.cadc-ccda.hia-ihp.nrc-cnrc.gc.ca/cgps/query.html>

2.3.2. Otras bases de datos utilizadas.

- Biblioteca digital del Sistema del Astrophysics Data System (ADS). Disponible en:

<http://www.adsabs.harvard.edu>

- Centro de datos de Estrasburgo (CSD). Disponible en:

<http://cdsweb.u-strasbg.fr/>

Capítulo 3

Estimación de parámetros a partir de observaciones a distintas frecuencias.

3.1. Emisión de HI.

En 1944 van de Hulst predijo la existencia de la línea de 21 cm del átomo de hidrógeno neutro (HI). Como ya se mencionó en el Capítulo 1, el HI es el elemento más abundante del MIE y emite en la línea de 21 cm (1420,4057 MHz), la cual se origina por la transición entre dos estados hiperfinos del nivel fundamental. Al tratarse de una línea espectral, los datos vienen dados en cubos de imágenes.

Los cubos de datos consisten en un arreglo de perfiles observados dispuestos de acuerdo a un conjunto de tres ejes coordenados. Dos de los ejes corresponden a algún sistema de coordenadas astronómicas y el tercero puede ser la frecuencia o la velocidad radial. En la Fig. 3.1 se muestra un esquema de un cubo de datos. En este caso el cubo se especifica como (l, b, v) , donde l y b , son las coordenadas galácticas y v es la velocidad radial. De este modo, cada imagen del cubo muestra la distribución de la temperatura de brillo, T_b , del hidrógeno neutro a una velocidad dada. El cubo estándar, (l, b, v) puede ser rotado a cualquier posición, dando lugar a, por ejemplo, cubos de la forma (v, l, b) ó (v, b, l) . En estos casos las imágenes serán velocidad-posición mientras que en el cubo estándar las imágenes serán posición-posición.

Cuando se examina un cubo de datos de HI lo primero que se observa es que el MIE no es homogéneo, sino que existe una variedad de estructuras con forma de arcos, cáscaras, supercáscaras, anillos, etc. A modo de ejemplo, en la

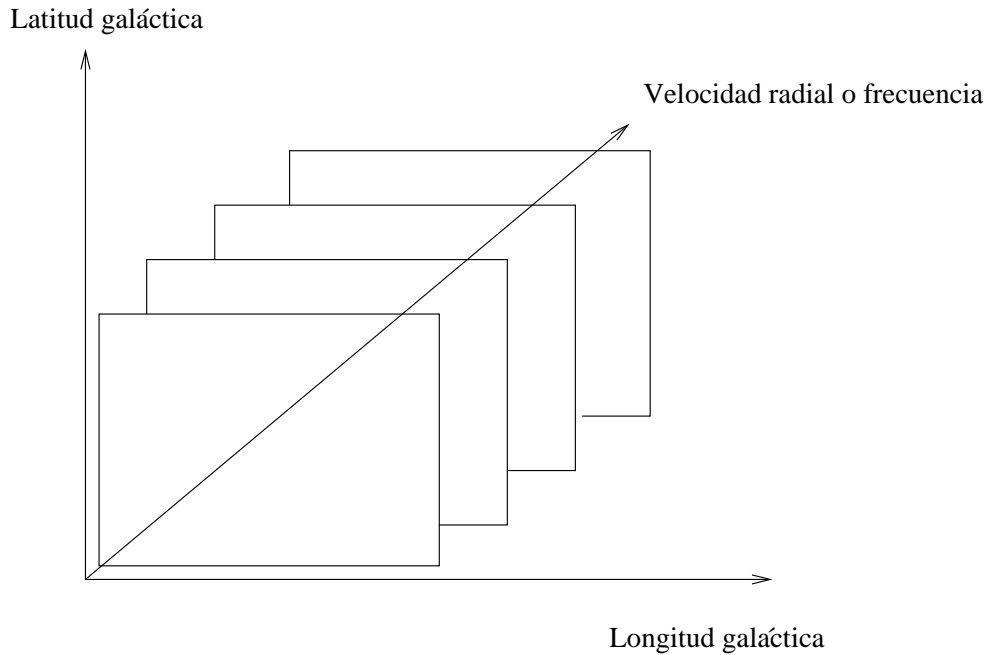


Figura 3.1: Esquema de un cubo de datos. En esta configuración se ven imágenes posición-posición.

Fig. 3.2 se muestra la distribución del HI en una zona de la parte externa de la Galaxia. En la Figura se observa una cáscara de HI, denominada GSH 91.5+2-114, la cual fue analizada por Cichowski & Pineault (2011). Se puede apreciar que entre las velocidades radiales $-110,29$ y $-118,54 \text{ km s}^{-1}$, la cáscara se ve bien definida y a medida que nos alejamos de esas velocidades la misma va desapareciendo. El valor de la velocidad radial correspondiente a cada imagen se encuentra en la parte superior izquierda de cada panel.

Es importante mencionar que a partir de la velocidad radial, considerando un modelo de rotación para la Galaxia, se puede estimar la distancia. A la distancia determinada de esta manera se la conoce como *distancia cinemática* y es la que suele utilizarse para estimar la distancia de una dada estructura de HI.

Para determinar distancias cinemáticas es necesario adoptar un modelo de rotación galáctica. En esta Tesis se utilizó el ajuste de ley de potencias del modelo de Fich et al. (1989). Las hipótesis principales de este modelo son: i) rotación circular alrededor del centro de la Galaxia, ii) rotación diferencial de la Galaxia, iii) simetría axial, y iv) corrotación hasta $|z| < 5 \text{ kpc}$ (Savage et al.

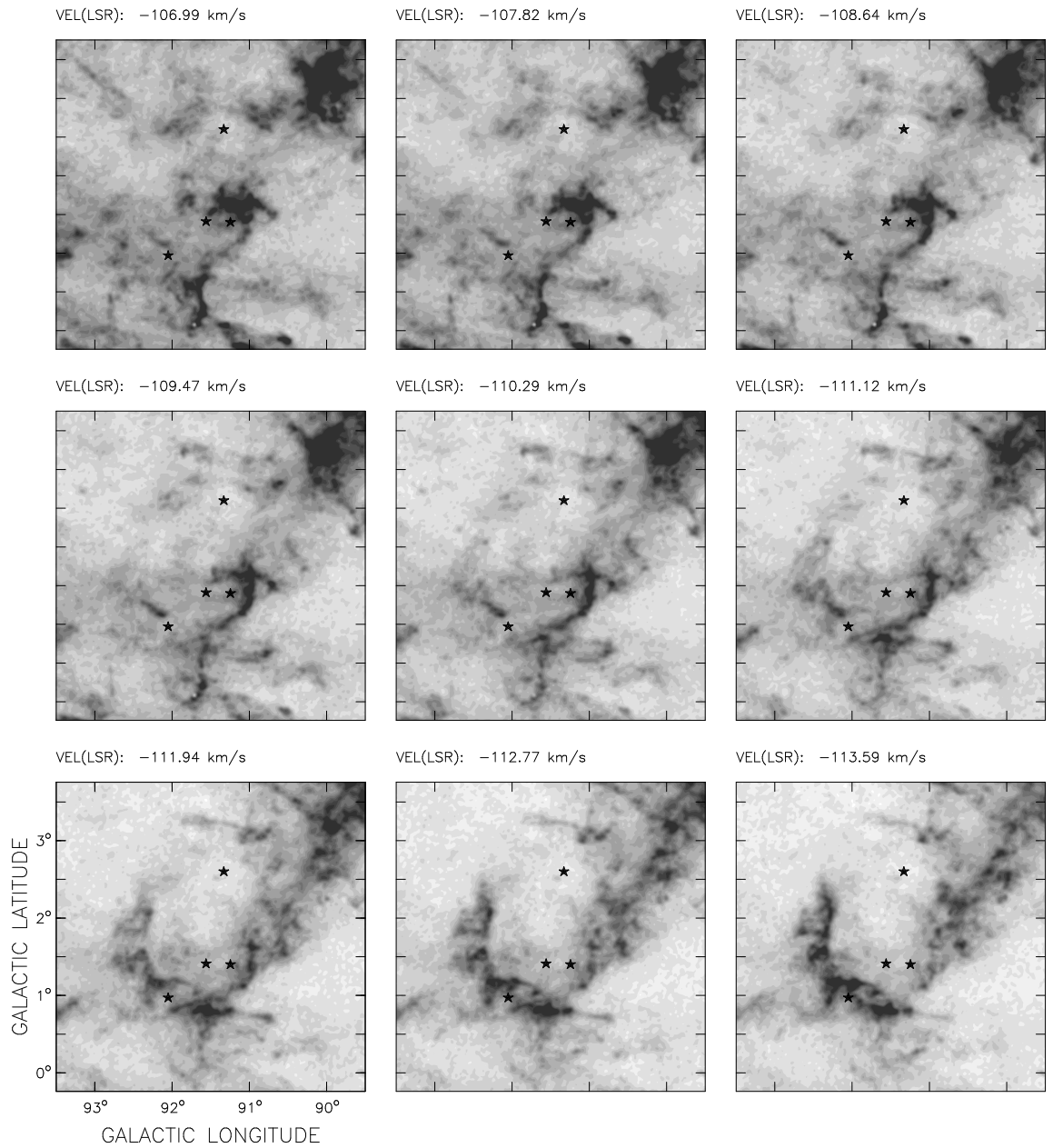


Figura 3.2: Imágenes de la distribución del HI entre $-106,99$ y $-121,01$ km s^{-1} . Los datos forman parte del relevamiento CGPS y tienen $1'$ de resolución angular. Grises más oscuros indican mayor temperatura de brillo (Cichowolski & Pineault 2011).

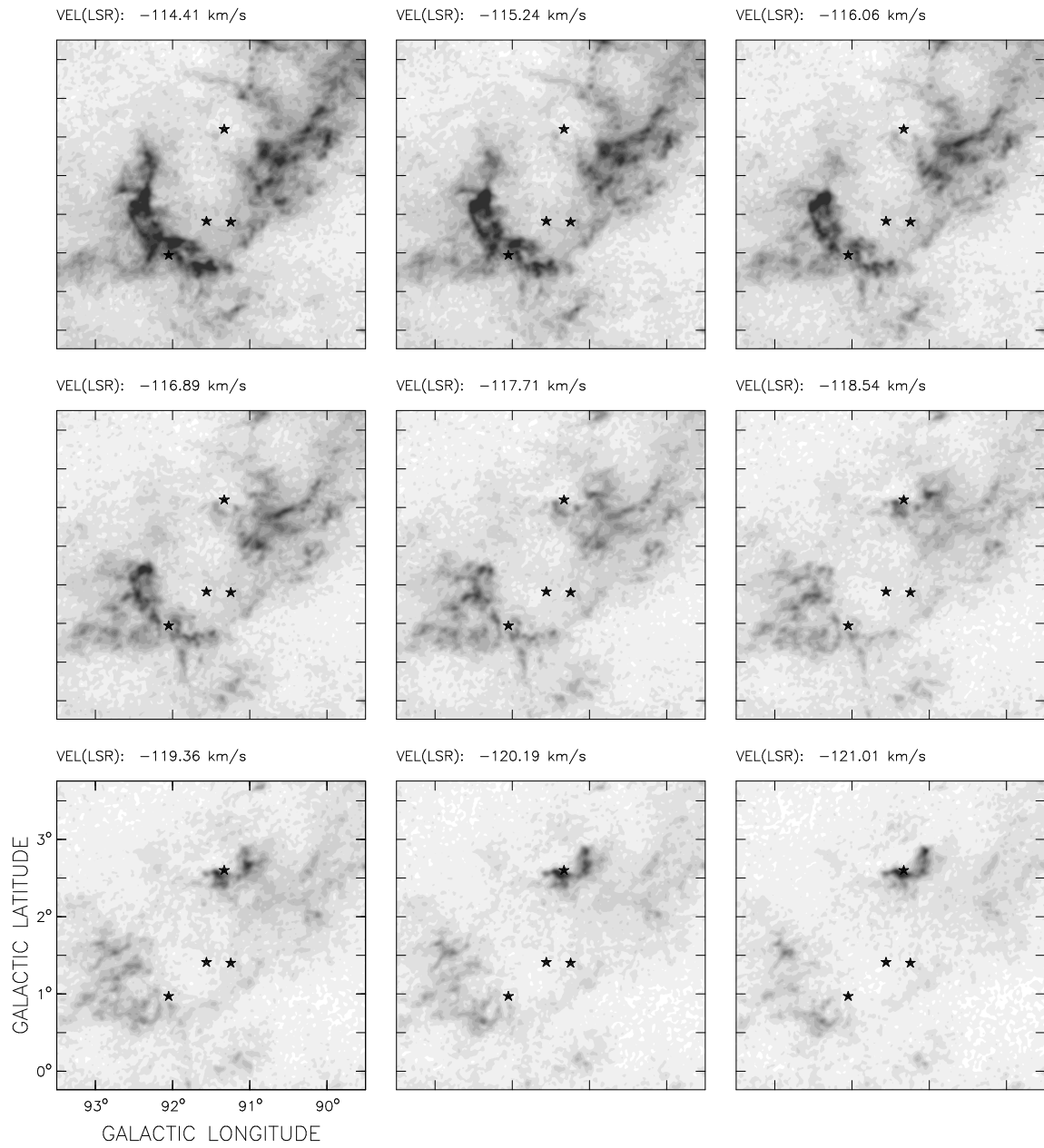


Figura 3.2: Continuación.

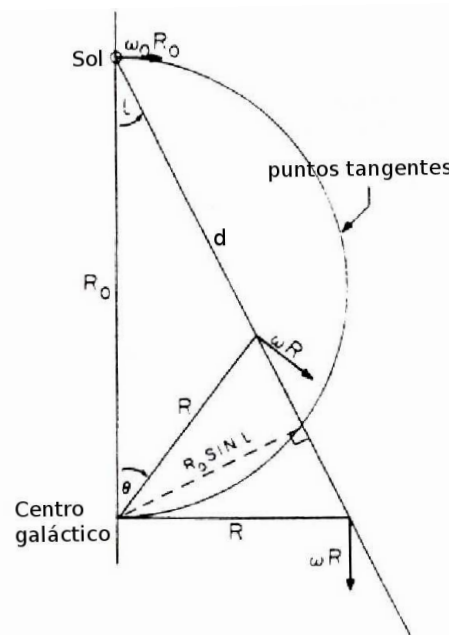


Figura 3.3: Esquema de distancias. Se muestra la ubicación de los puntos tangentes.

1997).

Para una dada longitud galáctica, se obtiene como dato observacional la velocidad radial $v(R)$ a la distancia R del centro galáctico, siguiendo la ecuación fundamental de la rotación galáctica,

$$v(R) = R_0 \operatorname{sen}(l) (w(R) - w_0)$$

se puede determinar $w(R)$ que es la velocidad angular del objeto al que se quiere determinar su distancia. La constante w_0 es la velocidad angular de rotación del Sol alrededor del centro galáctico y R_0 es la distancia del centro galáctico al Sol. Las determinaciones de distancia en el primer y cuarto cuadrante galáctico tienen un problema de ambigüedad, o sea, para la misma velocidad radial se obtienen dos valores diferentes de distancia. En la Fig. 3.3 se ilustra esta ambigüedad: para una misma longitud galáctica l hay dos valores de R iguales que corresponden a distintos valores de distancia al Sol. En la Figura también se aprecia que para cada l hay un único punto, $R = R_0 \operatorname{sen}(l)$, para el cual la distancia del objeto al centro galáctico es mínima, ese punto recibe el nombre de *punto tangente*.

La curva de rotación galáctica relaciona la velocidad tangencial ($\Theta(R)$) con

la distancia al centro galáctico. La velocidad tangencial está dada por

$$w(R)R = \Theta(R) = v_{pt} + \Theta_0 \operatorname{sen}(l)$$

donde v_{pt} es la velocidad en el punto tangente. Conociendo la velocidad radial en este punto, se obtiene $\Theta(R)$ y se puede determinar la distancia R al centro galáctico. Finalmente, teniendo la longitud galáctica y la distancia al centro galáctico, aplicando el teorema del coseno se puede obtener la distancia d del objeto al Sol.

3.2. Determinación de algunos parámetros.

Utilizando datos de la línea de 21 cm del átomo de hidrógeno neutro se pueden estimar varios parámetros que caracterizan a una dada estructura de HI. En particular, en este capítulo se describirá cómo obtener algunos parámetros físicos de las denominadas supercáscaras de HI.

Tamaños, excentricidad, velocidad sistémica y velocidad de expansión.

Para caracterizar a una dada estructura, el primer paso fue ajustar una elipse que mejor la defina. Para llevar a cabo dicho ajuste se han utilizado los puntos donde la emisión es máxima, que definen la “pared” de la estructura, y se utilizó el método de mínimos cuadrados.

Los parámetros derivados del ajuste son: el centroide de la elipse, los semiejes mayores (a) y menores (b) y el ángulo de inclinación (ϕ) del semieje mayor respecto al plano de la Galaxia, el cual se mide desde el plano Galáctico en dirección contraria a las agujas del reloj.

A partir de los parámetros obtenidos se puede estimar la excentricidad (e) y el radio efectivo (R_{ef}) de la estructura,

$$e = \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{a}, \quad R_{ef} = \sqrt{a b}.$$

Como se mencionó en la Sección 1.3.1, si se supone que la expansión de la cáscara es esféricamente simétrica, a medida que nos acercamos hacia el centro de la estructura su diámetro va a ir aumentando hasta alcanzar el valor máximo y es allí donde tendrá la velocidad sistémica, v_0 . Por el contrario, cuando nos acercamos a los extremos el diámetro de la cáscara va a ir disminuyendo hasta

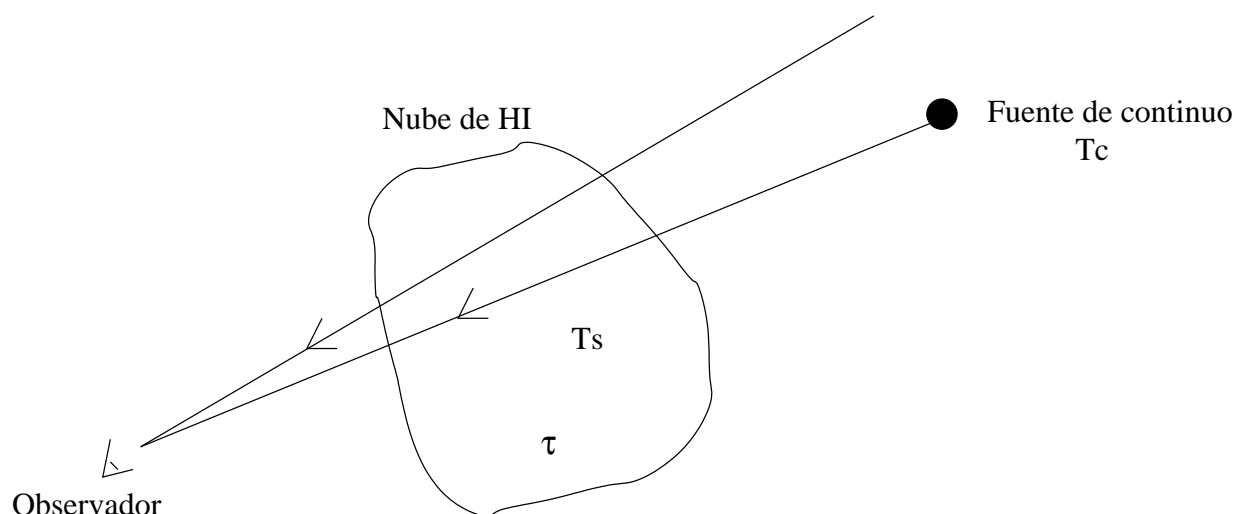


Figura 3.4: Emisión y absorción a través de una nube de HI.

alcanzar su valor mínimo, y eventualmente desaparecer. En esos extremos es donde la velocidad es mínima (v_{min}) o máxima (v_{max}), según sea la tapa de la cáscara que se acerca o aleja del observador. La velocidad de expansión (v_{exp}), en este caso, va a estar dada por la mitad del rango total de velocidad cubierto por la emisión de HI asociada con la estructura ($v_{exp} = 0,5(v_{max} - v_{min})$).

Densidad de columna.

La densidad de columna (N_x) de una especie x es el número de moléculas, o átomos, de esa especie contenidos dentro de un cilindro de 1 cm^2 de área, a lo largo de la línea de la visual,

$$N_x = \int_0^{\infty} n_x(s) ds \quad (3.1)$$

donde n_x es la densidad numérica de la especie x.

Para estimar la densidad de columna del HI, N_{HI} , consideramos una nube de gas delante de una fuente de fondo (ver Fig. 3.4). En este caso, la solución de la ecuación de transporte radiativo, en términos de la temperatura de brillo, está dada por:

$$T_b(v) = T_s[1 - e^{-\tau(v)}] + T_c e^{-\tau(v)} \quad (3.2)$$

donde T_s es la temperatura de spin del HI de la nube, T_c es la temperatura de

la fuente de continuo de fondo y $\tau(v)$ es la profundidad óptica de la nube a la velocidad radial v , la cual se define sobre una capa de material de espesor ds ,

$$d\tau(v) = -k_\nu(s)ds$$

siendo k_ν el coeficiente de absorción. Se dice que el medio es *ópticamente delgado* si $\tau(v) \ll 1$. En cambio, si $\tau_\nu \gg 1$ el medio es *ópticamente grueso*. De acuerdo a la distribución de Boltzman para los niveles 0 y 1 de la estructura hiperfina del HI, y suponiendo que la T_s es constante a lo largo de la línea de la visual,

$$k_\nu(s) = 5,4873 \times 10^{-19} T_s^{-1} \int_0^\infty n_{HI} ds,$$

con T_s en unidades de K, s en cm y v en km s^{-1} .

Teniendo en cuenta la definición de densidad de columna (ecuación 3.1) y la definición de $\tau(v)$ con el valor calculado de $k_\nu(s)$ y conservando las mismas unidades que antes, se obtiene:

$$N_{\text{HI}} = 1,8224 \times 10^{18} T_s \int_{-\infty}^{+\infty} \tau(v) dv \quad (3.3)$$

Para líneas de la visual sin una fuente de fondo, $T_c = 0$ y en este caso lo que se observa es un perfil de emisión. Si $\tau(v) \ll 1$, los términos cuadráticos de la serie de Taylor $e^{-\tau} = 1 - \tau + \tau^2/2 - \dots$, se pueden despreciar y la ecuación 3.2 se reduce a

$$T_b(v) = T_s \tau(v) \quad \text{para } \tau \ll 1$$

Reemplazando este resultado en la ecuación 3.3, se obtiene que la densidad de columna del HI, para $\tau \ll 1$ es

$$N_{\text{HI}}(\text{cm}^{-2}) = 1,8224 \times 10^{18} \int_{-\infty}^{+\infty} T_b(v) dv$$

donde T_b está expresada en unidades de K y v en km s^{-1} . La integral del segundo término representa el área bajo la curva del perfil de HI. Como se ve de la ecuación anterior, para $\tau \ll 1$, la densidad de columna es independiente de la T_s del gas.

Masa de HI.

La masa de HI de una estructura está dada por:

$$M_{\text{HI}} = N_{\text{HI}} A_{\text{HI}} \quad (3.4)$$

donde N_{HI} es la densidad de columna y A_{HI} es el área de la estructura.

Por otra parte,

$$A_{\text{HI}} = \Omega_{\text{HI}} d^2 \quad (3.5)$$

donde Ω_{HI} es el ángulo sólido subtendido por la estructura y d es la distancia de la misma al Sol.

Como se vio anteriormente, la densidad de columna del HI, suponiendo que la emisión es ópticamente delgada, está dada por:

$$N_{\text{HI}} = C \int_{v_2}^{v_1} T_b dv \quad [\text{cm}^{-2}] \quad (3.6)$$

donde C es una constante adimensional, $C = 1,823 \times 10^{18}$ y T_b está en unidades de K y v en km s^{-1} . Los valores de v_1 y v_2 están determinados por el rango de velocidades en el cual se observa la estructura. Esta densidad de columna representa al número de átomos por unidad de área con velocidad entre v_1 y v_2 .

Tomando el valor medio de la T_b , T_{bm} , en el rango de velocidades $\Delta v = |v_1 - v_2|$, la ecuación (3.6) queda

$$N_{\text{HI}} = C T_{bm} \Delta v. \quad (3.7)$$

Usando las ecuaciones (3.5) y (3.7), la ecuación (3.4) queda de la forma:

$$M_{\text{HI}} = C T_{bm} \Delta v \Omega_{\text{HI}} d^2 m_{\text{HI}} \quad (3.8)$$

donde m_{HI} es la masa del átomo de HI, expresada en gramos, Δv está expresada en km s^{-1} y T_{bm} es la temperatura de brillo media de la supercáscara expresada en K.

Como se desprende de la ecuación (3.8), la masa de la estructura depende del área de la misma. Es importante mencionar que para definir el área hay que tener especial cuidado, ya que no es sencillo en algunos casos discernir la extensión de la estructura. Por otro lado, para estimar T_{bm} hay que considerar sólo la emisión proveniente de la estructura, por este motivo una técnica habitual es

trazar un plano alabeado que represente la emisión del fondo ($T_b(\text{fondo})$). Este valor se sustrae de la emisión observada en el área que ocupa la estructura.

Densidad.

Una vez que se obtiene la masa, se puede estimar la densidad de la estructura, adoptando una geometría acorde para la estructura de HI. Si se adopta un anillo elipsoidal,

$$\rho = \frac{M}{4/3 \pi (a_2 b_2^2 - a_1 b_1^2)}$$

donde, a_2 y b_2 son los semiejes de una elipse que define la región externa de la estructura y a_1 y b_1 son los semiejes de la elipse que define la región interna de la misma.

3.3. Determinación de los errores.

En la determinación de la excentricidad y el radio efectivo, la fuente de error está en la determinación de los semiejes. A partir de la definición de excentricidad,

$$e = \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{a}$$

y haciendo propagación de errores, se obtiene:

$$\left(\frac{\sigma e}{e}\right)^2 = \left(\frac{(a^2 - b^2)^{-1/2} a^2 - (a^2 - b^2)^{1/2}}{a^2}\right)^2 \frac{\sigma a^2}{e^2} + \left((a^2 - b^2)^{-1/2} \frac{b}{a}\right)^2 \frac{\sigma b^2}{e^2}.$$

Definiendo $b = m a$, con $m < 1$ para elipses, la excentricidad se puede escribir:

$$e = (1 - m^2)^{1/2}.$$

Teniendo esto en cuenta, $\frac{\sigma e}{e}$ toma la siguiente forma:

Tabla 3.1: Valores de excentricidades y sus errores.

m	e	$\sigma e/e$	σe
0,1	0,995	0,0014	0,001
0,3	0,954	0,0137	0,013
0,5	0,866	0,044	0,038
0,7	0,714	0,118	0,084
0,8	0,6	0,207	0,124
0,9	0,436	0,465	0,202
0,91	0,414	0,521	0,216
0,93	0,368	0,682	0,251
0,95	0,312	0,970	0,309
0,97	0,243	1,638	0,398

$$\left(\frac{\sigma e}{e}\right)^2 = \frac{(1 - (1 - m^2))^2}{1 - m^2} \left(\frac{\sigma a}{a}\right)^2 + \frac{m^4}{(1 - m^2)} \left(\frac{\sigma b}{b}\right)^2$$

Para evaluar e , a y b pueden ser medidos en grados, si el error en estas mediciones son $\frac{\sigma a}{a} = \frac{\sigma b}{b} \simeq 0,1$ y evaluando la ecuación anterior para distintos valores de m , se obtienen los valores listados en la Tabla 3.1.

Utilizando los parámetros de la Tabla 3.1 para hacer un ajuste, se obtiene la siguiente forma parametrizada para el error en las excentricidades (sólo válida para un error relativo en los semiejes angulares del orden del 10 %):

$$\sigma e = -4,95094 e^{0,055710} + 4,94313$$

Con respecto al error relativo en el radio efectivo, haciendo propagación de errores se obtiene:

$$\left(\frac{\sigma R_{ef}}{R_{ef}}\right)^2 = 1/4 \left(\frac{\sigma a}{a}\right)^2 + 1/4 \left(\frac{\sigma b}{b}\right)^2$$

Hasta aquí se han considerado los valores angulares de los semiejes a y b . Si se considera a esos valores en forma lineal, los mismos van a depender de la distancia. Teniendo esto en cuenta, el error relativo es el mismo para los dos semiejes a_l y b_l (lineales) y está dado, por ejemplo para el semieje a , por:

$$\left(\frac{\sigma a_l}{a_l}\right)^2 = \frac{1}{\cos^2(a) \sin^2(a)} (\sigma a)^2 + \left(\frac{\sigma d}{d}\right)^2.$$

Si el semieje a es pequeño, se puede aproximar $\cos(a) \sim 1$ y $\sin(a) \sim a$ (radianes), obteniéndose la siguiente forma para el error en el semieje lineal:

$$\left(\frac{\sigma a_l}{a_l}\right)^2 = \left(\frac{\sigma a}{a}\right)^2 + \left(\frac{\sigma d}{d}\right)^2$$

En la determinación de la masa los términos que tienen error son T_{bm} , Δv , Ω_{HI} y d . Por la teoría de propagación de errores, el error relativo en el cálculo de la masa va a estar dado por:

$$\left(\frac{\sigma M}{M_{\text{HI}}}\right)^2 = \left(\frac{\sigma T_{bm}}{T_{bm}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma \Delta v}{\Delta v}\right)^2 + \left(\frac{\sigma \Omega_{\text{HI}}}{\Omega_{\text{HI}}}\right)^2 + 4 \left(\frac{\sigma d}{d}\right)^2.$$

De aquí se ve que un error del 20% en la distancia, implica un error mínimo del 40% en la masa.

Los términos que tienen error en el cálculo de la densidad son, M , a_1 , b_1 , a_2 y b_2 . De esto último y haciendo propagación de errores, se deduce que el error relativo en la densidad está dado por:

$$\left(\frac{\sigma \rho}{\rho}\right)^2 = \left(\frac{\sigma M}{M}\right)^2 + \frac{1}{\beta^2} \left[b_1^4 \sigma a_1^2 + 4 a_1^2 b_1^2 \sigma b_1^2 + b_2^4 \sigma a_2^2 + 4 a_2^2 b_2^2 \sigma b_2^2 \right]$$

donde para simplificar la expresión $\beta = a_2 b_2^2 - a_1 b_1^2$.

3.4. Continuo de radio.

Como se mencionó en el Capítulo 1, las estrellas de gran masa ionizan el medio que las rodea generando regiones HII a su alrededor. Estas regiones son detectables en el continuo de radio mediante la emisión libre-libre del gas, como se explicó brevemente en la introducción de esta Tesis.

Cuando una fuente emite en el continuo de radio es posible determinar la densidad de flujo emitida por la misma. El flujo observado en el continuo de radio, a una dada frecuencia, está parametrizado por

$$S_\nu \propto \nu^\alpha \quad (3.9)$$

donde S_ν es la densidad de flujo observada a la frecuencia ν y α es el índice espectral, el cual es característico de cada fuente, y depende de la naturaleza de la radiación.

Para determinar el índice espectral a partir de los flujos observados, y así poder determinar cuál es el fenómeno físico que origina la radiación de continuo, es necesario medir el flujo en más de una frecuencia. Si se conoce el flujo en dos frecuencias (ν_1 y ν_2), se tendrá:

$$S_{\nu_1} \propto \nu_1^\alpha, \quad S_{\nu_2} \propto \nu_2^\alpha \quad (3.10)$$

por lo que podemos determinar α combinando ecuaciones como la 3.10:

$$\alpha = \frac{\log(S_{\nu_1}/S_{\nu_2})}{\nu_1/\nu_2} \quad (3.11)$$

donde S_{ν_1} y S_{ν_2} son los flujos medidos en las frecuencias ν_1 y ν_2 , respectivamente.

Si la emisión es de origen térmico, como es el caso de las regiones H II, $\alpha \sim 2$ para $\tau \gg 1$ (bajas frecuencias) y $\alpha \sim -0,1$ para $\tau \ll 1$ (altas frecuencias). La frecuencia para la cual el flujo toma su valor máximo se conoce como *frecuencia de turn-over* (ν_{to}) y es la frecuencia para la cual la fuente pasa de ser ópticamente gruesa ($\tau \gg 1$) a ópticamente delgada ($\tau \ll 1$). Para emisiones de origen no térmico, como por ejemplo remanentes de supernovas con forma de cáscaras, $\alpha \sim -0,5/-0,7$. En la Fig. 3.5 se muestran los espectros típicos de los dos tipos de emisión (térmica y no térmica).

3.5. Determinación de parámetros de fuentes térmicas.

Varios parámetros físicos pueden ser derivados de una fuente cuya radiación es de origen térmico. Mezger & Henderson (1967), a partir del análisis de regiones H II observadas como parte de un relevamiento en $\lambda \sim 6$ cm con el telescopio de 42 m del NRAO, derivaron parámetros como la cantidad de masa ionizada, densidad electrónica y medida de emisión máxima.

La intensidad de la radiación emitida por un punto (x, y) de una región H II se puede describir por la temperatura de brillo equivalente

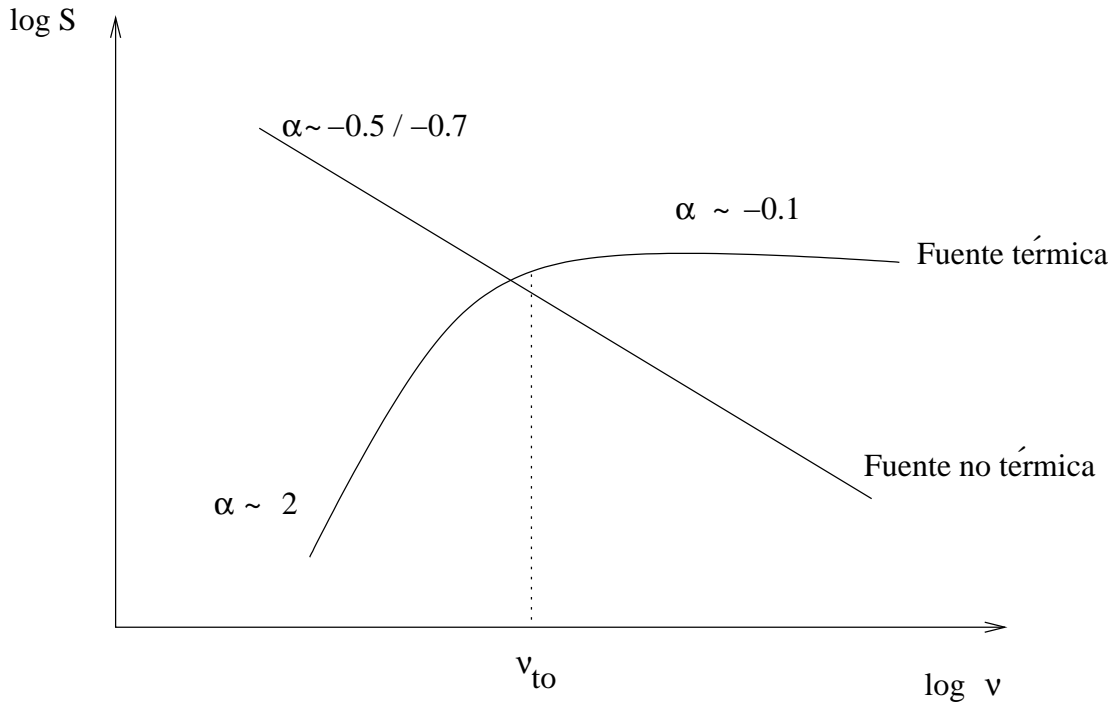


Figura 3.5: Espectros típicos de una radiofuente térmica y una no térmica.

$$T_b(x, y) = T_e(x, y)(1 - e^{\tau(x, y)}) \approx T_e(x, y)\tau(x, y) \quad \text{para } \tau \ll 1$$

donde T_e es la temperatura electrónica de la fuente y τ su profundidad óptica.

La ecuación exacta para la profundidad óptica (τ) para la emisión libre-libre a la frecuencia $\nu = 5009$ MHz está dada por la ecuación derivada por Oster (1961):

$$\tau = 3,014 \times 10^{-2} \frac{T_e^{-1,5}}{\text{K}} \frac{\nu^{-2}}{\text{GHz}} \left(\ln(4,955 \times 10^{-2} (\frac{\nu}{\text{GHz}})^{-1}) + 1,5 \ln(\frac{T_e}{\text{K}}) \right) \left(\frac{E}{\text{pc cm}^{-6}} \right)$$

Altenhoff et al. (1960) derivó una aproximación de la ecuación anterior y obtuvo una profundidad óptica aproximada (τ_a), la cual toma la forma:

$$\tau_a = 8,235 \times 10^{-2} \left(\frac{T_e}{\text{K}} \right)^{-1,35} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{-2,1} \left(\frac{E}{\text{pc cm}^{-6}} \right)$$

En las dos últimas ecuaciones se considera que el número de iones (N_i) es igual al de electrones (N_e) y $Z = 1$ (hidrógeno puro) y la medida de emisión $E = \int N_e^2 ds$ tiene medidas de pc cm^{-6} . Mezger & Henderson (1967) definieron un factor a como el cociente entre τ y τ_a ,

$$a = \frac{\tau}{\tau_a} = 0,366 \left(\frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{0,1} \left(\frac{T_e}{\text{K}} \right)^{-0,15} \left(\ln \left(4,995 \times 10^{-2} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{-1} \right) + 1,5 \ln \left(\frac{T_e}{\text{K}} \right) \right)$$

y concluyeron que teniendo en cuenta los errores observacionales que se computan en los parámetros físicos de una región H II, se puede considerar $a \sim 1$, o sea $\tau = \tau_a$. Suponiendo que la temperatura electrónica es la misma en toda la fuente, reemplazando τ_a en la expresión de T_b , se tiene

$$T_b = 8,235 \times 10^{-2} a \left(\frac{T_e}{\text{K}} \right)^{-0,35} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{-2,1} \int N_e^2(x, y, z) dr. \quad (3.12)$$

Como se ve en esta última ecuación, la temperatura de brillo de una región H II depende del cuadrado de la densidad electrónica. De este modo, la determinación de la masa ionizada y de la densidad promedio del hidrógeno ionizado va a depender fuertemente del modelo que se utilice para la distribución de la densidad volumétrica. Los siguientes tres modelos fueron adoptados por Mezger & Henderson (1967):

- **Modelo I, esfera:** densidad electrónica constante (N_0) dentro de una esfera de diámetro aparente θ_{esf} y cero en otro lugar.
- **Modelo II, cilindro:** densidad constante (N_0) dentro de un cilindro de diámetro aparente θ_{cil} , cuyo eje de simetría es paralelo al eje r y su largo es igual a su diámetro. Cero en otro lugar.
- **Modelo III, exponencial:** distribución exponencial decreciente cuya densidad máxima es N_0 y su ancho a mitad de potencia es θ_G .

Al reemplazar las dimensiones lineales por ángulos mediante las relaciones:

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

donde d es la distancia a la región H II, la ecuación 3.12 toma la forma:

$$T_b = 82,35 a \left(\frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{-2,1} \left(\frac{T_e}{\text{K}} \right)^{-0,35} \left(\frac{d}{\text{kpc}} \right) \int N_e^2(\theta, \phi) d\phi.$$

Tabla 3.2: Factores de conversión correspondientes a cada modelo de Mezger & Henderson (1967) para calcular la masa, 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	3.106	1.065

Evaluando la integral de esta ecuación para los distintos modelos (ver Mezger & Henderson (1967)) y usando las relaciones entre los diámetros aparentes θ_{esf} y θ_{cil} y el diámetro gaussiano medido θ_G :

$$\theta_{esf} = 1,471 \theta_G, \quad \theta_{cil} = 1,201 \theta_G,$$

la densidad electrónica de una región H II, queda de la forma:

$$\left(\frac{N_0}{\text{cm}^{-3}} \right) = u_1 a^{1/2} 6,351 \times 10^2 \left(\frac{T_e}{10^4 \text{K}} \right)^{0,175} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{0,05} \left(\frac{d}{\text{kpc}} \right)^{-0,5} \left(\frac{S_\nu}{\text{Jy}} \right)^{0,5} \left(\frac{\theta_G}{\text{min arc}} \right)^{-1,5}$$

donde u_1 depende del modelo considerado (ver Tabla 3.2) y S_ν es la densidad de flujo observada a la frecuencia ν .

La integración de la distribución de la densidad y la multiplicación del cociente entre la masa del átomo de hidrógeno (m_H) y la masa solar (M_\odot), lleva a la masa total de gas ionizado en unidades de masas solares:

$$\frac{M}{M_\odot} = u_2 a^{1/2} 0,3864 \left(\frac{T_e}{10^4 \text{K}} \right)^{0,175} \left(\frac{S_\nu}{\text{Jy}} \right)^{0,5} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{0,05} \left(\frac{d}{\text{kpc}} \right)^{2,5} \left(\frac{\theta_G}{\text{min arc}} \right)^{1,5}$$

Por último, considerando estas tres geometrías, la medida de emisión máxima en el centro de la fuente es:

$$E_{\text{max}}(\text{pc cm}^{-6}) = \int N^2 dr = d \int N^2 d\phi = u_3 0,291 \left(\frac{D}{\text{kpc}} \right) \left(\frac{\theta_G}{\text{min arc}} \right) \left(\frac{N_0}{\text{cm}^{-3}} \right)^2$$

Es importante mencionar que en los cálculos en los que se debe elegir un modelo es necesario estimar la fracción real del volumen que ocupa el gas

ionizado. Para ello hay que tener en cuenta un factor de llenado (f) que se define como la fracción del volumen que está ocupado por el plasma al volumen total de la fuente (de acuerdo a la geometría que se adopte). Para tener en cuenta el factor de llenado en las ecuaciones anteriores, se debe modificar la expresión del volumen por

$$\theta_G^3 \longrightarrow f \theta_G^3.$$

Para mayor información se sugiere ver el trabajo de Mezger & Henderson (1967).

Por otro lado, a partir de la densidad de flujo de la fuente se puede estimar la cantidad de fotones (N_ν) necesarios para mantener ionizada la región (Chaisson 1976):

$$N_\nu = 0,76 \times 10^7 \left(\frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right)^{-0,45} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{0,1} \left(\frac{d}{\text{kpc}} \right)^2 \left(\frac{S_\nu}{\text{Jy}} \right).$$

A partir de este valor, se puede estimar la cantidad de estrellas que serían necesarias para mantener la región H II ionizada.

3.6. Emisión en el infrarrojo.

Como se mencionó en el Capítulo 1, la radiación de las estrellas de gran masa también puede calentar el polvo presente en los alrededores y este reemite en el infrarrojo. Los datos del satélite IRAS suelen ser muy útiles para estimar algunos parámetros físicos del polvo.

En base a las densidades de flujo en las cuatro bandas del relevamiento IRAS en 12, 25, 60 y 100 μm se pueden derivar varios parámetros como por ejemplo: la luminosidad infrarroja, la temperatura y la masa del polvo.

- *Luminosidad infrarroja.*

La luminosidad se calcula a partir del flujo $F = \int S_\nu d\nu$ y la distancia d usando la siguiente ecuación:

$$L = 4\pi d^2 F$$

Llamando S_ν con $\nu = 12, 25, 60$ y $100 \mu\text{m}$, a las densidades de flujo medidas en cada una de las bandas de IRAS, se puede obtener una aproximación de la luminosidad sumando las densidades de flujo sobre cada una de las bandas multiplicadas por el ancho de banda $\Delta\nu$ correspondiente:

$$L = 4\pi d^2 \sum S_\nu \Delta\nu$$

■ *Temperatura y masa del polvo.*

La temperatura del polvo puede derivarse utilizando la siguiente relación, adoptando valores estándares para los granos de polvo:

$$T_d = \frac{95,94}{\ln(Bn)} (K)$$

y para la masa del polvo:

$$M_d = m_n S_{60} d_{kpc}^2 (B_n^{2,5} - 1) (M_\odot)$$

con

$$B_n = 1,667^{3+n} \frac{S_{100}[Jy]}{S_{60}[Jy]}$$

donde n es un parámetro que está relacionado con la eficiencia de absorción del polvo (en general $n = 1 - 2$) y $m_{n=1,5} = 0,3 \times 10^{-6}$.

3.7. Consideraciones energéticas.

Como se mencionó en la introducción de esta Tesis, no toda la energía cinética del viento estelar (E_w) es convertida en energía cinética de la cáscara (E_K). Para poder discernir si una cáscara pudo haber sido formada por la acción de los vientos de ciertas estrellas, Treffers & Chu (1982) definieron el parámetro ϵ_s . El mismo es el cociente entre la energía cinética observada de la cáscara y la energía cinética total inyectada por el viento de la/las estrella/s,

$$\epsilon = \frac{E_k}{E_w} = \frac{M_{cas} v_{cas}^2}{\sum \dot{M}_w v_w^2 t}$$

donde M_{cas} y v_{cas} son la masa y la velocidad de expansión de la cáscara, respectivamente, y donde \dot{M}_w es la tasa de pérdida de masa, v_w es la velocidad del viento estelar y t es la edad de la cáscara.

A partir del parámetro ϵ se puede estimar la eficiencia de conversión de la energía. Como se mencionó en el Capítulo 1, los modelos teóricos predicen que el 20% de la energía del viento se transforma en energía mecánica de la cáscara (Weaver et al. 1977). O sea que para valores de $\epsilon < 0,2$, se puede considerar que los vientos de las estrellas consideradas tienen energía suficiente como para poder generar la cáscara observada. Sin embargo, observacionalmente, Cappa et al. (2003), a través del estudio de cáscaras de gas neutro alrededor de estrellas WR y estrellas tipo O, concluyeron que el valor de ϵ es aún más bajo, $\epsilon \leq 0,03$. Por otro lado, también a partir de observaciones de una superburbuja en la Nube Mayor de Magallanes, Butt & Bykov (2008) muestran que dicha estructura contiene sólo un tercio de la energía inyectada por las estrellas que la originaron a través de sus vientos y explosiones de supernovas.

A partir de la velocidad de expansión y del radio de la cáscara se puede derivar la edad dinámica de la misma (t_{din}),

$$t_{din} = \eta \frac{R}{v_{exp}}.$$

El valor de η depende del modelo considerado para la evolución de la estructura. Para una velocidad de expansión constante, $\eta = 1$. Para el caso de conservación de la energía $\eta \approx 3/5$ y en el caso de conservación de momento, $\eta \approx 1/2$ (Weaver et al. 1977).

Capítulo 4

Catálogo de estructuras candidatas a supercáscaras de HI en la parte externa de la Galaxia.

Por todo lo mencionado en Capítulos anteriores, el MIE no es homogéneo y presenta muchas y diversas estructuras. En la actualidad si bien existen catálogos de cáscaras y supercáscaras, cada uno es incompleto en algún sentido (cobertura espacial, forma de la estructura, etc). Por este motivo, con el objetivo de tener un catálogo lo más completo posible de las grandes estructuras presentes en el 2^{do} y 3^{er} cuadrante galáctico, hemos decidido confeccionar un nuevo catálogo. En este Capítulo se describirá cómo y cuáles son los criterios impuestos para su elaboración.

El catálogo de candidatas a supercáscaras de HI se ha realizado utilizando datos del relevamiento de HI del LAB (*Leiden-Argentine-Bonn*, Kalberla et al. (2005)). La resolución angular de esta base de datos es de 34 minutos de arco, y es adecuada para el estudio de estructuras de gran tamaño angular. La resolución en velocidad es de 1.3 km s^{-1} .

4.1. Dificultades encontradas en la realización del catálogo.

Para la realización del catálogo una de las primeras etapas que se han tenido en cuenta fue la decisión de los criterios de selección, ya que a partir de éstos va a estar basada la búsqueda. Debido a esto último la decisión en la

elección de estos criterios no fue una tarea trivial.

En un principio los criterios de selección elegidos imponían que: I) debía observarse un mínimo bien definido en temperatura de brillo rodeado (total o parcialmente) por “paredes” de mayor emisión de HI; II) Que ese mínimo se observe en al menos 5 canales consecutivos de velocidad radial; y III) que la estructura debía tener un tamaño angular mínimo de 2° .

En esta primera elección de los criterios de selección no se imponía ninguna cota en las dimensiones lineales de las estructuras. A raíz de esto, podía pasar que alguna estructura cercana al Sol tuviera un tamaño angular superior a los 2° , pero que sus dimensiones lineales fueran pequeñas. Como en este catálogo se pretendía buscar estructuras que hayan requerido para su formación un gran número de estrellas (si se supone que la misma fue creada por vientos estelares y explosiones de supernova), surgió la necesidad de imponer un límite inferior al tamaño lineal de las estructuras. Debido a esto último se impuso que el diámetro lineal de las candidatas a ser supercáscaras debía ser superior a los 200 pc.

Luego de determinados los criterios de selección, se decidió hacer el catálogo de forma visual entre tres investigadores (Suad, L. A; Cichowolski, S. y Arnal, M.) para minimizar los efectos de subjetividad. Cada uno de los investigadores mencionados analizaba de manera independiente los cubos de HI y luego se comparaban las estructuras detectadas por cada uno. En la realización de esta búsqueda surgieron complicaciones y muchas de las estructuras eran detectadas por sólo uno de los investigadores. Esto último ocurría debido a que la búsqueda de estructuras en un cubo de HI presenta varias complicaciones. Por ejemplo, como consecuencia de la diferencia de temperatura de brillo entre el plano Galáctico y las zonas de más altas latitudes, cuando se elige la escala de temperatura apropiada para visualizar las supercáscaras dentro o cerca del plano, se dificulta la visualización de las estructuras a más altas latitudes y viceversa. Por otro lado el hecho de que cada cubo consta de ~ 200 canales de velocidad, el seguimiento simultáneo de todas las estructuras observadas en cierto rango de velocidad, complicaba mucho la tarea, limitando la detección de varias estructuras. Por estos motivos se decidió llevar a cabo una búsqueda menos subjetiva mediante un algoritmo de búsqueda automática.

Sin embargo, más allá de las complicaciones que ocurrieron en la detección visual de las estructuras, se observó que las estructuras que sí habían sido detectadas por al menos dos de los tres investigadores, eran muy claras y se identificaban muy bien en los cubos de datos. Por lo que se decidió tener un catálogo de esas estructuras al cual se llamó *catálogo inicial*.

La realización del algoritmo automático de búsqueda también presentó complicaciones hasta obtener su versión final. A continuación se enumeran

algunos de los principales obstáculos que se han tenido que superar en el desarrollo del algoritmo.

En una primera búsqueda se detectaron los mínimos locales en temperatura de brillo en imágenes promediadas cada 5 canales consecutivos en velocidad. A partir de ese mínimo, que debía estar claramente identificado, se trazaron líneas radiales espaciadas cada 3.6° , a partir de las cuales se trazaron los perfiles radiales de temperatura de brillo con el fin de determinar la presencia de las posibles “paredes” de las estructuras. En esta primera fase sólo se detectaron los máximos locales. En una primer corrida se detectaron unas ~ 8000 estructuras en sólo dos cubos de datos de HI de $50^\circ \times 50^\circ$. El número de detecciones, a priori, parecía exageradamente elevado. A raíz de lo mencionado, se analizaron visualmente algunas de las estructuras y se encontró que había muchas detecciones erróneas, o sea que claramente no eran supercáscaras sino que podrían corresponder a estructuras originadas como consecuencia de las turbulencias del medio. Por ejemplo, no se encontraba una continuidad del mínimo de HI a través de los distintos canales en velocidad. También ocurría que las supuestas “paredes” detectadas de las estructuras en los distintos perfiles radiales no arrojaban un patrón de distancias individuales de las paredes al mínimo que fuesen consistentes con una estructura.

El gran número de detecciones en esta primera corrida se debió, entre otras causas, a que no se impuso restricción alguna en la detección de los máximos locales. Por esto, como primer refinamiento del algoritmo se decidió establecer un punto llamado *punto de gran pendiente*, el mismo es el punto para el cual la pendiente del perfil radial de temperatura de brillo excede un cierto umbral. O sea se impone que exista un aumento abrupto de la temperatura de brillo para detectar una pared y no que haya un crecimiento paulatino de la temperatura. Esto último podría estar más relacionado a turbulencias del medio interestelar que a la pared de las estructuras, ya que si las mismas (las paredes) fueron formadas porque se removió el material del medio (sea por el mecanismo que fuese) se espera ver un aumento abrupto en la temperatura que define la presencia de las paredes de HI. La estimación del umbral que debe superar la pendiente en el perfil de temperatura de brillo se determinó exigiendo que el algoritmo detecte por lo menos el 80 % de las supercáscaras del denominado catálogo inicial.

También se determinó un umbral que debían superar los máximos locales con el fin de evitar la detección de falsos máximos locales. El ΔT_{rms} del relevamiento es de 70 - 80 mK, el umbral determinado corresponde al nivel 5σ (si $\Delta T_{\text{rms}} = 80$ mK). La determinación de este umbral (0,4 K) también se fijó a partir de la exigencia de detectar por lo menos el 80 % de las supercáscaras del catálogo inicial. La probabilidad que un punto exceda al siguiente en más de 0,4 K es del orden de 6×10^{-5} .

Otro de los problemas encontrados que produjo la detección de falsas estructuras fue que los puntos que definen los máximos en temperatura de brillo (o las paredes de la cáscara) estaban distribuidos con mucha dispersión en distancia radial con respecto al mínimo de temperatura de brillo. Por ejemplo, en varios casos ocurría que para una línea radial (a partir de la cual se miden los perfiles de temperatura de brillo y se determinan las paredes de la cáscara) se detectaba el máximo de emisión a una cierta distancia del mínimo y para la línea radial siguiente (la que se mide desde el mínimo a $3^{\circ},6$ de la anterior), la distancia entre el máximo y el mínimo difería mucho del valor anterior, generándose una gran dispersión en la distribución de los puntos que definen las paredes. Obviamente, en estos casos la estructura detectada no se condecía con la morfología que se espera que tengan las supercáscaras. Para solucionar este problema se decidió aplicar el análisis de componentes principales (PCA) (*Principal Component Analysis*, por su sigla en inglés) en el conjunto de puntos que definen los máximos locales. De esta manera, PCA determina tanto la dirección a través de la cual las paredes de HI tienen máxima varianza como su dirección ortogonal. Se han determinado las desviaciones estándar a lo largo de dichas direcciones. Los valores de dichas desviaciones fueron estimadas también a partir del *catálogo inicial*, o sea exigiendo que el algoritmo detecte por lo menos el 80 % de las supercáscaras presentes en dicho catálogo.

El algoritmo también evita detectar estructuras posiblemente falsas, ya que la temperatura de sus supuestas paredes es apenas superior a la temperatura de ruido. El valor de la temperatura de ruido (T_{rms}) depende de la zona del cubo donde se lleve a cabo el análisis. Debido a esto último se tomaron valores de T_{rms} en distintas zonas (de $2^{\circ} \times 2^{\circ}$) en los bordes de los cubos de datos (ver Sección 4.3.3 Paso 2). Una vez obtenidos esos valores de temperatura de ruido se procedió a realizar una interpolación lineal entre los valores estimados. A partir de la obtención de esos valores se exigió que la temperatura en el máximo local exceda por lo menos 3 veces la temperatura de ruido para así evitar la detección de falsas estructuras.

Otro obstáculo fue la múltiple detección de una misma estructura, en el caso en que la misma se detecte en varios canales consecutivos de velocidad radial, o sea que presentan mayor continuidad en velocidad. Básicamente si sus mínimos coincidían y los puntos que definen las paredes eran los mismos, se concluía que era la misma estructura y se procedía a la eliminación de las repeticiones.

Una vez superados todos estos obstáculos, se procedió a la corrida final del algoritmo. En las siguientes Secciones se describe la elaboración del catálogo.

4.2. Criterios de selección.

Para la elaboración del catálogo se han definido ciertos criterios de selección que las estructuras candidatas a supercáscaras deben cumplir. Los mismos son los siguientes:

a) Debe presentar un mínimo bien definido en temperatura de brillo. El mismo debe estar rodeado, total o parcialmente, por “paredes” (máximos relativos) de emisión de HI.

b) El mínimo de HI debe ser observable en por lo menos cinco canales consecutivos de velocidad.

c) Toda la estructura (el mínimo más las paredes) debe tener un tamaño angular mínimo de 2° . Esta condición está relacionada con la resolución angular del relevamiento que se ha utilizado.

d) A la distancia cinemática de la estructura de HI, su tamaño lineal debe ser igual o superior a los 200 pc.

La condición **b)** está impuesta para asegurar la persistencia de la estructura a lo largo de un rango de velocidades de al menos 6 km s^{-1} . De esta forma se busca minimizar la detección de estructuras que puedan originarse por efectos de la turbulencia del medio interestelar y, al mismo tiempo, se permite la detección de estructuras que posean una velocidad de expansión baja.

La condición **c)** se establece teniendo en cuenta la resolución angular del instrumento utilizado. Una estructura con 2° de diámetro angular se encuentra totalmente resuelta, angularmente hablando, por el instrumento. Finalmente, se impone el criterio **d)** para seleccionar las estructuras que pudiesen requerir para su formación de un gran número de estrellas (bajo la suposición que la estructura en cuestión fuese creada por vientos estelares y explosiones de SN).

4.3. Confección del catálogo.

El catálogo de estructuras de HI candidatas a supercáscaras fue realizado siguiendo cuatro pasos principales:

- Una identificación visual de las supercáscaras.
- Una fase de aprendizaje para el algoritmo de búsqueda automático.

- Una corrida “a ciegas” del algoritmo de búsqueda automática en una región dada.
- Una nueva inspección visual de las estructuras encontradas en los pasos previos.

A continuación se describirá en cierto detalle cada uno de los pasos mencionados.

4.3.1. Búsqueda visual.

El objetivo de este primer paso en la elaboración del catálogo es identificar a ojo las estructuras más conspicuas. La habilidad que presenta el ojo humano de combinar rasgos, o estructuras aparentemente desconectadas en un sólo objeto, hace que este método sea eficiente en detectar estructuras que están completa, o parcialmente, rodeadas por paredes irregulares de emisión de HI. Con este fin, se han inspeccionado cubos de datos de $50^\circ \times 50^\circ$ de cobertura espacial que cubren en total el rango de longitudes $90^\circ \leq l \leq 270^\circ$ y latitudes $|b| \leq 50^\circ$. El tamaño de los cubos de datos de $50^\circ \times 50^\circ$ se encuentra dictado por la disponibilidad de memoria de la computadora, de forma tal que una corrida pudiese ser ejecutada en un tiempo razonable (un par de días). El catálogo se realizó en la parte externa de la Galaxia para evitar la ambigüedad en distancia existente en la parte interna de la misma.

Para cubrir todo el rango de longitudes y latitudes se han confeccionado un total de 10 cubos con las dimensiones anteriormente indicadas. Los cubos se superponen en 10° de longitud galáctica entre si. Las extensiones de los cubos y la cantidad de estructuras encontradas en cada región son:

- $80^\circ < l < 130^\circ$, $-50^\circ < b < 10^\circ$ y de $-10^\circ < b < 50^\circ$. Se han identificado 42 estructuras.
- $120^\circ < l < 170^\circ$, $-50^\circ < b < 10^\circ$ y de $-10^\circ < b < 50^\circ$. Se han detectado 45 estructuras.
- $160^\circ < l < 210^\circ$, $-50^\circ < b < 10^\circ$ y de $-10^\circ < b < 50^\circ$. Se han catalogado 38 estructuras.
- $200^\circ < l < 250^\circ$, $-50^\circ < b < 10^\circ$ y de $-10^\circ < b < 50^\circ$. Se han listado 46 estructuras.
- $240^\circ < l < 290^\circ$, $-50^\circ < b < 10^\circ$ y de $-10^\circ < b < 50^\circ$. Se han encontrado 20 estructuras, en este caso se lista sólo el número total de estructuras

encontradas hasta 270° , ya que el catálogo se realizó hasta esa longitud galáctica.

En la Fig. 4.1 se muestra un esquema de la zona galáctica en la que se realizó la búsqueda. La región entre $165^\circ \leq l \leq 195^\circ$ no fue inspeccionada en esta fase inicial ya que a lo largo de estas líneas de la visual el modelo de rotación galáctica arroja distancias cinemáticas poco confiables debido al pequeño gradiente de velocidad presente en estas direcciones.

La búsqueda visual de los candidatos a supercáscaras se realizó usando el software KARMA ¹, el cual contiene diversos paquetes de visualización y análisis. En particular se ha utilizado el paquete *kvis* para visualizar los cubos de HI. Con *kvis* se despliegan las imágenes posición-posición de cada canal de velocidad de manera secuencial, como una película. El hecho de analizar los cubos en forma visual permite detectar la continuidad de una estructura a través de los distintos canales de velocidad en los que se encuentra presente, lo que facilita la tarea para verificar el cumplimiento del criterio de selección **b)** (ver Sección 4.2).

Debido a que la identificación visual es subjetiva por naturaleza, esta primera búsqueda fue realizada independientemente por tres investigadores (Suad, L. A.; Cichowolski, S. y Arnal, E. M.). Se han comparado las identificaciones hechas por cada uno de los investigadores y sólo cuando una estructura fue detectada por al menos dos de ellos, la misma fue incorporada a la lista de estructuras detectadas en la búsqueda visual.

Posteriormente a cada estructura detectada se le ajustó una elipse usando el método de mínimos cuadrados, cuyos puntos de ajuste fueron seleccionados teniendo en cuenta los máximos de emisión que definen de las “paredes” de HI que rodean al mínimo de temperatura de brillo. Los parámetros obtenidos a partir de este ajuste son los semiejes mayores y menores, el ángulo de inclinación del semieje mayor respecto al plano Galáctico (positivo en el sentido contrario a las agujas de reloj) y la velocidad radial baricentral.

Hasta aquí las medidas de los semiejes son angulares. Para poder cumplir con el criterio de selección **d)**, es necesario estimar las distancias cinemáticas de las estructuras correspondientes a la velocidad baricentral de cada una de ellas. Utilizando el ajuste de ley de potencias de la curva de rotación galáctica de Fich et al. (1989) se han obtenido los valores lineales de los semiejes. Cabe recordar que en esta zona de la Galaxia no hay ambigüedad de distancia. Las estructuras cuyos ejes mayores resultaron inferiores a 200 pc fueron descartadas por no satisfacer el criterio de selección **d)**.

¹Es un paquete de software de visualización desarrollado por Richard Gooch del telescopio de ATNF (*Australia Telescope National Facility*).

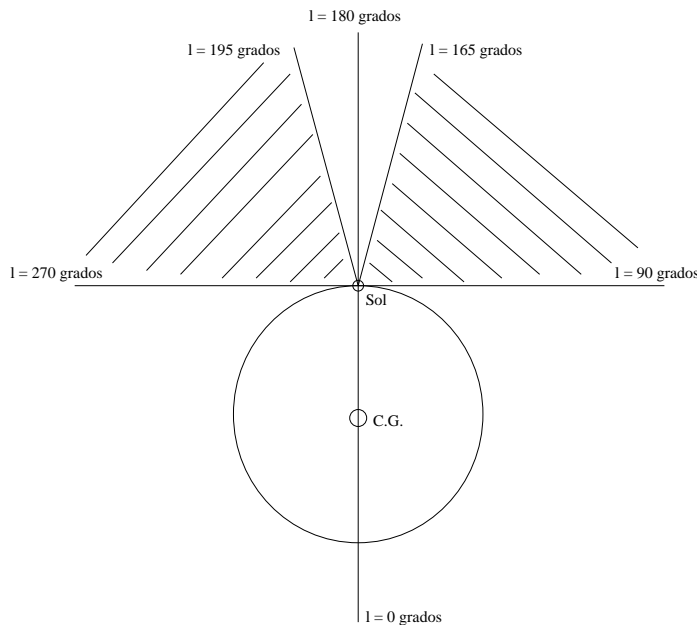


Figura 4.1: Zona de búsqueda de las supercáscaras (zona rayada, $90^\circ < l < 165^\circ$ y de $195^\circ < l < 270^\circ$). El círculo más grande representa el círculo solar en cuyo centro está marcado el centro galáctico (C.G)

4.3.2. Búsqueda automática: Fase de aprendizaje.

Dado que la identificación visual es, como se mencionó, altamente subjetiva y no exenta de limitaciones, se desarrolló en colaboración con otro investigador del Instituto Argentino de Radioastronomía, el Dr. Cesar F. Caiafa, un algoritmo automático de búsqueda.

En una primera fase se llevó a cabo una ejecución piloto del algoritmo de búsqueda automática, debido a que el mismo requiere la configuración de diferentes parámetros para que su ejecución sea eficiente. Para la realización de un ajuste fino de los diferentes parámetros se requirió que un porcentaje de las estructuras detectadas en la búsqueda visual también fuesen detectadas por el algoritmo de búsqueda automática. La determinación de estos parámetros fue un proceso iterativo que requirió de varias pruebas para conseguir que las estructuras encontradas en la búsqueda automática incluyeran por lo menos el 80 % de las encontradas en la búsqueda visual.

4.3.3. Ejecución del algoritmo de búsqueda automática en una región dada.

En esta etapa el algoritmo automático analizó los cubos de datos (l, b, v) para encontrar estructuras candidatas a supercáscaras de HI, a través de los siguientes pasos:

- **Paso 1: Buscar píxeles de mínimos locales en imágenes promediadas.** Debido a que se necesita encontrar estructuras que se observen en al menos 5 canales consecutivos de velocidad, se promediaron 5 canales adyacentes, en vez de trabajar con canales individuales. Más específicamente, para cada canal de velocidad v_0 , se calculó el promedio en velocidad usando canales a velocidades $v = v_0 + n\delta_v$ con $n = -2, -1, 0, +1, +2$ y $\delta_v = 1,031 \text{ km s}^{-1}$ (separación de canales). En cada imagen promediada se identificaron los píxeles pertenecientes a un mínimo regional, o sea, los píxeles que tienen una intensidad inferior a la de los píxeles que lo rodean.
- **Paso 2: Encontrar las paredes de HI que rodean al mínimo.** Como se esquematiza en la Fig. 4.2, para cada píxel mínimo detectado, y para diferentes ángulos de posición θ , el algoritmo calculó el perfil de la temperatura de brillo $T_b(r, \theta)$ a lo largo de líneas radiales con centro en el píxel del mínimo local. Un total de 100 líneas radiales separadas entre ellas un $\Delta\theta = 3,6^\circ$ fueron analizadas para cada mínimo local. La existencia o no de un pico de HI se determinó en base a si $T_b(r, \theta)$ alcanza un máximo local en temperatura de brillo, más allá de un punto específico a lo largo de $T_b(r, \theta)$, llamado *punto de gran pendiente*. Más específicamente, alrededor de un mínimo local, se encuentra una pared de HI que rodea al mínimo si simultáneamente se cumplen las siguientes condiciones:
 1. Si a lo largo de cada $T_b(r, \theta)$ se encuentra un *punto de gran pendiente* ($r = r_{pend}$), donde la pendiente en ese punto debe exceder un umbral predeterminado T_{pend} , o sea, si $\frac{dT_b(r, \theta)}{dr}(r_{pend}) > T_{pend}$ (ver Fig. 4.2b). De la etapa de aprendizaje esa pendiente fue fijada en 0,2 K/px.
 2. Si a un cierto punto $r = r_M$ ($r_M > r_{pend}$), $T_b(r, \theta)$ alcanza un máximo. La definición de este máximo local es tal que su temperatura de brillo $T_b(r_M, \theta)$ debe exceder por lo menos en 0,4 K la temperatura del punto anterior $T_b(r_{M-1}, \theta)$ y posterior $T_b(r_{M+1}, \theta)$. Esta tolerancia de 0,4 K fue establecida para evitar la detección de falsos máximos locales debido a fluctuaciones inherentes a la emisión galáctica del HI (ver Fig. 4.2b). Este valor fue determinado durante la etapa de aprendizaje del algoritmo.

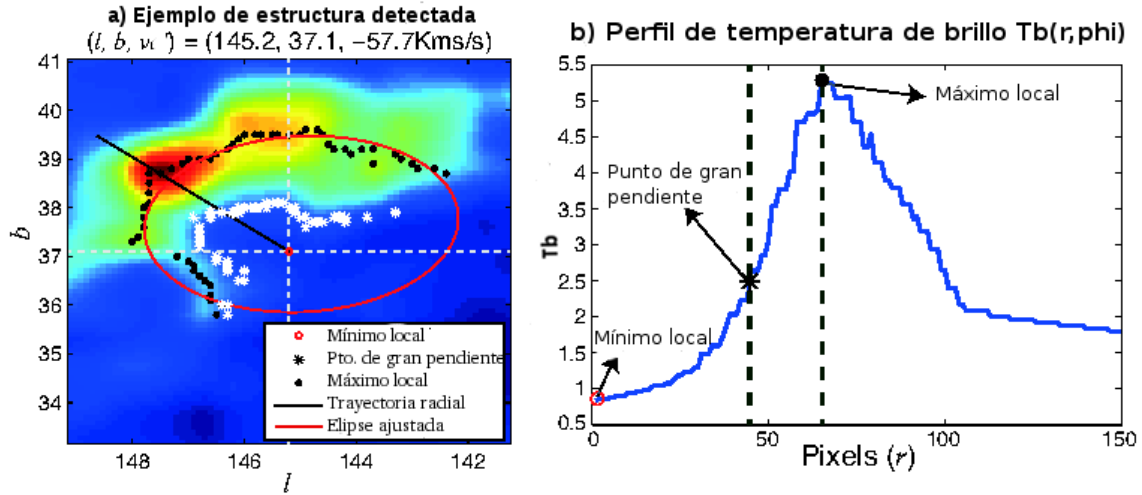


Figura 4.2

3. Para evitar la detección de estructuras débiles, o sea, falsas estructuras que son consecuencia de la detección de píxeles cuya temperatura pico es apenas superior a la temperatura de ruido (rms), la temperatura en el máximo local $T_b(r_M, \theta)$ de cada perfil radial debe exceder la temperatura en el píxel del mínimo local ($T_b(0, \theta)$) por un cierto valor $T_M(l, b, v)$, o sea $T_b(r_M, \theta) - T_b(0, \theta) > T_M(l, b, v)$. El valor de $T_M(l, b, v)$ depende de la posición del píxel en el cubo de datos (o sea, de sus correspondientes coordenadas galácticas). Como no se dispone de una forma analítica para $T_M(l, b, v)$, se ha estimado su valor para diferentes posiciones (l, b, v) en el cubo de datos, tomando $T_M(l, b, v) = 3 T_{\text{rms}}(l, b, v)$.

Para hallar el valor de $T_{\text{rms}}(l, b, v)$, en un dado cubo de datos que cubre un espacio tridimensional dado por (l, b, v) (ver Capítulo 3), se ha medido el rms en distintas zonas del cubo en regiones de $2^\circ \times 2^\circ$. En la Fig. 4.3 se muestra un esquema de las zonas donde se realizaron las mediciones. En dicho esquema se muestra un diagrama posición-posición indicando donde se midieron los valores de T_{rms} . Este procedimiento se repitió para diferentes valores de velocidad. En este caso se muestra un cubo de latitudes positivas, pero el mismo procedimiento se realizó para latitudes negativas. La medición de la T_{rms} , usando el procedimiento anteriormente explicado, se realizó en todos los cubos de datos. Por ejemplo en la Fig. 4.4 se muestran los valores de T_{rms} obtenidos para distintos valores de latitud galáctica en el caso de $l = 200^\circ$ y velocidad $v = 84 \text{ km s}^{-1}$. Finalmente, para determinar los valores de $T_{\text{rms}}(l, b, v)$ en todo el

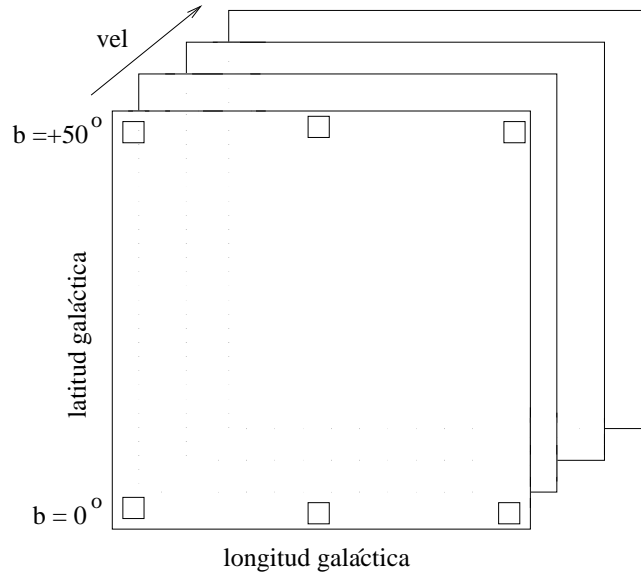


Figura 4.3: Esquema de las zonas de $2^\circ \times 2^\circ$ donde se midió la T_{rms} .

cubo de datos se realizó una interpolación lineal de los valores de T_{rms} estimados. Esta interpolación se realizó para todos los cubos utilizados en este estudio.

Otra complejidad que debió tenerse en cuenta fue que para cada estructura se requiere que los puntos que definen la pared de HI sigan más o menos un patrón ordenado, o sea, que la distancia de uno de los puntos máximos que definen la pared de HI al centro de la estructura no debe diferir drásticamente de la distancia del punto anterior o posterior. Bajo esta suposición, el algoritmo requiere que todos los puntos que definen la pared de HI deben estar localizados a una distancia d_n (la distancia del punto n) que cumple con la siguiente condición

$$d_{\min} < d_n < d_{\max}, \quad (4.1)$$

donde d_{\min} y d_{\max} son parámetros seleccionados cuidadosamente para cada objeto mediante el uso del análisis de componentes principales (PCA) (*Principal Component Analysis* por sus siglas en inglés) en el conjunto de puntos que definen los máximos locales (paredes de HI) de cada estructura. Usando PCA el algoritmo encuentra tanto la dirección a lo largo de la cual los puntos que definen las paredes de HI tienen máxima varianza, como su dirección ortogonal. Se denomina σ_1 y σ_2 a las desviaciones estándar a lo largo de

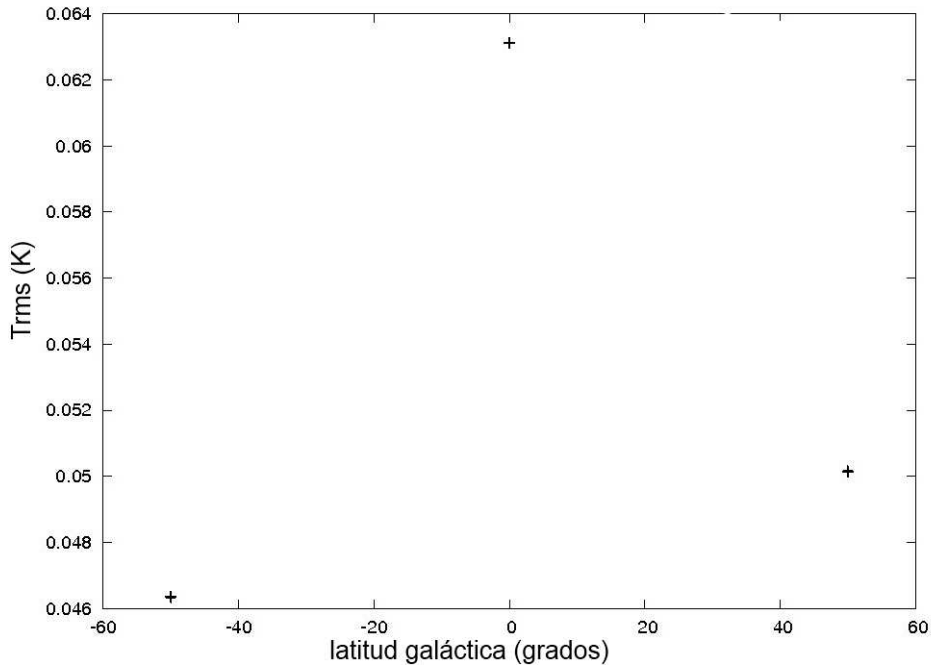


Figura 4.4: Valores estimados de T_{rms} a distintos valores de latitud galáctica para la longitud, $l = 200^\circ$, y la velocidad, $v = 84 \text{ km s}^{-1}$.

las direcciones previamente encontradas. En la fase de aprendizaje se encontró que $d_{min} = 0,5 \sigma_2$ y $d_{max} = 0,5 \sigma_1$. Después de cada ciclo todos los puntos que no cumplen con la condición 4.1 fueron descartados del conjunto de puntos que originalmente definían la pared de HI. La iteración de PCA termina una vez que todos los puntos cumplen con la condición 4.1.

Finalmente, para que una pared de HI que rodea a un mínimo de temperatura de brillo sea aceptada como tal, la misma debe estar definida por al menos 50 puntos de emisión máxima. Estos puntos no necesariamente tienen que pertenecer a líneas radiales consecutivas.

- Paso 3: Unificar mínimos locales múltiples al mismo canal en velocidad.** En algunos casos se encuentran varios mínimos locales dentro de una misma estructura. Para evitar múltiples detecciones de una misma cáscara, el algoritmo compara las paredes asociadas a cada par de mínimos locales y determina que corresponden a la misma estructura sólo si los puntos que definen las paredes son esencialmente los mismos. Como resultado, el algoritmo asigna sólo un mínimo local a cada estructura detectada.

- **Paso 4: Ajuste de la elipse.** El algoritmo ajusta una elipse usando un método de mínimos cuadrados estable para el ajuste de elipses (Halir & Flusser, 1998) al conjunto de puntos que definen la pared de HI de cada estructura detectada. Las elipses son caracterizadas por los siguientes parámetros: i) coordenadas del centroide (l_e, b_e) , ii) semiejes mayor (a) y menor (b) y iii) ángulo de inclinación (ϕ) entre el plano Galáctico y el eje mayor. Este ángulo se mide desde el plano Galáctico en dirección contraria a las agujas del reloj. En la Figura 4.2a, se muestra un ejemplo de la elipse ajustada a una estructura.
- **Paso 5: Selección de las estructuras de acuerdo a su tamaño.** Finalmente, se deriva el tamaño lineal del eje mayor de las estructuras, usando el ajuste de ley de potencias del modelo de rotación galáctica de Fich et al. (1989) y el eje mayor de la elipse derivado en el paso anterior. Sólo aquellas estructuras cuyo eje mayor tiene un tamaño lineal superior a los 200 pc, fueron incluidas en el catálogo.

La tasa de éxito del algoritmo de búsqueda automática, definiendo como tasa de éxito al porcentaje de estructuras que el algoritmo detecta del catálogo inicial, sería del 80 %.

La implementación de este algoritmo automático de identificación incrementó en un factor 3 las estructuras detectadas en el catálogo inicial, demostrando la potencialidad del método empleado.

4.3.4. Una nueva revisión visual de las estructuras encontradas.

Para obtener el conjunto final de estructuras candidatas a ser supercáscaras se realizó una nueva y última revisión visual de los objetos encontrados por el algoritmo de búsqueda automática. La visualización de las estructuras se realizó de la misma manera que la búsqueda visual inicial, usando el paquete *kvis* de KARMA, e inspeccionando los distintos canales de velocidad como una película. Este paso se realizó debido a que algunas estructuras detectadas por el algoritmo no seguían un cierto patrón a lo largo de los canales de velocidad. Por ejemplo, para algunas estructuras se observaba un desplazamiento importante del mínimo de temperatura de brillo en los distintos canales de velocidad, mientras que para otras se encontraba un comportamiento en velocidad anómalo, imposible de reconciliar con el comportamiento esperado para una expansión. A su vez, a través de esta visualización se determinó la extensión en velocidad de cada estructura (Δv). Si se supone que la expansión de las estructuras es simétrica, la velocidad de expansión de la cáscara se calculó como la mitad de la extensión en velocidad ($v_{exp} = \Delta v/2$).

Tabla 4.1: Modelos de rotación galáctica.

Modelo	α	β	γ	θ_0 km s ⁻¹	R_0 kpc
Brand & Blitz (1993)	0.00712	1.00767	-0.9606	220	8.5
Fich et al. (1989) lineal	0.49632	0.49627	-0.99579	220	8.5
Fich et al. (1989) potencias	1.00746	-0.017112	0.0	220	8.5
Wouterloot et al. (1990)	0.0	1.0	-0.618	220	8.5
Russeil (2003)	0.295	0.705	-0.99999	187	7.1

Como se mencionó en la Sección 3.2, el radio efectivo de las estructuras se derivó como la media geométrica del semieje mayor (a) y el semieje menor (b) derivados del ajuste de la elipse ($R_{ef} = \sqrt{a \times b}$).

4.4. Discusión sobre el modelo de distancia adoptado.

Para derivar las dimensiones lineales de tamaños angulares es necesario conocer la distancia de la estructura, y ésta puede ser derivada a partir de distintos modelos de rotación galáctica, es por esto que cabe aquí realizar una pequeña discusión acerca de las distancias que pueden ser derivadas por distintos modelos. En este contexto, se han comparado las distancias derivadas por los modelos de Brand & Blitz (1993), el modelo de aproximación lineal de Fich et al. (1989), el modelo de Wouterloot et al. (1990), y el correspondiente a Russeil (2003).

La curva de rotación galáctica parametrizada está dada por:

$$\frac{w}{w_0} = \beta \left(\frac{R}{R_0} \right)^\gamma + \alpha \left(\frac{R_0}{R} \right)$$

para los distintos modelos arriba mencionados los valores de α , β , γ , θ_0 y R_0 están listados en la Tabla 4.1.

Analizando los cocientes promedio de las distancias para los distintos modelos. Los cocientes de distancias reflejan el cociente:

$$s = \frac{\text{distancia para el modelo X}}{\text{distancia para el modelo de Fich et al. (1989) (ley de potencias)}}$$

Tabla 4.2: Cocientes de los distintos modelos de rotación galáctica con el modelo de Fich et al. (1989) (ley de potencias).

Modelo	s (dist. Sol)	s (dist. C.G.)
Brand & Blitz (1993)	1.108 ± 0.036	1.041 ± 0.016
Fich et al. (1989) (lineal)	0.971 ± 0.037	0.988 ± 0.032
Wouterloot et al. (1990)	1.751 ± 0.262	1.357 ± 0.238
Russeil (2003)	1.096 ± 0.128	0.965 ± 0.112

donde X son los distintos modelos (arriba mencionados) con los que comparamos el modelo de Fich et al. (1989) (ley de potencias) utilizado en esta Tesis. En la Tabla 4.2 se listan los cocientes, que son valores medios pesados para la muestra completa de estructuras del catálogo, para la distancia al Sol (Col. 2) y para la distancia al centro Galáctico (Col. 3).

A excepción del modelo de Wouterloot et al. (1990), los otros dan distancias (tanto al Sol como al Centro Galáctico) que son “comparables” y no tiene sentido inclinarse por una u otra ya que estadísticamente los resultados no diferirán de manera significativa. Por ejemplo si se adoptaran las distancias dadas por el modelo de Brand & Blitz (1993), las dimensiones de las estructuras serían un 11 % mayores.

4.5. Morfología de las supercáscaras.

Una de las ventajas del método de búsqueda automático empleado es la habilidad para detectar estructuras que no se encuentran completamente cerradas. Dicho en otras palabras, el algoritmo es capaz de detectar estructuras que no se encuentran totalmente rodeadas por paredes de mayor emisión de H I. Con el fin de detectar las estructuras abiertas, se dividió a cada supercáscara detectada en cuatro cuadrantes centrados en el centro de la elipse ajustada. El algoritmo contabiliza cuántos puntos de máximos locales (n_{pts}) existen en cada cuadrante. Luego, para cada estructura se seleccionó el cuadrante que presentaba mayor cantidad de puntos de máximos locales. Se consideró que un cuadrante estaba “lleno” si el número de máximos locales en el mismo era mayor que $n_{pts} - 3\sigma$, donde σ es el error ($\sigma = \sqrt{n_{pts}}$). Caso contrario se consideró que el cuadrante estaba “vacío”. Para ejemplificar esto, en la Fig. 4.5, se muestra un esquema de una estructura dividida en cuatro cuadrantes (I, II, III, IV). El cuadrante I es el que tiene mayor cantidad de puntos de máximos locales ($n_{pts} = 16$), como se explicó arriba, si el resto de los cuadrantes tienen

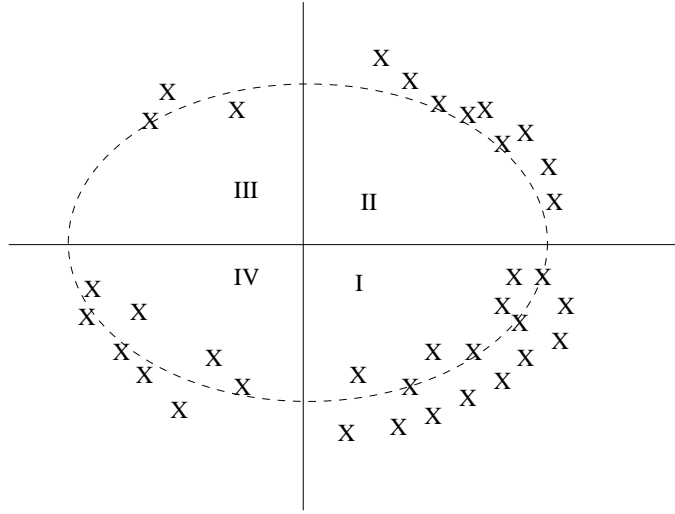


Figura 4.5: Esquema de una estructura dividida en 4 cuadrantes (I, II, III, IV) con tres cuadrantes llenos. Las cruces indican puntos de máximo en temperatura de brillo.

una cantidad de puntos superior a $16 - 3\sqrt{16} = 4$ se considera lleno. En dicha Figura, todos los cuadrantes están llenos a excepción del III. Cabe aclarar que el algoritmo no detectaría una estructura como la que se ejemplifica en la Fig. 4.5, ya que el número de puntos de máximos locales es menor a 50, sin embargo a modo de simplificar el dibujo se trazaron menor cantidad de puntos.

En la Fig. 4.6 se muestra un esquema con las distintas clases de estructuras que hemos detectado, debajo de cada gráfico se indica la cantidad de estas estructuras detectadas para el 2^{do} y 3^{er} cuadrante galáctico.

4.6. Resultados finales de las estructuras candidatas a supercáscaras.

Una vez llevados a cabo los cuatro pasos mencionados, hemos encontrado un total de 575 candidatas a supercáscaras que constituyen nuestro catálogo. De ese total, 353 se han detectado en el 2^{do} cuadrante galáctico y 222 en el 3^{ro}.

En el Capítulo 5 se encuentra la Tabla donde se listan todas las estructuras catalogadas. En la Columna 1 de dicha Tabla se indica el nombre de las candidatas a supercáscaras ($GS_{ll\pm bb\pm v_0}$), donde GS se refiere a cáscara galáctica (por sigla en inglés de *Galactic Shell*), ll y bb son la longitud y lati-

4.6 Resultados finales de las estructuras candidatas a supercáscaras

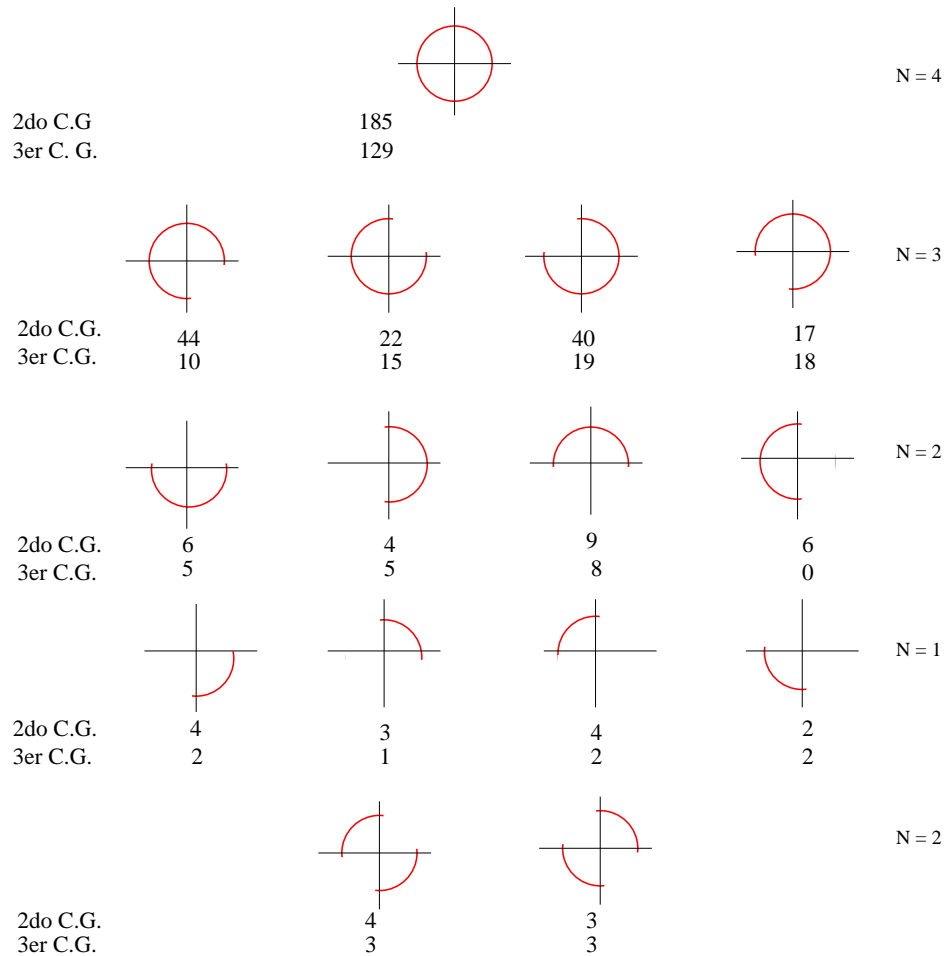


Figura 4.6: Esquema de todos los tipos de estructuras detectadas. Los números debajo de cada diagrama indican la cantidad de estructuras detectadas y su respectivo cuadrante galáctico. N indica la cantidad de cuadrantes "llenos". Aquí no se tiene en cuenta la ubicación de estas estructuras respecto al plano galáctico.

tud galáctica del centroide del ajuste de la elipse, respectivamente y v_0 es la velocidad sistémica de la estructura. Los asteriscos en el nombre de algunas de las estructuras indican las estructuras candidatas a ser “chimeneas galácticas” (ver Sección 4.8).

En las Columnas 2 y 3 se listan la longitud y latitud galáctica del centroide (l_e, b_e) obtenido a partir del ajuste de la elipse, en grados, respectivamente. En la Columna 4 se suministra la velocidad sistémica (v_0), en unidades de km s^{-1} . La incerteza en esta velocidad es igual a la resolución en velocidad ($\pm 1,3 \text{ km s}^{-1}$). En la Columna 5 se indica la distancia al Sol en kpc, el error medio relativo pesado, para toda la muestra, es del orden del 21 %. En las columnas 6 y 7 se listan la longitud y latitud galáctica del mínimo local (l_0, b_0) de emisión de HI localizado dentro del área abarcada por la candidata a supercáscara, en grados, respectivamente. En las Columnas 8 y 9 se listan los semiejes mayor y menor obtenidos del ajuste de la elipse (en unidades de grados). Las incertezas de los centroides es del orden de $\pm 0.^\circ 2$. La incerteza de los semiejes, debido al ajuste de la elipse es del orden del 10 % de su valor angular. En la columna 10 se lista el ángulo de posición ϕ del semieje mayor respecto al plano galáctico (en unidades de grados), ver Sección 4.7 para ver la incerteza del ángulo dado por el ajuste de la elipse. En la columna 11 se lista el radio efectivo R_{ef} (en unidades de pc), la incerteza de este valor proviene de la incerteza en la distancia y en los semiejes angulares, y es del orden del 16 % (ver Sección 3.3). En la columna 12 se lista la extensión en velocidad de las estructuras en (km s^{-1}) la cual tiene una incerteza de $2,6 \text{ km s}^{-1}$, correspondiente a dos canales en velocidad. En la Columna 13 se muestra la cantidad de cuadrantes llenos en cada estructura.

4.7. Determinación de los errores en ϕ .

Para calcular los errores en la determinación de los ángulos de inclinación (ϕ) de los semiejes mayores respecto al plano galáctico se tiene en cuenta la dependencia de ϕ con el semieje mayor,

$$\phi = \arccos\left(\frac{l_m - l_e}{a}\right), \quad (4.2)$$

donde $l_m = a \text{ sen}(\phi)$ es la proyección del semieje mayor sobre el plano galáctico y l_e es la longitud galáctica del centroide de la elipse.

Haciendo propagación de errores en la ecuación 4.2 y considerando las incertezas en l_m (σ_{l_m}), en l_0 (σ_{l_0}) y en a (σ_a), se obtiene la siguiente expresión para la determinación de los errores en ϕ :

$$\sigma_{\phi}^2 = \frac{1}{(a \operatorname{sen}(\phi))^2} \left[\left(\frac{1}{1 - 2 \operatorname{sen}(\phi)^2} + \cos(\phi)^2 \right) \sigma_a^2 + \sigma_{l_0}^2 \right].$$

4.8. Detección de estructuras candidatas a “chimeneas”

Las estructuras abiertas, o sea, las que presentan algún cuadrante “vacío”, juegan un rol muy importante en la Galaxia. Se cree que este tipo de estructuras son las responsables de mezclar al gas caliente de su interior con el gas del halo galáctico.

Con el objetivo de buscar estructuras candidatas a ser “chimeneas” entre todas las estructuras detectadas, se han seleccionado las que presentan uno o dos cuadrantes “vacíos” y se analiza si están abiertas hacia el halo de la Galaxia o hacia el plano. Para este fin, se debe tener en cuenta el alabeo del plano galáctico, el cual se hace importante a distancias galactocéntricas de ~ 15 kpc. Por este motivo, en este análisis no se han tenido en cuenta estructuras cuya distancia al centro galáctico supere los 15 kpc. Las estructuras que presentan tres cuadrantes abiertos no fueron tenidas en cuenta debido a que hay un número muy pequeño de ellas localizadas a distancias inferiores a los 15 kpc.

Teniendo en cuenta todas estas consideraciones, para estructuras que presentan sólo un cuadrante abierto, se encuentran en el 2^{do} cuadrante galáctico 21 estructuras cuyo cuadrante abierto apunta hacia el plano galáctico y 53 que tienen su cuadrante abierto apuntando al halo de la Galaxia. En el 3^{er} cuadrante galáctico, 21 estructuras están abiertas hacia el plano galáctico y 30 están abiertas hacia el halo galáctico.

De lo anterior se concluye que el 72 % de las estructuras del 2^{do} cuadrante galáctico que se encuentran a distancias galactocéntricas menores a 15 kpc y que tienen uno de sus cuadrantes abiertos, están abiertas hacia el halo de la Galaxia. Mientras que para el 3^{er} cuadrante galáctico, el 59 % de las estructuras presentan este efecto. Las candidatas a ser “chimeneas galácticas” están indicadas con asteriscos en el nombre de las estructuras listadas en la Tabla del Capítulo 5.

Con respecto a las estructuras con dos cuadrantes abiertos, sólo se consideraron las estructuras que se muestran en la tercer fila (primer y tercer diagrama de la Fig. 4.6). Se encuentra que en el 2^{do} cuadrante galáctico, de un total de 10 estructuras, sólo tres están abiertas hacia el halo. Lo mismo ocurre para el 3^{er} cuadrante galáctico.

l (grados)\ d (kpc)	10	20	30
90	-79	-135	-161
95	-85	-137	-161
105	-92	-138	-158
115	-93	-132	-151
125	-88	-121	-137
135	-80	-106	-120
145	-65	-87	-97
155	-50	-65	-72
165	-31	-40	-45

Tabla 4.3: Valores de la velocidad radial, en km s^{-1} , para diferentes valores de longitud galáctica y distancia de acuerdo a las curvas de rotación de Fich et al. (1989).

Para estructuras que presentan dos lados abiertos, el porcentaje de las mismas a ser candidatas a “chimeneas galácticas” disminuye con respecto a estructuras con un solo lado abierto.

4.9. Restricción de las distancias cinemáticas.

La estimación de las distancias cinemáticas de las estructuras catalogadas están referidas a las coordenadas del mínimo local, y como se mencionó anteriormente, se utilizó la parametrización de ley de potencias de la curva de rotación de Fich et al. (1989). Es importante mencionar que la derivación de la distancia es razonablemente confiable hasta unos 10 kpc del Sol, ya que para distancias mayores el gradiente (dv_r/r) de la curva de rotación es pequeño, lo que implica que una pequeña variación en velocidad origina un cambio grande en distancia. A modo de ejemplo, una estructura en $(l_0, b_0, v_0) = (154,5^\circ, 35,3^\circ, -56,7 \text{ km s}^{-1})$ tiene un error en la determinación de la distancia del 70 % para una incerteza en la velocidad de 2 km s^{-1} . En la Fig. 4.7 se muestran distintas curvas de rotación para $b = 0^\circ$ y diferentes valores de longitud galáctica. En la Tabla 4.3 se listan los valores de la velocidad (en km s^{-1}) para los diferentes valores de longitud y distancia.

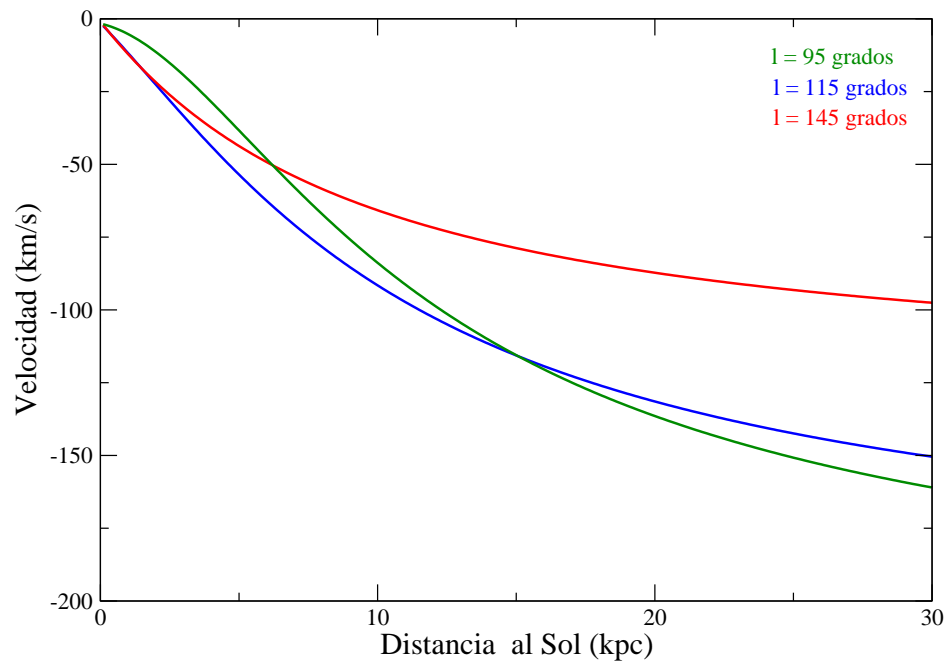


Figura 4.7: Curvas de rotación para diferentes longitudes galácticas, indicadas en el borde superior derecho de la figura.

4.10. Efectos de selección.

El criterio para identificar candidatas a supercáscaras inevitablemente introduce efectos de selección en el catálogo que deben ser tenidos en cuenta cuando se derivan las propiedades estadísticas de las supercáscaras. Como consecuencia del criterio de selección **c)**, algunas de las estructuras con diámetros superiores a los 200 pc y distancias al Sol superiores a 5,7 kpc no van a ser detectadas por el algoritmo (debido a las restricciones impuestas al mismo) si su tamaño angular es inferior a los 2° . En la Fig. 4.8 se esquematiza este efecto, donde la región está marcada como *zona no detectable* (marcada en líneas punteadas negras). De este modo más allá de los 5,7 kpc el catálogo no va a ser completo, debido a que va a haber una menor cantidad de estructuras con radios efectivos pequeños en comparación con las identificadas a distancias más cercanas. En dicha Figura, la recta trazada en línea negra representa el tamaño lineal de una estructura de 2° de tamaño angular, en función de sus distancias al Sol.

Por otra parte, las estructuras cercanas al Sol con grandes tamaños lineales, van a tener grandes tamaños angulares y no van a poder ser detectadas por el algoritmo debido a que son demasiado grandes en relación al tamaño de los cubos de datos sobre los que se corre el algoritmo automático de detección. Un ejemplo sería una estructura con un tamaño lineal de 1 kpc a una distancia de 1,1 kpc del Sol, ya que la misma va a tener un diámetro angular mayor a 50° , siendo éste el tamaño de los cubos de datos bajo análisis.

En las Figs. 4.9 y 4.10 se muestran las distribuciones de los radios efectivos de las estructuras encontradas en el rango de distancias de $0 < d \leq 5,7$ kpc (*panel superior*) y de $5,7 < d \leq 10$ kpc (*panel inferior*) para el 2^{do} y 3^{er} cuadrante galáctico, respectivamente. Es importante mencionar que para el cálculo de estas distribuciones sólo se han tenido en cuenta aquellas estructuras que tienen 3 y 4 cuadrantes llenos, o sea, aquellas que están completamente cerradas o que sólo tienen uno de los cuadrantes “vacíos” ($N = 3$ ó 4 , en la última columna de la Tabla 5.1). En ambas Figuras se observa que no hay estructuras con radios efectivos menores a los 100 pc, esto se debe al efecto de selección que exige que el diámetro lineal de las estructuras sea mayor a los 200 pc.

De la Fig. 4.9 se observa que no hay estructuras con radios efectivos mayores a los 500 pc para el rango de distancias $0 < d \leq 5,7$ kpc. Debido a los efectos de selección, de existir dichas supercáscaras, el algoritmo no las detectaría porque sus tamaños angulares serían de varias decenas de grados, comparable al tamaño de los cubos donde se realiza la búsqueda. Por ejemplo, la estructura que se encuentra en el bin centrado en 1350 pc (Fig. 4.9 *panel inferior*) se encuentra a una distancia de $\sim 8,6$ kpc. La misma tendría un diámetro angular

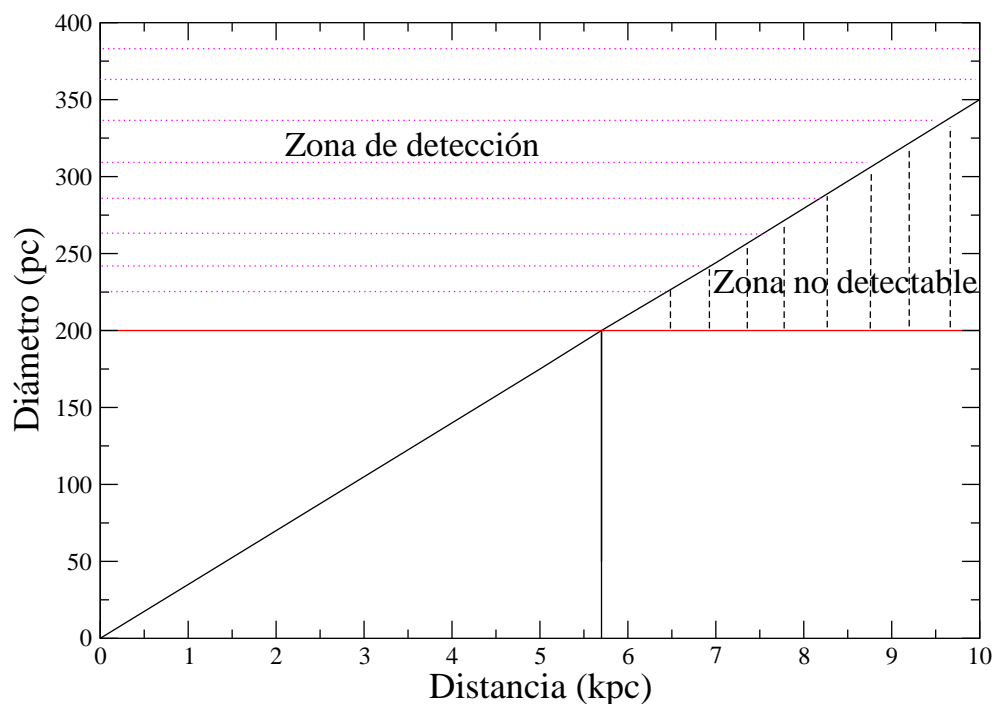


Figura 4.8: Esquema de la zona no detectable por efectos de selección.

superior a 40° si se encontrara a distancias inferiores a 3,7 kpc. En la Figura se muestra la zona para la cual una estructura de 25° de radio a una distancia mayor a 2 y 3 kpc del Sol caería en el histograma, dicha estructura por su gran tamaño angular no sería detectada por el algoritmo. El mismo efecto se muestra en la Figura 4.10, para una estructura de 25° de radio localizada a una distancia mayor a 1.3 kpc del Sol.

Si bien se tiene en cuenta este efecto en el próximo capítulo, donde se realiza un estudio estadístico de las estructuras, el mismo no es de gran importancia, ya que las estructuras con radios efectivos grandes detectadas a $d > 5,7$ kpc en el 2^{do} cuadrante galáctico sólo representan el 5% del total de las estructuras encontradas a esas distancias.

Es importante mencionar que, localmente, a distancias del Sol inferiores a 1 - 2 kpc, la velocidad baricentral de las estructuras es baja, lo que implica que el algoritmo tendría que detectar las estructuras en zonas donde la emisión galáctica de HI es muy intensa. Salvo que las paredes de las estructuras sean muy intensas respecto del medio, el algoritmo no las detectaría.

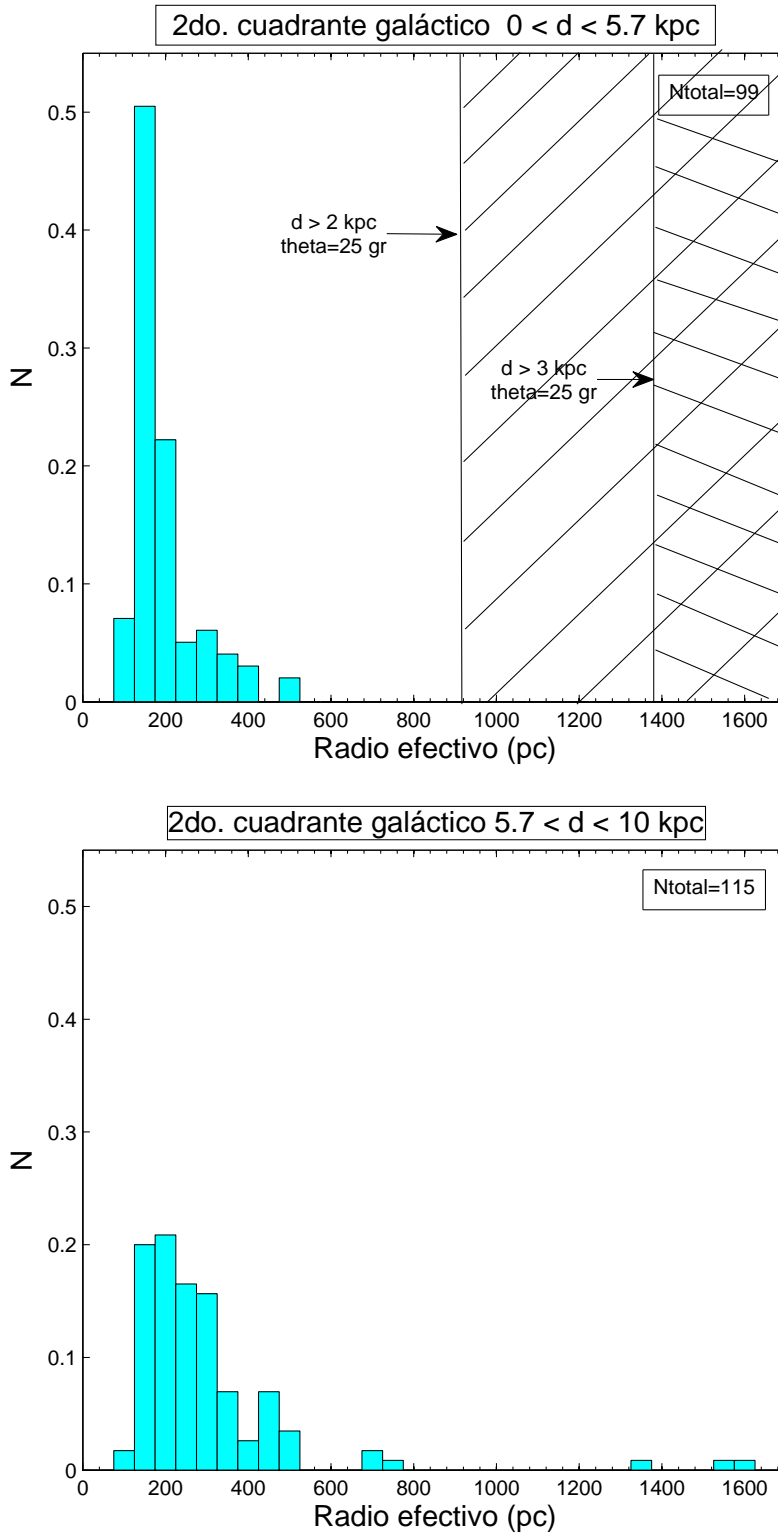


Figura 4.9: Distribuciones normalizadas de los radios efectivos en el 2^{do} cuadrante galáctico en el rango de distancias de $0 < d \leq 5,7$ kpc (*panel superior*) y de $5,7 < d \leq 10$ kpc (*panel inferior*). En las esquinas derechas superiores de cada panel se muestra el número total de estructuras candidatas a supercáscaras encontradas en ese rango de distancias que tienen 3 y 4 cuadrantes llenos.

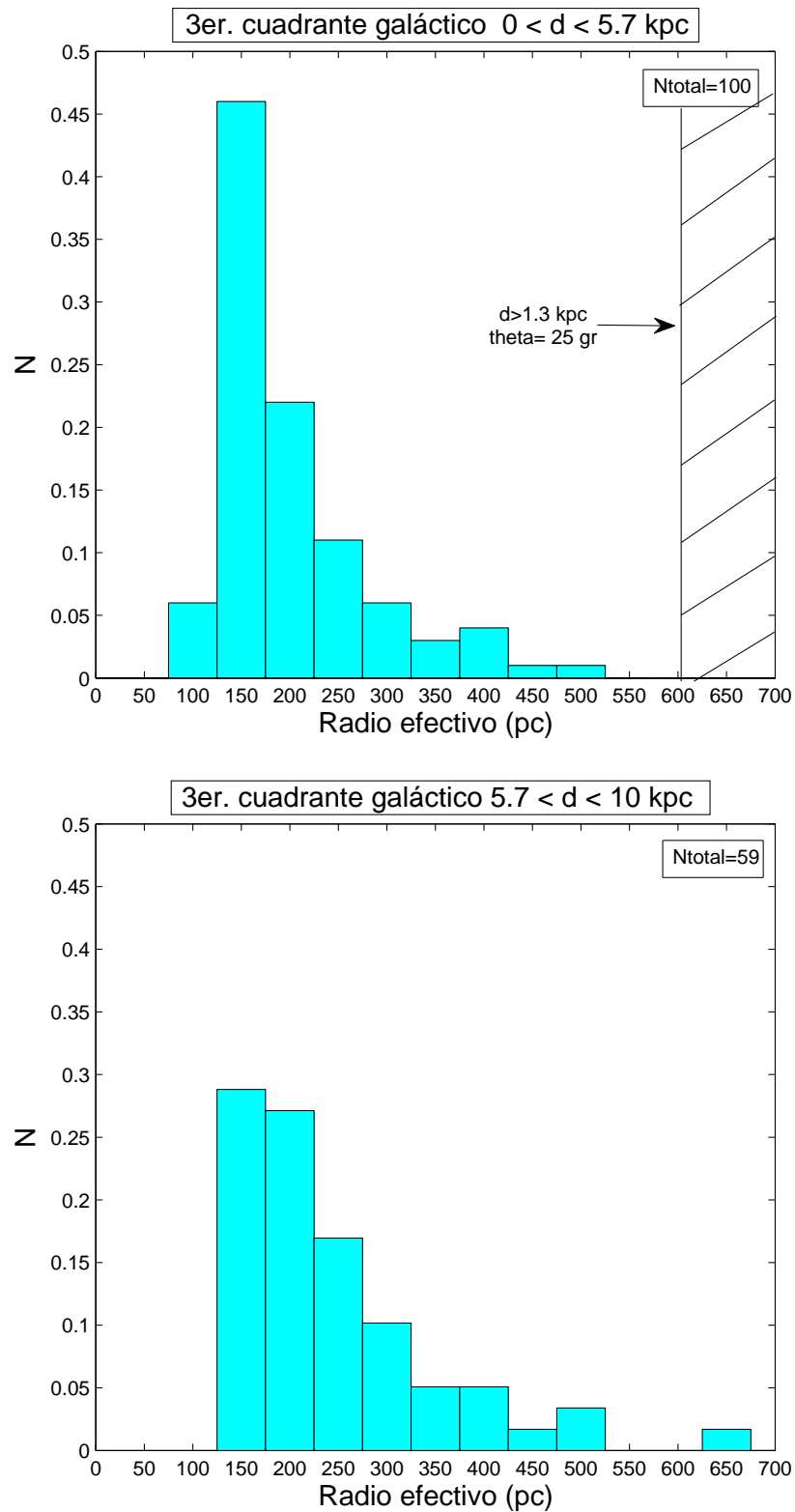


Figura 4.10: Distribuciones normalizadas de los radios efectivos en el 3^{er} cuadrante galáctico en el rango de distancias de $0 < d \leq 5,7$ kpc (*panel superior*) y de $5,7 < d \leq 10$ kpc (*panel inferior*). En las esquinas derechas superiores de cada panel se muestra el número total de estructuras candidatas a supercáscaras encontradas en ese rango de distancias que tienen 3 y 4 cuadrantes llenos.

Tabla 4.4: Estructuras detectadas candidatas a supercáscaras.

	Ntotal	N ($d \leq 5,7$ kpc) 3 y 4 cuadrantes llenos
2 ^{do} C.G.	353	99
3 ^{er} C.G.	222	100

4.11. Número de candidatas a supercáscaras detectadas.

Como se mencionó anteriormente, en el Capítulo 5 se listan todas las estructuras detectadas. Como se indicó en la Sección 4.9, las estimaciones de las distancias sólo son razonablemente confiables dentro de los 10 kpc de distancia al Sol. Por lo tanto, los parámetros que dependan de la distancia (como por ejemplo el radio efectivo) son también poco confiables para distancias al Sol superior a los 10 kpc .

En la Tabla 4.4 se lista el número total de estructuras detectadas para cada cuadrante galáctico y la cantidad de estructuras detectadas con tres y cuatro cuadrantes llenos para cada cuadrante galáctico. La diferencia en la cantidad de estructuras detectada en cada cuadrante galáctico podría deberse a la diferencia de densidad de brazos espirales presente en el segundo y tercer cuadrante galáctico.

Para los estudios estadísticos, sólo vamos a considerar la muestra de estructuras que sean completamente cerradas o que presenten sólo uno de los cuadrantes “vacíos” (para poder tener un buen ajuste de la elipse) y que se encuentren a una distancia $d \leq 5,7$ kpc, para asegurarnos que la muestra sea estadísticamente completa, teniendo en cuenta las consideraciones mencionadas en la Sección 4.10. Este subconjunto suma un total de 99 estructuras para el segundo cuadrante galáctico y de 100 para el tercero.

Capítulo 5

Estructuras candidatas a supercáscaras

Denominación	l_e (°)	b_e (°)	v_0 km s ⁻¹	d kpc	l_0 (°)	b_0 (°)	a (°)	b (°)	ϕ (°)	R_{ef} pc	Δv km s ⁻¹	N
GS 089-21-025*	88.9	-21.0	-24.7	4.3	91.1	-21.4	6.9	4.0	-1.5	394.0	11.3	3
GS 090+09-077	90.3	9.0	-77.3	9.9	90.6	10.3	3.5	1.9	87.1	449.2	21.6	4
GS 091-01-056	90.6	-0.8	-55.7	7.4	90.2	-1.3	1.6	1.3	-6.7	182.7	10.3	4
GS 091+06-115	90.7	5.8	-115.4	15.6	90.7	6.3	2.3	1.6	-36.1	521.5	9.3	3
GS 091-04-067*	91.0	-3.6	-67.0	8.4	91.9	-4.0	4.6	2.7	1.7	511.7	35.0	3
GS 091+05-078	91.0	4.5	-78.3	9.9	90.7	5.3	1.7	1.2	104.3	247.7	26.8	4
GS 091+00-069	91.0	-0.3	-69.1	8.7	91.3	-0.9	1.6	1.6	93.4	241.9	23.7	4
GS 091+03-090	91.3	3.2	-89.7	11.2	91.2	4.1	1.4	1.3	74.0	265.5	18.6	4
GS 091+08-035*	91.4	7.6	-35.0	5.2	91.1	7.3	3.6	3.3	-33.5	309.8	23.7	3
GS 092+06-070	91.6	5.6	-70.1	8.8	91.7	6.8	2.6	1.7	-22.5	321.6	25.8	4
GS 092+03-113	91.7	3.0	-113.4	14.9	91.7	2.3	1.9	1.5	101.3	440.3	17.5	3
GS 092+00-062	92.2	-0.2	-61.8	7.8	91.8	-0.4	2.6	1.5	0.5	265.0	12.4	4
GS 093-06-034	92.5	-6.0	-34.0	4.9	92.2	-5.9	2.6	1.6	-31.1	175.5	32.0	4
GS 093+03-037	92.6	3.0	-37.1	5.1	92.7	3.2	1.9	1.3	130.3	139.8	18.6	4
GS 093+11-034*	92.6	11.1	-34.0	4.9	92.7	11.3	2.2	1.3	26.8	142.2	19.6	3
GS 093+03-031	92.7	2.9	-30.9	4.5	92.4	2.8	1.9	1.3	-24.5	124.2	18.6	4
GS 093-14-021*	93.0	-14.3	-20.6	3.5	92.2	-13.7	5.5	5.0	-18.9	318.8	22.7	3
GS 093+09-015*	93.2	8.9	-15.5	2.7	93.7	10.3	3.7	3.0	-14.7	155.3	15.5	3
GS 094+03-110	93.6	3.3	-110.3	14.1	93.8	2.8	3.2	2.5	-12.1	697.9	23.4	4
GS 094+05-104	93.6	4.7	-104.1	13.1	93.7	4.9	1.5	1.0	48.4	287.3	10.3	4
GS 094+03-120	93.7	3.4	-119.6	16.1	92.4	3.4	3.9	2.4	12.1	851.6	16.5	2
GS 094+13-023	93.8	13.4	-22.7	3.7	92.7	14.9	4.3	3.6	3.7	251.8	13.4	1
GS 094+08-043*	94.3	7.6	-43.3	5.8	92.7	7.8	5.9	3.3	-18.3	445.6	15.5	3
GS 095+09-023	94.5	8.9	-22.7	3.4	95.1	11.0	3.8	3.4	29.0	209.0	14.4	4
GS 095+07-032	94.7	6.6	-32.0	4.4	94.7	8.1	2.6	2.1	89.1	176.2	21.9	1
GS 095+02-062	94.9	2.5	-61.8	7.4	95.1	2.8	1.2	0.9	131.4	133.3	10.3	4
GS 095+02-078	95.1	2.2	-78.3	9.2	95.6	0.8	1.8	1.5	78.0	262.3	13.4	4
GS 095+03-099	95.2	3.0	-98.9	12.1	95.2	2.8	1.5	0.7	-9.4	218.6	18.6	4
GS 096+16-025	95.7	15.9	-24.7	3.9	93.3	18.7	6.4	4.5	-8.5	368.0	25.8	4
GS 097+00-043	96.7	0.4	-43.3	5.2	97.2	0.9	1.7	1.2	-8.7	126.9	16.5	4
GS 097+00-028	96.9	0.4	-27.8	3.6	97.2	0.8	2.3	1.5	132.3	116.2	21.6	3
GS 097+00-070	97.5	0.1	-70.1	8.0	97.3	-0.5	1.4	1.2	101.6	181.4	14.4	4
GS 098+24-032	97.5	24.1	-32.0	4.3	97.9	23.6	2.2	1.8	27.8	148.1	27.8	3
GS 098+01-048*	97.6	0.7	-48.4	5.7	97.3	0.8	2.3	1.3	-4.1	171.0	11.3	3
GS 098-25-018*	97.9	-25.4	-17.5	2.6	98.6	-24.8	3.8	3.0	68.6	152.3	21.6	3
GS 098-01-046*	98.0	-1.0	-46.4	5.4	97.9	-1.2	1.8	0.8	-2.9	110.9	13.4	3
GS 098+03-115	98.3	3.0	-115.4	14.6	98.6	3.0	2.7	2.0	-25.9	597.6	27.8	4
GS 098+06-128	98.4	5.7	-127.8	17.5	97.1	5.5	3.1	2.4	56.3	823.2	13.4	4

Denominación	l_e ($^{\circ}$)	b_e ($^{\circ}$)	v_0 km s^{-1}	d kpc	l_0 ($^{\circ}$)	b_0 ($^{\circ}$)	a ($^{\circ}$)	b ($^{\circ}$)	ϕ ($^{\circ}$)	R_{ef} pc	Δv km s^{-1}	N
GS 098-01-038	98.5	-1.2	-38.1	4.5	99.2	-0.8	2.3	1.5	-8.7	143.5	14.4	2
GS 099+02-070	98.6	1.9	-70.1	7.9	98.7	1.8	1.2	1.0	-1.1	148.8	11.3	4
GS 099-15-031	98.7	-15.5	-30.9	4.0	98.1	-14.4	3.2	2.6	92.1	200.2	14.4	2
GS 099+05-080	98.9	4.9	-80.4	9.1	99.0	6.3	1.9	1.8	44.6	294.5	13.4	4
GS 099-09-030*	99.0	-9.3	-29.9	3.7	98.9	-10.2	2.8	2.4	92.9	167.1	21.6	3
GS 099+03-093	99.1	2.8	-92.8	10.7	99.2	2.3	1.2	1.0	-29.5	197.9	11.3	4
GS 099+02-060	99.4	2.3	-59.8	6.7	99.2	2.6	1.4	1.0	-11.8	138.0	10.3	4
GS 099-02-055	99.5	-2.5	-54.6	6.1	99.6	-3.2	2.0	1.2	7.2	163.7	37.1	4
GS 099-41-012	99.5	-40.7	-12.4	2.1	99.3	-36.4	10.3	6.7	114.4	298.8	11.3	1
GS 100+37-057	99.5	37.4	-56.7	7.9	99.1	37.3	2.6	1.8	-18.8	297.2	7.2	3
GS 100+00-077	99.9	0.1	-77.3	8.6	100.4	-0.2	3.6	2.7	-21.3	464.2	20.6	4
GS 100+29-042*	99.9	28.8	-42.3	5.5	99.9	29.7	1.8	1.5	95.6	156.7	27.8	3
GS 100+05-101	99.9	5.0	-101.0	12.0	99.8	5.6	1.7	0.9	0.6	252.6	15.5	3
GS 100+09-040*	100.0	9.4	-40.2	4.7	99.9	9.5	4.3	2.9	17.5	287.9	14.4	3
GS 100+03-099	100.1	3.2	-98.9	11.6	100.2	3.1	1.2	0.9	7.0	208.2	13.4	4
GS 100+35-030	100.2	34.9	-29.9	4.2	100.4	35.2	2.7	1.7	-42.9	155.3	15.5	4
GS 100-03-105	100.2	-2.7	-105.1	12.7	99.4	-4.7	3.6	2.9	-22.8	712.2	21.7	1
GS 100-06-019	100.3	-5.9	-18.6	2.5	98.7	-6.7	6.0	4.3	-5.8	223.2	9.3	4
GS 101+26-042*	100.6	26.2	-42.3	5.3	100.6	26.8	2.1	1.7	114.3	170.9	26.8	3
GS 101-02-037	100.8	-1.9	-37.1	4.2	101.3	-2.3	2.4	1.8	1.4	151.9	18.6	4
GS 101+00-066	100.9	-0.2	-66.0	7.2	100.7	-1.7	2.6	1.7	-7.1	269.1	7.2	2
GS 101+29-026	101.0	29.3	-25.8	3.3	102.7	29.5	5.8	4.5	4.2	293.3	34.0	4
GS 101-13-056*	101.3	-12.8	-55.7	6.2	101.9	-14.7	5.8	3.3	25.5	469.2	36.1	3
GS 101-02-043*	101.3	-1.7	-43.3	4.8	101.4	-1.9	2.0	1.4	106.7	136.3	18.6	3
GS 102+01-065	101.5	1.4	-64.9	7.0	101.6	0.8	1.2	1.1	124.4	139.3	18.6	4
GS 102+33-053	101.6	33.0	-52.6	6.7	101.2	32.6	3.7	2.5	47.8	359.3	14.4	4
GS 102-27-042	101.6	-27.0	-42.3	5.3	100.2	-27.7	5.5	4.9	113.7	482.5	20.6	4
GS 102+04-060	101.7	3.9	-59.8	6.5	101.1	4.2	1.7	1.5	-21.1	177.9	12.4	4
GS 102-08-054	101.8	-7.9	-53.6	5.9	101.5	-10.0	3.4	2.5	51.5	295.6	36.1	4
GS 102-01-058	101.9	-1.4	-57.7	6.2	101.6	-1.8	1.6	1.4	-15.2	159.3	14.4	4
GS 102+03-111	102.0	3.0	-111.3	13.6	102.2	3.1	2.2	1.6	45.3	445.8	26.8	4
GS 102+00-085*	102.2	-0.2	-84.5	9.2	103.2	-2.0	6.7	3.1	-4.1	731.5	10.3	3
GS 103-05-044	102.6	-4.8	-44.3	4.8	102.2	-5.1	3.3	1.7	9.7	198.4	22.7	2
GS 103+37-056	102.7	37.2	-55.7	7.5	102.7	37.5	1.6	1.4	-12.0	196.4	21.7	4
GS 103+06-112	102.7	6.1	-112.3	13.8	103.0	6.6	1.8	1.4	125.4	386.0	20.6	2
GS 103+03-113	102.7	2.6	-113.4	13.9	102.1	0.8	3.0	2.3	11.0	627.2	7.2	3
GS 103+03-111	102.8	2.6	-111.3	13.5	104.0	1.5	2.9	2.2	1.6	589.1	13.4	4
GS 103+06-074	102.8	5.9	-74.2	8.1	102.1	6.8	2.6	1.7	-4.0	296.1	20.6	4
GS 103+07-018*	102.9	7.1	-17.5	2.0	103.3	10.8	6.9	3.9	-7.9	184.9	20.6	3
GS 103+08-129	103.4	8.2	-128.8	17.9	102.6	8.8	4.9	2.4	1.7	1061.9	18.6	3
GS 104+06-092*	103.5	6.1	-91.7	10.3	103.4	7.3	3.3	2.4	58.9	507.5	27.8	3
GS 104-24-023	104.0	-24.3	-22.7	2.8	103.8	-25.2	3.3	2.0	-38.0	123.9	11.3	4
GS 104+03-038	104.2	2.9	-38.1	4.0	104.1	3.6	3.0	1.6	-17.9	151.6	15.5	4
GS 104-20-035*	104.2	-19.9	-35.0	3.8	105.9	-20.3	4.2	2.6	31.9	219.3	28.9	3
GS 104+04-081	104.2	4.5	-81.4	8.8	104.2	4.5	1.4	0.9	115.6	166.7	10.3	4
GS 104+03-069	104.2	3.2	-69.1	7.3	104.1	3.8	1.3	0.8	133.6	132.5	10.3	4
GS 104+30-056	104.3	30.3	-55.7	6.7	103.0	28.9	6.3	3.1	86.9	518.1	23.7	2
GS 104+01-070	104.3	1.1	-70.1	7.4	104.2	1.2	1.3	0.8	-6.3	131.6	15.5	4
GS 105+24-046	104.7	24.2	-46.4	5.1	106.3	23.8	5.2	2.3	130.1	307.7	12.4	4
GS 105-03-061	104.9	-2.7	-60.8	6.3	105.1	-5.2	3.3	2.7	87.1	327.1	16.5	3
GS 105+09-021	105.3	8.9	-20.6	2.2	105.4	7.7	3.9	3.2	-1.5	135.9	27.8	3
GS 105-12-040	105.5	-12.5	-40.2	4.2	105.6	-13.3	2.8	2.0	108.3	173.1	28.9	4
GS 106-12-026	105.6	-12.3	-25.8	2.8	105.6	-15.4	6.5	5.1	68.3	281.9	22.7	1
GS 106-04-086	105.6	-4.3	-85.5	9.2	105.7	-4.5	1.4	1.3	119.4	212.0	25.8	4
GS 106+07-067	106.0	6.6	-67.0	7.0	106.1	8.5	2.9	1.8	69.3	278.4	21.6	1
GS 106-10-043*	106.4	-9.8	-43.3	4.4	106.4	-10.1	2.6	1.6	-32.8	154.8	23.7	3
GS 107+13-040	106.7	12.7	-40.2	4.1	107.5	13.2	2.9	2.2	111.9	179.2	32.0	4
GS 107+07-119	106.7	7.5	-118.5	15.2	106.2	7.3	2.8	2.3	-24.0	673.7	21.6	3
GS 107+09-128	106.8	8.9	-127.8	17.9	106.8	10.3	2.7	2.1	-4.2	751.6	9.3	3
GS 107+02-069	106.9	2.1	-69.1	7.0	107.2	1.8	1.3	0.9	-21.0	133.2	13.4	4
GS 107+20-030	106.9	20.3	-29.9	3.2	107.4	20.3	3.2	1.9	-34.7	134.8	14.4	4
GS 107+03-105	107.0	2.8	-105.1	12.3	106.6	2.5	1.8	0.8	6.4	255.0	13.4	2
GS 107+07-107	107.2	6.6	-107.2	12.8	107.1	6.7	1.6	0.9	-11.4	271.1	12.4	3

Denominación	l_e ($^{\circ}$)	b_e ($^{\circ}$)	v_0 km s^{-1}	d kpc	l_0 ($^{\circ}$)	b_0 ($^{\circ}$)	a ($^{\circ}$)	b ($^{\circ}$)	ϕ ($^{\circ}$)	R_{ef} pc	Δv km s^{-1}	N
GS 107+04-052*	107.4	4.0	-51.5	5.2	106.7	5.3	2.5	2.1	53.1	207.7	11.3	3
GS 108+00-075*	107.5	0.5	-75.2	7.8	107.7	0.1	1.6	1.4	18.4	203.9	18.6	3
GS 108-28-043	107.7	-28.3	-43.3	4.9	107.4	-28.1	3.6	1.9	109.7	219.9	29.1	2
GS 108+24-029	107.7	23.5	-28.9	3.1	108.7	23.3	2.7	2.2	18.8	130.6	16.5	3
GS 108-03-022	107.9	-3.3	-21.6	2.2	107.1	-4.8	4.3	3.7	78.0	153.7	27.8	4
GS 108+04-057	108.2	3.8	-56.7	5.6	108.3	4.6	2.2	1.7	-15.5	192.3	7.2	4
GS 108+03-088	108.4	3.3	-87.6	9.4	108.5	3.3	1.3	0.9	4.4	178.8	13.4	4
GS 109+03-048	108.8	2.7	-48.4	4.7	108.6	3.8	2.4	2.2	-43.2	186.9	15.5	2
GS 109-08-065	108.9	-7.9	-64.9	6.5	109.7	-8.4	2.8	1.8	-24.5	258.3	17.5	4
GS 109+06-032	109.3	5.7	-32.0	3.1	108.5	6.5	3.0	2.1	17.1	137.4	20.6	3
GS 109+16-033*	109.4	16.4	-33.0	3.3	109.2	16.9	3.9	2.4	132.5	179.2	42.5	3
GS 110+03-133	109.5	2.7	-132.9	19.1	108.9	3.1	2.4	1.4	-1.8	618.8	13.5	4
GS 110-04-067	109.6	-4.5	-67.0	6.7	109.7	-5.3	2.3	1.9	-8.9	241.7	32.0	3
GS 110+02-043	109.7	1.9	-43.3	4.2	109.3	2.4	2.2	2.0	58.4	151.6	14.4	4
GS 110+06-068	109.8	6.1	-68.0	6.8	109.7	7.2	1.9	1.8	15.8	219.5	20.6	4
GS 110+05-114	110.0	5.4	-114.4	14.3	110.1	5.7	1.7	1.1	0.1	348.8	14.4	3
GS 110+00-069	110.3	-0.2	-69.1	6.9	110.7	-0.7	1.4	1.0	15.0	142.8	10.3	4
GS 110+02-117	110.3	2.2	-117.5	14.9	110.0	0.8	4.5	2.7	19.6	894.1	20.6	3
GS 110+04-061	110.4	3.6	-60.8	6.0	110.2	3.6	1.3	1.2	-26.6	130.0	10.3	4
GS 111+03-080	110.5	3.3	-80.4	8.3	110.8	3.3	1.1	0.5	-11.3	111.5	9.3	3
GS 111+33-081	110.7	33.2	-81.4	10.8	110.9	32.9	1.9	0.8	-6.1	234.2	19.6	3
GS 111+17-029	110.8	16.9	-28.9	2.8	111.2	19.0	4.5	3.7	-10.3	201.6	18.6	4
GS 111+08-075*	111.0	7.6	-75.2	7.7	111.2	8.8	2.0	1.8	91.7	253.2	11.3	3
GS 111-03-083	111.0	-3.4	-83.5	8.7	111.9	-4.2	2.6	1.9	3.4	340.2	33.0	4
GS 111+04-109	111.0	3.8	-109.2	13.1	110.9	3.7	1.4	1.1	-0.9	279.6	9.3	3
GS 111+01-078	111.1	0.8	-78.3	8.0	111.2	0.9	1.1	1.0	53.0	149.8	23.7	4
GS 111+08-041	111.3	7.6	-41.2	3.9	110.9	8.8	2.4	1.7	129.8	137.1	42.3	4
GS 111-02-107	111.4	-2.0	-107.2	12.7	112.1	-2.7	1.9	1.4	61.6	367.0	16.5	4
GS 112+01-102	111.6	1.3	-102.0	11.7	111.9	1.5	1.8	1.5	-2.7	337.9	15.5	4
GS 112+02-092	111.6	2.5	-91.7	9.9	111.9	2.8	1.7	0.7	-1.0	192.0	9.3	4
GS 112-09-055	111.7	-9.3	-54.6	5.3	110.9	-10.8	2.9	1.6	66.5	199.9	25.8	2
GS 112+20-035*	111.8	20.3	-35.0	3.4	115.2	21.2	7.8	6.2	135.0	407.8	15.5	3
GS 112+08-130	112.3	8.4	-129.9	19.3	112.9	9.0	2.2	1.3	-29.7	574.9	12.4	3
GS 113+05-076	112.5	5.4	-76.3	7.8	113.0	6.7	2.0	1.5	69.7	232.2	17.5	2
GS 113+05-063	112.5	5.2	-62.9	6.1	112.7	5.9	2.0	1.6	130.0	192.9	18.6	3
GS 113+09-077*	112.7	8.8	-77.3	7.9	113.2	9.0	2.2	1.4	8.8	245.0	34.0	3
GS 113-14-042	112.7	-13.6	-42.3	4.0	113.2	-14.9	6.7	3.6	-33.1	343.2	15.5	4
GS 113-03-114	112.8	-2.5	-114.4	14.3	111.7	-3.2	3.1	2.5	6.7	682.9	19.6	4
GS 113+01-086*	113.0	0.9	-85.5	9.0	113.4	0.3	1.9	1.5	-1.8	266.3	12.4	3
GS 113+05-057	113.1	4.8	-56.7	5.4	113.8	4.9	1.8	1.6	6.1	158.9	22.7	2
GS 113-02-107	113.2	-2.2	-107.2	12.8	113.8	-2.2	2.7	2.0	77.4	523.6	17.5	3
GS 113+05-126	113.2	4.7	-125.7	17.6	113.6	3.9	2.7	2.0	-0.7	707.6	21.6	2
GS 113-01-075	113.2	-0.8	-75.2	7.5	113.2	-0.8	2.1	1.7	2.4	245.8	12.4	4
GS 113+02-053	113.3	2.4	-52.6	4.9	113.4	2.5	1.9	1.5	57.9	144.4	19.6	4
GS 113+06-122	113.4	5.6	-121.6	16.5	113.7	6.0	2.7	1.7	130.5	619.2	15.5	4
GS 113+18-023	113.4	18.3	-22.7	2.1	113.8	18.3	4.2	3.6	66.1	143.5	18.6	3
GS 114-09-029	113.6	-9.0	-28.9	2.6	113.2	-10.2	3.2	2.4	-43.8	127.7	10.3	4
GS 114-05-062	113.7	-5.2	-61.8	6.0	112.7	-5.5	2.1	2.0	-34.6	214.6	14.4	4
GS 114+00-044*	113.8	0.3	-44.3	4.1	113.6	0.5	2.2	1.6	-26.0	133.2	12.4	3
GS 114-03-054	113.9	-2.9	-53.6	5.0	113.7	-3.2	2.0	1.4	-22.2	146.1	11.3	4
GS 114-01-099	114.0	-0.9	-98.9	11.2	114.1	-2.8	2.7	2.1	73.8	469.1	13.4	3
GS 114+02-112	114.3	1.8	-112.3	14.0	114.7	2.4	1.9	1.5	128.1	420.9	9.3	3
GS 114+36-075	114.5	35.8	-75.2	10.1	114.7	35.6	2.7	1.4	-4.3	346.6	15.5	4
GS 115+04-048*	114.7	4.0	-48.4	4.5	114.4	5.7	3.0	2.6	25.5	214.9	12.4	3
GS 115-05-054	114.7	-4.9	-53.6	5.0	115.4	-5.0	2.1	1.4	-7.4	145.4	14.4	4
GS 115+08-127	114.8	8.5	-126.8	19.0	116.2	8.6	2.8	1.7	4.4	731.7	25.8	4
GS 115+13-036	114.8	13.3	-36.1	3.4	113.9	14.8	3.1	2.2	37.4	155.6	27.8	4
GS 115-01-059	114.9	-0.7	-58.7	5.5	114.7	-1.3	1.5	1.2	49.9	127.0	15.5	3
GS 115-03-045	115.3	-3.3	-45.4	4.1	115.7	-2.8	2.9	2.0	9.8	174.2	15.5	2
GS 115+26-064	115.4	26.1	-63.9	7.3	114.2	29.4	13.4	10.8	58.9	1545.2	38.1	4
GS 116-09-062*	115.9	-9.4	-61.8	6.0	115.9	-10.2	2.1	1.6	-19.8	190.0	24.7	3
GS 116-07-068	116.0	-7.2	-68.0	6.6	115.7	-7.2	1.3	1.2	31.5	145.4	25.8	4
GS 116+04-089	116.0	3.6	-88.6	9.5	116.2	3.8	1.6	1.0	21.8	210.8	8.2	3

Denominación	l_e ($^{\circ}$)	b_e ($^{\circ}$)	v_0 km s^{-1}	d kpc	l_0 ($^{\circ}$)	b_0 ($^{\circ}$)	a ($^{\circ}$)	b ($^{\circ}$)	ϕ ($^{\circ}$)	R_{ef} pc	Δv km s^{-1}	N
GS 116+01-103	116.1	1.3	-103.1	12.1	116.2	1.2	1.7	1.3	-42.4	306.1	12.4	4
GS 116+03-081	116.3	3.1	-81.4	8.4	116.7	2.9	2.1	1.2	19.3	228.2	16.5	4
GS 116+06-059*	116.4	5.5	-58.7	5.5	116.6	6.7	2.4	1.9	126.9	207.1	13.4	3
GS 116+02-061*	116.5	1.5	-60.8	5.7	116.7	1.2	1.5	1.1	18.2	124.2	9.3	3
GS 116-06-042*	116.5	-6.1	-42.3	3.8	116.9	-6.5	2.2	2.1	-37.3	142.2	16.5	3
GS 117+07-085	116.9	7.2	-84.5	9.0	116.9	9.3	3.4	3.1	-16.8	504.8	16.5	2
GS 117+08-076*	117.0	7.8	-76.3	7.8	118.7	8.8	3.1	2.1	-0.6	346.5	19.6	3
GS 117-02-071	117.1	-2.0	-71.1	7.0	116.9	-2.2	2.3	1.6	4.5	232.3	25.8	4
GS 117+06-119	117.3	5.7	-118.5	16.2	117.0	5.8	1.7	1.5	18.8	452.1	16.5	2
GS 117-02-121	117.4	-1.7	-120.6	16.6	116.9	-3.0	3.6	2.4	15.0	854.4	23.7	4
GS 118+11-061	117.7	10.9	-60.8	5.8	117.3	11.5	4.2	2.9	-4.7	351.6	38.1	4
GS 118+05-069	117.7	4.5	-69.1	6.7	118.0	4.8	1.4	0.8	-23.2	125.2	11.3	4
GS 118+02-076	117.9	2.1	-76.3	7.7	117.8	2.2	1.4	1.2	-34.4	169.6	12.4	4
GS 118+01-044	117.9	1.2	-44.3	3.9	117.9	1.1	2.5	1.9	-17.7	148.9	16.5	4
GS 118+02-115	118.0	2.5	-115.4	15.4	118.2	2.6	2.2	1.8	-35.7	524.8	10.3	4
GS 118+06-096	118.0	6.5	-95.8	11.0	118.2	7.4	2.2	1.6	-30.2	358.7	12.4	4
GS 118+00-113	118.2	0.4	-113.4	14.7	117.4	-1.4	4.2	4.1	23.7	1062.7	23.7	1
GS 118+06-112	118.4	5.6	-112.3	14.8	119.1	5.3	2.8	1.8	40.2	586.7	20.6	1
GS 119-04-058	118.5	-3.7	-57.7	5.4	118.7	-4.9	2.3	2.0	-0.5	196.5	19.6	4
GS 120+04-085	119.6	4.3	-84.5	9.0	119.8	4.6	2.0	1.9	124.8	306.7	27.8	4
GS 120+06-105	119.6	5.6	-105.1	13.0	119.4	5.6	1.5	1.4	-0.4	337.3	11.3	4
GS 120-05-073	119.7	-4.8	-73.2	7.3	118.7	-5.3	4.8	2.8	0.7	465.1	7.2	4
GS 120-17-043*	119.8	-16.7	-43.3	4.0	118.7	-17.1	6.0	4.3	77.2	355.5	29.9	3
GS 120+16-067*	120.0	16.2	-67.0	6.8	119.6	16.3	3.6	2.2	-13.3	334.5	22.7	3
GS 120+08-028	120.1	8.4	-27.8	2.3	121.7	9.3	4.1	3.4	6.2	150.0	27.8	3
GS 120+05-060	120.2	5.0	-59.8	5.6	120.2	6.0	2.6	1.5	-33.3	195.1	16.5	2
GS 120+03-095	120.4	2.7	-94.8	10.9	120.7	3.3	3.2	2.3	5.1	519.4	16.5	3
GS 120+02-059*	120.5	2.4	-58.7	5.4	120.2	2.4	1.5	1.1	12.8	124.6	10.3	3
GS 121+04-090	120.9	3.7	-89.7	9.9	121.1	4.2	2.2	1.9	15.9	355.2	25.8	4
GS 121+00-076	120.9	-0.1	-76.3	7.7	120.7	-1.1	2.7	2.1	-10.6	322.3	19.6	4
GS 121-05-037	121.0	-5.0	-37.1	3.2	121.5	-5.8	3.8	2.6	76.5	175.0	14.4	4
GS 121+24-023*	121.2	23.7	-22.7	2.0	120.8	23.5	5.4	3.9	111.2	161.5	20.6	3
GS 121+02-119	121.2	1.5	-118.5	17.2	121.5	1.8	1.9	1.7	93.6	530.5	13.4	4
GS 122+14-060	121.6	13.9	-59.8	5.8	121.5	14.1	1.7	1.7	14.7	171.0	25.8	4
GS 122+02-077	121.7	1.8	-77.3	7.9	121.3	1.4	2.1	1.1	8.6	211.7	15.5	4
GS 122-02-077	121.8	-2.3	-77.3	7.9	120.4	-4.2	7.0	3.7	-0.3	704.1	16.5	4
GS 122-05-064	122.0	-4.8	-63.9	6.1	122.7	-5.2	5.4	4.5	9.5	531.7	13.4	2
GS 122+09-042	122.1	8.8	-42.3	3.7	122.1	8.8	4.5	4.1	16.0	277.1	12.4	4
GS 122+06-077	122.2	5.8	-77.3	8.0	122.5	5.6	1.6	1.2	30.6	194.7	6.2	4
GS 123+12-076	122.9	12.4	-76.3	8.1	122.6	12.7	3.0	2.6	45.4	392.3	15.5	4
GS 123+06-109	123.0	5.5	-109.2	14.6	122.0	6.7	3.2	2.6	7.3	740.8	10.3	4
GS 123+01-060*	123.0	0.8	-59.8	5.6	122.9	-0.2	1.6	1.5	-40.6	148.1	12.4	3
GS 124+14-026	123.9	14.1	-25.8	2.2	124.7	16.8	5.1	2.7	9.0	139.9	11.3	4
GS 124-09-043	124.2	-9.3	-43.3	3.8	124.0	-10.2	2.9	2.6	21.2	181.2	39.2	4
GS 124+09-064	124.5	8.6	-63.9	6.3	124.9	9.3	2.6	1.9	5.6	241.9	32.0	4
GS 125-09-041	124.6	-9.2	-41.2	3.6	125.2	-10.2	3.0	2.6	-33.6	175.3	30.1	4
GS 125+11-063	124.9	10.9	-62.9	6.2	125.2	13.0	4.6	2.7	82.9	386.5	35.0	1
GS 125-04-072	125.2	-4.2	-72.1	7.3	124.8	-4.4	1.7	1.4	118.7	193.3	26.8	3
GS 125+04-076	125.3	3.9	-76.3	8.0	125.7	4.4	2.2	1.8	31.5	278.2	22.7	4
GS 126+17-110	125.5	16.6	-110.3	17.4	125.3	16.4	1.3	0.9	80.9	322.7	18.6	2
GS 126+01-061	126.0	1.4	-60.8	5.8	126.5	1.3	1.6	1.2	26.6	140.3	7.2	3
GS 126+05-123	126.3	4.9	-122.6	21.6	126.5	4.7	2.4	1.9	58.5	816.7	15.5	3
GS 126+00-112	126.3	-0.3	-112.3	17.0	126.7	-0.2	2.0	1.9	6.4	569.5	9.3	3
GS 127+09-079	126.5	8.9	-79.4	8.8	127.2	8.8	3.9	2.6	-15.1	484.4	8.3	4
GS 127+05-040	126.6	5.1	-40.2	3.4	126.7	5.9	2.3	2.1	121.1	131.0	24.7	4
GS 127+05-094	126.9	5.3	-93.8	11.7	126.9	6.0	2.1	1.4	-15.5	350.9	10.3	4
GS 127-05-066*	126.9	-4.7	-66.0	6.6	127.2	-5.1	1.8	1.5	-1.8	186.1	11.3	3
GS 127+14-077	127.2	13.8	-77.3	8.7	126.8	14.2	3.1	2.5	103.2	416.2	17.5	2
GS 127-02-069	127.4	-1.6	-69.1	7.0	127.7	-2.4	2.5	1.9	27.0	268.6	13.4	3
GS 127-02-100	127.4	-2.0	-100.0	13.2	127.2	-2.2	1.5	1.1	7.0	287.4	10.3	4
GS 127-01-082	127.5	-1.0	-82.5	9.3	127.9	-1.7	3.5	2.7	-5.6	502.0	18.6	3
GS 128+04-099	127.6	3.6	-98.9	13.0	127.1	4.5	1.5	1.4	-7.9	320.1	9.3	4
GS 128+06-111	127.8	5.7	-111.3	17.5	128.2	5.0	1.9	1.5	15.2	514.5	9.2	4

Denominación	l_e ($^{\circ}$)	b_e ($^{\circ}$)	v_0 km s^{-1}	d kpc	l_0 ($^{\circ}$)	b_0 ($^{\circ}$)	a ($^{\circ}$)	b ($^{\circ}$)	ϕ ($^{\circ}$)	R_{ef} pc	Δv km s^{-1}	N
GS 128+03-081	127.8	3.0	-81.4	9.1	127.8	3.4	1.6	1.3	-13.9	228.2	17.5	4
GS 128+01-103	128.4	0.6	-103.1	14.4	128.1	0.9	3.2	2.0	10.4	634.6	9.3	3
GS 128-07-066*	128.4	-6.5	-66.0	6.7	128.7	-6.8	1.7	1.0	47.8	150.5	15.5	3
GS 129+09-069	128.5	9.1	-69.1	7.2	128.8	9.1	2.5	2.1	-5.6	290.3	12.4	4
GS 129+02-048	128.6	2.4	-48.4	4.4	128.7	3.6	2.0	1.3	41.2	120.8	9.3	2
GS 129+05-061	128.6	5.1	-60.8	6.0	129.7	6.5	4.0	2.3	-10.7	320.1	18.6	4
GS 129-01-114	128.7	-0.9	-114.4	19.6	129.7	-1.7	2.5	1.9	24.7	730.5	12.4	4
GS 129+06-055	128.7	6.1	-54.6	5.2	129.3	6.5	2.8	1.3	-21.0	172.8	14.4	2
GS 129+06-079	128.9	6.0	-79.4	9.1	129.6	6.5	1.7	1.5	-23.4	250.0	17.5	1
GS 129+06-086	129.0	5.8	-85.5	10.3	129.1	6.8	3.0	1.6	4.5	396.2	17.7	4
GS 129+01-108	129.3	0.9	-108.2	16.7	129.3	1.3	2.0	1.4	27.3	480.5	9.3	4
GS 130+00-101	129.6	0.3	-101.0	14.5	130.2	0.3	2.9	2.0	27.6	605.4	7.2	3
GS 130+00-068*	129.7	-0.1	-68.0	7.0	129.5	-0.7	1.5	0.9	-28.2	140.9	6.2	3
GS 130+04-088	129.8	3.5	-87.6	10.8	129.7	4.3	1.5	1.5	-22.6	276.1	9.3	4
GS 130-17-048	130.4	-17.3	-48.4	5.0	133.2	-21.2	7.2	4.9	43.4	516.1	16.5	4
GS 130-04-096	130.5	-4.1	-95.8	13.2	130.7	-4.6	2.0	1.0	25.1	319.3	17.5	3
GS 131+03-056	130.6	3.3	-55.7	5.3	130.2	3.7	2.8	2.2	-37.9	228.3	9.3	4
GS 131+05-071	130.8	5.4	-71.1	7.7	131.1	5.8	2.4	1.7	36.6	271.0	14.4	4
GS 131-05-067*	131.2	-5.4	-67.0	7.0	131.0	-5.6	1.5	1.0	11.7	150.1	24.7	3
GS 132+01-109	131.8	1.3	-109.2	19.0	132.3	1.1	2.3	1.3	19.2	564.9	9.3	3
GS 132-01-078	131.9	-0.5	-78.3	9.2	132.2	-0.9	1.3	1.2	27.1	197.9	10.3	3
GS 132+04-106	132.1	3.6	-106.2	18.1	133.0	3.4	2.7	1.4	-16.2	620.4	7.2	3
GS 132-28-031	132.2	-28.0	-30.9	3.0	132.7	-29.6	9.3	6.2	32.7	400.7	24.7	4
GS 133-07-073	132.5	-6.7	-73.2	8.3	131.9	-7.7	2.5	1.8	-23.9	303.7	19.6	4
GS 133+00-088	132.8	-0.2	-87.6	11.5	132.8	-1.2	3.1	2.2	13.5	515.6	7.2	4
GS 133-07-045	133.0	-7.3	-45.4	4.2	134.2	-7.7	4.8	4.5	-40.9	342.3	13.4	4
GS 133-03-063	133.0	-3.1	-62.9	6.5	132.9	-3.3	2.0	1.3	26.7	184.9	7.2	3
GS 133-03-078	133.0	-3.2	-78.3	9.4	133.2	-3.7	2.2	1.4	36.5	293.3	11.3	4
GS 133+02-063	133.4	2.4	-62.9	6.6	133.7	2.8	1.2	1.0	53.8	124.0	9.3	2
GS 134+16-067	134.0	15.6	-67.0	8.3	136.2	17.3	11.6	5.2	3.1	1125.8	26.8	2
GS 134-25-020	134.0	-25.1	-19.6	1.7	134.7	-25.6	7.3	6.5	0.3	204.8	17.5	4
GS 134+11-044*	134.0	10.9	-44.3	4.1	132.7	12.0	4.0	2.1	4.2	203.8	9.3	3
GS 134-07-082	134.2	-7.1	-82.5	10.6	133.5	-8.2	3.8	2.1	-11.3	517.4	21.6	4
GS 134+06-038	134.4	6.3	-38.1	3.4	134.5	7.3	5.0	3.3	39.0	241.8	23.7	4
GS 135+02-090	134.5	2.2	-89.7	13.0	135.2	2.6	2.4	1.6	-6.3	441.9	11.3	3
GS 135+05-081	134.6	4.7	-81.4	10.7	135.2	5.5	2.6	2.1	-8.0	436.8	12.4	3
GS 135-07-077	134.7	-6.6	-77.3	9.6	134.4	-7.4	1.9	1.7	106.5	307.0	14.4	4
GS 135-05-090	134.9	-4.6	-89.7	12.8	134.5	-5.2	2.9	2.4	55.0	588.7	12.4	4
GS 135-09-056	135.3	-8.8	-55.7	5.9	136.4	-9.3	4.9	3.2	-15.0	407.7	13.4	4
GS 135-09-070	135.3	-8.7	-70.1	8.4	135.2	-11.2	3.8	2.8	76.3	475.3	12.4	4
GS 135+01-101	135.4	1.2	-101.0	17.6	135.6	2.1	3.4	2.0	38.3	797.6	7.2	4
GS 135+08-057	135.4	8.5	-56.7	5.9	135.2	9.0	2.2	1.7	-10.2	194.9	11.3	3
GS 136-09-033	135.6	-9.3	-33.0	2.9	136.2	-9.1	4.4	2.8	44.4	177.1	11.3	4
GS 136+12-032	136.1	12.5	-32.0	2.9	137.9	12.7	6.0	3.1	-0.9	214.5	11.3	1
GS 136-04-077	136.3	-3.7	-77.3	9.9	136.2	-3.7	2.5	2.2	125.1	412.0	10.3	3
GS 136+05-102	136.4	4.6	-102.0	19.7	137.2	4.4	2.3	1.7	14.0	673.6	14.4	3
GS 137+04-071	136.6	4.4	-71.1	8.7	136.8	4.6	2.1	1.7	38.0	283.3	9.3	4
GS 137+03-063	136.6	3.3	-62.9	7.1	137.2	3.7	2.4	2.0	-8.4	268.8	6.2	4
GS 137+01-103	136.7	0.8	-103.1	20.7	137.7	1.9	3.2	2.5	-26.5	1017.7	14.4	1
GS 137+06-029*	136.7	6.3	-28.9	2.5	137.6	6.4	3.5	2.7	-5.8	133.4	15.5	3
GS 138+08-077	137.8	7.8	-77.3	10.5	137.7	8.6	5.0	3.0	32.0	711.9	9.3	3
GS 138+02-053	137.8	2.1	-52.6	5.5	138.2	2.2	1.6	1.2	-15.5	133.2	12.4	4
GS 138-02-098	138.0	-2.5	-97.9	18.5	138.4	-3.0	1.8	1.3	-5.2	498.9	11.3	4
GS 139-06-033	138.5	-5.8	-33.0	3.0	138.8	-6.3	3.0	2.4	24.7	139.4	29.9	4
GS 139+09-067	138.9	9.1	-67.0	8.6	139.5	11.1	3.9	2.4	-14.3	455.8	13.4	3
GS 139+06-054*	139.4	5.9	-53.6	5.9	140.1	5.9	2.3	2.0	-30.2	218.7	9.2	3
GS 140-03-079	139.8	-2.5	-79.4	11.7	139.7	-3.2	3.4	3.2	47.8	669.2	14.4	4
GS 141-10-042	140.8	-10.0	-42.3	4.4	141.3	-9.8	4.0	2.7	2.3	247.8	10.3	4
GS 141+06-027*	140.9	5.6	-26.8	2.4	141.6	8.2	4.1	3.2	25.9	151.8	7.2	3
GS 141+09-056	141.1	8.9	-55.7	6.4	140.4	9.0	2.7	1.4	12.2	219.9	20.6	2
GS 141+18-057	141.2	17.8	-56.7	8.6	144.6	23.5	10.2	7.9	-9.6	1356.1	16.5	3
GS 141+02-083	141.3	1.6	-83.5	14.0	141.3	1.7	1.8	1.4	15.1	384.0	7.2	4
GS 141-05-041*	141.4	-5.3	-41.2	4.2	141.2	-6.1	3.9	2.4	34.5	220.9	20.6	3

Denominación	l_e ($^{\circ}$)	b_e ($^{\circ}$)	v_0 km s^{-1}	d kpc	l_0 ($^{\circ}$)	b_0 ($^{\circ}$)	a ($^{\circ}$)	b ($^{\circ}$)	ϕ ($^{\circ}$)	R_{ef} pc	Δv km s^{-1}	N
GS 142+43-052	141.7	42.6	-51.5	10.3	141.8	44.3	4.4	2.8	5.0	629.3	15.5	4
GS 142-01-057	141.8	-1.3	-56.7	6.8	142.2	-1.7	2.0	1.9	122.5	233.8	12.4	3
GS 142-15-030*	142.1	-15.2	-29.9	2.9	141.9	-16.2	4.7	2.5	20.4	170.8	13.4	3
GS 143-16-049	142.8	-16.3	-49.5	5.9	141.7	-18.9	7.5	6.5	28.7	722.5	22.7	4
GS 143+06-070	143.2	5.7	-70.1	11.8	145.7	6.8	4.3	3.8	41.5	829.8	10.3	4
GS 143-01-093	143.4	-0.7	-92.8	21.6	143.6	-0.9	1.5	1.2	9.1	496.0	13.4	2
GS 144-07-088	143.8	-7.2	-87.6	19.3	144.3	-6.7	5.7	3.9	12.7	1587.9	13.4	2
GS 144-03-054	144.3	-3.3	-53.6	6.7	144.6	-4.0	2.4	1.6	-40.1	234.0	12.4	4
GS 144+08-031	144.4	7.9	-30.9	3.0	144.2	9.8	4.9	4.2	2.7	239.8	18.6	4
GS 145-09-066	144.8	-9.2	-66.0	10.0	144.4	-10.2	3.3	2.0	121.3	451.6	12.4	3
GS 145+38-058	145.0	37.7	-57.7	12.1	145.2	37.1	2.8	1.8	-4.1	476.4	12.4	3
GS 146-11-025	145.6	-10.8	-24.7	2.4	145.2	-11.4	3.7	3.4	1.8	146.3	14.5	4
GS 146+02-056	145.7	1.6	-55.7	7.4	145.7	1.7	1.3	0.9	-10.7	142.3	8.2	4
GS 146-11-045	145.8	-10.8	-45.4	5.6	146.1	-11.2	1.7	1.2	107.4	138.6	32.0	4
GS 146-15-033	145.8	-15.4	-33.0	3.5	145.4	-15.6	2.7	1.7	124.8	133.0	14.4	4
GS 146-48-016	145.8	-48.0	-16.5	2.1	143.7	-46.9	7.6	4.9	2.3	228.1	8.2	3
GS 146-05-078	145.8	-5.1	-78.3	16.1	146.4	-5.4	2.8	1.7	19.0	599.9	12.4	3
GS 146+06-045*	146.5	6.2	-45.4	5.6	146.6	7.7	2.6	1.5	-32.3	191.2	11.3	3
GS 147-09-056	146.7	-9.4	-55.7	8.0	146.7	-10.4	2.5	1.9	68.1	301.3	9.3	3
GS 147+10-051	147.4	10.2	-50.5	7.1	147.9	10.8	1.8	1.5	83.5	203.4	18.6	4
GS 147+41-056	147.5	40.7	-55.7	14.4	147.3	41.2	2.8	2.0	9.0	593.5	12.4	3
GS 148-35-012	147.7	-35.2	-12.4	1.2	145.2	-34.2	9.4	7.2	79.3	176.7	11.3	4
GS 148-09-038	148.0	-8.7	-38.1	4.6	148.3	-9.0	2.6	2.1	52.4	186.5	18.6	4
GS 148-01-076	148.1	-1.1	-76.3	18.0	149.1	-0.7	2.5	2.0	123.6	701.1	9.3	4
GS 148+03-029	148.1	3.2	-28.9	3.1	149.1	4.3	3.1	1.2	0.6	106.7	11.3	4
GS 148-05-057	148.3	-5.1	-56.7	8.6	148.2	-5.2	2.3	1.6	68.9	287.6	22.7	4
GS 148-21-019	148.3	-21.4	-18.6	2.0	148.2	-25.9	9.6	6.6	26.0	272.2	16.5	2
GS 149+01-086	149.0	1.0	-85.5	31.1	150.3	2.8	5.6	3.9	80.2	2524.1	21.6	4
GS 149-09-057	149.4	-8.6	-56.7	9.3	149.2	-9.8	3.8	2.6	-19.7	511.6	9.3	2
GS 150+05-058	149.6	4.7	-57.7	10.0	150.2	6.3	3.6	2.4	122.5	515.1	17.5	3
GS 150-11-043	150.2	-10.8	-43.3	6.2	150.7	-11.1	2.1	1.5	53.0	192.0	23.7	4
GS 152+24-052	151.7	24.1	-51.5	9.2	149.7	24.3	10.4	9.2	91.4	1579.6	20.6	4
GS 152-03-078	151.9	-2.7	-78.3	27.4	152.2	-2.8	2.1	1.1	-11.8	717.5	9.3	3
GS 153+12-044	152.5	12.3	-44.3	7.2	152.6	13.3	3.3	2.5	125.6	364.3	23.7	2
GS 153-05-029*	152.5	-4.5	-28.9	3.6	152.8	-4.8	3.2	2.5	77.6	174.9	6.2	3
GS 153-10-026*	152.8	-9.7	-25.8	3.1	152.9	-11.2	2.7	2.1	12.6	129.8	10.3	3
GS 153+34-052	153.1	34.5	-51.5	14.4	153.0	34.6	2.4	1.9	15.5	529.0	11.3	3
GS 153-01-066	153.1	-0.7	-66.0	17.7	153.6	0.2	2.3	1.6	-26.1	590.3	11.3	4
GS 153-04-039	153.2	-4.0	-39.2	5.5	152.4	-4.4	2.5	2.0	119.8	218.4	19.6	2
GS 153-14-044	153.3	-14.3	-44.3	6.9	151.2	-17.9	5.9	4.0	53.4	588.8	18.8	1
GS 153+02-047	153.4	1.6	-47.4	8.2	153.6	1.8	1.4	1.0	23.7	171.1	9.3	4
GS 154+00-071	153.9	0.0	-71.1	22.9	153.7	0.2	1.6	1.1	23.3	531.6	9.3	3
GS 154+35-057	154.5	35.4	-56.7	25.9	155.2	35.7	4.4	3.1	-12.3	1670.0	14.4	3
GS 155+23-047	155.0	23.3	-47.4	11.3	154.7	27.6	10.1	8.7	68.6	1868.6	23.7	4
GS 156-05-053	155.5	-4.7	-52.6	11.9	155.7	-4.7	1.9	1.5	80.6	351.6	7.2	4
GS 156+32-053	155.9	31.8	-52.6	18.4	155.8	31.8	1.7	0.7	9.1	356.4	9.3	3
GS 156-05-061	155.9	-5.4	-60.8	18.4	156.1	-5.8	2.9	1.8	-14.4	729.2	13.4	4
GS 156+13-015	156.3	12.8	-15.5	1.7	154.9	13.1	6.1	2.6	-21.6	121.3	9.3	4
GS 156+14-049	156.5	14.0	-49.5	11.9	156.5	14.3	1.7	1.5	109.2	333.8	7.2	4
GS 157+03-044	156.6	3.2	-44.3	9.0	156.8	3.4	1.4	1.2	90.6	197.0	9.3	3
GS 157-02-049	156.7	-2.0	-49.5	11.2	156.7	-2.2	1.3	0.9	-0.3	213.4	8.3	3
GS 157+00-065	157.3	-0.1	-64.9	31.4	158.1	0.3	2.7	1.9	23.1	1221.1	24.7	4
GS 158-27-039	158.1	-26.7	-39.2	10.0	158.2	-27.7	1.9	1.7	127.7	313.6	14.4	3
GS 158+11-051	158.2	10.6	-50.5	14.4	158.2	11.2	2.7	1.2	-1.8	447.3	10.3	4
GS 159-03-043	159.1	-3.0	-43.3	10.7	159.3	-4.0	4.4	2.1	7.1	562.3	6.2	4
GS 159-08-053	159.3	-7.7	-52.6	16.1	158.4	-9.2	3.2	2.4	42.8	787.8	8.2	4
GS 160+05-043	160.2	5.4	-43.3	12.7	160.8	6.3	4.5	2.7	97.6	772.0	10.3	4
GS 160-06-046	160.3	-5.6	-46.4	12.9	159.5	-5.6	1.7	1.5	-1.7	353.5	7.2	4
GS 161+03-036	160.7	3.0	-36.1	8.6	161.0	3.7	2.6	2.1	37.0	346.6	8.2	3
GS 161-03-048	161.2	-2.6	-48.4	16.7	160.7	-2.7	1.5	1.2	12.7	395.1	6.2	4
GS 162-09-044	162.5	-9.4	-44.3	18.8	162.9	-9.9	1.9	1.5	-4.9	551.8	12.4	4
GS 163+09-048	162.9	8.8	-48.4	35.3	164.1	9.2	2.9	2.5	-38.4	1636.7	16.5	3
GS 164+00-021	163.9	0.5	-20.6	4.1	163.7	0.3	2.1	1.8	-9.5	138.3	9.3	4

Denominación	l_e ($^{\circ}$)	b_e ($^{\circ}$)	v_0 km s^{-1}	d kpc	l_0 ($^{\circ}$)	b_0 ($^{\circ}$)	a ($^{\circ}$)	b ($^{\circ}$)	ϕ ($^{\circ}$)	R_{ef} pc	Δv km s^{-1}	N
GS 195+28+014	195.2	27.8	14.4	3.3	195.0	28.9	3.3	2.3	108.5	158.3	6.2	4
GS 197+00+039	196.7	0.0	39.2	13.9	196.5	0.3	1.1	1.0	57.3	259.2	7.2	4
GS 197+06+040	197.0	6.0	40.2	13.4	197.3	5.1	4.3	2.2	33.8	720.7	8.2	2
GS 198-01+035	197.9	-1.5	35.0	9.2	197.7	-1.8	1.7	1.0	3.1	205.7	5.2	4
GS 198-42+020	198.0	-41.8	19.6	5.3	197.9	-42.2	2.9	1.1	-0.2	162.4	9.3	2
GS 198-18+026	198.4	-17.5	25.8	6.0	197.2	-18.8	4.1	3.0	37.1	369.4	12.4	4
GS 199+02+033	199.0	2.3	33.0	7.1	199.2	2.8	1.4	1.4	118.7	170.3	9.3	3
GS 199-39+022	199.4	-38.8	21.6	5.4	198.7	-39.1	3.9	2.6	-15.6	303.4	6.2	3
GS 199-13+025	199.5	-12.8	24.7	4.7	198.7	-12.4	1.9	1.7	35.2	143.1	6.2	4
GS 201-23+025	200.9	-22.9	24.7	4.6	200.4	-23.6	2.4	1.7	-11.2	160.9	6.2	4
GS 201-34+016	201.0	-34.2	16.5	2.8	201.2	-33.8	3.7	3.0	-16.4	161.3	14.4	4
GS 201-29+025	201.1	-28.8	24.7	5.2	199.7	-29.2	5.6	3.6	77.1	403.8	16.5	4
GS 202+05+031	201.6	5.3	30.9	5.4	201.4	5.7	2.1	1.7	19.8	174.0	20.6	3
GS 202+10+014	202.0	9.6	14.4	2.0	200.2	12.4	4.3	3.1	15.5	127.8	12.4	4
GS 202+17+019	202.4	16.9	18.6	2.5	203.3	19.1	5.7	4.5	29.6	220.6	15.5	1
GS 203-11+025	202.5	-11.5	24.7	3.6	202.7	-11.7	2.5	2.0	45.3	142.2	9.3	4
GS 203+25+016	202.5	25.0	16.5	2.2	203.2	24.3	6.1	3.9	-3.1	192.1	18.6	4
GS 203+09+025*	203.2	9.2	24.7	3.3	204.2	10.0	2.5	2.0	59.6	131.4	12.4	3
GS 204+06+033	204.4	6.4	33.0	5.4	203.2	9.3	4.4	4.1	18.3	400.1	10.3	4
GS 206-01+056	206.0	-0.7	55.7	12.1	205.6	-0.5	1.5	1.1	52.2	275.4	11.3	4
GS 206+07+051	206.5	7.3	50.5	9.4	206.4	7.8	2.3	1.5	121.4	305.5	15.5	3
GS 207-44+009	207.2	-44.0	9.3	1.4	205.4	-46.2	7.0	4.6	120.2	134.4	7.2	1
GS 208-36+016*	207.6	-35.7	16.5	2.2	208.2	-36.7	4.1	2.0	-11.0	107.0	10.3	3
GS 208-03+030	207.9	-3.5	29.9	3.6	208.1	-3.7	2.4	2.1	104.6	140.7	6.2	4
GS 209-41+022	208.6	-41.0	21.6	3.4	209.2	-43.8	8.6	7.4	88.4	481.4	12.4	4
GS 209+03+047	208.8	2.9	47.4	7.3	208.5	2.7	1.3	0.9	37.7	131.3	8.3	4
GS 209-41+022	209.5	-41.2	21.6	3.1	212.1	-43.7	9.4	4.5	130.0	356.5	12.4	4
GS 210-10+038	209.9	-9.6	38.1	5.0	209.5	-11.1	3.5	2.6	-38.8	261.3	13.4	4
GS 211+07+049	211.0	7.4	49.5	7.0	211.2	8.8	2.8	2.2	-10.3	301.9	12.4	4
GS 211+11+039	211.1	10.6	39.2	5.1	210.1	11.0	2.9	1.7	3.4	198.2	19.6	2
GS 212-30+020	211.5	-30.3	19.6	2.2	212.2	-30.4	5.1	3.5	37.6	160.1	7.2	4
GS 212+04+053	211.7	3.6	52.6	7.5	211.7	3.7	1.2	0.9	-17.7	136.0	12.4	4
GS 212+06+034	211.9	6.0	34.0	3.8	212.2	6.4	2.7	2.4	2.7	167.9	25.8	4
GS 213+06+039	213.1	5.9	39.2	4.3	214.3	7.6	4.0	3.1	-19.0	265.5	24.7	4
GS 214-01+070	214.1	-1.1	70.1	12.4	213.2	-1.0	1.8	1.3	-22.5	323.1	11.3	4
GS 214-06+057	214.5	-5.6	56.7	7.8	214.3	-6.2	1.5	1.1	122.4	172.2	10.3	4
GS 215+05+063	214.6	4.5	62.9	10.1	212.7	5.8	3.1	2.4	25.4	486.0	10.3	4
GS 215-11+033	215.2	-10.6	33.0	3.3	215.8	-11.3	3.0	2.2	22.5	148.7	6.2	3
GS 216-21+035*	216.2	-21.2	35.0	3.8	216.1	-20.5	2.5	2.0	77.1	147.4	19.6	3
GS 216-02+046	216.3	-2.1	46.4	5.2	216.1	-2.2	1.7	1.4	9.6	141.2	11.3	2
GS 216+05+070	216.5	4.9	70.1	10.7	216.2	5.2	1.4	1.1	75.1	230.6	8.2	4
GS 217+07+034	216.8	7.5	34.0	3.4	216.1	10.4	4.2	3.9	104.7	242.8	14.4	2
GS 217-03+065	217.4	-2.9	64.9	8.9	217.1	-3.5	1.5	1.3	-15.7	213.2	6.2	3
GS 218+03+055	217.6	3.4	54.6	6.5	217.3	4.1	2.1	1.3	9.5	185.1	7.2	3
GS 218-05+037*	217.7	-4.6	37.1	3.6	218.2	-4.2	3.1	2.2	-29.5	167.6	5.2	3
GS 218+01+070	218.3	0.6	70.1	9.7	218.5	0.8	2.8	2.0	-19.2	406.3	11.3	4
GS 219-27+023*	218.6	-27.4	22.7	2.2	219.7	-27.2	11.1	6.5	-28.5	323.9	9.6	3
GS 219-24+040	218.7	-24.4	40.2	4.5	218.9	-24.5	2.2	1.6	112.0	147.7	9.3	2
GS 220+00+048	219.6	-0.2	48.4	5.0	220.6	-0.1	2.0	1.0	8.7	122.6	6.2	3
GS 221-03+045	220.5	-3.2	45.4	4.5	220.7	-3.3	2.7	2.4	36.8	201.2	7.2	4
GS 221-07+042	220.8	-6.8	42.3	4.2	220.7	-7.7	2.5	1.6	-7.6	141.7	9.3	4
GS 221+06+068	221.0	5.6	68.0	8.5	221.1	6.8	1.8	1.7	-43.1	261.1	8.2	4
GS 221+07+035	221.3	7.3	35.0	3.2	222.4	10.3	8.6	3.2	1.4	291.5	11.3	4
GS 222+01+041	222.2	1.5	41.2	3.9	221.7	2.3	2.4	1.3	8.2	121.1	8.2	4
GS 222+13+026	222.3	13.5	25.8	2.2	222.1	13.3	4.8	3.7	-11.5	163.4	10.3	4
GS 223-02+058	222.7	-1.8	57.7	6.1	223.2	-2.4	2.0	1.3	76.0	169.9	7.2	1
GS 223+03+073	223.0	3.1	73.2	9.3	222.3	2.8	1.8	1.6	82.9	270.2	12.4	2
GS 224+07+038	224.4	6.8	38.1	3.4	225.1	9.3	4.6	3.9	22.8	253.1	15.5	3
GS 224-18+036	224.4	-18.2	36.1	3.4	223.5	-18.6	3.2	2.9	63.0	180.9	16.5	3
GS 225+06+053	225.2	6.3	52.6	5.2	225.2	6.8	1.9	1.3	-42.1	141.1	16.5	4
GS 226-11+029	225.9	-11.2	28.9	2.4	226.8	-11.8	3.8	1.9	9.8	113.0	16.5	2
GS 226-07+039	226.3	-7.4	39.2	3.5	226.7	-7.7	2.9	2.0	-41.2	148.4	15.5	3
GS 227+05+051	227.3	5.5	50.5	4.7	227.9	5.5	3.0	1.8	-42.3	190.9	14.4	4

Denominación	l_e (°)	b_e (°)	v_0 km s ⁻¹	d kpc	l_0 (°)	b_0 (°)	a (°)	b (°)	ϕ (°)	R_{ef} pc	Δv km s ⁻¹	N
GS 227+09+047	227.3	9.4	47.4	4.4	228.3	9.8	4.0	2.0	-2.1	215.5	14.4	1
GS 227+09+034	227.5	8.6	34.0	3.0	225.9	11.8	5.9	4.1	-30.9	255.5	14.4	4
GS 228-06+048	227.6	-5.8	48.4	4.5	227.3	-5.7	3.7	2.7	20.6	249.2	10.3	2
GS 229-11+061	228.6	-10.5	60.8	6.2	229.2	-10.8	1.5	1.2	7.1	142.6	10.3	4
GS 229-02+094	228.8	-2.0	93.8	13.0	227.9	-1.3	2.2	1.5	1.9	410.9	8.2	3
GS 229-04+087	228.8	-4.3	86.6	11.0	228.3	-4.6	2.1	1.6	19.4	353.4	14.4	4
GS 229+03+073	229.2	2.6	73.2	8.0	229.1	2.8	1.4	0.9	-0.9	155.1	13.4	4
GS 229+02+063	229.3	2.1	62.9	6.4	228.9	2.5	2.3	1.4	7.3	195.8	11.3	4
GS 229-02+051	229.5	-1.7	50.5	4.7	229.1	-2.2	2.7	1.9	0.0	184.2	8.2	4
GS 230+03+052	229.6	3.3	51.5	4.8	229.9	4.8	2.3	2.0	48.2	176.2	10.3	4
GS 230-37+016	230.0	-36.9	16.5	1.7	233.8	-40.9	12.7	8.4	-3.9	305.9	9.3	4
GS 230-06+040	230.0	-6.1	40.2	3.5	228.7	-6.8	4.0	2.9	93.3	210.3	10.3	4
GS 230+06+059	230.2	6.4	58.7	5.7	230.1	6.8	3.2	1.5	-2.5	216.9	23.7	2
GS 231-09+044	230.5	-8.9	44.3	4.0	229.8	-8.6	2.3	1.9	-43.3	143.8	14.4	4
GS 231+01+087	231.4	1.4	86.6	10.2	231.7	2.8	3.3	2.4	102.1	493.8	14.4	3
GS 232+02+081	231.7	2.3	81.4	9.2	231.7	2.5	1.6	1.3	-38.9	234.8	9.3	4
GS 232-04+075	232.1	-3.7	75.2	8.1	231.6	-3.9	1.7	1.2	-23.0	199.7	8.2	4
GS 233-14+047	232.6	-14.0	47.4	4.4	232.1	-15.6	5.0	3.3	2.1	311.9	20.6	4
GS 233-11+058	232.7	-11.3	57.7	5.7	230.8	-12.7	4.0	2.6	-2.9	317.9	19.6	4
GS 233-07+063	233.4	-7.5	62.9	6.2	233.6	-8.1	1.4	1.4	117.9	147.1	15.5	4
GS 233+04+055	233.4	4.1	54.6	5.1	232.7	4.8	2.2	1.8	83.5	175.2	11.3	1
GS 235-03+083	235.1	-2.5	83.5	9.2	234.7	-2.7	1.2	0.8	48.0	156.9	9.3	3
GS 235-03+104	235.2	-3.5	104.1	14.0	234.5	-3.7	1.5	1.3	-44.8	340.5	7.2	4
GS 235-05+079	235.5	-5.1	79.4	8.5	235.2	-6.2	2.5	1.7	10.8	302.6	9.3	4
GS 236-17+032	235.7	-17.4	32.0	2.8	236.2	-19.6	4.4	3.4	-24.8	191.1	15.5	4
GS 236-12+042	235.7	-12.1	42.3	3.7	235.4	-12.7	2.3	1.0	-10.4	99.9	17.5	2
GS 237+11+032*	237.0	11.2	32.0	2.7	236.5	13.3	4.7	3.9	62.7	203.1	7.2	3
GS 237+06+057	237.1	6.4	56.7	5.3	236.6	7.3	2.9	2.0	-20.9	220.1	19.6	4
GS 238-07+057	237.6	-7.2	56.7	5.3	238.2	-7.7	2.4	1.7	-13.4	181.7	6.2	3
GS 238-06+047	237.8	-5.8	47.4	4.2	238.2	-5.5	3.1	2.4	0.2	200.0	13.4	4
GS 238+08+038	237.8	7.8	38.1	3.3	239.7	9.4	5.9	3.5	5.8	261.9	15.5	4
GS 238+07+076	238.0	7.1	76.3	7.9	237.2	7.3	1.8	1.3	22.3	213.9	14.4	4
GS 238+02+068*	238.0	1.7	68.0	6.6	237.5	2.4	2.7	1.7	-20.9	241.7	15.5	3
GS 238-04+081	238.4	-3.8	81.4	8.6	238.5	-4.2	1.5	1.2	41.9	200.3	6.2	2
GS 239-13+051	238.6	-12.7	50.5	4.7	239.1	-13.1	2.0	1.3	105.6	132.2	7.2	2
GS 239-02+049	238.9	-1.7	49.5	4.4	239.5	-1.7	2.9	2.3	118.0	199.9	14.4	4
GS 239-02+068	238.9	-2.0	68.0	6.6	239.1	-2.0	1.9	1.5	-21.6	198.4	14.4	4
GS 240+00+035	239.8	-0.4	35.0	3.0	240.3	-0.6	2.9	2.5	9.3	139.8	7.2	4
GS 240+05+033	239.8	5.5	33.0	2.8	240.5	5.6	3.2	1.9	16.0	119.5	8.2	4
GS 240-13+064*	240.0	-12.8	63.9	6.3	239.0	-13.4	3.1	1.7	13.4	253.9	13.4	3
GS 240-03+075	240.3	-3.1	75.2	7.6	240.3	-3.2	1.1	0.9	-0.6	134.4	6.2	4
GS 240-08+051	240.4	-7.8	50.5	4.6	239.6	-7.7	2.3	1.9	85.9	166.6	5.2	3
GS 240-11+057*	240.5	-11.0	56.7	5.3	240.5	-11.2	1.9	1.2	-16.1	138.9	9.3	4
GS 240+14+027	240.5	13.6	26.8	2.3	240.5	15.4	4.4	3.1	49.5	148.8	17.5	2
GS 240-05+078	240.5	-5.1	78.3	8.0	240.9	-6.2	2.1	1.5	-10.2	250.5	7.2	4
GS 240-13+037	240.5	-13.2	37.1	3.3	241.1	-13.7	2.5	2.2	85.1	134.3	8.2	4
GS 241-02+098	240.7	-2.5	97.9	11.4	240.4	-2.5	2.1	1.3	9.0	320.3	14.4	4
GS 241+08+066	240.9	8.3	66.0	6.4	240.8	8.4	1.5	1.4	23.3	158.8	17.5	3
GS 241-19+035*	240.9	-19.4	35.0	3.2	241.7	-20.1	3.1	1.9	44.0	136.6	10.3	3
GS 242+00+094	241.9	0.3	93.8	10.4	242.1	0.7	1.5	1.2	13.8	250.5	13.4	2
GS 242+05+091	242.0	4.5	90.7	9.9	242.2	5.0	3.0	2.9	77.5	510.6	23.7	4
GS 242+05+058	242.1	4.9	57.7	5.4	242.7	5.0	2.6	2.3	-10.9	231.6	8.2	4
GS 242-13+055	242.1	-12.8	54.6	5.2	242.5	-14.2	1.9	1.5	63.0	153.2	9.3	4
GS 243-02+080	243.0	-2.3	80.4	8.2	243.7	-2.2	1.7	1.4	-33.6	221.0	6.2	4
GS 243-02+114	243.2	-2.0	114.4	14.8	243.2	-2.2	1.5	1.2	-11.7	344.0	7.2	4
GS 243+06+047*	243.2	5.7	47.4	4.3	242.8	6.4	2.2	1.4	17.5	128.1	7.2	3
GS 243-32+020	243.3	-32.1	19.6	1.9	242.7	-31.5	4.9	3.8	-11.1	144.1	7.6	4
GS 243-10+053	243.4	-9.9	52.6	4.9	243.4	-9.5	1.6	1.5	130.1	132.0	27.8	3
GS 243-15+047*	243.5	-15.0	47.4	4.4	241.7	-15.7	5.6	4.9	1.0	400.8	12.4	3
GS 244-16+034	244.0	-16.3	34.0	3.1	243.7	-17.0	3.2	2.6	4.4	155.7	16.5	2
GS 244-03+044	244.2	-2.6	44.3	4.0	243.2	-2.9	4.1	3.2	31.1	250.9	8.3	4
GS 244+02+075	244.3	1.7	75.2	7.5	244.2	2.2	1.5	1.1	1.7	168.2	8.2	4
GS 245-06+065	244.6	-6.3	64.9	6.3	244.4	-6.2	1.9	0.9	125.9	146.0	6.2	4

Denominación	l_e ($^{\circ}$)	b_e ($^{\circ}$)	v_0 km s^{-1}	d kpc	l_0 ($^{\circ}$)	b_0 ($^{\circ}$)	a ($^{\circ}$)	b ($^{\circ}$)	ϕ ($^{\circ}$)	R_{ef} pc	Δv km s^{-1}	N
GS 245-03+098	244.8	-3.2	97.9	11.1	244.7	-3.1	2.2	1.1	-1.4	303.1	20.6	4
GS 245-08+078	245.3	-7.8	78.3	8.1	245.2	-9.2	2.0	1.4	96.0	233.5	10.3	2
GS 246-05+086	245.6	-4.5	85.5	9.0	245.7	-4.7	1.1	0.7	-2.9	136.9	12.4	3
GS 246+07+048	246.0	6.9	48.4	4.5	245.8	7.8	2.6	1.7	106.5	163.4	12.4	4
GS 246+00+100	246.1	-0.2	100.0	11.4	245.8	0.8	2.8	2.3	-34.9	504.9	8.3	3
GS 246-06+055	246.1	-5.5	54.6	5.1	245.7	-5.5	2.0	1.6	-12.6	159.1	11.3	3
GS 246-01+109	246.2	-1.3	109.2	13.2	246.4	-0.7	1.7	1.1	27.3	304.4	9.3	3
GS 247+10+023	246.6	10.1	22.7	2.1	246.6	10.9	3.7	2.7	10.8	113.6	24.7	4
GS 247+06+055*	246.6	5.7	54.6	5.2	246.2	6.4	1.7	1.5	-42.5	142.9	11.3	3
GS 247-13+045*	246.7	-13.4	45.4	4.3	246.3	-14.2	3.3	2.7	66.1	225.0	16.5	3
GS 247+00+086	246.7	0.3	85.5	9.0	247.2	0.6	1.8	1.4	-32.0	245.9	13.4	4
GS 248-08+046	247.9	-8.5	46.4	4.4	247.7	-8.5	2.1	1.9	-23.5	151.5	14.4	4
GS 248-08+053	248.2	-8.2	52.6	5.0	247.9	-8.3	1.7	1.4	127.1	133.5	10.3	4
GS 248-01+062	248.4	-1.5	61.8	6.0	248.2	-1.2	2.2	1.9	124.3	215.5	13.4	4
GS 249-02+123	248.9	-2.2	122.6	16.3	248.7	-2.7	1.8	0.9	-6.7	362.3	13.4	4
GS 249-02+052	249.3	-1.9	51.5	4.9	249.0	-1.5	1.9	1.5	-6.4	145.7	10.3	4
GS 249+06+093	249.3	6.0	92.8	10.2	248.0	6.5	4.0	2.4	115.1	550.3	17.5	2
GS 250-14+055*	250.5	-14.0	54.6	5.5	249.4	-16.1	4.3	2.9	123.7	336.8	13.4	3
GS 251+05+059	250.5	5.4	58.7	5.8	250.6	7.3	3.9	3.1	27.1	353.5	7.2	4
GS 251-08+054	251.1	-7.8	53.6	5.3	251.2	-7.7	2.2	1.7	-31.4	175.5	15.5	4
GS 251-02+111	251.3	-2.1	111.3	13.5	250.7	-1.8	1.5	0.9	-1.2	274.9	22.7	3
GS 252+04+064*	251.6	3.7	63.9	6.3	250.7	3.9	2.1	1.2	10.4	174.7	14.4	3
GS 252-04+074*	251.6	-4.0	74.2	7.6	252.0	-2.9	3.5	3.0	-27.7	430.5	9.3	3
GS 252-21+031*	251.9	-21.5	30.9	3.1	249.6	-21.5	6.5	3.6	115.1	267.1	10.3	3
GS 252+02+052*	252.1	2.3	51.5	5.1	252.1	2.6	2.4	1.5	5.4	169.4	9.3	3
GS 252-09+072	252.2	-8.7	72.1	7.6	253.2	-9.7	2.1	2.0	-2.9	269.5	7.2	4
GS 252-03+039	252.4	-3.1	39.2	3.9	252.4	-2.4	2.1	1.3	81.7	114.7	10.3	3
GS 253-02+104	252.6	-2.0	104.1	12.1	252.7	-1.7	0.8	0.6	83.1	142.0	10.3	4
GS 253-12+053	252.6	-11.8	52.6	5.4	252.5	-12.6	2.1	1.7	24.5	173.9	24.7	4
GS 253+07+062	252.9	6.7	61.8	6.2	251.4	9.8	8.5	4.0	7.0	637.7	19.6	4
GS 253+04+091	253.0	4.5	90.7	9.9	253.2	4.8	1.4	1.1	59.2	213.7	15.5	4
GS 253-03+044	253.4	-3.4	44.3	4.5	253.7	-3.3	2.2	1.4	-37.4	135.2	9.3	4
GS 254-13+023	253.7	-13.1	22.7	2.4	253.9	-13.1	3.4	2.9	76.3	132.3	10.3	4
GS 254+30+016*	254.1	30.0	16.5	2.0	253.9	28.6	7.9	4.7	57.5	208.6	13.4	3
GS 254-05+080	254.2	-5.3	80.4	8.6	254.1	-6.2	2.8	2.1	0.1	364.4	9.3	3
GS 255-01+055	254.9	-0.7	54.6	5.6	255.0	-0.9	1.6	1.2	78.2	135.7	13.4	4
GS 255-04+064	255.0	-4.1	63.9	6.7	255.2	-4.7	3.2	2.4	-12.6	323.4	15.5	4
GS 255+21+015	255.3	20.7	15.5	1.7	253.6	21.8	5.3	4.9	-40.6	153.8	14.4	4
GS 256-16+055	255.8	-16.0	54.6	6.0	256.6	-16.9	2.2	2.0	-5.1	216.5	12.4	4
GS 256+00+079	255.9	-0.2	79.4	8.5	255.7	0.3	1.4	1.2	18.0	196.2	6.2	3
GS 256+01+099	256.0	0.6	98.9	11.3	256.2	1.5	2.2	1.5	7.3	357.2	9.3	4
GS 256+15+023	256.4	15.4	22.7	2.5	254.1	15.7	4.5	2.1	12.5	131.6	8.3	1
GS 256-05+052	256.4	-5.2	51.5	5.4	255.7	-5.9	2.3	1.8	-2.8	188.5	7.2	4
GS 257+00+067	256.6	-0.3	67.0	7.1	257.0	-0.2	1.7	1.1	111.6	170.0	7.2	4
GS 257+06+075	256.7	5.8	75.2	8.2	257.9	6.7	4.4	1.8	-7.1	405.6	13.4	1
GS 257+09+037	256.8	9.3	37.1	4.0	256.7	9.8	3.7	2.8	-12.9	226.1	23.7	3
GS 257-25+030*	256.9	-24.5	29.9	3.6	257.2	-25.0	3.0	1.6	39.9	137.2	13.4	3
GS 257-30+021	257.1	-30.4	20.6	2.8	257.3	-32.0	5.1	4.2	17.8	222.0	10.3	4
GS 257+15+027	257.1	14.8	26.8	3.0	256.1	15.2	3.1	2.2	-2.1	137.4	9.3	4
GS 257-04+107	257.3	-4.3	107.2	12.8	257.2	-4.5	1.7	1.5	-42.5	362.4	9.3	4
GS 258-05+090	257.7	-5.5	89.7	10.1	258.0	-5.2	1.9	1.1	-40.2	253.0	10.3	4
GS 258+22+020	257.7	21.7	19.6	2.5	258.1	22.3	5.3	3.1	75.6	175.7	11.3	3
GS 258-35+012	257.9	-35.5	12.4	2.1	261.0	-36.2	6.5	4.6	-29.6	197.4	8.3	2
GS 259-17+012	258.9	-16.8	12.4	1.6	258.6	-17.6	5.6	3.8	5.7	129.6	9.3	4
GS 259-08+090	259.0	-8.2	89.7	10.3	259.0	-8.7	2.8	2.0	23.1	420.0	15.5	4
GS 260-05+104	259.9	-5.3	104.1	12.4	259.5	-5.4	1.8	1.2	0.5	322.0	6.2	3
GS 260+00+098	259.9	0.1	97.9	11.4	259.5	1.3	2.5	2.0	-19.0	445.1	8.3	4
GS 260-04+081	260.2	-4.1	81.4	9.1	259.6	-4.2	2.0	1.3	17.2	252.4	12.4	4
GS 261+30+022	261.0	30.0	21.6	3.1	261.2	29.1	4.1	2.7	68.8	181.4	11.3	4
GS 261-02+111	261.0	-2.2	111.3	13.7	260.8	-1.7	1.8	0.9	-8.5	300.8	6.2	2
GS 261+04+081	261.4	4.1	81.4	9.3	261.4	4.8	2.4	1.9	41.1	339.8	22.7	2
GS 261-03+055	261.5	-3.4	54.6	6.3	261.8	-4.4	2.1	1.8	1.3	208.8	9.3	4
GS 262+00+092	261.8	0.5	91.7	10.7	262.0	1.4	1.8	1.5	134.7	305.3	6.2	4

Denominación	l_e ($^{\circ}$)	b_e ($^{\circ}$)	v_0 km s^{-1}	d kpc	l_0 ($^{\circ}$)	b_0 ($^{\circ}$)	a ($^{\circ}$)	b ($^{\circ}$)	ϕ ($^{\circ}$)	R_{ef} pc	Δv km s^{-1}	N
GS 262-09+048*	261.8	-9.3	48.4	5.6	260.8	-12.2	4.4	3.7	-30.4	396.5	17.5	3
GS 262-01+110	262.2	-1.5	110.3	13.6	262.0	-0.7	1.4	0.9	69.5	269.0	6.2	3
GS 262+05+046	262.2	4.8	46.4	5.4	261.8	5.3	2.4	1.9	-26.0	203.8	6.2	4
GS 262-11+035	262.3	-11.2	35.0	4.4	262.1	-11.7	3.6	1.9	-31.9	197.0	13.4	2
GS 262-08+091*	262.3	-8.4	90.7	10.7	261.8	-8.8	1.9	1.6	-7.4	325.3	12.4	3
GS 263+09+042*	262.5	8.6	42.3	5.2	262.7	9.8	2.6	2.1	47.4	209.0	18.6	3
GS 263-08+068*	262.5	-7.9	68.0	7.9	263.1	-8.7	5.2	2.6	-17.5	511.4	17.5	3
GS 263-03+094	262.6	-3.3	93.8	11.1	262.6	-3.3	0.8	0.6	82.0	133.0	10.3	4
GS 263-04+121	262.6	-4.0	120.6	15.8	262.7	-4.1	1.2	0.9	-38.2	281.6	6.2	4
GS 263-02+093	262.9	-1.6	92.8	10.9	263.2	-1.3	1.4	0.9	11.6	210.5	8.2	3
GS 263+10+020	263.0	10.4	19.6	2.8	263.2	11.5	3.7	3.3	131.1	172.6	15.5	4
GS 263+00+048	263.2	-0.2	48.4	5.7	263.0	-0.2	2.2	1.5	0.4	184.5	13.4	4
GS 263+00+064	263.3	0.2	63.9	7.4	263.2	0.6	1.1	1.0	57.8	134.6	9.3	4
GS 264-02+125	263.5	-2.3	124.7	16.7	263.5	-2.2	1.7	1.2	-11.3	420.8	12.4	4
GS 264-04+044	264.2	-4.3	44.3	5.5	264.2	-4.6	1.8	1.4	-12.7	153.6	7.2	3
GS 264+23+019*	264.3	23.3	18.6	3.3	267.2	24.3	6.8	5.8	117.0	367.9	5.2	3
GS 264-02+067	264.4	-2.3	67.0	7.8	264.0	-2.7	1.3	0.7	-26.8	133.5	5.2	4
GS 264-06+100	264.5	-5.7	100.0	12.2	264.5	-6.0	1.1	1.0	103.3	219.6	5.2	4
GS 265-11+024	264.9	-11.2	23.7	3.8	267.2	-12.9	6.7	4.0	-20.2	342.9	6.2	4
GS 265+05+043*	264.9	4.7	43.3	5.5	265.5	5.8	3.5	2.2	120.7	269.0	10.3	3
GS 265-06+082	265.1	-5.6	82.5	9.8	265.0	-5.9	2.6	2.2	34.1	402.7	11.3	4
GS 265-03+108	265.1	-2.7	108.2	13.7	265.7	-2.2	1.6	1.2	59.1	318.4	6.2	4
GS 265-10+080*	265.4	-10.4	80.4	9.8	266.2	-10.7	1.8	1.7	-32.2	299.0	10.3	3
GS 266+07+029	265.5	6.7	28.9	4.1	266.0	6.9	2.6	2.0	-32.2	162.1	12.4	4
GS 266-05+096*	266.2	-4.7	95.8	11.8	266.1	-4.5	2.6	2.0	-21.8	471.1	13.4	3
GS 267-03+117	267.5	-3.0	117.5	15.7	267.9	-3.0	2.7	1.6	7.6	569.7	5.2	4
GS 268-01+066	267.8	-1.1	66.0	8.2	267.9	0.3	2.2	1.7	-36.9	272.1	10.3	4
GS 268+06+036*	268.0	5.9	36.1	5.2	268.1	6.3	2.2	1.8	56.9	175.9	15.5	3
GS 268+12+018	268.3	11.7	17.5	3.3	268.7	13.1	2.7	2.3	106.2	142.0	8.2	2
GS 268+00+108	268.3	-0.4	108.2	14.0	268.4	0.3	2.2	1.7	0.1	472.9	11.3	3
GS 268-10+053	268.4	-9.5	52.6	6.9	268.2	-9.1	2.8	2.3	49.0	303.5	12.4	2
GS 269-01+080	268.6	-0.6	80.4	10.0	268.6	-0.7	1.2	1.0	32.2	192.0	12.4	4
GS 269+04+044	269.3	3.7	44.3	6.1	269.1	3.7	3.4	2.1	103.3	284.3	21.7	4

En las Figuras 5.1, 5.2 y 5.3 se muestran algunas imágenes de estructuras candidatas a supercáscaras con 4, 3 y 2 cuadrantes llenos, respectivamente.

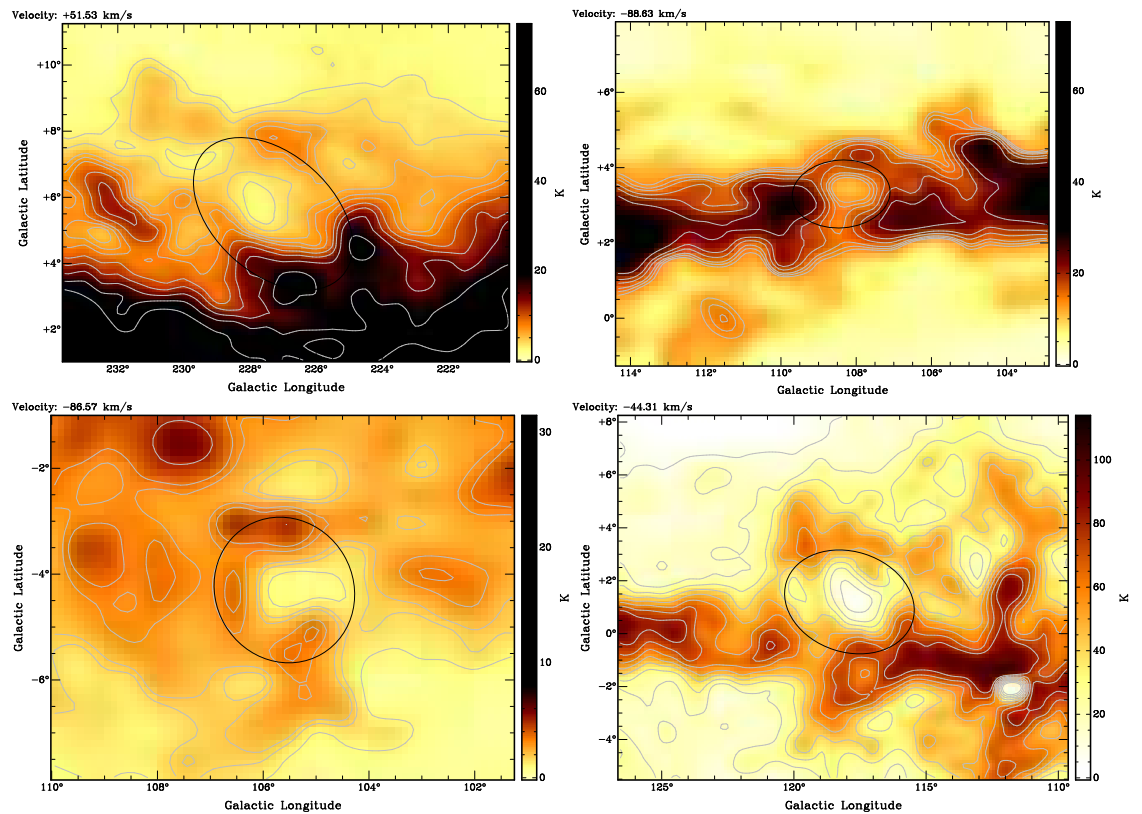


Figura 5.1: Supercáscaras con cuatro cuadrantes llenos. GS 227+05+51 (panel superior izquierdo), GS 108+03–88 (panel superior derecho), GS 106-04-86 (panel inferior izquierdo) y GS 118+01-44 (panel inferior derecho). Las elipses son las que se obtienen a partir del ajuste de mínimos cuadrados. En el borde superior izquierdo de cada panel se muestra la velocidad sistémica a la que se encuentra cada estructura.

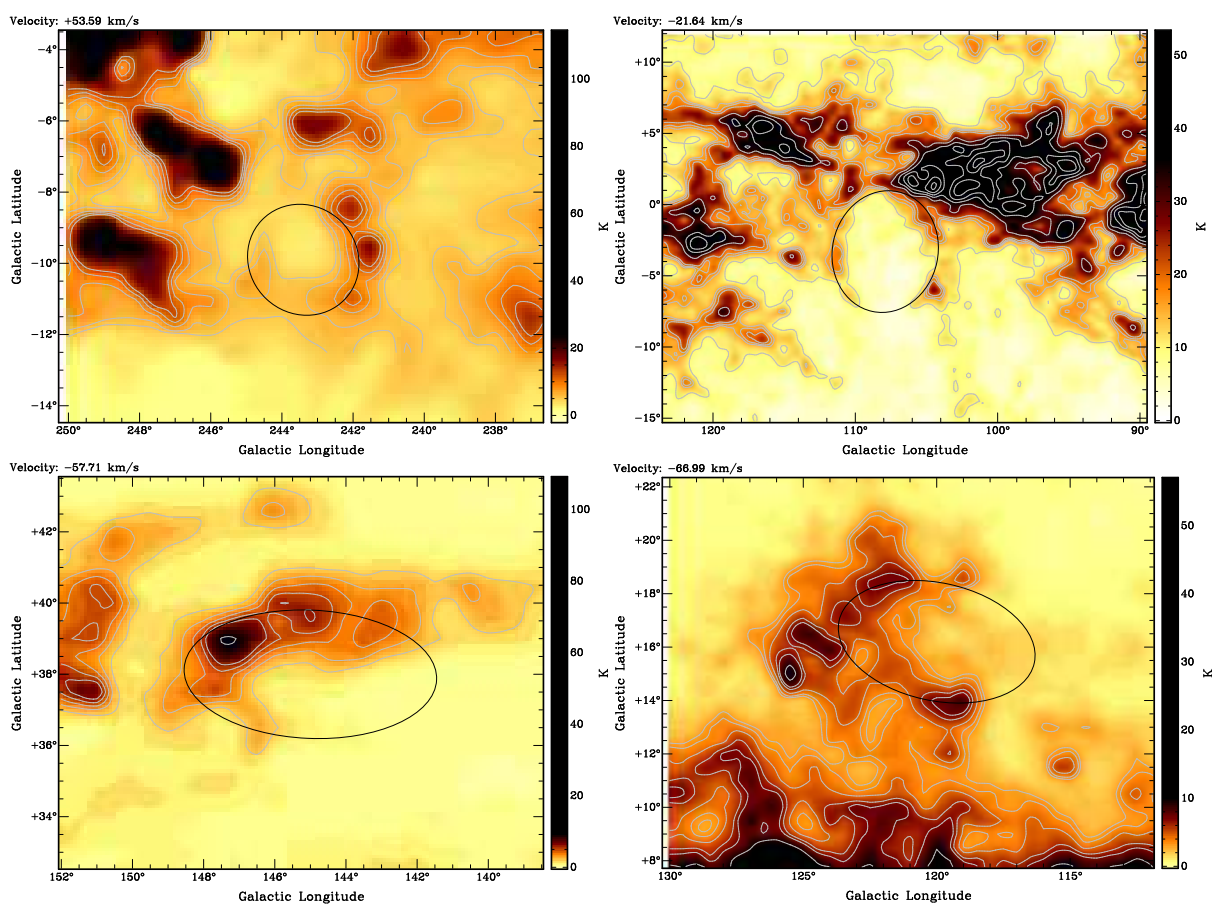


Figura 5.2: Supercáscaras con tres cuadrantes llenos. GS 243-10+53 (panel superior izquierdo), GS 108-03-22 (panel superior derecho), GS 145+38-58 (panel inferior izquierdo) y GS 120+16-67 (panel inferior derecho). Las elipses son las que se obtienen a partir del ajuste de mínimos cuadrados. En el borde superior izquierdo de cada panel se muestra la velocidad sistémica a la que se encuentra cada estructura.

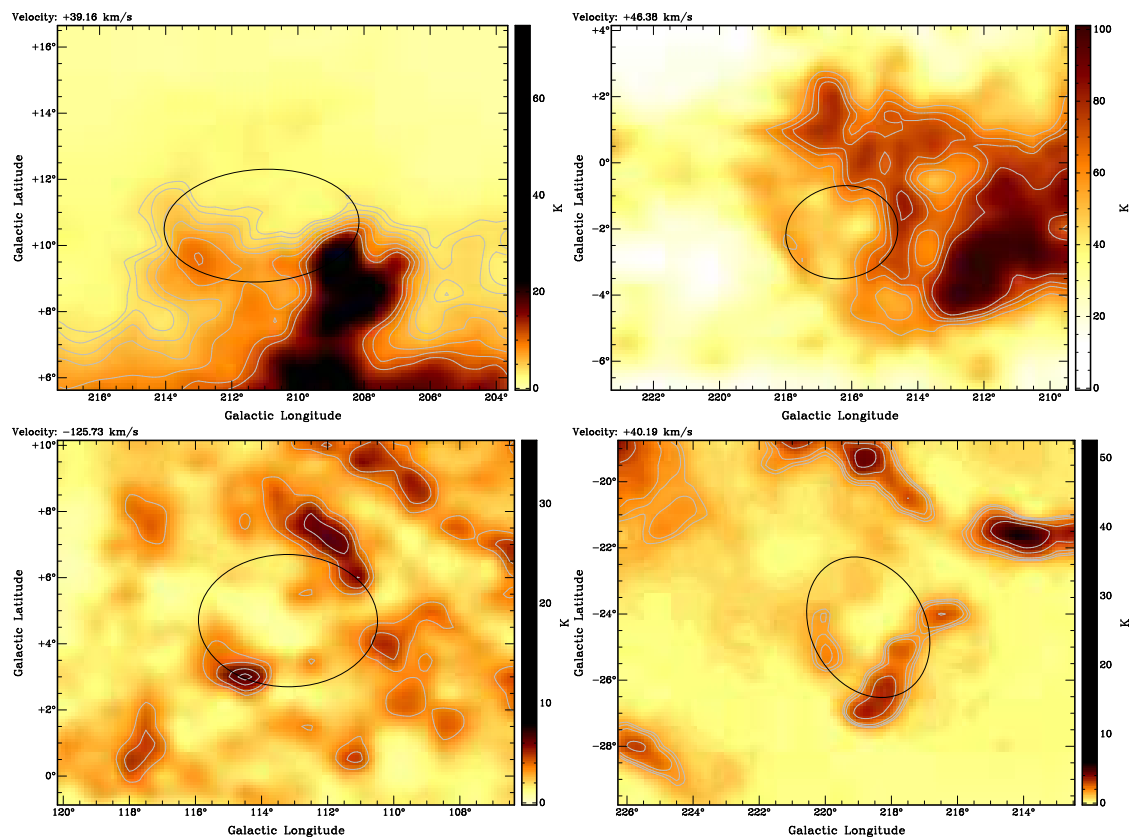


Figura 5.3: Supercáscaras con dos cuadrantes llenos. GS 211+11+39 (panel superior izquierdo), GS 216-02+46 (panel superior derecho), GS 113+05-126 (panel inferior izquierdo) y GS 219-24+40 (panel inferior derecho). Las elipses son las que se obtienen a partir del ajuste de mínimos cuadrados. En el borde superior izquierdo de cada panel se muestra la velocidad sistémica a la que se encuentra cada estructura.

Capítulo 6

Propiedades estadísticas generales.

En este capítulo se estudiarán, en términos generales, las propiedades estadísticas de las estructuras catalogadas como candidatas a supercáscaras. Como se mencionó en la Sección 4.11, para este fin se trabajará con un subconjunto del total de las estructuras catalogadas constituido por todos aquellos objetos cuya distancia al Sol es inferior o igual a los 5,7 kpc. Este subconjunto está constituido por un total de 199 objetos, de los cuales 99 se encuentran en el segundo cuadrante galáctico y los restantes 100 en el tercero.

6.1. Radios efectivos.

Como se indicara en el capítulo anterior, a cada estructura le fue ajustada una elipse. A partir de este ajuste, se determina el radio efectivo (R_{ef}) de cada estructura, donde $R_{ef} = \sqrt{ab}$, siendo a y b los semiejes mayor y menor, respectivamente, de la elipse ajustada a cada estructura. En la Fig. 6.1, se muestran las distribuciones de los radios efectivos para el 2^{do} y 3^{er} cuadrante galáctico. El promedio de los radios efectivos (R_{efm}) pesados y su dispersión (σ) se calcularon mediante,

$$R_{efm} = \frac{\sum_{i=1}^N P_i R_{efi}}{\sum_{i=1}^N P_i}, \quad \sigma^2 = \frac{\sum_{i=1}^N P_i (R_{efi} - R_{efm})^2}{\sum_{i=1}^N P_i}$$

donde P_i y R_{efi} son el peso y el radio efectivo de la estructura i , respectivamente; y N es el número total de estructuras detectadas en cada cuadrante. Tanto la forma de la distribución como el radio medio (R_{efm}) de las estructuras en ambos cuadrantes son muy similares, siendo $R_{efm} = 157 \pm 49$ pc y

$R_{efm} = 165 \pm 45$ pc, para estructuras del segundo y tercer cuadrante, respectivamente. La falta de estructuras con radios inferiores a 100 pc es consecuencia de los criterios de selección empleados. En ambos cuadrantes galácticos casi tres cuartos de los objetos tienen radios efectivos comprendidos entre 100 y 225 pc.

6.2. Distribución de los ángulos ϕ

Como se vió en la introducción de esta Tesis, la densidad del HI varía con la altura (z) sobre el plano galáctico. Dicha variación puede expresarse en forma matemática mediante una combinación de dos Gaussianas y una exponencial (Dickey & Lockman 1990). Bajo la suposición de que todas las supercáscaras han sido originadas por la acción de los vientos estelares de agregados estelares (en términos generales) más la contribución de alguna explosión de SN, se esperaría que la parte de las supercáscaras que se expande hacia zonas de densidad decreciente (latitudes galácticas mayores en módulo), detecte dicho gradiente de densidad. Puesto en otras palabras, se esperaría observar que las estructuras presenten el eje mayor orientado perpendicularmente al plano de la Galaxia. Para analizar este comportamiento con las estructuras catalogadas, en la Fig. 6.2 se muestra la distribución de los ángulos de inclinación (ϕ) del eje mayor respecto al plano galáctico para el 2^{do} (*panel superior*) y 3^{er} (*panel inferior*) cuadrante galáctico.

Para esta distribución, todos los ángulos de posición (ϕ) han sido “reducidos” al primer cuadrante. Para los fines estadísticos es lo mismo, ya que lo que se pretende analizar es la distribución de los ángulos respecto al plano de la Galaxia.

Para analizar qué porcentaje de las estructuras tienen el eje mayor paralelo o perpendicular al plano, se va a establecer que las estructuras que posean $\phi < 45^\circ$ se van a considerar con el eje mayor paralelo al plano galáctico, mientras que aquellas con $\phi > 45^\circ$ se considerarán con su eje mayor orientado perpendicularmente al plano. Teniendo en cuenta los errores involucrados en la determinación de ϕ y considerando un nivel de confianza de $5\sigma_\phi$, aquellas estructuras con valores de ϕ comprendidos entre $42,5^\circ \leq \phi \leq 47,5^\circ$ no han sido consideradas (estas estructuras son las que se encuentran localizadas en el bin centrado en 45° en la Fig. 6.2), ya que en estos casos una estructura que se considera con el eje mayor paralelo al plano, también puede ser considerada con dicho eje perpendicular al plano si se tienen en cuenta los errores involucrados.

Teniendo esto último en cuenta, de la distribución en el 2^{do} y 3^{er} cuadrante se aprecia que $\sim 70\%$ de las estructuras tienen el eje mayor paralelo al plano galáctico.

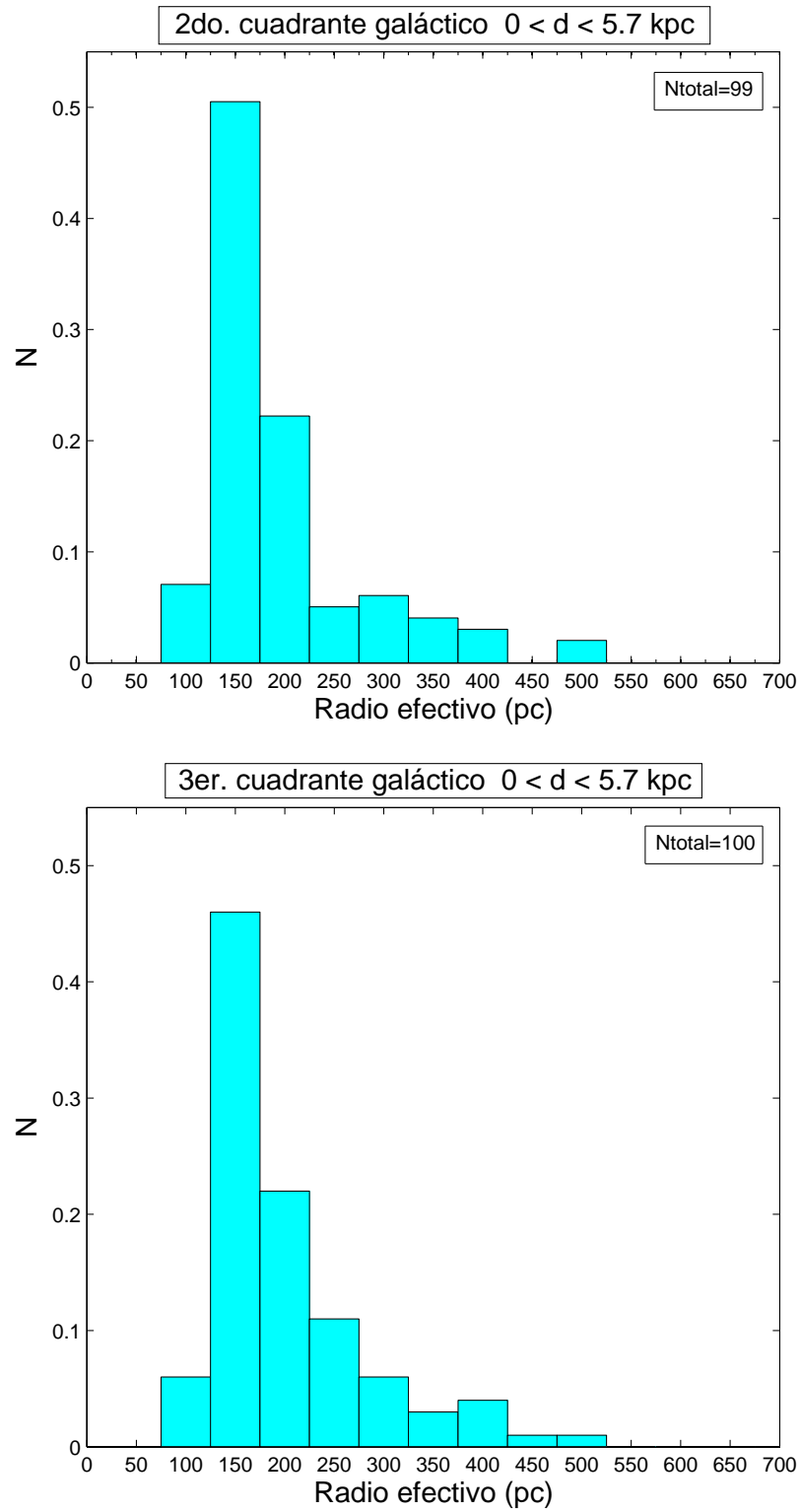


Figura 6.1: Distribuciones normalizadas de los radios efectivos para el 2^{do} cuadrante Galáctico (*panel superior*) y para el 3^{er} cuadrante galáctico (*panel inferior*). En ambos paneles, el ancho de cada bin es de 50 pc.

De lo anterior se puede concluir que en su mayoría, las estructuras presentan el eje mayor paralelo al plano de la Galaxia, lo cual va en contra de lo esperado. Podría concluirse que la evolución de las estructuras no se encuentra dominada por el gradiente de densidad que presenta la Galaxia. Ehlerová & Palouš (2005) encuentran un resultado similar, ya que detectan que las cáscaras más grandes (aquellas cuyo diámetro angular es mayor a 15°) están más elongadas en la dirección de la longitud galáctica que en la dirección perpendicular.

Hasta aquí se ha estudiado la orientación de los ángulos ϕ de las supercáscaras en forma global. Con el fin de estudiar si el gradiente de densidad en la dirección perpendicular al plano de la Galaxia afecta a la orientación de los ángulos de inclinación, se analiza la orientación de los ángulos con respecto a la altura sobre el plano galáctico (z) del centroide del objeto. Con este fin se ha realizado un histograma en dos dimensiones de los ángulos de inclinación con respecto a la altura sobre el plano galáctico. En la Fig. 6.3, se muestra dicha distribución para los dos cuadrantes galácticos bajo estudio. En la Figura se observa que en su mayoría las estructuras presentan su eje mayor orientado paralelo al plano de la galaxia. También se observa que para valores de $z \leq 500$ pc hay un incremento de estructuras que muestran esta propiedad. Las estructuras cuyos ejes mayores se encuentran orientados perpendicular al plano de la Galaxia se encuentran distribuidas en todo el rango de z .

Este resultado podría interpretarse como que la evolución dinámica de los candidatos a supercáscaras cuyos centroides se encuentran ubicados a $z \leq 500$ pc no se encuentra mayoritariamente afectada por los gradientes de densidad galáctica perpendiculares al plano de la galaxia.

Por otro lado, los campos magnéticos galácticos podrían introducir una anisotropía en la evolución de las estructuras, si es que asociadas a las mismas hay partículas cargadas. Estas últimas son influenciadas por los campos magnéticos y debido a choques con partículas neutras, la presión magnética podría estar influenciando la morfología de las estructuras, impidiendo que se expandan más en la dirección perpendicular al plano galáctico cuando la estructura se encuentra a bajas latitudes galácticas, siempre y cuando la topología del campo magnético sea paralela al plano galáctico.

Es importante mencionar que el estudio sobre los ángulos de inclinación de las elipses sin tener en cuenta el grado de elipticidad de las estructuras candidatas puede llegar a ser engañoso, ya que en el caso de las estructuras cuyo cociente entre los semiejes mayor (a) y menor (b) sea cercano a uno, teniendo en cuenta el error ($a/b \sim \pm 0,1$), el ángulo de inclinación puede diferir en 90° (en el caso en que como consecuencia de los errores en los semiejes, el verdadero eje mayor haya sido considerado como eje menor). Para analizar

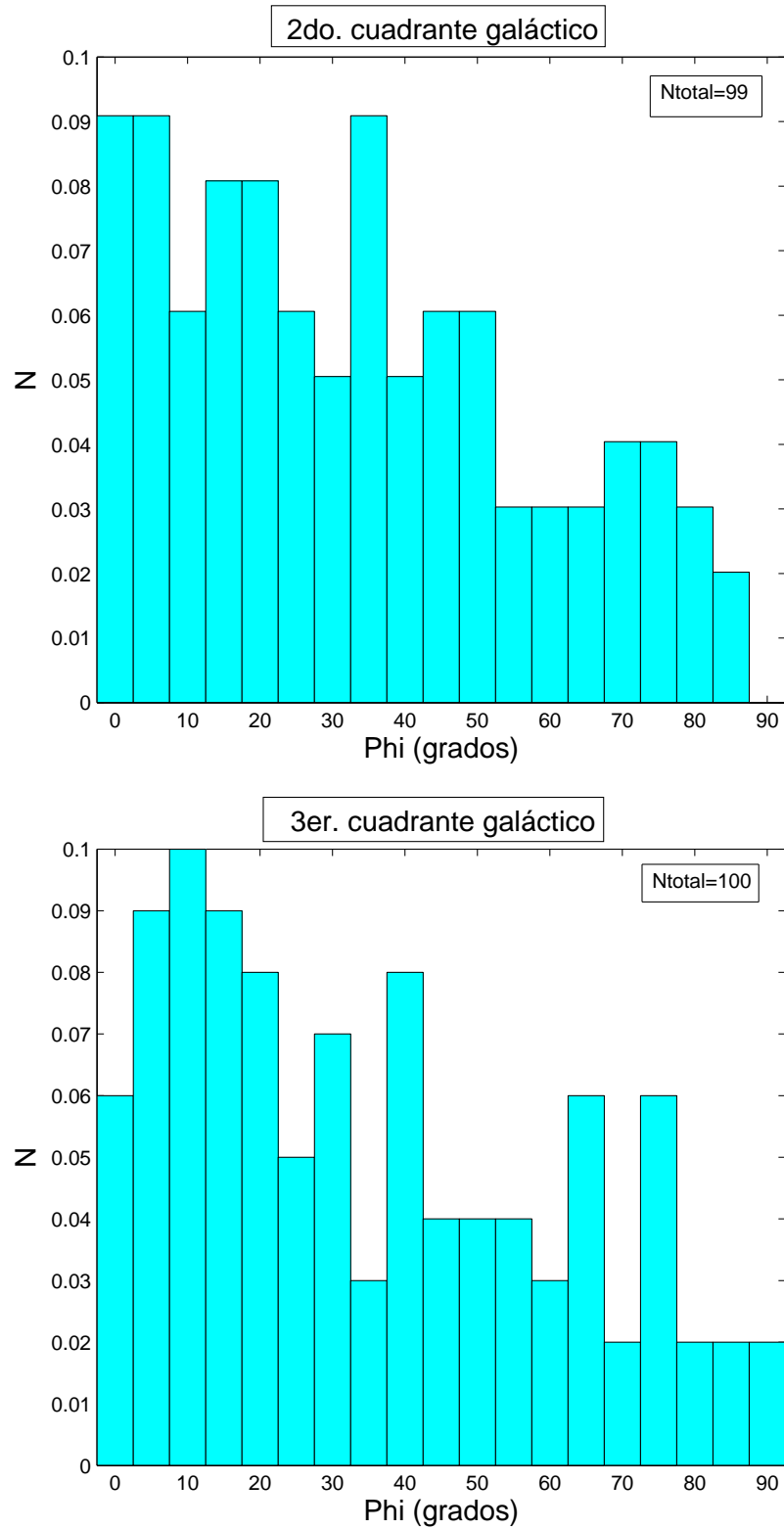


Figura 6.2: Distribución normalizada de los ángulos ϕ para el 2^{do} (*panel superior*) y 3^{er} (*panel inferior*) cuadrante galáctico.

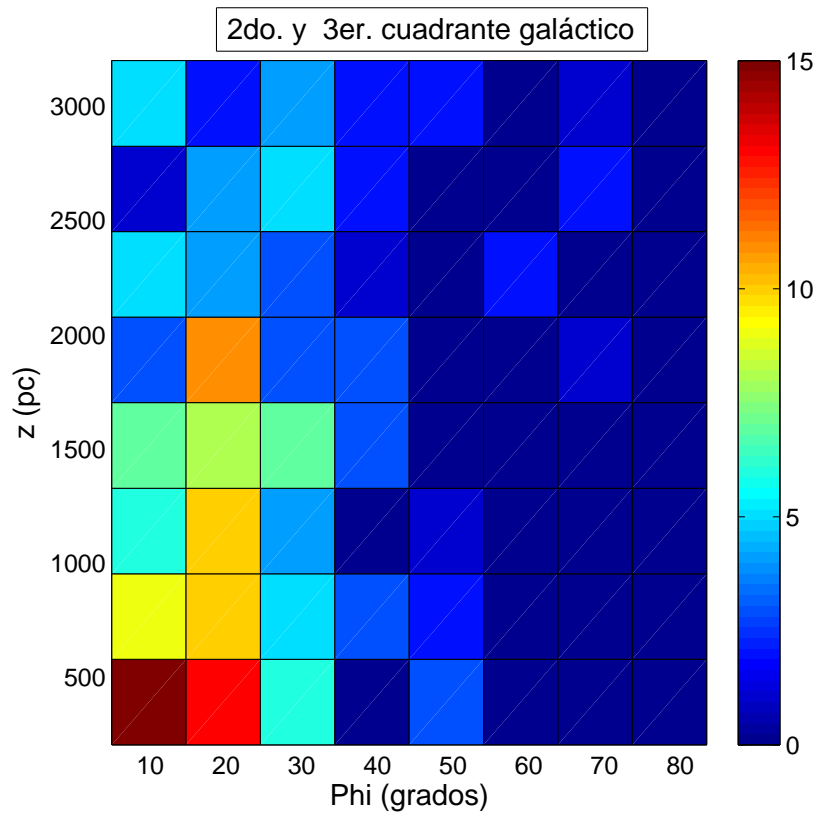


Figura 6.3: Histograma en dos dimensiones de los ángulos de inclinación con respecto a la altura sobre el plano Galáctico (z) para el 2^{do} y 3^{er} cuadrante galáctico. La barra de color muestra la escala de colores que representa el número de objetos en cada bin.

cuántas estructuras podrían estar afectadas, se ha estudiado la distribución del cociente entre los semiejes mayores y menores. En la Figura 6.4 se muestran dichas distribuciones y se observa que sólo hay 3 estructuras con $1 < a/b < 1.1$ en el segundo cuadrante y 7 en el tercero. Debido a estos resultados, el estudio estadístico realizado sobre los ángulos de inclinación es aceptable ya que los casos indeterminados sólo comprenden el 5% de la muestra total.

6.3. Distribución de las estructuras respecto a z .

Las distribuciones de los centroides de las supercáscaras respecto al plano galáctico se muestran en la Fig. 6.5 para el 2^{do} (*panel superior*) y 3^{er} (*panel inferior*) cuadrante galáctico. De las mismas se aprecia que casi el 50% de las estructuras se encuentran confinadas, en los dos cuadrantes, a $z \lesssim 500$ pc.

Este resultado está en concordancia con el encontrado por Kalberla & Kerp (2009). Dichos investigadores mencionan que las cáscaras se encuentran concentradas en el plano medio, y que el 50% de ellas se encuentran localizadas a $z \lesssim 500$ pc.

Como esta propiedad debe guardar relación con la distribución espacial de los objetos que dan origen a las estructuras, podría conjeturarse que a lo sumo sólo la mitad de los mismos podrían originarse en objetos cuya distribución espacial sería semejante a la de objetos de población II.

6.4. Radios efectivos y rangos de velocidades versus z .

La distribución de los radios efectivos y de los rangos de velocidades de las estructuras (Δv) versus la ubicación del centroide de las mismas respecto al plano galáctico, se muestran en las Figs. 6.6 y 6.7, respectivamente.

Como ya se mencionó en la Sección 6.2, la densidad volumétrica del HI, a una dada distancia galactocéntrica, disminuye a medida que se incrementa z . Si suponemos nuevamente que las supercáscaras han sido formadas por la acción de los vientos estelares de las estrellas de mayor masa ($M > 8 M_{\odot}$) de agregados estelares, con la contribución de alguna explosión de SN de dichas estrellas en etapas posteriores de su evolución, se esperaría encontrar que sus radios efectivos aumentasen a medida que se incrementa el valor de z . Se esperaría dicho comportamiento pues $R_{ef} \propto n^{-1/5}$, donde n es la densidad

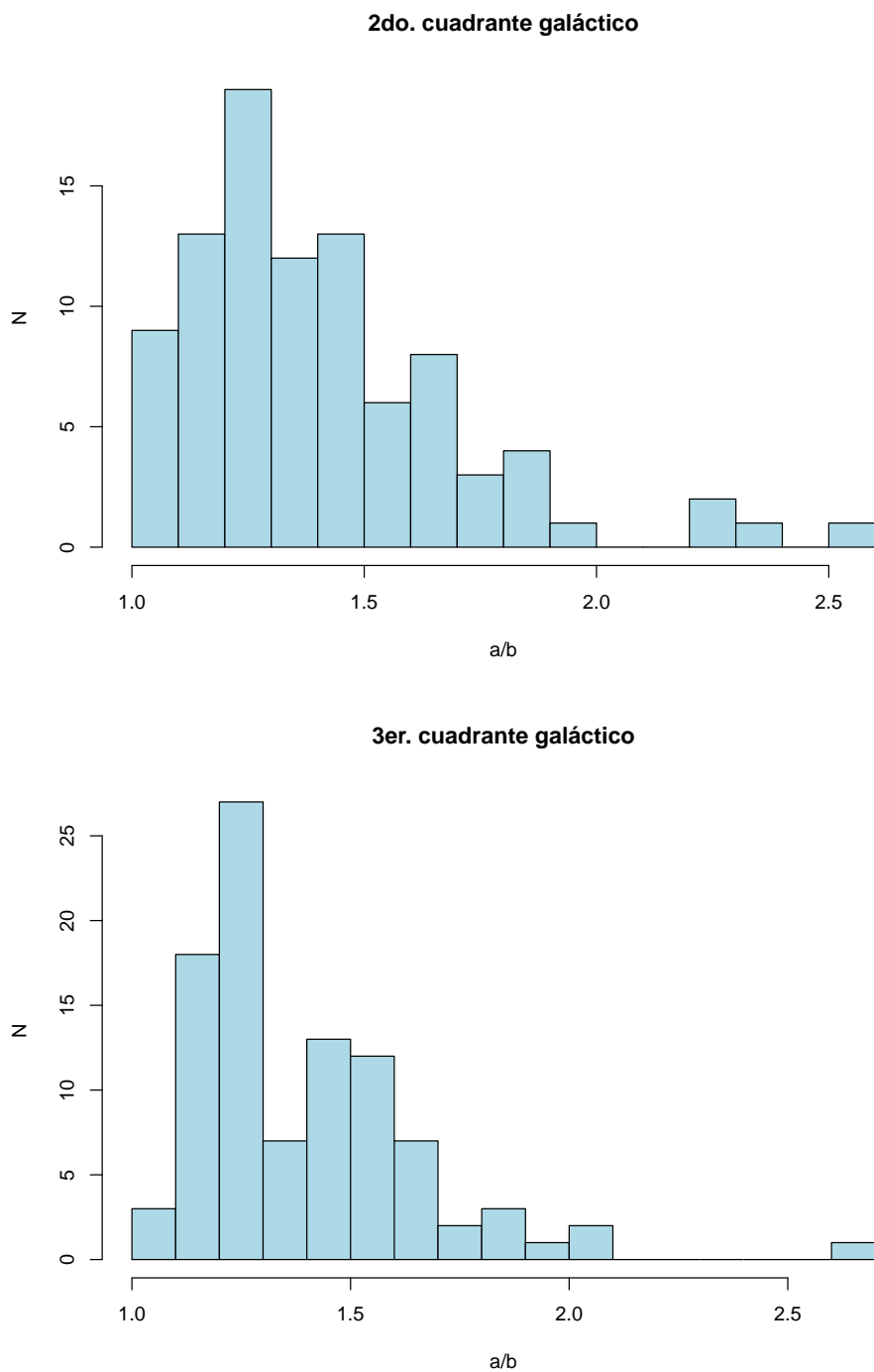


Figura 6.4: Distribución de los cocientes entre los semiejes mayores (a) y menores (b) en el 2^{do} cuadrante galáctico (panel superior) y 3^{er} cuadrante galáctico (panel inferior).

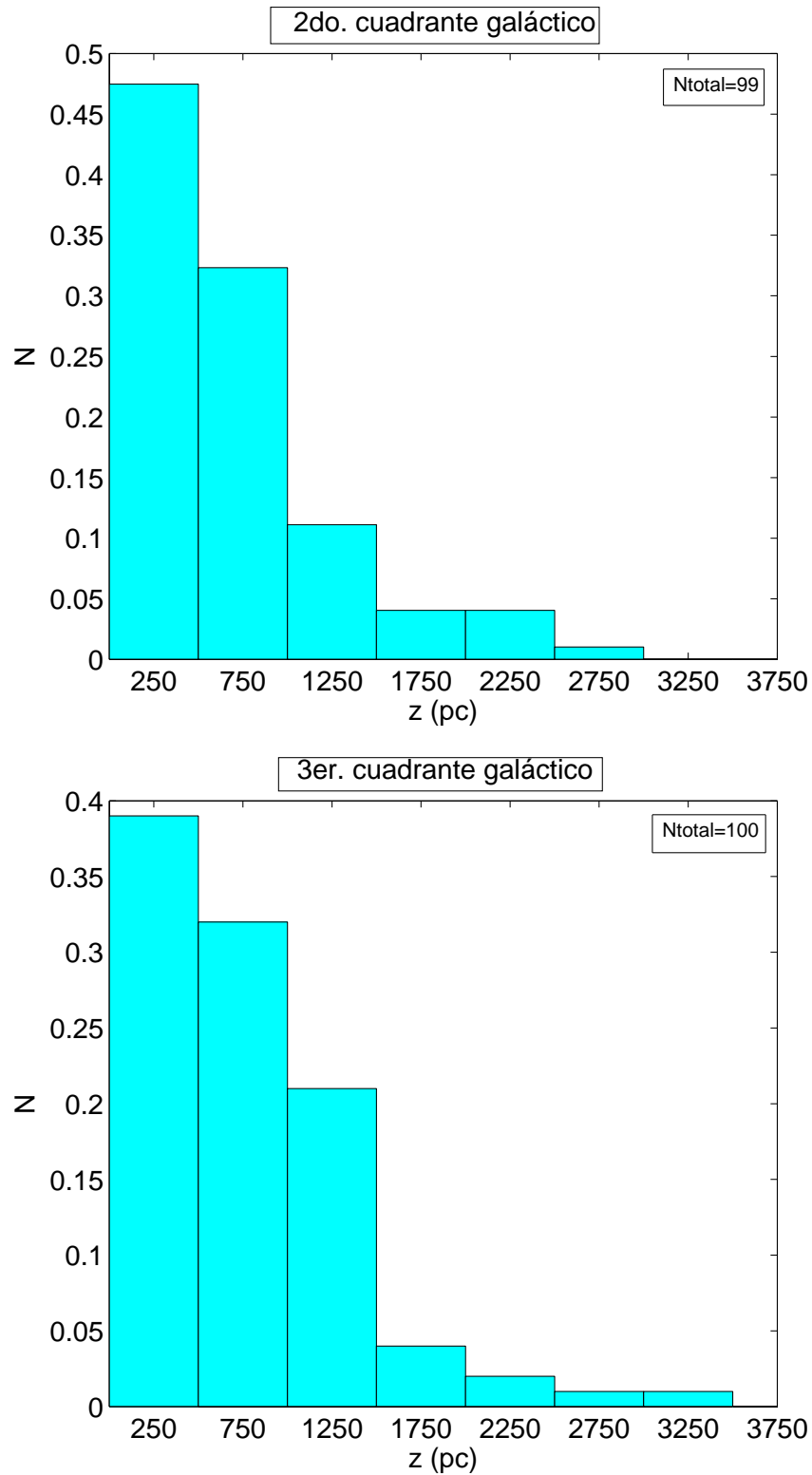


Figura 6.5: Distribución normalizada de las estructuras respecto a la altura sobre el plano galáctico para el 2^{do} (*panel superior*) y 3^{er} (*panel inferior*) cuadrante galáctico.

del medio ambiente, en el hipotético caso que todas las estructuras tuviesen edades similares y las energías (L_w) que originaron las mismas hubiesen sido comparables. De las Figuras, puede apreciarse que no se observa el comportamiento esperado, ya que estructuras con un mismo radio efectivo (por ejemplo $R_{ef} = 150$ pc, en la Fig. 6.6, *panel superior*) se encuentran ubicadas tanto en las cercanías del plano galáctico como a unos 2 kpc del mismo.

Una manera de “minimizar” los efectos de la densidad del MIE en las dimensiones de las estructuras es seleccionar estructuras que se encuentren a un mismo valor de z (o sea, en un medio con densidades volumétricas comparables). De ambos paneles en la Fig. 6.6 puede apreciarse que a un dado z , los R_{ef} cubren un amplio rango de valores. Por ejemplo para $z = 500$ pc, los radios efectivos varían entre $120 \leq R_{ef} \leq 350$ pc en el 2^{do} cuadrante galáctico. La única manera de explicar este comportamiento es mediante la existencia de estructuras con diferentes edades (t) y diferentes energías mecánicas de formación (L_w). Ya que a un z dado se esperaría que

$$R_{ef} \propto L_w^{1/5} t_6^{3/5} \quad (pc).$$

De esta forma un rango de un factor ~ 4 en R_{ef} puede ser debido, en casos extremos, a una población de estructuras con i) edades similares pero cuyas L_w difieren en tres órdenes de magnitud; ii) L_w similares pero cuyas edades difieren en un orden de magnitud. Ya que las edades dinámicas de las estructuras (ver Fig. 6.21) abarcan casi un orden de magnitud, la opción i) no concuerda con la distribución observada de edades dinámicas. Por otro lado, la hipótesis de que todas las estructuras (a un dado z) fueron formadas por agregados estelares con poblaciones estelares muy similares no parece tener apoyo por parte de las observaciones, ya que a bajas z hoy día se detectan agregados estelares (cúmulos abiertos, asociaciones OB, etc.) con poblaciones estelares muy diversas.

La conclusión más firme que puede extraerse es que la distribución de R_{ef} en función de z se originaría en una población de objetos estelares con variadas edades (t) y energías mecánicas (L_w).

Vale mencionar que la Fig. 6.6 mostraría una tendencia en el sentido que las estructuras con menor radio efectivo ($R_{ef} < 300$ pc) parecerían ubicarse en un porcentaje no despreciable (54% y 45% para el 2^{do} y 3^{er} cuadrante, respectivamente), a $z \leq 500$ pc, mientras que ninguna de las 12 estructuras (2^{do} cuadrante) y 14 estructuras (3^{er} cuadrante) con $R_{ef} > 300$ pc tiene su centroide ubicado a $z \leq 500$ pc. No obstante, esta tendencia no constituye una correlación bien definida, ya que estructuras con $150 \leq R_{ef} \leq 250$ pc también se encuentran a altas z .

Respecto al andar de Δv versus z , la Fig. 6.7 no muestra correlación alguna.

6.5. Distancias galactocéntricas.

La distribución de las estructuras respecto al centro de la Galaxia se muestra en la Fig. 6.8, para el 2^{do} y 3^{er} cuadrante galáctico. En la Figura se aprecia que los picos de las distribuciones están en 10 kpc para el 2^{do} cuadrante y 11 kpc para el 3ro. Es importante tener en cuenta que los bins de cada una de las distribuciones no están muestreando áreas de similares dimensiones. Por ejemplo, si se considera un anillo centrado en el centro galáctico con un radio interno R_i (kpc) y uno externo $R_e = (R_i + 1)$ (kpc), y teniendo en cuenta que se está considerando sólo la parte externa de la Galaxia (2^{do} y 3^{er} cuadrante galáctico) hasta distancias al Sol de 5,7 kpc y sin tener en cuenta una zona de 30° alrededor del anticentro, el arco que resulta de la intersección de dicho anillo con la zona donde se está tomando la muestra de las estructuras, va a ir variando su tamaño a medida que cambia el radio interno y consecuentemente el externo. Para ejemplificar esto último, en la Fig. 6.9 se muestra un esquema de lo indicado. En el mismo se muestran los anillos centrados en el centro galáctico a distintos radios ($R_i = 8,5 + i$, con $i = 0, 1, 2, 3, 4, 5$ y 6) y también la zona donde se están analizando las distribuciones (semicírculo centrado en el Sol con un radio de 5,7 kpc). La zona rayada muestra una de las áreas donde se tomaron los datos para realizar la distribución (la que correspondería al bin centrado en 10 kpc en la Fig. 6.8). Se aprecia que dicha área es distinta a otras con anillos tomados a distintos radios del centro galáctico. Por este motivo, la distribución observada en la Fig. 6.8 se encuentra sesgada por este efecto.

Una manera de intentar conocer cómo es la distribución de las estructuras en la parte externa de la Galaxia es calculando la densidad superficial de las mismas. Para estos fines es importante tener en cuenta que no se tienen datos fidedignos en la zona de 30° en torno al anticentro galáctico. Se denomina *área-anillo* (A_a) a las áreas de la intersección de los anillos centrados en el centro galáctico con el semicírculo de 5,7 kpc centrado en el Sol (sin tener en cuenta la zona de 30° en torno al anticentro galáctico), mientras que a las áreas de la intersección de los anillos en torno al centro galáctico y la zona de 30° en torno al anticentro galáctico se las denomina *área-anticentro* (A_{ac}) (ver Fig. 6.9). Con el fin de calcular las densidades superficiales en los anillos de área $A_a + A_{ac}$, y suponiendo que la densidad superficial permanece constante dentro de cada anillo, se ha multiplicado la cantidad de estructuras encontradas en la zona A_a por un factor F ,

$$F = \frac{A_a + A_{ac}}{A_a}$$

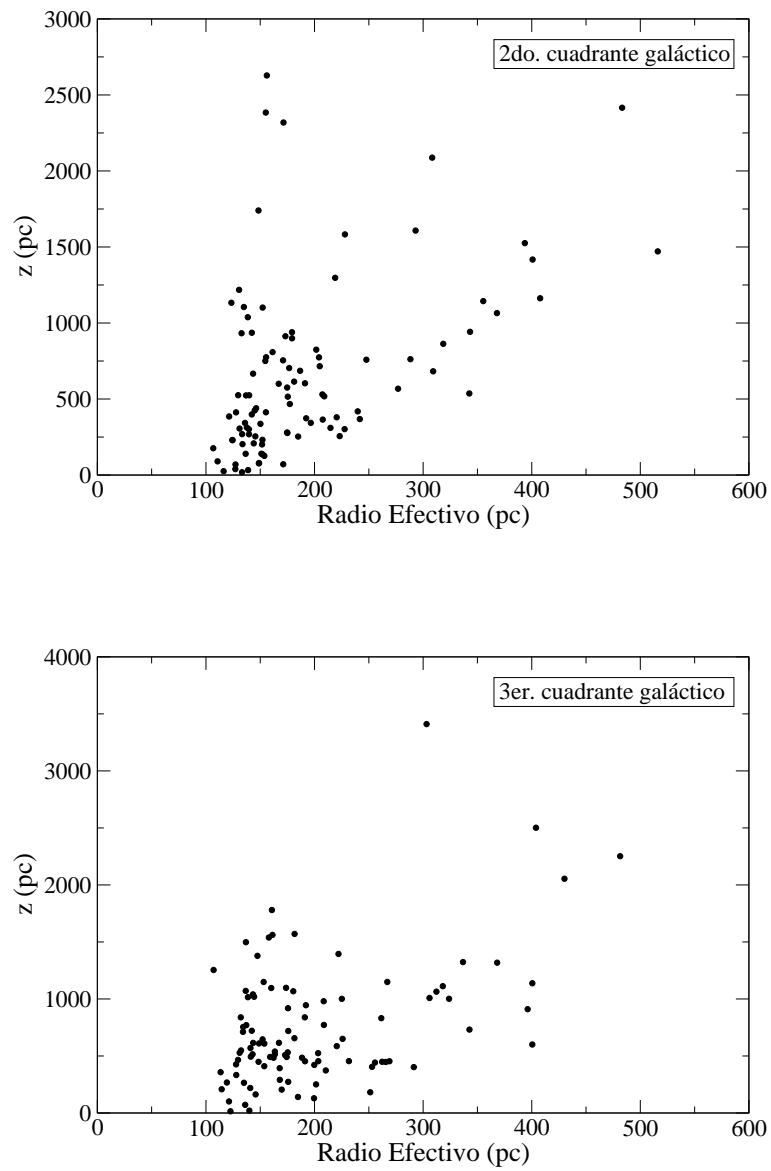


Figura 6.6: Radios efectivos versus altura sobre el plano galáctico para el 2^{do} y 3^{er} cuadrante galáctico.

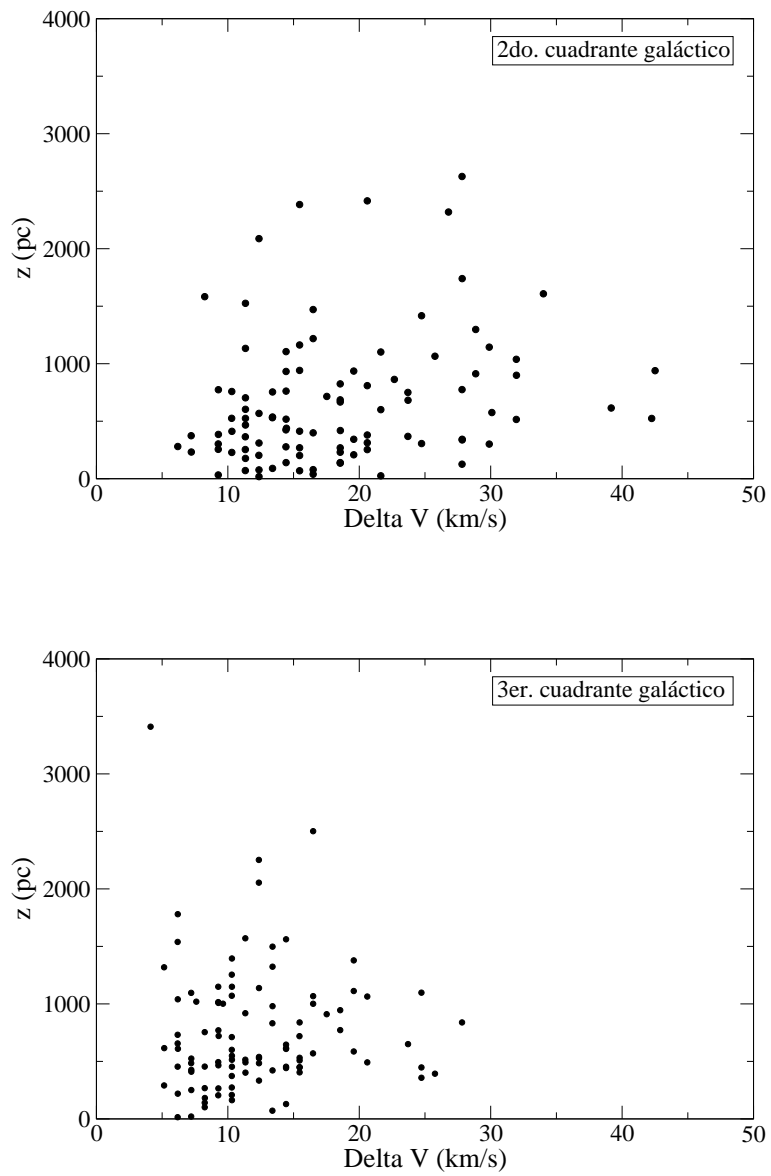


Figura 6.7: Rango de velocidades versus altura sobre el plano galáctico para el 2^{do} y 3^{er} cuadrante galáctico.

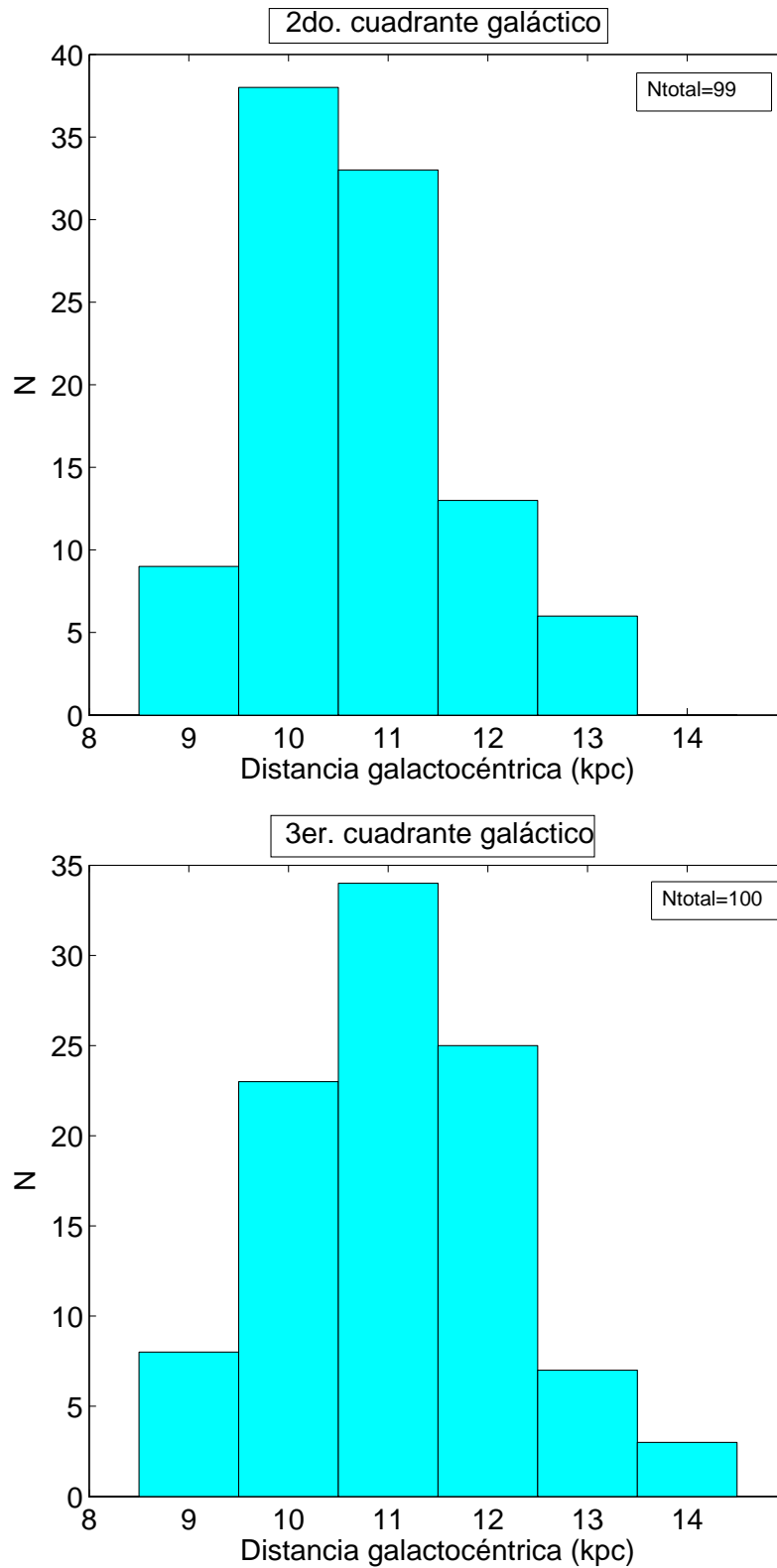


Figura 6.8: Distribución de las distancias galactocéntricas para el 2^{do} y 3^{er} cuadrante galáctico.

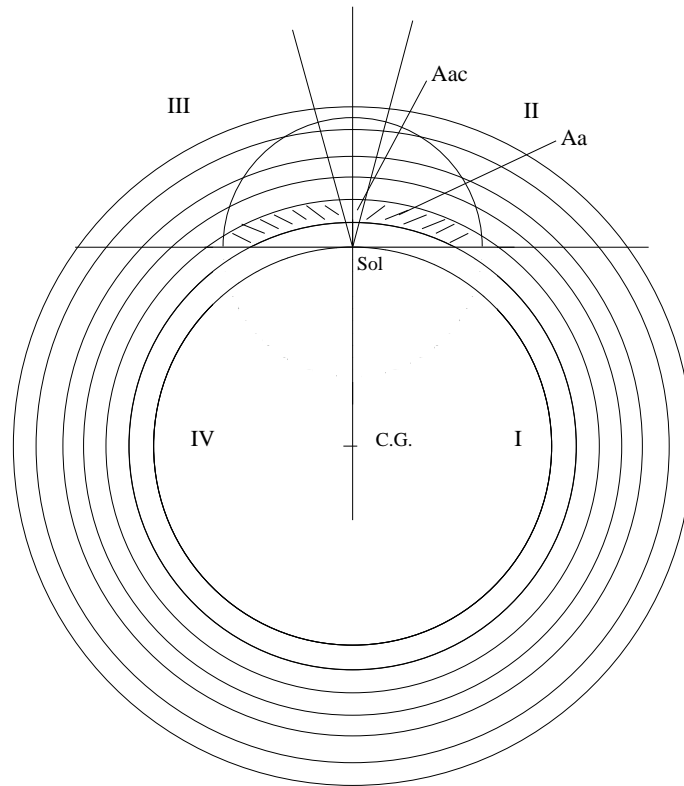


Figura 6.9: Esquema mostrando las áreas A_a (zona rayada) y A_{ac} . Los números I, II, III, IV, indican los cuadrantes galácticos y C. G. marca el centro de la Galaxia.

donde F va a ir variando para los distintos anillos que se consideran. En la Tabla 6.1, se muestran los valores de A_a y A_{ac} para cada uno de los anillos con radios R_i y R_e , el número de estructuras N (en el área A_a) así como también el factor F , el número de estructuras corregidas por el factor F (N_c) y la densidad superficial en las áreas ($A_a + A_{ac}$).

En la Fig. 6.10, se muestran las densidades superficiales en las áreas $A_a + A_{ac}$ para distintos anillos versus las distancias galactocéntricas (en líneas rojas). Es importante mencionar que si bien se aprecia un pico de densidad a 11 kpc, el mismo no es real, ya que como se mencionó en la Sección 4.10, podría ser que las estructuras cercanas al Sol no sean detectadas por el algoritmo. Para confirmar esta presunción, en la Fig. 6.11 panel superior, se aprecia que casi no hay estructuras a distancias menores a 2 kpc del Sol, mientras que a distancias

Tabla 6.1: Parámetros para estimar la densidad superficial de estructuras en las áreas $A_a + A_{ac}$. N_c indica la cantidad de estructuras corregidas por el factor F para los dos cuadrantes galácticos.

R_i (kpc)	R_e (kpc)	A_{ac} (kpc ²)	A_a (kpc ²)	A_2 (kpc ²)	N	F	N_c	F'	N'_c	Dens. Sup. (kpc ⁻²)	Dens. Sup' (kpc ⁻²)
8,5	9,5	0,26	5,33	2,17	15	1,049	16	2.458	39	$3,2 \pm 0,7$	$7,0 \pm 1,1$
9,5	10,5	0,78	10,13	7,99	56	1,077	60	1.267	76	$5,9 \pm 0,7$	$6,9 \pm 0,8$
10,5	11,5	1,31	10,44	0	67	1,125	75			$6,4 \pm 0,7$	
11,5	12,5	1,83	8,9	0	38	1,206	46			$4,3 \pm 0,6$	
12,5	13,5	2,36	6,21	0	13	1,380	18			$2,1 \pm 0,5$	
13,5	14,5	2,02	1,82	0	3	2,109	06			$1,6 \pm 0,6$	

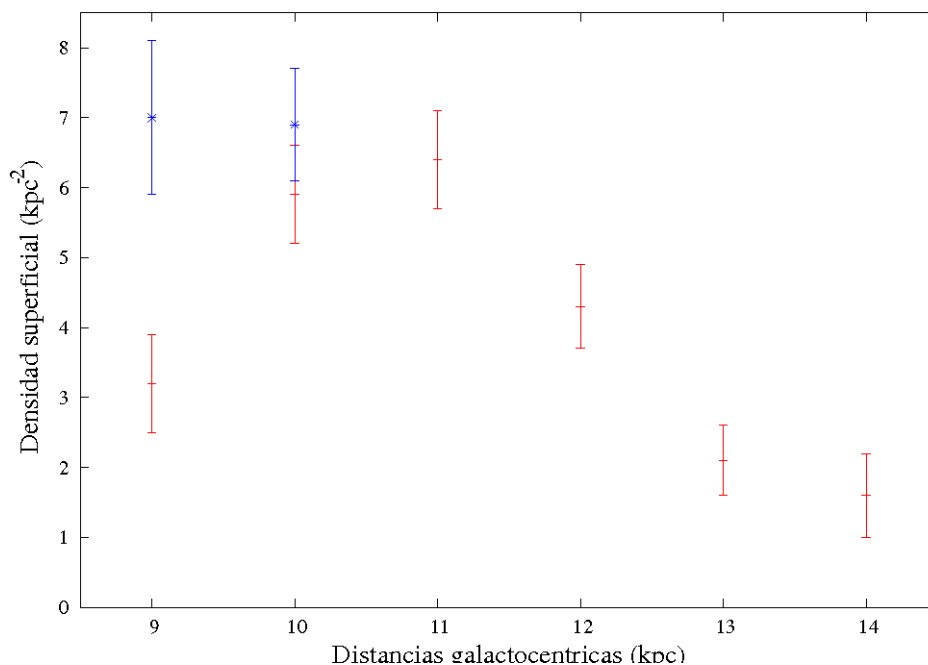


Figura 6.10: Distancias galactocéntricas versus densidades superficiales. Las líneas azules corresponden a la corrección de la incompletitud de estructuras presente en un radio de 2 kpc alrededor del Sol.

mayores se ven estructuras en un amplio rango de latitudes galácticas. En el panel inferior de la Figura se observa el mismo efecto en un gráfico en coordenadas polares y se muestra la región de 2 kpc alrededor del Sol donde claramente se aprecia dicha incompletitud.

Para tener en cuenta los problemas de incompletitud del catálogo a distancias al Sol inferiores a 2 kpc, se le han restado a las áreas A_a la intersección que se produce con el área correspondiente al semicírculo centrado en el Sol con un radio de 2 kpc. Esta intersección entre las áreas sólo se produce entre el anillo centrado en el centro galáctico de radios entre 8,5 a 9,5 kpc y el anillo de radios entre 9,5 a 10,5 kpc. A estas diferencias de áreas se las denomina A_2 y se listan en la Tabla 6.1. En la Fig. 6.12 se esquematiza un ejemplo de área A_2 (zona rayada) correspondiente a la resta de la intersección entre el área del anillo centrado en el centro galáctico de radios entre 9,5 a 10,5 kpc y el área del semicírculo centrado en el Sol de 2 kpc de radio. Con el fin de cuantificar la incompletitud que se observa a distancias menores a los 2 kpc del Sol, se ha multiplicado el número de estructuras, N_c , por un factor $F' = \frac{A_a}{A_2}$, obteniéndose una cantidad N'_c (listados en la Tabla 6.1). También se han recalculado las densidades superficiales (Dens. Super', Tabla 6.1). Es importante mencionar que en estos casos no se han tenido en cuenta las estructuras que se encuentran dentro del semicírculo de 2 kpc alrededor del Sol para no producir una sobreestimación en las densidades superficiales de las supercáscaras. En la Figura 6.10, se muestran las densidades corregidas (marcadas en líneas azules) por este factor de incompletitud. Este resultado está en concordancia con lo esperado, que la densidad superficial de estructuras disminuya a medida que nos alejamos del centro galáctico.

6.6. Distribución de los radios efectivos y rangos de velocidades versus distancias galactocéntricas.

En el Capítulo 1 se vio que la densidad del HI en el plano medio de la Galaxia ($b = 0^\circ$) disminuye a medida que se incrementa la distancia galactocéntrica. Debido a esto se esperaría ver que las estructuras adquiriesen mayores dimensiones a mayores distancias galactocéntricas.

La variación de la densidad n con la distancia galactocéntrica R está dada, según Kalberla & Dedes (2008), por,

$$n(R, z_0) = n_0 e^{\frac{R-R_0}{R_n}} \text{ (cm}^{-3}\text{)} \quad (6.1)$$

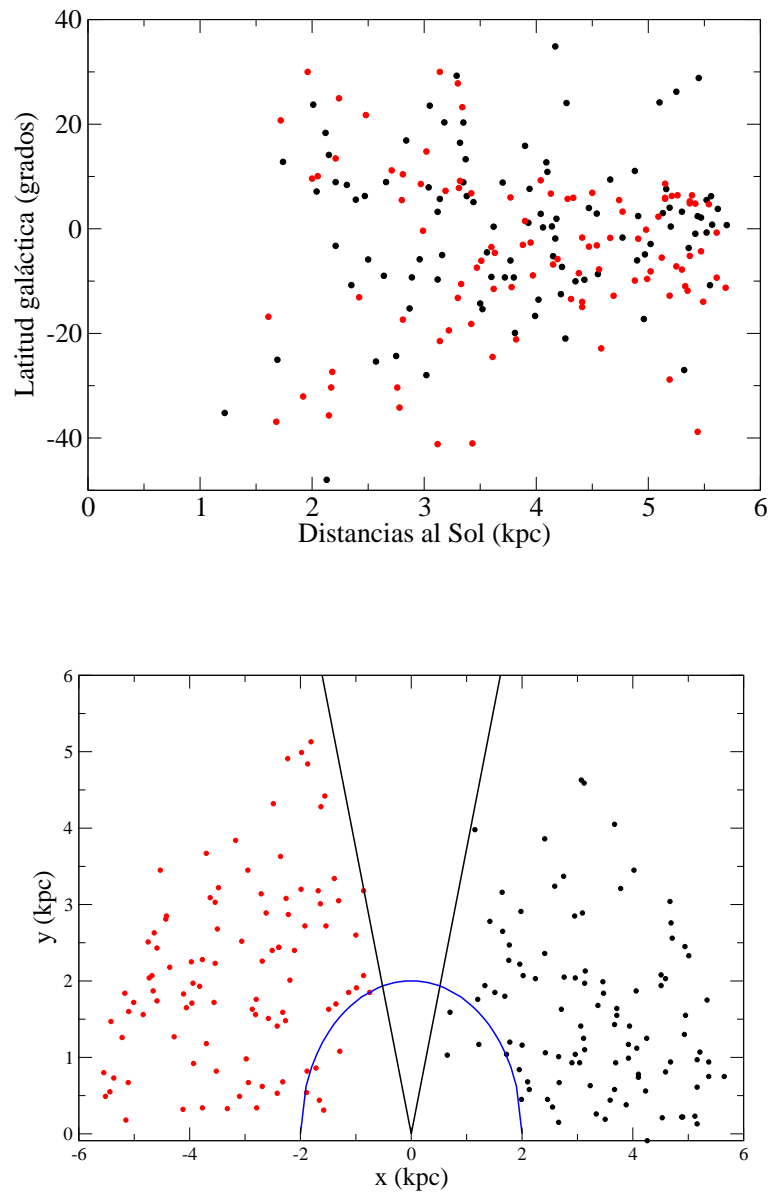


Figura 6.11: Panel superior: Distancias heliocéntricas versus latitudes galácticas. Panel inferior: Coordenadas polares de los centroides de las estructuras, el semicírculo azul muestra el área de incompletitud en un radio de 2 kpc del Sol. En ambos paneles los puntos negros muestran las estructuras correspondientes al 2^{do} cuadrante galáctico y los rojos al 3^{ro}.

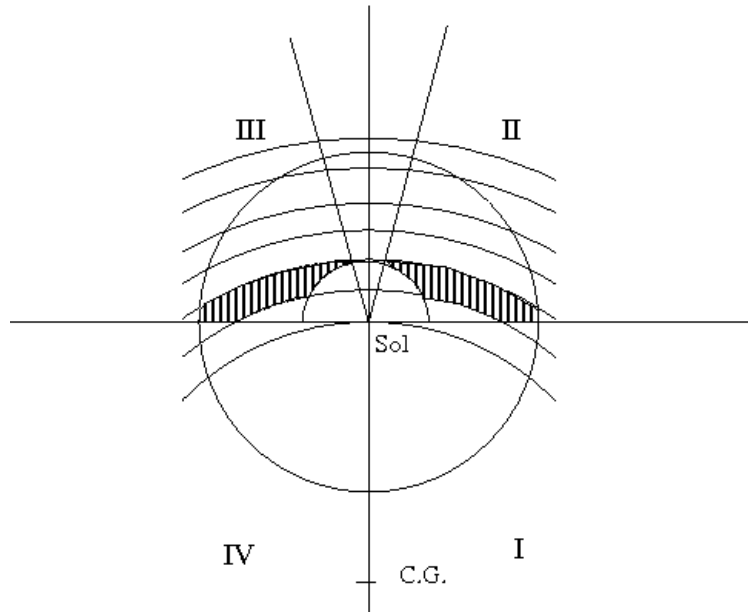


Figura 6.12: Diagrama del área A_2 (zona rayada) correspondiente al anillo centrado en el centro galáctico de radios entre 9,5 a 10,5 kpc.

donde R es la distancia galactocéntrica, $R_0 = 8,5$ kpc es la distancia del Sol al centro galáctico, $R_n = 3,15$ kpc es la longitud de escala y n_0 la densidad ambiente.

Si se considera una estructura a una distancia $R_1 = 9$ kpc del centro galáctico y otra a $R_2 = 13$ kpc, reemplazando el valor de R_1 y luego el de R_2 en la ecuación (6.1), se obtienen dos ecuaciones. Realizando el cociente entre ellas se obtiene,

$$\frac{n(R_1, z_0)}{n(R_2, z_0)} = \frac{e^{-(R_1-R_0)/R_n}}{e^{-(R_2-R_0)/R_n}}$$

$$\frac{n(R_1, z_0)}{n(R_2, z_0)} = 3,6$$

Por otro lado, haciendo un razonamiento análogo al que se hizo en la Sección 6.4, el tamaño de la estructuras es $R_{ef} \propto \left(\frac{1}{n}\right)^{1/5}$ si se supone que las mismas tienen edades similares y la energía mecánica (L_w) de los objetos que pudieron haberle dado origen son comparables. Siguiendo este razonamiento, para la estructura que se encuentra a 9 kpc del centro galáctico $R_{ef1} \propto \left(\frac{1}{n_1}\right)^{1/5}$ y para

la que se encuentra a 13 kpc, $R_{ef2} \propto \left(\frac{1}{n_2}\right)^{1/5}$, haciendo el cociente entre estas ecuaciones se obtiene

$$\frac{R_1}{R_2} = \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^{1/5} \sim 0,8$$

donde $n_1 = n(R_1, z_0)$ y $n_2 = n(R_2, z_0)$, de lo que se deduce que la estructura que se encuentra a 13 kpc del centro de la Galaxia, es un 25 % más grande que la que se encuentra a 9 kpc.

Sin embargo, de la Fig. 6.13 no se ve un marcado aumento de los radios efectivos a mayores distancias galactocéntricas. Para distancias galactocéntricas entre 9 y 12 kpc, los radios efectivos observados van desde 100 a aproximadamente 400 pc. Siguiendo el mismo razonamiento que se hizo en la Sección 6.4, se concluye que la distribución de los R_{ef} respecto a las distancias galactocéntricas tampoco parecería originarse de una población de objetos estelares con edades y energías mecánicas similares.

De la distribución de Δv con respecto a las distancias galactocéntricas, tampoco se observa alguna correlación (Fig. 6.14).

6.7. Excentricidades.

La estimación de las excentricidades (e) de las estructuras se derivó utilizando los valores de los semiejes mayores, a , y menores, b ,

$$e = \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{a}$$

En la Fig. 6.15, se muestran las distribuciones de las excentricidades para el 2^{do} y 3^{er} cuadrante galáctico. Se aprecia que para ninguno de los dos cuadrantes existen estructuras esféricas sino que por el contrario, las excentricidades pesadas de acuerdo a sus errores son del orden de $0,8 \pm 0,1$ para ambos cuadrantes.

Con el fin de investigar la posible existencia de diferencias en el comportamiento de la excentricidad a diferentes valores de z , se divide la muestra entre estructuras cuyos centroides se ubican a $z \leq 500$ pc y a $z > 500$ pc. Las distribuciones se muestran en las Figs. 6.16 y 6.17. Los valores medios pesados son del orden de $\sim 0,85 \pm 0,1$ y de $\sim 0,81 \pm 0,1$ para estructuras en el 2^{do} cuadrante con $z \leq 500$ pc y $z > 500$ pc, respectivamente. Para el 3^{er} cuadrante los valores medios pesados de las excentricidades son $0,84 \pm 0,1$ (para estructuras a $z \leq 500$ pc) y $0,79 \pm 0,1$ (para estructuras a $z > 500$ pc).

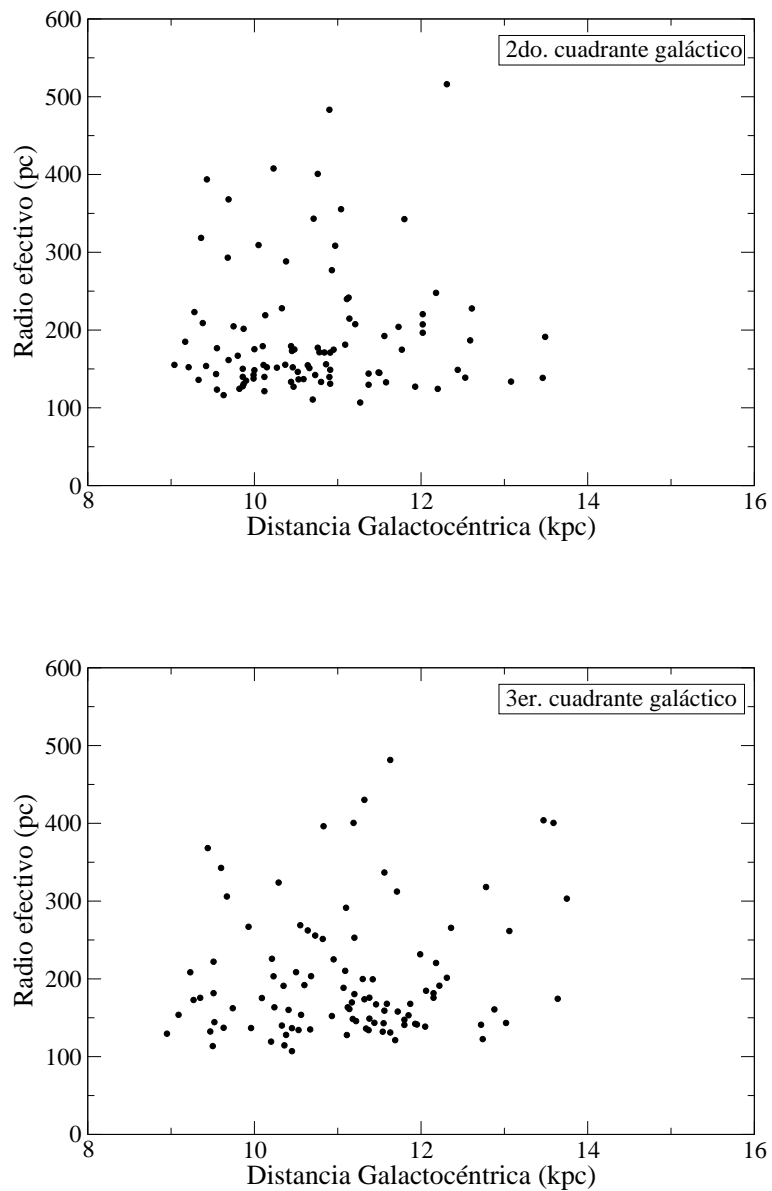


Figura 6.13: Distancias galactocéntricas versus radios efectivos para el 2^{do} cuadrante galáctico (*panel superior*) y para el 3^{er} cuadrante galáctico (*panel inferior*).

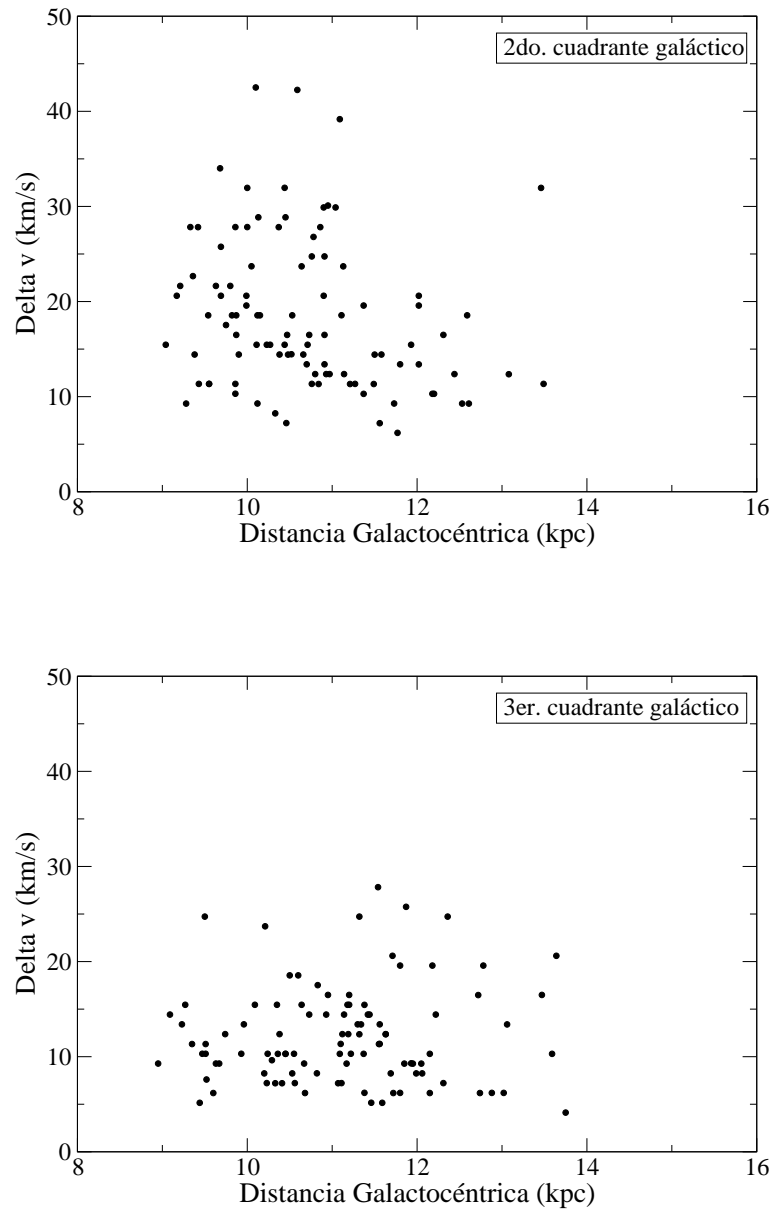


Figura 6.14: Distancias galactocéntricas versus Δv para el 2^{do} cuadrante galáctico (*panel superior*) y para el 3^{er} cuadrante galáctico (*panel inferior*).

Las barras de error en las Figuras se han calculado usando la forma parametrizada para determinar el error en las excentricidades explicada en la Sección 3.3. De las Figuras se aprecia que en ninguno de los cuadrantes galácticos se ve una diferencia notable de las excentricidades para los distintos rangos de z , ni tampoco entre los cuadrantes mismos.

Una posible explicación para la presencia predominante de estructuras elípticas podría ser el efecto de cizalladura.

En un disco que rota diferencialmente, la cizalladura en un punto R_c con respecto a un punto vecino que se encuentra a una distancia ΔR está dada por,

$$C = \frac{1}{2} \left(\frac{v_c}{R_c} - \frac{\Delta v}{\Delta R} \right)$$

donde v_c es la velocidad (en km s^{-1}) en R_c (en kpc), Δv , en unidades de km s^{-1} , es la diferencia de velocidad entre esos dos puntos y C es el gradiente de cizalladura en unidades de $\text{km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. Este gradiente tiene valores típicos de 10-50 $\text{km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ entre las regiones internas y externas de una galaxia espiral, lo cual es suficiente para transformar una estructura esférica de aproximadamente 500 pc de diámetro en una estructura elíptica en 50×10^6 años (Bagnetakos et al. 2011). Las regiones internas son las que tienen el valor de C más grande. Por lo que sería esperable encontrar estructuras con mayor elipticidad en la región interna que en la región externa.

En la siguiente Sección, se analiza la dependencia de la excentricidad con la distancia galactocéntrica a fin de evaluar si este efecto de cizalladura está presente en las estructuras que se están estudiando.

6.7.1. Excentricidad versus radio efectivo y distancia galactocéntrica.

En las Figs. 6.18 y 6.19 se muestran las excentricidades versus los radios efectivos y las distancias galactocéntricas, respectivamente. Por lo explicado en la Sección 6.7 respecto al gradiente de cizalladura, es esperable que las estructuras sean menos excéntricas a distancias galactocéntricas más grandes ya que a grandes distancias galactocéntricas la curva de rotación tiende a ser plana. En la Fig. 6.19, no se aprecia tal efecto. Una posible explicación para el comportamiento que se observa es que las estructuras en esta zona de la Galaxia han vivido lo suficiente como para que el efecto del gradiente de cizalladura sea notable, o por el contrario la asimetría se encuentra en la génesis misma de las estructuras. Tampoco se ve una tendencia de la excentricidad con el radio

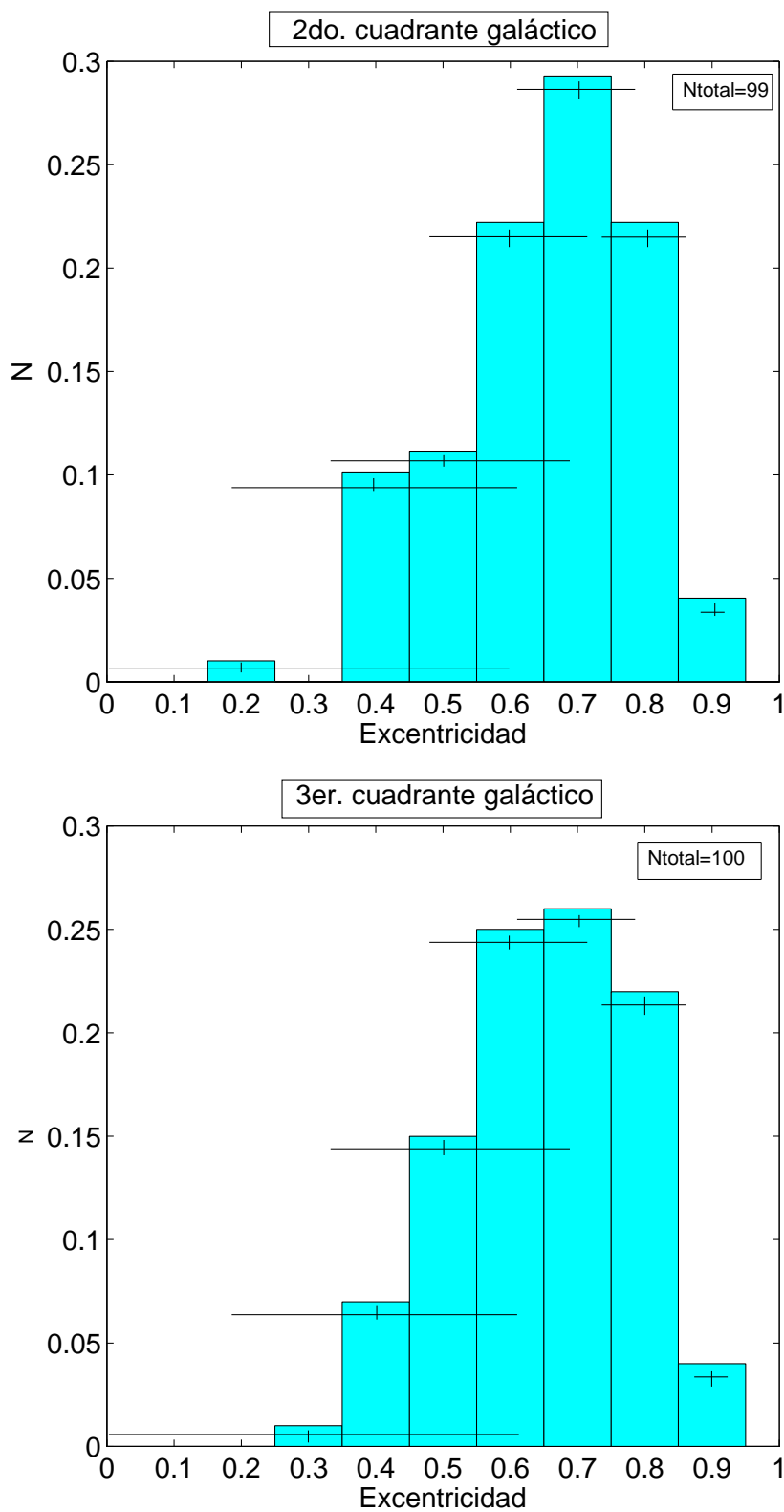


Figura 6.15: Distribución relativa de las excentricidades de la supercáscaras para el 2^{do} y 3^{er} cuadrante galáctico.

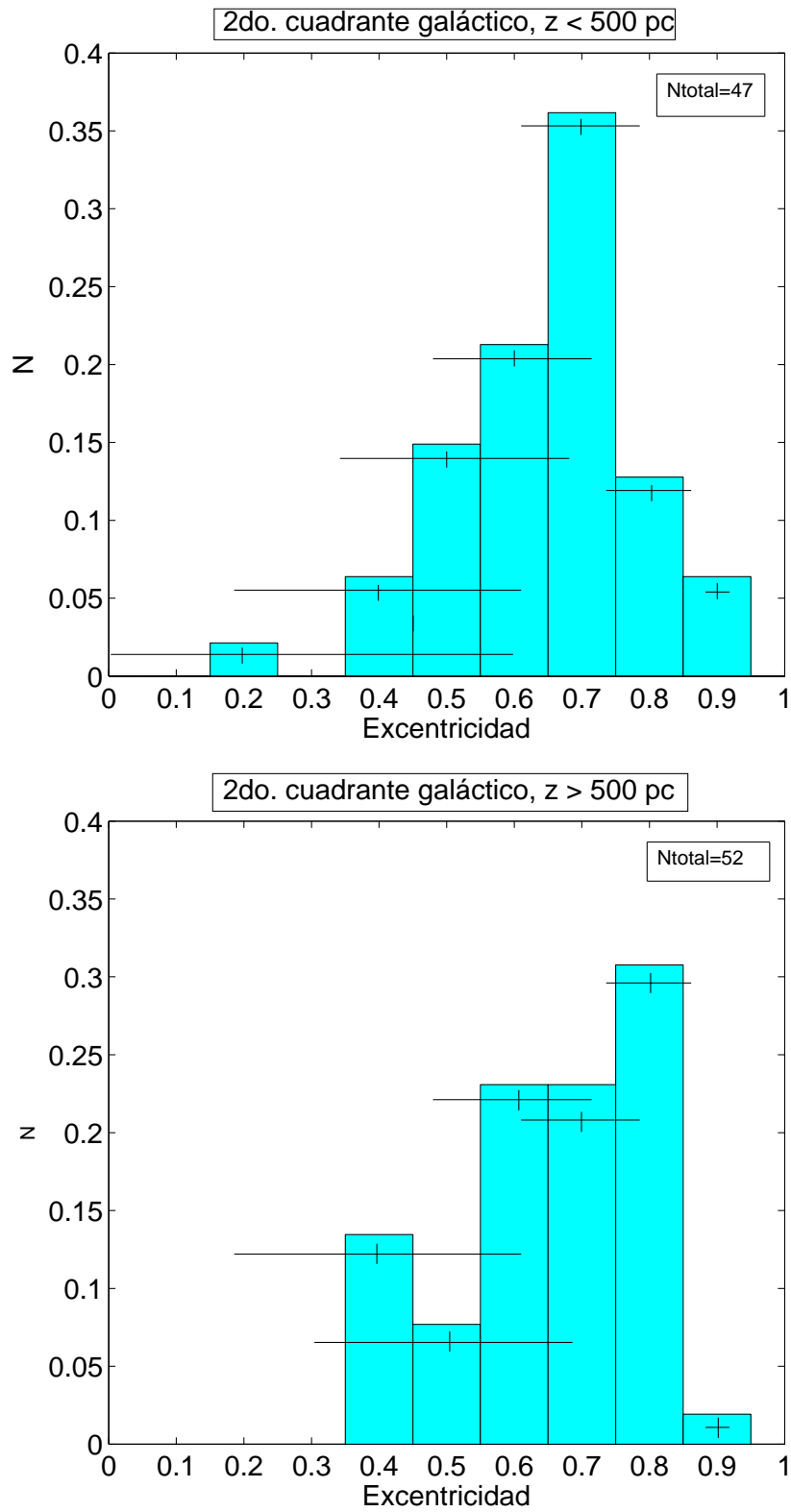


Figura 6.16: Distribución relativa de las excentricidades de la supercáscaras para el 2^{do} cuadrante galáctico a diferentes valores de z .

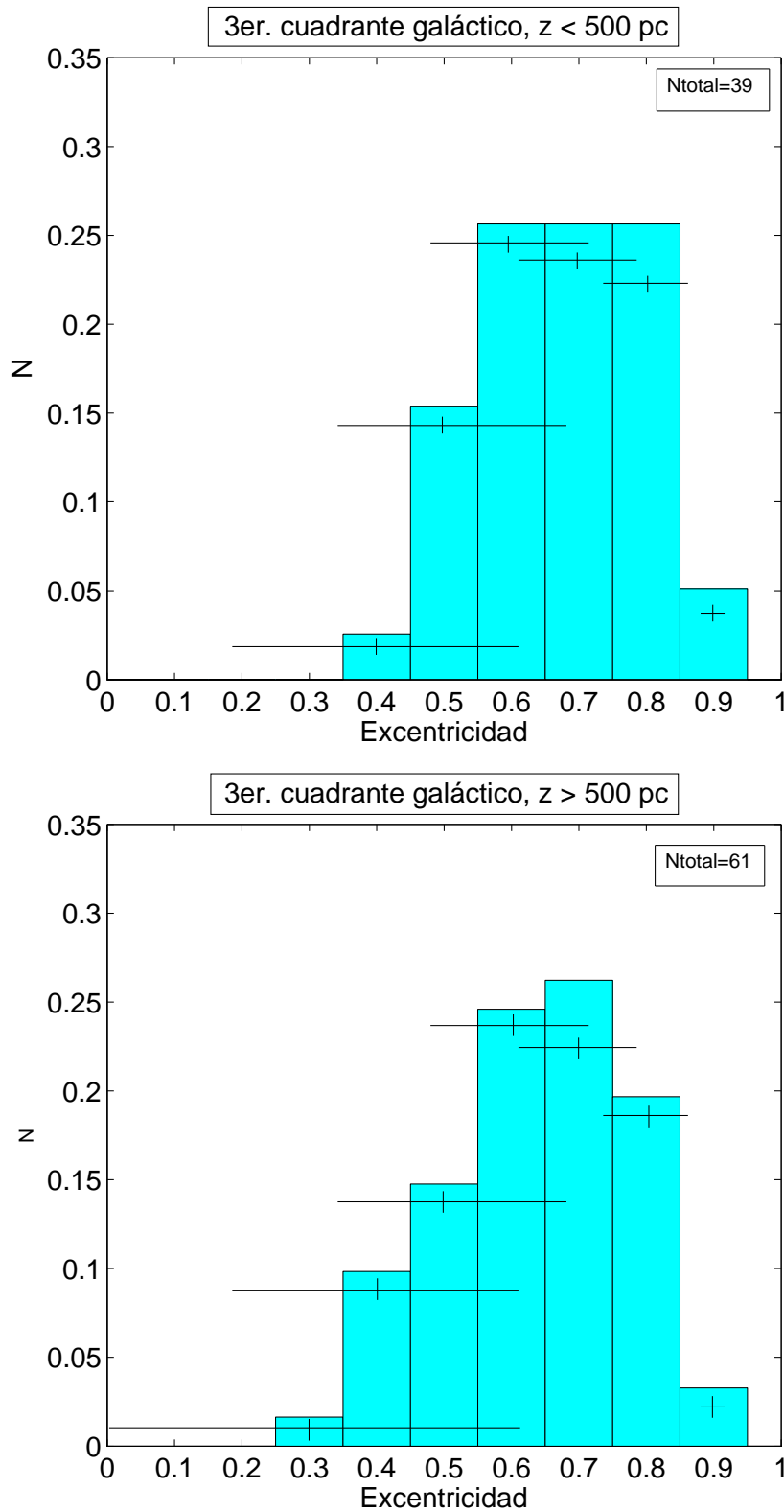


Figura 6.17: Distribución relativa de las excentricidades de la supercáscaras para el 3^{er} cuadrante galáctico a diferentes valores de z .

efectivo de las estructuras.

6.8. Radios efectivos versus velocidades de expansión.

La relación entre los radios efectivos de las supercáscaras y las velocidades de expansión se muestra en la Fig. 6.20. En la misma se han graficado líneas de tiempo de expansión constante, de acuerdo a Weaver et al. (1977),

$$t_{din} = 0,55 \frac{R_{ef}}{v_{exp}} \quad [1 \times 10^6 \text{ años}] \quad (6.2)$$

donde R_{ef} es el radio efectivo expresado en unidades de pc, v_{exp} es la velocidad de expansión expresada en km s^{-1} y la constante = 0,55 es el valor medio entre los modelos de conservación de la energía y conservación del momento. En la Fig. 6.20 se indican en líneas negras punteadas, las curvas para diferentes valores de t (5, 10, 20, 30 y 50, en unidades de 10^6 años).

En la Fig. 6.20 también se muestran las líneas de L_w/n constantes (0,1, 1, 10, 50, 100, en unidades de $10^{36} \text{ erg/s cm}^{-3}$) en líneas negras de acuerdo a la ecuación derivada por Weaver et al. (1977),

$$R_{ef} = 27 \left(\frac{L_w}{n} \right)^{1/5} t^{3/5} \quad [\text{pc}]$$

donde L_w es la luminosidad mecánica en unidades de 10^{36} erg/s , n es la densidad del medio en cm^{-3} y t es el tiempo en unidades de 1×10^6 años. Esta ecuación es válida para el modelo de conservación de la energía de una BI. Reemplazando la Ec. (6.2) en esta última, se obtiene una relación independiente del tiempo,

$$R_{ef} = \frac{1545}{v_{exp}^{1,5}} \left(\frac{L_w}{n} \right)^{1/2} \quad [\text{pc}].$$

En la Fig. 6.20 se aprecia que sólo hay 3 estructuras mayores de 50×10^6 años y las mismas están localizadas en el 3^{er} cuadrante. También se observa que sólo hay 3 estructuras, pertenecientes al 2^{do} cuadrante, con edades menores de 5×10^6 años. De ser este modelo aplicable a las estructuras del catálogo, se puede concluir que las mismas poseen edades dinámicas mínimas del orden de algunos millones de años, y dichas edades abarcan aproximadamente un

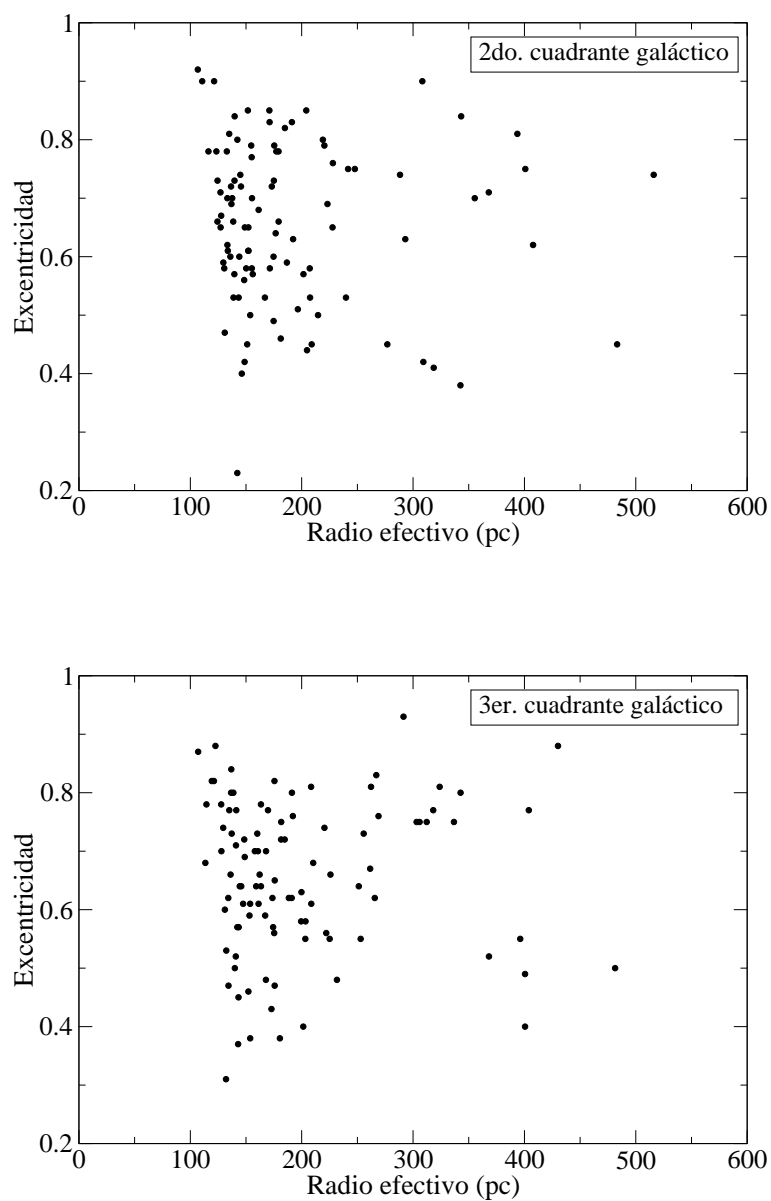


Figura 6.18: Excentricidades de la supercáscaras versus radios efectivos en el 2^{do} y 3^{er} cuadrante galáctico.

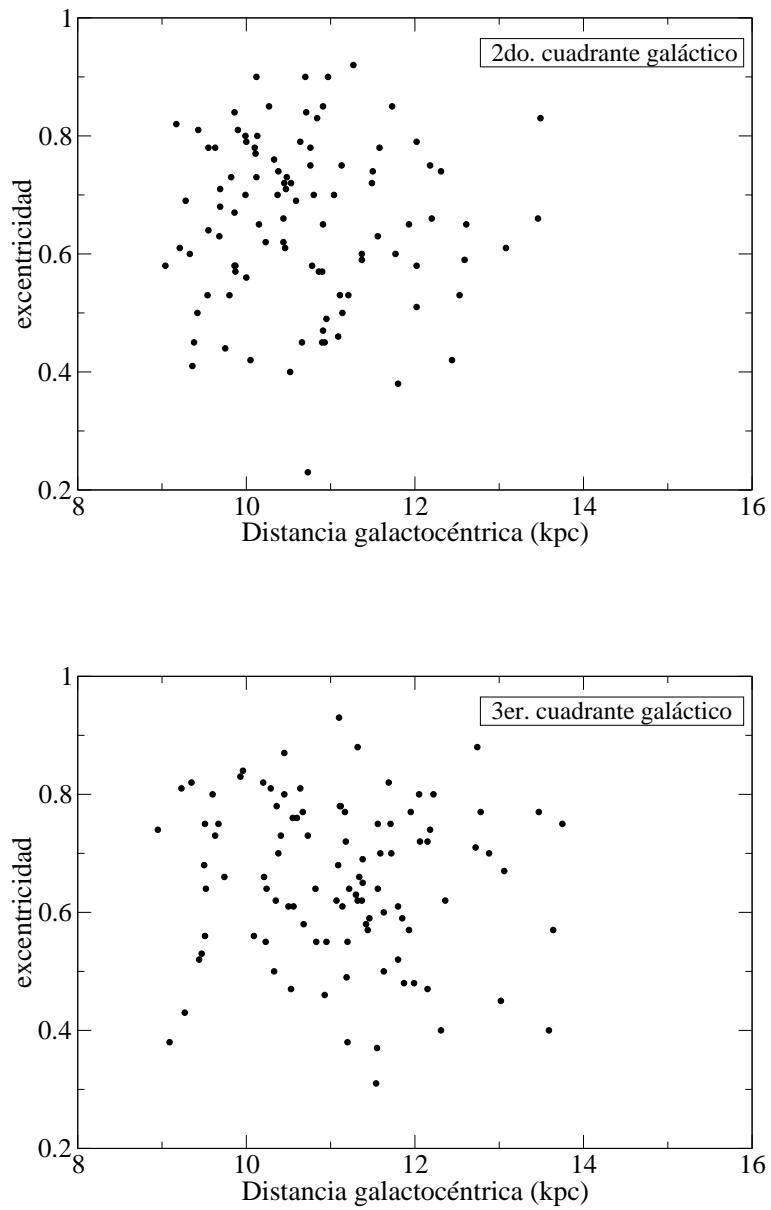


Figura 6.19: Excentricidades versus distancias galactocéntricas de la supercáscaras en el 2^{do} y 3^{er} cuadrante galáctico.

orden de magnitud. Esta conclusión se encuentra en línea con los resultados obtenidos por Ehlerová & Palouš (2005).

De la misma Figura, resulta evidente que la mayoría de las estructuras se encuentran entre valores de $0,1 \times 10^{36} < \frac{Lw}{n} < 100 \times 10^{36}$ erg/s cm^{-3} . Bajo la suposición que el origen de estas estructuras fuese estelar, las mismas no podrían haber sido creadas por una sola estrella. Por ejemplo, considerando una densidad $n = 1 \text{ cm}^{-3}$ y una edad de $t = 5 \times 10^6$ años, para formar una estructura con $R_{ef} = 150$ pc, se necesitarían ~ 34 estrellas O6.5 de secuencia principal, considerando una eficiencia de conversión de la energía cinética del viento a energía mecánica de la supercáscara del 20%. Si en cambio consideramos una eficiencia del $\leq 3\%$, que es lo que sugieren las observaciones (Cappa et al. 2003), se necesitaría un factor mayor de estrellas del orden de ~ 7 .

Por otro lado, en la Fig. 6.20, no se aprecia una clara dependencia del radio efectivo con la velocidad de expansión. Este resultado está en buen acuerdo con el encontrado por Bagetakos et al. (2011) para otras galaxias. En la Vía Láctea, Ehlerová & Palouš (2005) tampoco detectan una variación del tamaño de las estructuras con la velocidad de expansión.

6.9. Edades dinámicas.

En la Fig. 6.21, se muestra la distribución de las edades dinámicas de las estructuras. Como ya se indicó en la Sección anterior, no han sido catalogadas estructuras con edades superiores a los 50×10^6 años, excepto tres del 3^{er} cuadrante que tienen edades entre $(60 - 90) \times 10^6$ años.

Los valores medios de las edades dinámicas son de $t_{din} = (14 \pm 2) \times 10^6$ años para el 2^{do} cuadrante y $t_{din} = (21 \pm 3) \times 10^6$ años para el 3^{ro}.

En el caso del 2^{do} cuadrante, dicha edad concuerda con la edad encontrada por Bagetakos et al. (2011) ($t_{din} = 13,9 \times 10^6$ años), para galaxias espirales de tipo temprano. Para el caso del 3^{er} cuadrante ese valor da un poco más elevado, es un valor intermedio entre el dado por esos autores para una galaxia espiral de tipo temprano y de tipo tardío. Cabe mencionar que ellos presentan valores globales con muestras de galaxias completas, mientras que aquí se está estudiando sólo una porción de la Vía Láctea. Ehlerová & Palouš (2005) encuentran que el valor medio de las edades de las cáscaras de su muestra es de $t_{din} = 8,4 \times 10^6$ años, significativamente más jóvenes que las que se han estimado en esta Tesis. Sin embargo, estos autores mencionan que dicho valor se encuentra afectado por diferentes efectos de selección, como por ejemplo que la detección de cáscaras viejas es menos completa que las jóvenes ya que las primeras muestran una estructura espacial más fragmentada por lo que son

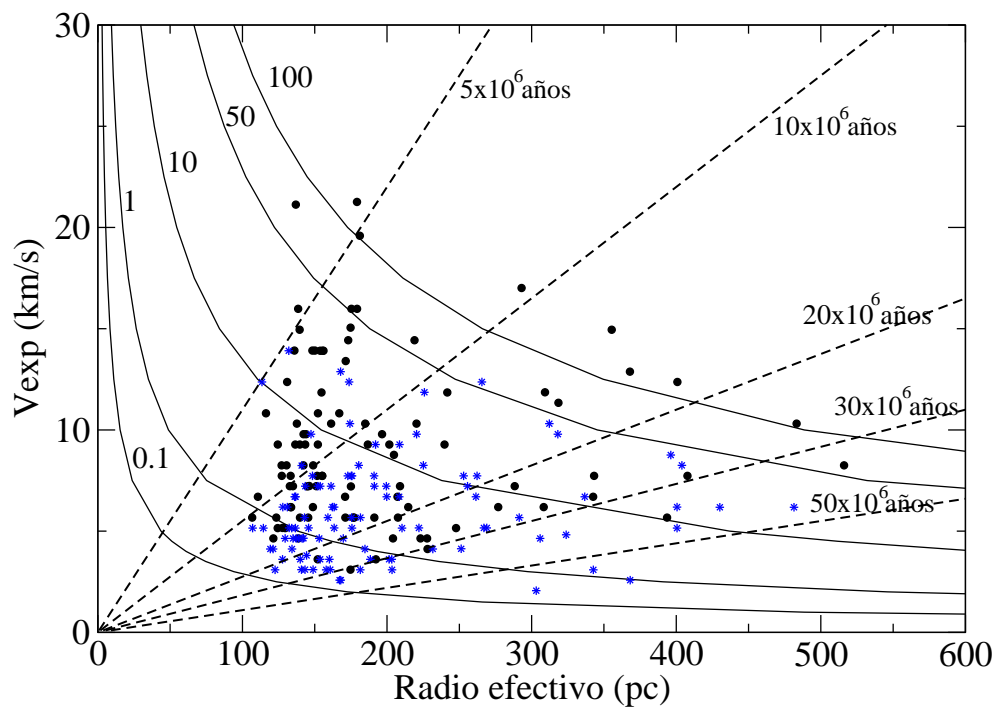


Figura 6.20: Radios efectivos versus velocidades de expansión. Los puntos negros muestran las supercáscaras pertenecientes al 2^{do} cuadrante galáctico y los asteriscos azules muestran las estructuras pertenecientes al 3^{er} cuadrante. Las líneas negras punteadas muestran las curvas de tiempos de expansión constante. Las líneas negras continuas muestran las líneas de L_w/n constante.

difíciles de reconocer para el algoritmo que implementaron. Otra limitación es que en su muestra no pueden detectar estructuras abiertas.

En la Fig. 6.22 las edades están distribuidas, para los dos cuadrantes galácticos, de manera aproximadamente uniforme hasta 30×10^6 años, lo que podría ser indicativo de un proceso de formación continuo de las mismas.

Ehlerová & Palouš (2005) encuentran que todas sus estructuras con edades mayores de 30×10^6 años, están a distancias mayores a los 12 kpc del centro galáctico. Por lo anterior concluyen que al no existir cáscaras viejas a distancias menores que los 12 kpc, el tiempo de vida de las estructuras es mayor a mayores distancias galactocéntricas. De la Fig. 6.22, se ve que en la muestra presentada en esta Tesis, no se observa la tendencia encontrada por Ehlerová & Palouš (2005). Por el contrario, a distintas distancias galactocéntricas la distribución de edades es relativamente uniforme, encontrándose a una dada distancia galactocéntrica tanto estructuras jóvenes ($T_{din} = 5 \times 10^6$ años) como viejas ($T_{din} = (30 - 40) \times 10^6$ años).

A los fines de investigar si existe alguna relación entre las excentricidades de las estructuras y su edad dinámica, en la Fig. 6.23, se muestra la distribución observada de la excentricidad para distintas edades dinámicas. Cierta relación entre ambos parámetros podría encontrarse si los efectos de los gradientes de cizalladura sobre la morfología de las estructuras fuese importante. En efecto, se espera que en aquellas zonas donde el valor de C sea elevado (generalmente la parte interna de la Galaxia) las estructuras tengan una vida media inferior a la de aquellas estructuras que se encuentran localizadas en regiones de la Galaxia donde C tiene valores bajos (generalmente la parte externa de la Galaxia). Además sería esperable que si dicho gradiente fuese el principal responsable de la morfología elíptica que adoptan las estructuras, debería encontrarse cierta relación entre excentricidad y edad dinámica, en el sentido de que aquellas estructuras con menor edad (donde el gradiente de cizalladura ha tenido poco tiempo para actuar) tuviesen menor excentricidad que los de mayor edad. De la Fig. 6.23 se ve que tal conclusión no existe por lo que el efecto de cizalladura parecería jugar un papel menor, si es que juega alguno, en determinar la morfología de las estructuras.

6.10. Factores de llenado.

Debido a que el interior de las estructuras contiene gas caliente, las mismas influirían en la estructura de las diferentes fases del MIE. Con el fin de saber qué porcentaje del área o volumen de la Galaxia ocupan las estructuras, se

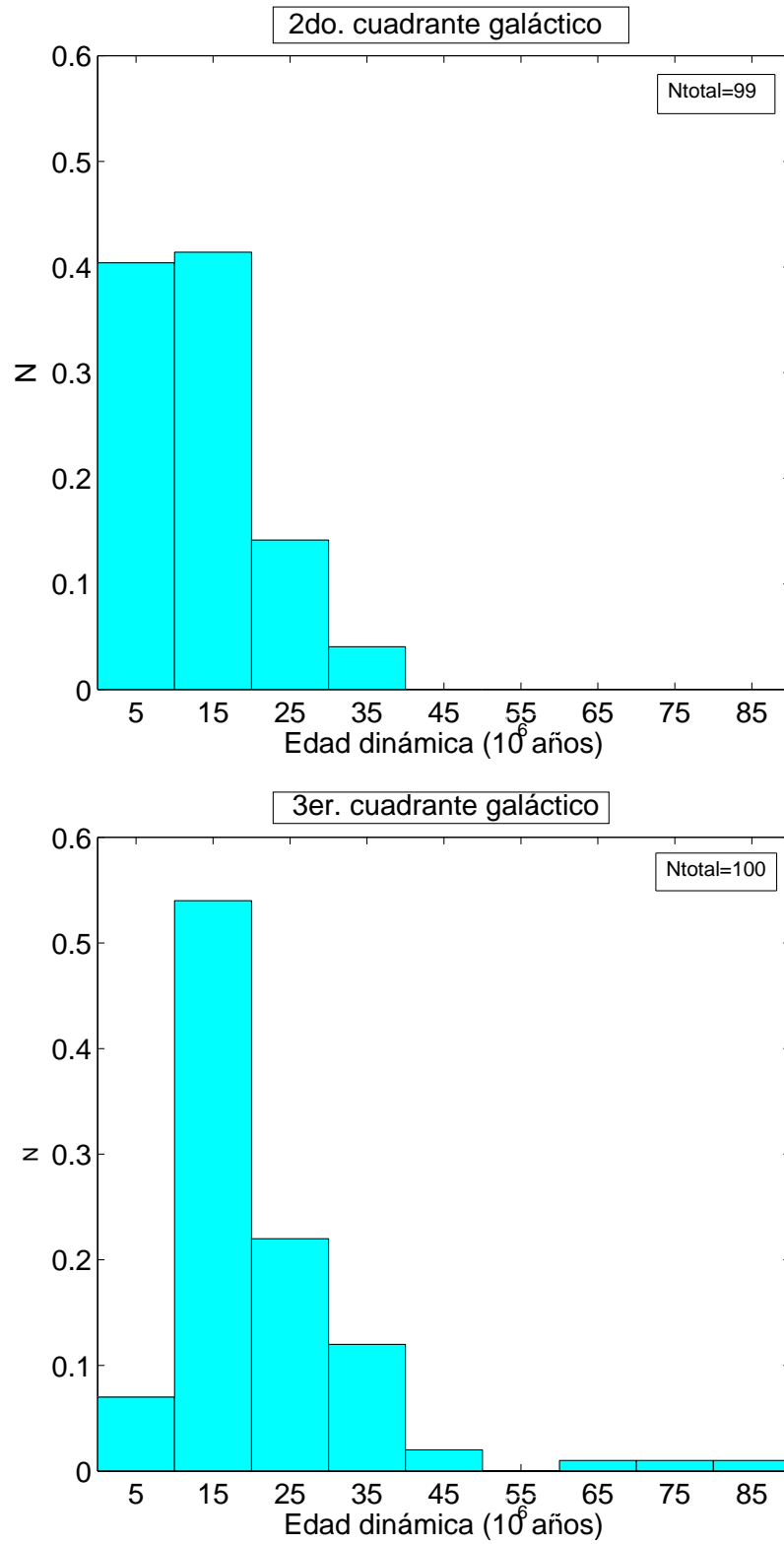


Figura 6.21: Distribución de las edades de las estructuras para el 2^{do} y 3^{er} cuadrante galáctico.

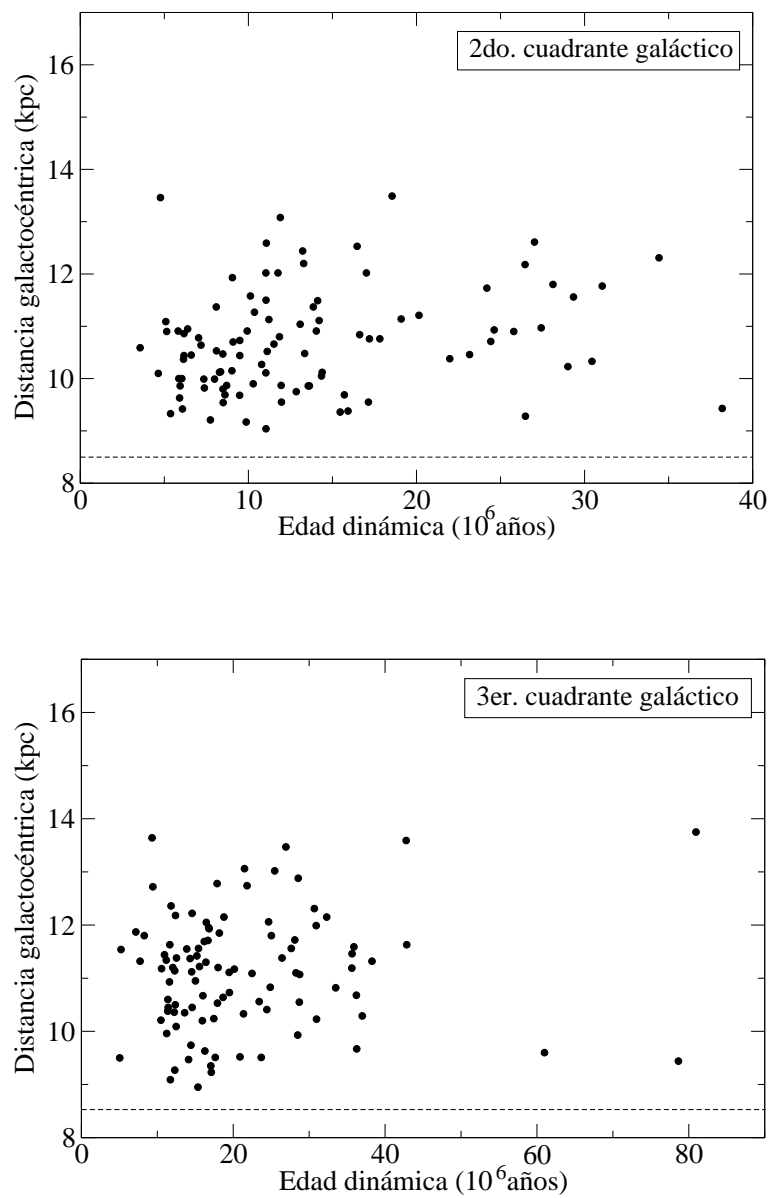


Figura 6.22: Edades dinámicas versus distancias galactocéntricas en el 2^{do} y 3^{er} cuadrante galáctico. La Línea puenteada negra indica la distancia del centro galáctico al Sol (8,5 kpc).

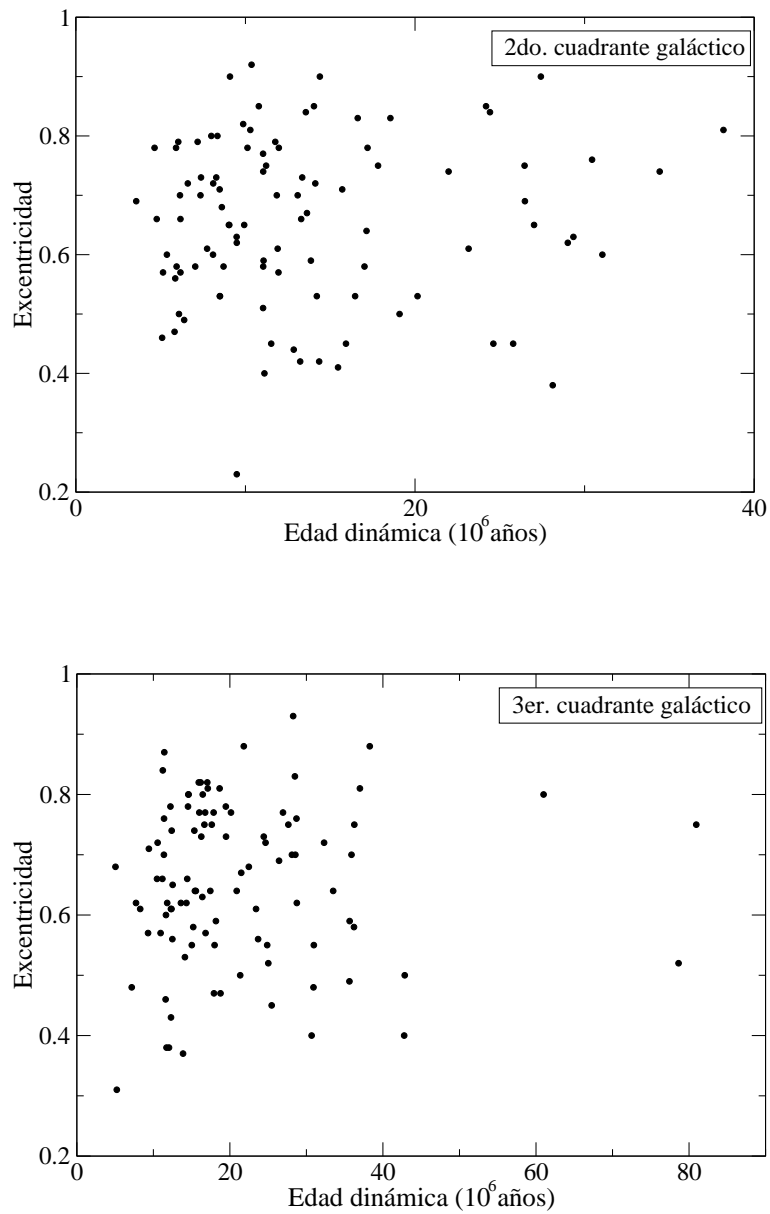


Figura 6.23: Edades dinámicas versus excentricidades en el 2^{do} y 3^{er} cuadrante galáctico.

calcula el factor de llenado. Se denomina *factor de llenado superficial* (f_{2D}) al porcentaje del área de la Galaxia que ocupan las estructuras y se denomina *factor de llenado volumétrico* (f_{3D}) al porcentaje del volumen de la Galaxia ocupado por las mismas.

Para calcular el f_{2D} se ha tenido en cuenta el área correspondiente al semicírculo centrado en el Sol entre $90^\circ < l < 270^\circ$ de 5,7 kpc de radio y no se han tenido en cuenta la región comprendida entre $165^\circ < l < 195^\circ$. Para calcular el área ocupada por las estructuras se han proyectado las mismas en el plano de la Galaxia.

Para el cálculo de f_{3D} se consideró la misma área y una altura de $\pm 0,5$ kpc.

Teniendo en cuenta el área y volumen mencionados, $f_{2D} = 0,5 \pm 1$ y $f_{3D} = 0,04^{+0,01}_{-0,02}$. Estos valores están en buen acuerdo a los estimados por Ehlerová & Palouš (2005). Si bien estos autores detectan una variedad de estructuras con diversos tamaños angulares ($1,5^\circ$ a 45°) y en esta Tesis sólo se tomaron en cuenta las estructuras más grandes, los resultados obtenidos son similares ya que los factores de llenado están dominados por las estructuras de mayor tamaño.

Capítulo 7

Comparación con otros catálogos de cáscaras de HI.

En este capítulo se busca comparar nuestro catálogo de estructuras de HI candidatas a supercáscaras con los realizados por otros autores. La comparación se realizó con los catálogos de Heiles (1979), Hu (1981), Heiles (1984), McClure-Griffiths et al. (2002) y Ehlerová & Palouš (2005), debido a que en los mismos se utilizaron bases de datos cuya resolución angular es similar, o igual, a la utilizada en esta Tesis, y a que analizan una zona del cielo abarcada en el estudio llevado a cabo en el presente trabajo. Una descripción de estos catálogos ha sido presentada en la Sección 1.5.

En las siguientes Secciones se estudia qué porcentaje de supercáscaras detectadas en los mencionados catálogos han sido detectadas por nuestro algoritmo automático de detección así como los posibles motivos por los cuales algunas estructuras no han sido detectadas por el mismo.

7.1. Consideraciones generales.

Con el fin de determinar cuántas estructuras de los catálogos elaborados por otros investigadores han sido detectadas por nuestro algoritmo automático de detección, para cada uno de los catálogos sólo se han tenido en cuenta las estructuras que cumplen nuestros criterios de selección (Sección 4.2). Con el objetivo de poder verificar el criterio de selección **d**) (que el diámetro lineal sea superior a 200 pc), en los casos en que las distancias hayan sido obtenidas utilizando un modelo de rotación galáctica diferente al utilizado en esta Tesis, se han recalculado las mismas y a partir de ellas los tamaños de las estructuras.

Para realizar la comparación entre las supercáscaras catalogadas en esta

Tesis y las catalogadas por otros autores, se ha confeccionado un programa en Fortran que compara las estructuras. En el mismo se establece que existe una detección simultánea si se satisfacen los siguientes requisitos:

1. La diferencia entre las coordenadas de los centros debe ser inferior al 50 % del radio efectivo de la supercáscara catalogada en esta Tesis.
2. La diferencia entre las velocidades sistémicas debe ser inferior a 8 km s^{-1} .

7.2. Comparación con los catálogos de Heiles (1979) y Heiles (1984).

El catálogo de Heiles (1979) tiene un total de 63 estructuras. En este trabajo el autor diferencia las estructuras en expansión de las estacionarias (estructuras que no presentan cambios de su tamaño angular con la velocidad). Un total de 14 estructuras (estacionarias y en expansión) cumplen nuestros criterios de selección y se encuentran en la misma región del cielo estudiada en esta Tesis.

Haciendo uso del programa desarrollado, se encuentra que sólo el 36 % (5 estructuras) de las estructuras catalogadas por Heiles (1979) que satisfacen nuestros criterios de selección han sido detectadas por nuestro algoritmo.

Por otro lado, el catálogo de Heiles (1984) tiene un total de 42 estructuras, de las cuales sólo 19 cumplen con nuestros criterios de selección y están en la misma zona del cielo que la considerada en este trabajo. Haciendo uso de los criterios establecidos en el programa que realiza la comparación entre los catálogos, se obtiene que nuestro algoritmo de búsqueda automático detectó un 47 % (9 estructuras) de las 19 estructuras.

Con el fin de dilucidar las posibles razones por las que el algoritmo no detectó todas las estructuras se llevó a cabo un análisis visual sobre las 19 estructuras no detectadas de los dos catálogos (Heiles 1979, 1984), encontrándose que la no detección podría deberse a:

- **Las estructuras no presentan un mínimo local central:** El centro de algunas de las estructuras detectadas por Heiles presentan emisión. En este caso nuestro algoritmo, si encuentra algún mínimo en la zona delimitada por la supuesta estructura, puede detectar puntos de máximo en temperatura de brillo que no siguen un patrón esperado a una supercáscara. También puede ocurrir que el algoritmo detecte subestructuras (en el caso en que cumplan con nuestros criterios de selección). Esto tiene lugar en 15 de las 19 estructuras no detectadas.

7.2 Comparación con los catálogos de Heiles (1979) y Heiles (1984)

- **No se ve claramente una cáscara:** Este fenómeno se observa en 3 de las 19 estructuras no detectadas.
- **La estructura se detecta pero no coincide el rango de velocidades observado:** Recordando que se ha pedido una diferencia entre las velocidades sistémicas inferior a 8 km s^{-1} , se observa que en una de las estructuras no detectadas si bien coincide posicionalmente (l, b) , el rango en velocidad en el que se detecta es distinto.

En la Tabla 7.1, se muestran las estructuras catalogadas por Heiles (1979, 1984) que han sido detectadas por nuestro algoritmo automático de búsqueda. En la Col. 1 se lista el nombre de la supercáscara dado en esta Tesis. En la Col. 2 las dimensiones $\Delta l/2$ y $\Delta b/2$ y el rango de velocidades en que se detecta la cáscara catalogada por Heiles (1979, 1984), bajo la codificación $(\Delta l/2 \times \Delta b/2 \times \Delta v)$. En la Col. 3 las dimensiones de la supercáscara detectada en este trabajo, usando la misma codificación anteriormente explicada pero utilizando los semiejes $(a \times b \times \Delta v)$. Cabe aclarar que para determinar las dimensiones de las estructuras, Heiles tomó la extensión en longitud y latitud, mientras que en esta Tesis se ajustó una elipse a las estructuras detectadas debido a lo cual derivamos semiejes mayores y menores y un ángulo de inclinación del semieje mayor respecto del plano galáctico.

En la Tabla 7.1 se aprecia una diferencia entre las dimensiones dadas por Heiles (1979, 1984) y en esta Tesis. Las mismas pueden deberse a la herramienta utilizada por Heiles para la visualización de las estructuras. En los catálogos de Heiles, la búsqueda de estructuras se realizó de forma visual, lo cual implica un alto grado de subjetividad a la hora de determinar las dimensiones de las mismas. Otro motivo radica en que en su método de identificación, Heiles usa una representación fotográfica para visualizar la distribución de intensidades de HI. Este método podría hacer perder la detección de aquellas estructuras con menos intensidad (menor contraste) o dificultar la separación con otras estructuras cercanas (a una velocidad dada). Esto acarrearía una importante subjetividad a la hora de determinar las dimensiones de las estructuras.

En la zona donde Heiles (1979, 1984) realizó los catálogos, el algoritmo automático de detección desarrollado en esta Tesis ha detectado 374 y 496 estructuras candidatas a supercáscaras, respectivamente. Se observa que gracias al desarrollo de este algoritmo se incrementó significativamente la detección de estructuras en un factor ~ 27 para el catálogo de Heiles (1979) y en un factor ~ 26 para el catálogo de Heiles (1984).

Tabla 7.1: Estructuras de Heiles (1979, 1984) detectadas por nuestro algoritmo. En la primera columna se lista el nombre de la estructura tal como aparece en esta Tesis que no necesariamente coincide con el dado por Heiles en sus dos catálogos.

Denominación	Heiles (1979) grados ² km s ⁻¹	Esta Tesis grados ² km s ⁻¹
GS 091-04-067	4.5 x 5.0 x 28.0	4.6 x 2.7 x 35.0
GS 094+03-110	5.0 x 2.5 x 20.0	3.2 x 2.5 x 23.4
GS 094+03-120	5.0 x 2.5 x 20.0	1.9 x 1.2 x 16.5
GS 108-03-022	2.5 x 5.5 x 24.0	2.1 x 1.8 x 27.8
GS 228-06+048	3.5 x 3.5 x 28.0	1.8 x 1.3 x 10.3
Heiles (1984)		
GS 096+16-025	4.0 x 5.5 x 8.9	6.4 x 4.5 x 25.8
GS 105+09-021	4.5 x 4.0 x 8.0	3.9 x 3.2 x 27.8
GS 124-09-043	3.0 x 4.0 x 12.6	2.9 x 2.6 x 39.2
GS 125+11-063	4.5 x 4.0 x 45.5	4.6 x 2.7 x 35.0
GS 134-25-020	8.5 x 8.5 x 8.9	7.3 x 6.5 x 17.5
GS 134+06-038	5.5 x 3.0 x 8.4	5.0 x 3.3 x 23.7
GS 144+08-031	3.5 x 3.0 x 7.4	4.9 x 4.2 x 18.6
GS 153+12-044	5.5 x 3.0 x 8.4	3.3 x 2.5 x 23.7
GS 244-16+034	4.0 x 3.5 x 8.5	3.2 x 2.6 x 16.5

7.3. Comparación con el catálogo de Hu (1981).

El catálogo de Hu (1981) tiene un total de 50 estructuras, de las mismas, sólo 24 se encuentran en el segundo y tercer cuadrante (no contabilizando aquellas comprendidas entre $165^\circ \leq \phi \leq 195^\circ$). Ninguna de las estructuras cumple con los criterios de selección empleados para la elaboración del catálogo.

7.4. Comparación con el catálogo de McClure-Griffiths et al. (2002).

El catálogo realizado por McClure-Griffiths et al. (2002) comparte una pequeña región del cielo (17° en longitud galáctica) con la región estudiada en esta Tesis. Sólo 4 estructuras de las 19 catalogadas por estos autores están en la zona de estudio y cumplen con nuestros criterios de selección.

Haciendo uso del programa mencionado anteriormente, se obtiene que 3 de las 4 estructuras (75 %) son detectadas por nuestro algoritmo de búsqueda automático.

Haciendo una inspección visual sobre la estructura no detectada, se observa que la estructura se detecta pero la diferencia entre las velocidades sistémicas no coinciden dentro de los 8 km s^{-1} .

En la Tabla 7.2 se muestran las estructuras del catálogo de McClure-Griffiths et al. (2002) que han sido detectadas por nuestro algoritmo. En la Columna 1 se lista el nombre de la supercáscara como fue dado en esta Tesis. En la Col. 2 las dimensiones $\Delta l/2$ y $\Delta b/2$ y el rango de velocidad en que se detecta la cáscara catalogada por McClure-Griffiths et al. (2002). En la Col. 3 las dimensiones de la supercáscara detectada en esta Tesis (semiejes mayor y menor y rango de velocidad donde se detecta la estructura).

Las pequeñas diferencias que se observan en las dimensiones de la Tabla 7.2 pueden deberse a la diferencia en resolución angular de los datos utilizados. Con respecto a la gran diferencia en los rangos de velocidad donde se detectan las estructuras puede deberse al método empleado por McClure-Griffiths et al. (2002) para determinar las velocidades de expansión. El mismo consiste en utilizar perfiles de HI observados a través del centro de la supercáscara, de allí se obtienen las velocidades radiales de las paredes (la que se acerca y la que se aleja del observador). Este valor al ser sólo medido en el centro de la estructura, suele ser mayor al determinado por otros métodos (Arnal & Corti 2007).

En la región de intersección donde se realizó la búsqueda de estructuras

Tabla 7.2: Estructuras de McClure-Griffiths et al. (2002) detectadas por nuestro algoritmo. En la primera columna se lista el nombre de la estructura tal como aparece en esta Tesis que no necesariamente coincide con el dado por McClure-Griffiths et al. (2002).

Denominación	McClure-Griffiths et al. (2002) grados ² km s ⁻¹	Esta Tesis grados ² km s ⁻¹
GS 255-01+055	1.9 x 1.85 x 36	1.6 x 1.2 x 13.4
GS 257+00+067	1.1 x 1.1 x 24	1.7 x 1.1 x 7.2
GS 263+00+048	1.15 x 1.45 x 26	2.2 x 1.5 x 13.4

del catálogo de McClure-Griffiths et al. (2002) y del catálogo desarrollado en esta Tesis, el algoritmo automático de detección realizado en esta Tesis ha detectado un total de 48 candidatas a supercáscaras. O sea se ha detectado un factor ~ 12 más de estructuras gracias al algoritmo automático implementado en esta Tesis.

7.5. Comparación con el catálogo de Ehlerová & Palouš (2005).

Para la realización de esta comparación se han tenido en cuenta, como se mencionó en la Sección 7.1, las estructuras detectadas por Ehlerová & Palouš (2005) que cumplen con nuestros criterios de selección. Estos autores clasifican sus estructuras con un índice de calidad que va del 1 (máxima calidad) al 4 (mínima calidad). En este caso, para llevar a cabo la comparación, sólo se han considerado las estructuras con máximo nivel de calidad.

En total 18 estructuras de las 27 detectadas por Ehlerová & Palouš (2005) en el segundo y tercer cuadrante (con máxima calidad) cumplen nuestros criterios de selección. Se ha encontrado que el 61 % (11 supercáscaras) de estas estructuras han sido identificadas por nuestro algoritmo.

Al igual que en las comparaciones llevadas a cabo con los catálogos de Heiles (1979, 1984) y McClure-Griffiths et al. (2002), se han analizado las 7 estructuras del catálogo de Ehlerová & Palouš (2005) que no han sido detectadas por nuestro método de búsqueda. Efectuando una inspección visual de las mismas, se encuentra que:

- Las paredes de las estructuras detectadas por Ehlerová & Pa-

Tabla 7.3: Estructuras de Ehlerová & Palouš (2005) detectadas por nuestro algoritmo. En la primera columna se lista el nombre de la estructura tal como aparece en esta Tesis que no necesariamente coincide con el dado por Ehlerová & Palouš (2005).

Denominación	Ehlerová & Palouš (2005) grados ² km s ⁻¹	Esta Tesis grados ² km s ⁻¹
GS 093-14-021	7.0 x 5.0 x 18.5	5.0 x 5.0 x 22.7
GS 96+16-025	4.2 x 6.0 x 15.5	6.4 x 4.5 x 25.8
GS 103+07-018	11.0 x 4.7 x 23.7	6.9 x 3.9 x 20.6
GS 107+13-040	1.5 x 1.2 x 25.8	2.9 x 2.2 x 32.0
GS 110-04-067	1.7 x 1.7 x 23.7	2.3 x 1.9 x 32.0
GS 117-02-121	4.0 x 2.5 x 11.3	3.6 x 2.4 x 23.7
GS 128+01-103	5.5 x 2.2 x 15.5	3.2 x 2.0 x 9.3
GS 130-17-048	6.0 x 7.5 x 15.5	7.2 x 4.9 x 16.5
GS 146+02-056	4.7 x 3.2 x 18.5	1.3 x 0.9 x 8.2
GS 218-05+037	7.0 x 3.7 x 16.5	3.1 x 2.2 x 9.6
GS 242+05+058	2.0 x 2.2 x 21.6	2.6 x 2.3 x 8.2

louš (2005) tienen baja emisividad: El máximo en las paredes (máximo local de temperatura de brillo) no supera el umbral necesario establecido en nuestro algoritmo. Esta condición ha sido detectada en 4 de las 7 estructuras no detectadas por nuestro algoritmo.

- **La estructura no presenta un mínimo local central:** El centro de las estructuras detectadas por Ehlerová & Palouš (2005) muestran emisión en sus centros geométricos y presentan varios mínimos en su interior. En este caso nuestro algoritmo podría detectar subestructuras en el interior de la estructura detectada por Ehlerová & Palouš (2005) que cumplen el criterio de tener un mínimo local central. Esto fue observado en 3 de las 7 estructuras detectadas por Ehlerová & Palouš (2005).

En la Tabla 7.3 se listan las estructuras detectadas por Ehlerová & Palouš (2005) que han sido detectadas por nuestro algoritmo. En la Col. 1 se lista el nombre de la supercáscara. En la Col. 2 las dimensiones $\Delta l/2$ y $\Delta b/2$ y el rango de velocidad en que se detecta la cáscara catalogada por Ehlerová & Palouš (2005). En la Col. 3 las dimensiones de la supercáscara detectada por nosotros (semiejes mayor y menor y rango de velocidad donde se detecta la estructura).

En la Tabla 7.3 se observan diferencias entre las dimensiones y los rangos

de velocidad en que se detectan las supercáscaras. Si bien en este caso se han utilizado las mismas bases de datos, la discrepancia podría deberse a los diferentes métodos de detección. Sin embargo, el cociente entre los valores $\Delta l/2 \times \Delta b/2 \times \Delta v$ de las estructuras que coinciden entre el catálogo de Ehlerová & Palouš (2005) y el realizado en esta Tesis están en concordancia con los cocientes entre los valores obtenidos por Ehlerová & Palouš (2005) y Heiles (1979).

En la zona donde se intersectan el catálogo de Ehlerová & Palouš (2005) y el desarrollado en esta Tesis, el algoritmo automático de detección implementado en esta Tesis ha detectado un total de 496 candidatas a supercáscaras, incrementándose en un factor 18 la cantidad de estructuras detectadas (comparando sólo con las estructuras de máxima calidad catalogadas por Ehlerová & Palouš (2005)).

7.6. Conclusiones generales acerca de las comparaciones.

Teniendo en cuenta las comparaciones realizadas en las Secciones anteriores, el algoritmo de búsqueda automática detectó el 50 % de las estructuras comparables de los catálogos realizados por otros autores. Dentro de las estructuras no detectadas, el 66 % se debe a la presencia de emisión de HI en el interior (o a la presencia de estructura espacial en el interior) que puede ser interpretada por el algoritmo como estructuras de menores dimensiones, que eventualmente cumplen (o no) con los criterios de selección definidos en esta Tesis. En la Fig. 7.1 se muestra un ejemplo de estos casos. En la misma se aprecia la estructura, GS91+02-101, detectada por Heiles (1979) que presenta emisión en su centro (no tiene un mínimo local central).

En las zonas donde se han realizado los catálogos de Heiles (1979, 1984), McClure-Griffiths et al. (2002) y Ehlerová & Palouš (2005), gracias a la implementación del algoritmo automático de detección se ha incrementado la cantidad de estructuras catalogadas en un factor del orden de 26, 27, 12 y 18, respectivamente.

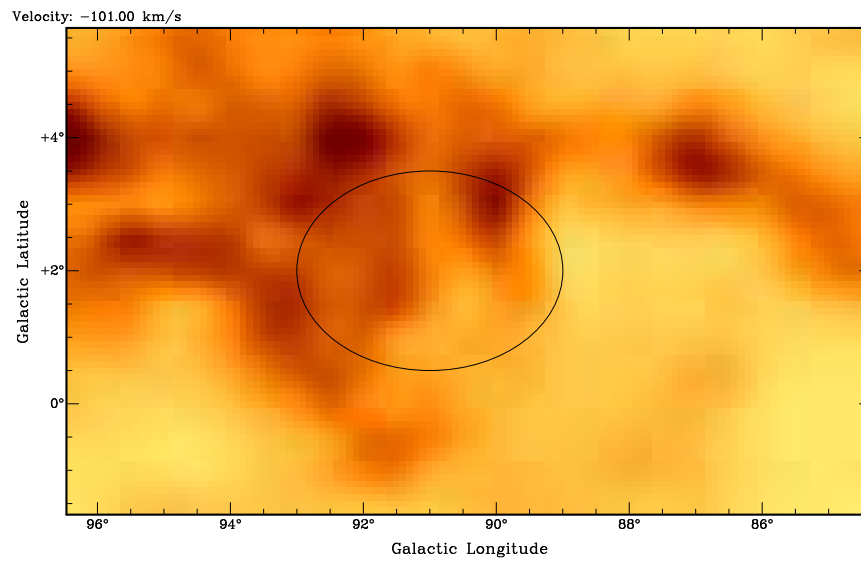


Figura 7.1: Estructura GS 91+02–101 detectada por Heiles (1979). La elipse muestra las dimensiones de la estructura obtenidas por dicho autor.

Capítulo 8

Búsqueda de posibles correlaciones espaciales entre las estructuras candidatas a supercáscaras de HI y algunos objetos estelares.

En este capítulo se busca analizar una posible correlación entre las estructuras candidatas a supercáscaras de HI (presentadas en la Tabla 5) con cúmulos abiertos, estrellas Wolf-Rayet y asociaciones OB, con el fin de dilucidar, de ser posible, el papel que estos objetos estelares pudieran haber jugado en su génesis.

8.1. Comparación con cúmulos abiertos.

Para realizar la búsqueda de las asociaciones estelares que pudieron haber dado origen a las candidatas a supercáscaras, se consideró la muestra de cúmulos abiertos seleccionados de la última versión (v3.3) de los datos compilados del catálogo de Dias et al. (2002). Al presente, dicho catálogo contiene un total de 2174 cúmulos, de los cuales 1160 se encuentran en la zona del cielo cubierta por el catálogo de candidatas a supercáscaras, o sea en el segundo y tercer cuadrante salvo en la zona de 30° entorno al anticentro galáctico.

Para llevar a cabo el análisis de esta posible correlación espacial es necesario conocer la distancia a ambos objetos, así como también sus edades. Con respecto a los cúmulos, se han seleccionado sólo aquellos con edades inferiores

Búsqueda de posibles correlaciones espaciales entre las estructuras 174 candidatas a supercáscaras de HI y algunos objetos estelares.

a los 100×10^6 años, ya que la edad promedio de las cáscaras es casi un orden de magnitud menor. De este modo, la cantidad de cúmulos abiertos con los cuales se realizó la correlación resultó ser de 257. Cada uno de los cúmulos se comparó con las 575 supercáscaras encontradas en esta Tesis.

Con el fin de seleccionar cuáles de los cúmulos del catálogo de Dias et al. (2002) pudieron haber sido los responsables de dar origen a las supercáscaras se desarrolló un código utilizando el lenguaje de programación *R*.

Los criterios establecidos para determinar una posible correlación fueron los siguientes:

1. La distancia al cúmulo y a la supercáscara deben ser similares, dentro de los errores con que ambas son determinadas. Para esto último se impuso como condición que se cumpla:

$$|d_{cum} - d| \leq edc + ed$$

donde d_{cum} y edc son la distancia a la cual se encuentra el cúmulo y su respectivo error ($\sim 10\%$, Mignani et al. (2013)), respectivamente. La distancia a la supercáscara y su error están dados por d y ed , respectivamente. Las distancias d se presentan en la Tabla de las estructuras candidatas a supercáscaras listadas en el Capítulo 5 y los errores ed fueron obtenidos a partir de la propagación de los errores de los parámetros involucrados para su estimación.

2. Las coordenadas galácticas (l, b) del cúmulo abierto deben estar dentro de la elipse que define a la candidata a supercáscara.
3. Por último, se impone una condición a la relación entre la edad de la supercáscara y del cúmulo. Si fueron los cúmulos los que dieron origen a las supercáscaras, los mismos deberían ser más viejos que estas últimas. La incerteza en la edad de los cúmulos es del orden del 40% (Mignani et al. 2013), y la incerteza en la edad de cada supercáscara fue estimada a partir de la propagación de los errores de los parámetros involucrados (el valor medio obtenido es del orden del 32%).

Teniendo en cuenta las consideraciones anteriores se encuentra que existen 22 coincidencias. En la Tabla 8.1, se listan los cúmulos que caen dentro de alguna candidata a supercáscara. En la Columna 1, se listan las identificaciones de los cúmulos, en la Col. 2 las denominaciones de las supercáscaras, en la 3 y 4 las longitudes y latitudes galácticas (en grados) de los cúmulos. En las Cols. 5 y 6, se listan las distancias de los cúmulos y de las supercáscaras (en kpc), respectivamente. Las edades de las supercáscaras y de los cúmulos (en unidades de 10^6 años) se listan en las Cols. 7 y 8, respectivamente.

Tabla 8.1: Cúmulos abiertos posiblemente asociados a una candidata a supercáscara. El error en las distancias de los cúmulos se consideró del 10%. El error en las edades de los cúmulos se consideró del 40%

Cúmulo	Denominación SC	l_{cum} ($^{\circ}$)	b_{cum} ($^{\circ}$)	d_{cum} (kpc)	d (kpc)	t_{cum} (10^6 años)	t_{SC} (10^6 años)
Berkeley 63	GS 131+03-056	132.5	2.5	5.7	5.3 ± 1.1	30.2	29.4 ± 11.0
Berkeley 63	GS 133+02-063	132.5	2.5	5.7	6.6 ± 1.3	30.2	16.0 ± 5.7
Czernik 13	GS 134+06-038	135.6	2.3	3.9	3.4 ± 0.9	7.1	12.2 ± 3.0
Bica 4	GS 238-06+047	235.6	-4.1	3.9	4.2 ± 0.8	63.1	17.9 ± 5.3
NGC 2401	GS 229+02+063	229.7	1.8	5.9	6.4 ± 1.2	63.1	20.8 ± 6.7
NGC 2401	GS 230+03+052	229.7	1.8	5.9	4.8 ± 1.0	63.1	20.5 ± 6.9
Haffner 15	GS 244-03+044	247.9	-4.1	3.5	4.0 ± 0.3	19.9	36.3 ± 14.0
Haffner 16	GS 240+00+035	242.1	0.5	3.2	3.0 ± 0.4	12.0	23.3 ± 9.9
NGC 2489	GS 244-03+044	246.7	-0.8	3.9	4.0 ± 0.3	18.4	36.3 ± 14.0
Pismis 1	GS 255-01+055	255.1	-0.7	5.9	5.6 ± 0.8	84.7	12.1 ± 3.6
Ruprecht 157	GS 240+14+027	241.6	11.6	2.0	2.3 ± 0.2	56.2	10.2 ± 2.7
Berkeley 93	GS 106+07-067	105.1	7.3	5.6	7.0 ± 0.9	100	15.5 ± 3.9
ASCC 116	GS 098-01-038	99.5	-0.3	5.0	4.5 ± 0.4	10.7	11.9 ± 3.4
Teutsch 76	GS 104+03-038	106.8	3.3	4.1	4.0 ± 0.2	10.0	11.7 ± 3.3
Teutsch 76	GS 109+03-048	106.8	3.3	4.1	4.7 ± 0.8	10.0	14.5 ± 4.0
ASCC 121	GS 100-06-019	103.6	-2.6	2.5	2.5 ± 0.3	53.7	28.8 ± 10.0
FSR 0377	GS 108-03-022	105.8	0.0	2.3	2.2 ± 0.4	50.1	6.6 ± 1.6
NGC 7352	GS 108-03-022	105.9	-1.0	2.5	2.2 ± 0.4	50.1	6.6 ± 1.6
NGC 7380	GS 108-03-022	107.1	-0.9	2.2	2.2 ± 0.4	11.9	6.6 ± 1.6
ASCC 130	GS 118+01-044	116.2	0.3	3.4	3.9 ± 0.8	10.7	10.8 ± 3.0

Como se puede apreciar en la Tabla 8.1, hay cúmulos que estarían asociados a más de una supercáscara y supercáscaras que tendrían más de un cúmulo en su interior. En estos casos habría que estudiar en detalle cuál es la candidata a supercáscara a la que pudieron haberle dado origen. Por otro lado, también se aprecia que existen cúmulos cuyas edades son menores que las edades de las supercáscaras, lo cual va en contra del criterio 3). Esto se debe a que los errores en las edades son muy grandes y puede ocurrir que para algunos valores de las edades permitidas el cúmulo sea más joven que la cáscara. En estos casos la probabilidad de asociación entre el cúmulo y la candidata a supercáscara es menor.

En la Fig. 8.1 se muestra la candidata a supercáscara, GS 100-06-019, la cual presenta una coincidencia espacial con el cúmulo ASCC 121 .

Búsqueda de posibles correlaciones espaciales entre las estructuras 176 candidatas a supercáscaras de HI y algunos objetos estelares.

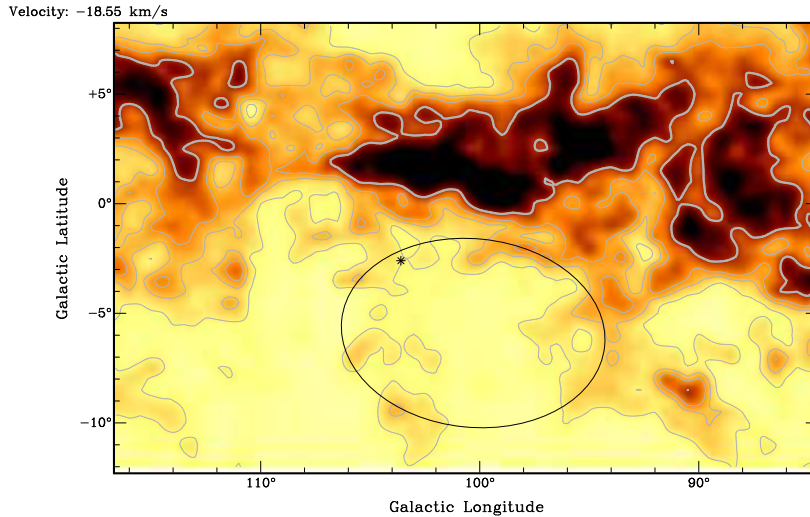


Figura 8.1: La elipse muestra la candidata a supercáscara GS 100–06–019 y el asterisco muestra la posición del cúmulo ASCC 121.

8.2. Comparación con estrellas WR.

Como se vio en la Sección 1.2, las estrellas WR son estrellas de gran masa evolucionadas, o sea que ya han pasado toda la fase de secuencia principal inyectando energía al MIE a través de sus fuertes vientos, y pudieron haber dado origen a las supercáscaras. Como se mencionó anteriormente, una sola estrella no imparte la cantidad de energía suficiente para generar estructuras de semejantes dimensiones, sin embargo las estrellas de gran masa no suelen encontrarse aisladas sino que pertenecen a cúmulos o asociaciones estelares de los que sólo se puede observar sus miembros más brillantes. Teniendo en cuenta la alta probabilidad de que una estrella WR esté (o haya estado) acompañada de otras estrellas de alta masa, se va a analizar la coincidencia espacial de estrellas WR con las candidatas a supercáscaras.

Para llevar a cabo este análisis se utilizó el catálogo de estrellas WR de van der Hucht (2001), que contiene 226 estrellas. De éstas, sólo 24 se encuentran en la zona estudiada para elaborar el catálogo de candidatas a supercáscaras.

Para analizar las posibles asociaciones entre estrellas WR y supercáscaras se realizó un programa en el cual se han aplicado los criterios 1) y 2) establecidos en la Sección anterior. En este caso se consideró un error del 20% en las distancias a las estrellas WR (van der Hucht 2001).

Tabla 8.2: Estrellas WR candidatas a estar asociadas a alguna supercáscara. El error en las distancias a las estrellas WR es del 20 %.

WR	Denominación SC	d (kpc)	d_{wr} (kpc)	l_{WR} ($^{\circ}$)	b_{WR} ($^{\circ}$)
148	GS 090+09-077	9.9 ± 1.0	8.28	90.1	6.5
148	GS 092+06-070	8.8 ± 0.9	8.28	90.1	6.5
155	GS 108-03-022	2.2 ± 0.4	2.75	105.3	-1.3
156	GS 109+03-048	4.7 ± 0.8	3.56	109.8	0.9
156	GS 110+02-043	4.2 ± 0.1	3.56	109.8	0.9
158	GS 115-01-059	5.5 ± 0.9	7.94	115.0	0.1
8	GS 244-03+044	4.0 ± 0.3	3.47	247.1	-3.8

Ejecutando el programa se encontró un total de 7 eventuales asociaciones, las cuales se listan en la Tabla 8.2. En la Columna 1 se indica el nombre de la estrella WR, en la Col. 2 el nombre de la candidata a supercáscara, en las Cols. 3 y 4 se listan las distancias de las supercáscaras y de las estrellas WR, respectivamente. En las Cols. 5 y 6 se listan la longitud y latitud (en grados) de las estrellas WR, respectivamente.

En la Tabla 8.2 se observa que hay algunas estrellas WR que estarían asociadas a más de una supercáscara. En estos casos se requiere de un estudio más detallado para ver la posible asociación.

En la Fig. 8.2 se muestra a la candidata a supercáscara, GS 108-03-22, con la estrella WR 155 en su interior.

8.3. Comparación con asociaciones OB.

Como se mencionó anteriormente, las estrellas de alta masa de las asociaciones OB son posibles progenitoras de las supercáscaras. Para estudiar la posible correlación entre las mismas, se utilizó el catálogo de Garmany & Stencel (1992). Un total de 11 asociaciones de este catálogo están dentro de la zona usada para confeccionar el catálogo de candidatas a supercáscaras.. Debido a que las asociaciones OB tiene grandes tamaños angulares (pudiendo llegar a varios grados), es poco probable que toda una asociación esté completamente “inmersa” dentro de los límites de una supercáscara. Por este motivo sólo se requiere que algunos de sus miembros estén dentro de una dada supercáscara. Teniendo en cuenta que las estrellas B en secuencia principal no tienen vientos

Búsqueda de posibles correlaciones espaciales entre las estructuras 178 candidatas a supercáscaras de HI y algunos objetos estelares.

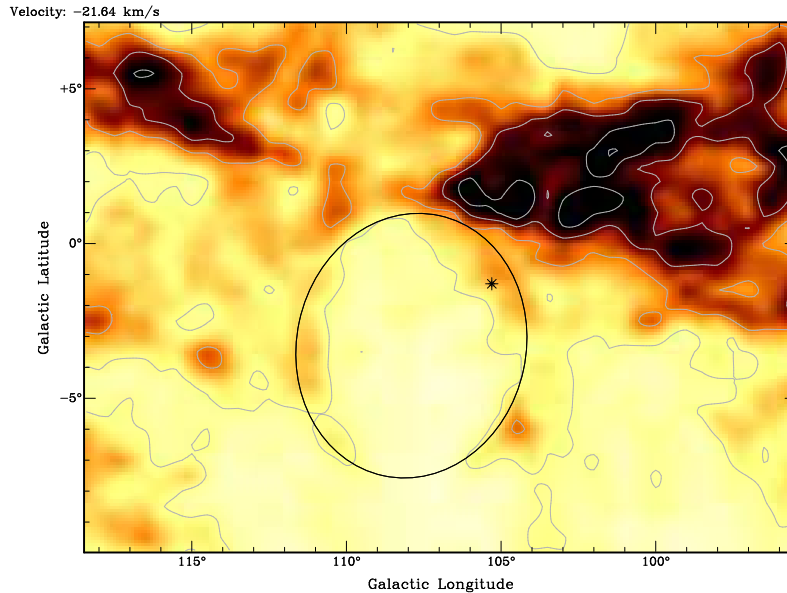


Figura 8.2: La elipse muestra la candidata a supercáscara GS 108–03–22 y el asterisco muestra la posición de la WR 155.

suficientes para generar este tipo de estructuras, las mismas no fueron consideradas en este análisis. De este modo sólo se han tenido en cuenta las estrellas de tipo espectral O y B evolucionadas (ya que una B I ó III temprana pudo haber sido una O tardía en su fase de secuencia principal) y estrellas O de secuencia principal que pertenecen a las distintas asociaciones del catálogo.

En este caso también se elaboró un código fuente para buscar las coincidencias entre las estrellas pertenecientes a las distintas asociaciones y las candidatas a supercáscaras. En el mismo, se establecen los criterios 1) y 2) de la Sección 8.1. En este caso se consideró un error en las distancias de las asociaciones OB del orden del 30% (Garmany & Stencel 1992).

En la Tabla 8.3 se listan las estrellas pertenecientes a las distintas asociaciones OB que satisfacen ambos criterios de asociación con alguna supercáscara. En la Columna 1 se lista el nombre de las supercáscaras, en la Col. 2 el nombre de las asociaciones. Las estrellas pertenecientes a cada asociación se listan en la Col. 3 y en la Col. 4 sus correspondientes tipos espectrales y clases de luminosidad. En las Cols. 5 y 6 están dadas las longitudes y latitudes galácticas (en grados) de cada estrella. Las distancias de las asociaciones y las supercáscaras están listadas en las Cols. 7 y 8, respectivamente.

Se encuentran 7 supercáscaras posiblemente relacionadas con estrellas per-

tenecientes a asociaciones OB.

Tabla 8.3: Estrellas perteneciente a asociaciones OB posiblemente asociadas a candidatas a supercáscaras. El error considerado en las distancias a las asociaciones es del 30 %.

Denominación SC	Asociación	Estrella	TE	l_a ($^\circ$)	b_a ($^\circ$)	d_a (kpc)	d (kpc)
GS 136-09-033	PerOB1	HD12323	ON9V	132.9	-5.9	2.29	2.9 ± 0.9
	PerOB1	HDE232588	B1.5III	133.2	-6.3	2.29	2.9
GS 139-06-033	PerOB1	HD15642	O9.5III	137.1	-4.7	2.29	3 ± 0.9
	CasOB6	HD18409	O9.7IB	137.1	-3.5	2.4	3
GS 097+00-028	CepOB1	BD+542629	B1II	98.8	1.3	2.75	3.6 ± 0.8
GS 100-06-019	CepOB1	HD209678	B2I	99.3	-1.8	2.75	2.5 ± 0.3
	CepOB1	HD210809	O9IAB	99.9	-3.1	2.75	2.5
	CepOB1	BD+51 3135	B3II	100.6	-2.1	2.75	2.5
	CepOB1	HDE235781	B6IB	101.2	-2.6	2.75	2.5
	CepOB1	BD+53 2833	B1III	101.4	-2.1	2.75	2.5
	CepOB1	BD+53 2837	B2III	101.5	-2.1	2.75	2.5
	CepOB1	HDE235783	B1IB	101.7	-1.9	2.75	2.5
	CepOB1	BD+53 2820	B0IV	101.2	-1.7	2.75	2.5
	CepOB1	BD+53 2843	O8III	101.8	-2.2	2.75	2.5
	CepOB1	HDE 235813	B0III	102.4	-2	2.75	2.5
	CepOB1	BD+53 2885	B2III	102.7	-2.9	2.75	2.5
	CepOB1	BD+54 2790	B0IV	103.4	-2.6	2.75	2.5
GS 101-02-037	CepOB1	HD209678	B2I	99.3	-1.8	2.75	4.2 ± 0.8
	CepOB1	HD210809	O9IAB	99.9	-3.1	2.75	4.2
	CepOB1	BD+51 3135	B3II	100.6	-2.1	2.75	4.2
	CepOB1	HDE235781	B6IB	101.2	-2.6	2.75	4.2
	CepOB1	BD+53 2820	B0IV	101.2	-1.7	2.75	4.2
	CepOB1	BD+53 2833	B1III	101.4	-2.1	2.75	4.2
	CepOB1	BD+53 2837	B2III	101.5	-2.1	2.75	4.2
	CepOB1	HDE235783	B1IB	101.7	-1.9	2.75	4.2
	CepOB1	BD+53 2843	O8III	101.8	-2.2	2.75	4.2
	CepOB1	BD+54 2718	B2III	102	-0.9	2.75	4.2
	CepOB1	BD+54 2726	B1.5II	102.2	-1	2.75	4.2
	CepOB1	HDE235813	B0III	102.4	-2	2.75	4.2
	CepOB1	HILTNER 1106	B0III	102.5	-0.7	2.75	4.2
	CepOB1	BD+53 2885	B2III	102.7	-2.9	2.75	4.2
	CepOB1	HD212455	B6IB	102.8	-1.7	2.75	4.2
	CepOB1	HDE235825	O9V	102.9	-1.8	2.75	4.2
	CepOB1	BD+54 2764	B1IB	103	-1.7	2.75	4.2
GS 108-03-022	CepOB1	BD+55 2770A	B1.5III	104.8	-1.4	2.75	2.2 ± 0.4
	CepOB1	BD+55 2770B	B1.5III	104.8	-1.4	2.75	2.2
	CepOB1	BD+54 2847	B1II	105.6	-2.8	2.75	2.2
	CepOB1	HILTNER 1145	B2III	105.7	0.2	2.75	2.2
	CepOB1	BD+55 2795	B1III	105.8	-2.2	2.75	2.2
	CepOB1	LSIII+58 38	O9	105.8	0	2.75	2.2
	CepOB1	HD215836	B1II	106.3	-2.4	2.75	2.2
	CepOB1	BD+57 2581	B0III	106.4	-0.2	2.75	2.2
	CepOB1	HD215803	B0IB	107.1	-0.7	2.75	2.2
	CepOB1	HD215835	O6V	107.1	-0.9	2.75	2.2
	CepOB1	LSIII+57 93	O9.5V	107.2	-1.3	2.75	2.2
	CepOB1	BD+55 2840	O7.5	107.3	-2.9	2.75	2.2
	CepOB1	HDE240068	B0III	107.3	-0.6	2.75	2.2
	CepOB1	HD216248	B3II	107.7	-0.6	2.75	2.2
	CepOB1	BD+56 2903	B0.5IV	107.9	-1.8	2.75	2.2
	CepOB1	LSIII+58 70	O9.5V	108.8	-1	2.75	2.2
	CepOB1	HD218195	O9III	109.3	-1.8	2.75	2.2
	CepOB1	HD217490	B0.5IA	109.3	-0.3	2.75	2.2

**Búsqueda de posibles correlaciones espaciales entre las estructuras
180 candidatas a supercáscaras de HI y algunos objetos estelares.**

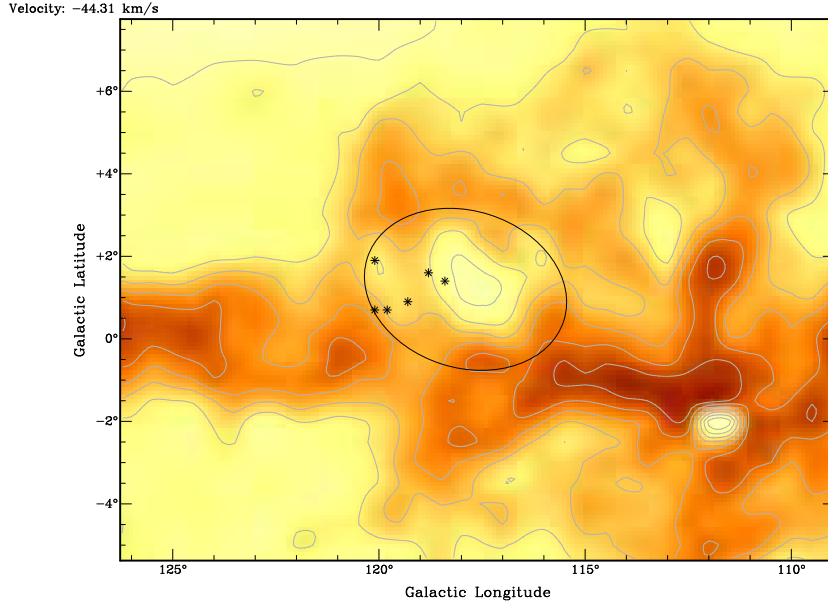


Figura 8.3: La elipse muestra la candidata a supercáscara GS 118+01–44 y los asteriscos muestran la posición de las estrellas pertenecientes a la asociación Cas OB4.

Denominación SC	Asociación	Estrella	TE	l_a ($^{\circ}$)	b_a ($^{\circ}$)	da (kpc)	d (kpc)
	CasOB2	BD+58 2549	B0III	110.1	-1.1	2.19	2.2
	CasOB2	HD219287	B0IA	110.8	-1.1	2.19	2.2
GS 118+01–044	CasOB4	BD+63 8	B3III	118.6	1.4	2.75	3.9
	CasOB4	BD+63 12	O9I	118.8	1.6	2.75	3.9
	CasOB4	BD+62 49	B0.5III	119.3	0.9	2.75	3.9
	CasOB4	BD+62 68	B1III	119.8	0.7	2.75	3.9
	CasOB4	BD+62 79	O9.5IV	120.1	0.7	2.75	3.9
	CasOB4	BD+63 41	B0III	120.1	1.9	2.75	3.9
GS 121–05–037	CasOB4	BD+60 53	B2III	120	-1.7	2.75	3.2
	CasOB4	BD+60 73	B1IB	121.2	-1.5	2.75	3.2
	CasOB4	HILTNER 8	O9IV	121.5	-1.9	2.75	3.2

En la Fig. 8.3, se muestra la candidata a supercáscara GS 118+01–44 con algunas de las estrellas miembros de la asociación estelar Cas OB4.

Es importante mencionar que las correlaciones encontradas entre candidatas a supercáscaras y cúmulos abiertos, estrellas WR y asociaciones OB, son todos objetos candidatos a ser los responsables en la formación de la supercáscara y bajo ningún concepto implica una certeza en la asociación física que se menciona. La veracidad de esta asociación sólo se podrá establecer luego de analizar en detalle cada caso en particular.

Por último, es importante mencionar que no se ha llevado a cabo una comparación con catálogos de remanentes de supernovas debido a que los mismos son observables en el continuo de radio por alrededor de sólo 10^5 años. Si bien algunas supercáscaras pueden ser los restos fósiles de un remanente de supernova, no es esperable encontrar, teniendo en cuenta las edades de las supercáscaras, la emisión en el continuo de radio asociada al remanente.

Capítulo 9

GS 100–02–41: una nueva supercáscara de HI en la parte externa de la Galaxia.

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos a partir del análisis observacional de la cáscara de HI, GS100-02-41, así como también las consecuencias que la evolución de la misma genera en el MIE que la rodea.

Para caracterizar la supercáscara y su entorno se llevó a cabo un análisis multifrecuencia. Se han utilizado datos de la línea de 21 cm del átomo de HI, el continuo de radio y el infrarrojo. A partir del análisis de los datos de HI se concluyó que esta supercáscara, centrada en $(l, b) = (100,6, -2,04)$, está en expansión y se observa en el rango de velocidades de -29 a $-51,7 \text{ km s}^{-1}$. Teniendo en cuenta los movimientos no circulares presentes en esta parte de la Galaxia, y basados en el campo de velocidades derivado por Brand & Blitz (1993), la velocidad sistémica de GS100-02-41 ($-41 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$) derivó una distancia de $2,8 \pm 0,6 \text{ kpc}$.

Debido al gran tamaño que GS100-02-41 presenta (radio = $100 \pm 20 \text{ pc}$), para dilucidar su origen se ha analizado si alguna asociación OB coincide posicionalmente con la estructura. Utilizando el catálogo de asociaciones OB de Garmany & Stencel (1992) se observó que varios miembros de la asociación Cep OB1 están en proyección dentro de GS100-02-4 y que la distancia de la asociación es compatible con la de la cáscara. Un análisis energético sugiere que la energía del viento de las estrellas durante su vida en secuencia principal podría explicar el origen de la supercáscara. Sin embargo, teniendo en cuenta que la tasa de explosiones de SN en asociaciones OB es de una cada $10^5 - 3 \times 10^5$ años (McCray & Kafatos 1987) y considerando que la edad dinámica derivada para la cáscara es de $(5,5 \pm 2,7) \times 10^6$ años, la contribución de la energía de

una explosión de SN no puede ser descartada.

El análisis del continuo de radio y del infrarrojo muestra que hay tres fuentes extendidas que se localizan en proyección sobre la cáscara. A partir de la determinación de sus densidades de flujo, se concluye que son de origen térmico (regiones H II). Por otro lado, un análisis de la distribución del HI en los alrededores de estas fuentes permitió detectar un mínimo en la emisión para cada una de ellas que correlaciona morfológicamente bien con el gas ionizado en un rango de velocidades similar al de GS100-02-41, lo cual lleva a la conclusión que estas fuentes térmicas estarían localizadas a la misma distancia que la cáscara. A su vez la edad dinámica estimada para cada una de las regiones H II es significativamente menor que la de GS100-02-41. Esta diferencia de edad sumada a la ubicación de las regiones H II, hacen pensar que las mismas podrían haber sido creadas como consecuencia de la acción de un choque fuerte producido por la expansión de GS100-02-41 en el gas que la rodea.

Este trabajo será presentado a continuación en la forma en que ha sido publicado (A&A, 2012).

Mi participación en este trabajo consistió en llevar a cabo el análisis de los datos de HI, de radio continuo e infrarrojo. También llevé a cabo la búsqueda de objetos estelares candidatos a estar relacionados con el origen de la supercáscara y el posterior análisis de los objetos encontrados. Participé activamente en la discusión con los otros investigadores involucrados en el proyecto y he tenido a mi cargo la redacción completa del trabajo para su publicación.

GS100-02-41: a new large HI shell in the outer part of the Galaxy.

L. A. Suad¹, S. Cichowolski², E. M. Arnal^{1,3}, and J. C. Testori¹¹ Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR)(CCT - La Plata), CC 5, 1894, Villa Elisa, Argentina.² Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE), CC 67, Suc. 28, 1428 Buenos Aires, Argentina.³ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata, Argentina.

received /accepted

ABSTRACT

Context. Massive stars have a profound effect on the surrounding interstellar medium. They ionize and heat the neutral gas, and due to their strong winds, they swept the gas up forming large HI shells. In this way, they generate a dense shell where the physical conditions for the formation of new stars are given.

Aims. The aim of this study is to analyze the origin and evolution of the large HI shell GS 100–02–41 and its role in triggering star forming processes.

Methods. To characterize the shell and its environs, we carry out a multi-wavelength study. We analyze the HI 21 cm line, the radio continuum, and infrared emission distributions.

Results. The analysis of the HI data shows an expanding shell structure centred at $(l, b) = (100.6, -2.04)$ in the velocity range from -29 to -51.7 km s⁻¹. Taking into account non circular motions, we infer for GS 100–02–41 a kinematical distance of 2.8 ± 0.6 kpc. Several massive stars belonging to CepOB1 are located in projection within the large HI shell boundaries. The analysis of the radio continuum and infrared data reveal that there is no continuum counterpart of the HI shell. On the other hand, three slightly extended radio continuum sources are observed in projection onto the dense HI shell. From their flux density determinations we infer that they are thermal in nature. An analysis of the HI emission distribution in the environs of these sources shows, for each of them, a region of low emissivity having a good morphological correlation with the ionized gas in a velocity range similar to the one where GS 100–02–41 is detected.

Conclusions. Based on an energetic analysis, we conclude that the origin of GS 100–02–41 could have been mainly due to the action of the CepOB1 massive stars located inside the HI shell. The obtained age difference between the HI shell and the HII regions, together with their relative location, led us to conclude that the ionizing stars could have been created as a consequence of the shell evolution.

Key words. ISM: structure - ISM: kinematics and dynamics - HII regions - Stars: formation

1. Introduction

The presence in the interstellar medium (ISM) of the Milky Way, when viewed in the $\lambda \sim 21$ cm line emission of the neutral hydrogen (HI), of giant structures having linear dimensions of a few hundred parsecs in diameter is a widely known and well observed phenomena first noticed by Heiles (1979). These structures are usually detected as huge shells or arc-like features of enhanced HI emission surrounding regions of low HI emissivity, receiving the generic name of HI supershells. These features may even be the dominant structure in the interstellar medium, taking up a large fraction of the volume of the galactic disk. The HI structures could be also observed at infrared wavelengths. Based on the 60 and 100 μ m IRAS databases, Könyves et al. (2007) have performed an all-sky survey of loop- and arc-like structures.

Similar structures have also been observed in nearby spiral galaxies (Stanimirović 2007; Chakraborti & Ray 2011). In the Milky Way, these structures were initially catalogued by Heiles (1979, 1984). Though a large number of HI features likely to be classified as either large HI shells or HI supershells have been catalogued in the outer ($90^\circ \leq l \leq 270^\circ$) part of the Galaxy (Ehlerová & Palouš 2005), only a small number of them have been studied in some detail. The later (Jung et al. 1996; Stil & Irwin 2001; Uyaniker & Kothés 2002; McClure-Griffiths et al. 2002; Cazzolato & Pineault 2003;

Arnal & Corti 2007; Cichowolski & Pineault 2011) have galactocentric distances ranging from 9.7 to 16.6 kpc, diameters from 120 to ~ 840 pc, expansion velocities between ~ 10 and ~ 20 km s⁻¹, and kinetic energies from $\sim 1 \times 10^{50}$ up to $\sim 6 \times 10^{51}$ erg. Among them only two (GS 305+01-24 and the feature studied by Cazzolato & Pineault (2003)) have an OB-association as their likely powering source, and other three (GSH 91.5+2–114, GS 234–02 and GS 263–02+45) show evidence of having induced the formation of new generation of stars.

The general consensus is that those structures whose kinetic energy is of the order of, or less than, a few times 10^{51} erg, very likely may have been created by the joint action of stellar winds and supernova explosions. A large number of examples are reported in the literature (e.g. Uyaniker & Kothés 2002; Arnal & Corti 2007; Cichowolski & Pineault 2011). On the other hand, for expanding HI structures having kinetic energies in excess $\sim 10^{52}$ erg, termed *supershells*, the above mechanism may not be adequate to create them because one would need a stellar grouping (either an open cluster or an OB-association) with many more stars than the average found in the Milky Way. In these cases alternative mechanisms like the infalling of high velocity clouds (Tenorio-Tagle 1981) or gamma-ray bursts (Perna & Raymond 2000) may be at work.

Along its expansion, these structures (either a shell or a supershell) may become gravitationally unstable, forming clouds that later on may lead to the formation of stars along the periph-

L. A. Suad et al.: GS100-02-41: a new large HI shell in the outer part of the Galaxy.

ery of these HI structures, or else the expanding structure may hit and compress pre-existing ISM molecular clouds from one side. During this process a high density perturbation may move into the molecular clouds, which may eventually collapse into denser cores in which star formation may occur. A thorough review of observations and theory related to trigger star formation is given by Elmegreen (1998).

A new large scale study aim at detecting in the outer part of the galaxy structures likely to be either large HI shells or supershells is being carried out by one of the authors (L. A. Suad) as part of her PhD Thesis.

In this paper we analyze a new large HI shell observed at $(l, b) \sim (100^\circ, -2^\circ)$, with the purpose of elucidating both its origin and its interaction with the surrounding ISM. We also look for signs of recent star formation activity likely to be related to this shell.

2. Observations

Low resolution HI data were retrieved from the Leiden-Argentine-Bonn (LAB) survey (Kalberla et al. 2005). This database is well suited for a study of large scale structures due to its angular resolution. The entire database has been corrected for stray radiation. High angular resolution HI data, covering most of the structure under study, were obtained from the Canadian Galactic Plane Survey (CGPS, Taylor et al. 2003). Besides the high resolution HI data, the CGPS also provides high resolution continuum data at 408 and 1420 MHz (Landecker et al. 2000). Continuum data at 2695 MHz (Reich et al. 1984, 1990; Fürst et al. 1990) were also used in this study.

Infrared data from the Midcourse Space Experiment (MSX) (Price et al. 2001) were obtained from the Infrared Science Archive ¹. Infrared images from the Improved Reprocessing of the IRAS Survey (IRIS) (Miville-Deschênes & Lagache 2005) were retrieved from the SkyView homepage ².

Carbon monoxide data (¹²CO (1→0)) for a small area centered at $(l, b) \sim (100^\circ 7', -0^\circ 5')$ were kindly made available to us by Dr. Christ Brunt, while for $l \geq 102^\circ 08'$ ¹²CO data were retrieved from the CGPS database. These data were obtained using the 14-m dish of the Five College Radio Astronomy Observatory (FCRAO).

Table 1 summarizes the most relevant observational parameters.

The use of this multi-wavelength approach allows us to probe the different components (neutral and ionized gas and dust) of the ISM.

3. GS 100–02–41.

3.1. Neutral hydrogen data.

We consider that a given HI structure may be classified as a shell if the following criteria are fulfilled:

1. It must have a well defined lower brightness temperature surrounded (partially or completely) by regions of higher temperature.
2. The HI minimum must be observable in at least 5 consecutive velocity channels.

¹ The NASA/IPAC Infrared Science Archive is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the Nasa Aeronautics and Space Administration (<http://irsa.ipac.caltech.edu>)

² <http://skyview.gsfc.nasa.gov/>

Table 1. Observational parameters.

LAB HI data	
Angular resolution	34'
Velocity resolution	1.3 km s ⁻¹
Velocity coverage	-450 to 400 km s ⁻¹
CGPS HI data	
Angular resolution	1/2 × 1'
Velocity resolution	1.3 km s ⁻¹
Velocity coverage	-164 to 58 km s ⁻¹
Radio continuum	
Angular resolution (408 MHz)	3/5 × 4/6
Angular resolution (1420 MHz)	1/2 × 1'
Angular resolution (2695 MHz)	4/3
CO data	
Angular resolution	~ 1'
Velocity resolution	0.824 km s ⁻¹
Infrared data	
Angular resolution (MSX)	18/4
Angular resolution (IRIS)	3/8 – 4/3
Angular resolution (HIRES)	0/5 – 2'

3. It must have a minimum angular size of 2°. This condition is set bearing in mind the angular resolution of the LAB survey, to assure the structure under study is, angularly speaking, fully resolved.
4. At the kinematic distance of the structure, its linear size must exceed 200 pc.

Relying on the criteria described above, we are constructing a large HI shells and supershells catalogue in the outer part of the Galaxy (Suad et al. in preparation). As part of this catalogue, we have found an HI structure located at $(l, b, V) = (100^\circ 6', -2^\circ 3', -41 \text{ km s}^{-1})$. Following the standard nomenclature, this shell is labelled as GS 100–02–41.

To illustrate the main observational findings, in Fig. 1 a mosaic of six HI images covering the velocity range from -47.41 to -31.96 km s⁻¹ is shown (all velocities in this paper are referred to the LSR). Each image is an average of three individual line channel maps and covers a velocity interval of about 3.09 km s⁻¹.

The upper left panel shows the HI brightness temperature distribution at -47.41 km s⁻¹. Besides the HI emission arising from the galactic plane, quite a few regions of low emissivity are clearly identified. These regions appear as a local minimum surrounded along most of its perimeter by regions of higher brightness temperature, as for example the structure located at $(l, b) = (101^\circ 0', -2^\circ 0')$. As we move towards more positive velocities, this structure becomes a well defined HI minimum within the overall galactic HI emission. This minimum achieves its maximum angular extent at -41.2 km s⁻¹ and is barely visible at -32 km s⁻¹ (lower right panel).

An average of the HI emission distribution in the velocity range from -42.26 to -34.02 km s⁻¹ is shown in Fig. 2, where a huge HI structure having dimensions of $\sim 6^\circ \times 3^\circ$ ($\Delta l \times \Delta b$) is easily recognizable.

To estimate the main parameters of this large HI shell, we have characterized the ellipse that best fit it using a least square method. The points used to fit the ellipse correspond to the local maxima around the cavity. To select these points the CGPS HI data were used. The parameters derived from this fit are: the symmetry centre of the ellipsoidal HI distribution (l_0, b_0), the length of both the semi-major (a) and semi-minor (b) axes of the ellipse, and the inclination angle (θ) between the major axis

L. A. Suad et al.: GS100-02-41: a new large HI shell in the outer part of the Galaxy.

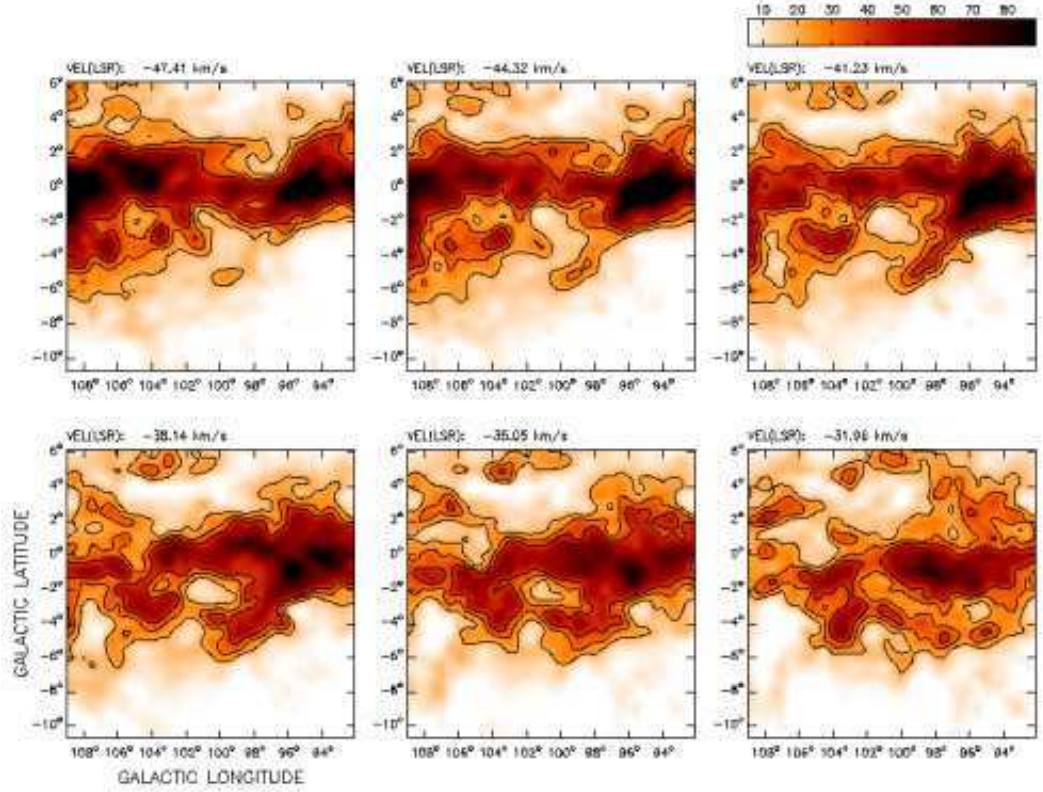


Fig. 1. LAB HI emission distribution averaged in the velocity range from -47.41 to -31.96 km s^{-1} . Each image is an average of three velocity channel maps. Contour levels are at 20, 30, and 40 K. The LSR central velocity of each image is indicated in its top left corner. The color bar-code shows the temperature scale in kelvins for all the images.

and the galactic longitude axis. This angle is positive towards the north galactic pole. They are given in Table 2.

Under the assumption of a symmetric expansion, an ellipsoidal HI feature having a central velocity V_0 and an expansion velocity V_e should depict, in a position-position diagram, an ellipse-like pattern when observed at different radial velocities. At V_0 the ellipse of HI emission attains its maximum dimensions, while at extreme velocities (either approaching ($V_m = V_0 - V_e$) or receding ($V_M = V_0 + V_e$)) the hydrogen emission should look like an "ovoidal" patch of emission. At intermediate velocities the dimension of the HI ellipse shrinks as V_M (or V_m) is approached. The expansion velocity is estimated as half of the total velocity range ($V_e = 0.5(|V_M - V_m|)$) covered by the HI emission related to the feature. This method always provides a lower limit to V_e , because HI emission arising from those regions having radial velocities close to either the maximum approaching (V_m) or receding (V_M) cap are usually difficult to disentangle from the overall galactic HI emission. Another way to determine V_e without the above drawback is to use the velocity-position diagrams. In Fig. 3 a radial velocity versus galactic longitude diagram is shown. This image shows a

different view of GS 100-02-41. The inner region of the elliptical HI feature shown in Fig. 2, corresponds to the low emissivity region seen at $(V, l) = (-41 \text{ km s}^{-1}, 100.6)$. The strong peaks of HI emission seen at $\sim -29 \text{ km s}^{-1}$ and $\sim -51 \text{ km s}^{-1}$ arise from the HI associated with the expanding walls of neutral gas related to GS 100-02-41. Figure 4 shows a cross-cut of Fig. 3 along $l = 100.6$. By making a Gaussian fit to the HI emission peaks, V_m and V_M can be derived, along with the value of V_0 , that corresponds to the velocity between V_m and V_M where the minimum value of T_b is observed. We obtain $V_0 = -41 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$ and $V_e = 11 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$.

It is well known that non-circular motions on a large scale are present in the Perseus spiral arm (Brand & Blitz 1993), making the galactic rotation model not suitable for this region of the Galaxy. Based on the observed velocity field derived by Brand & Blitz (1993), the systemic velocity of GS 100-02-41 can be translated to a kinematic distance of 2.8 ± 0.6 kpc. We shall adopt this distance for the HI shell.

Under the assumption that the HI emission is optically thin and following the procedure described by Pineault (1998), the

L. A. Suad et al.: GS100-02-41: a new large HI shell in the outer part of the Galaxy.

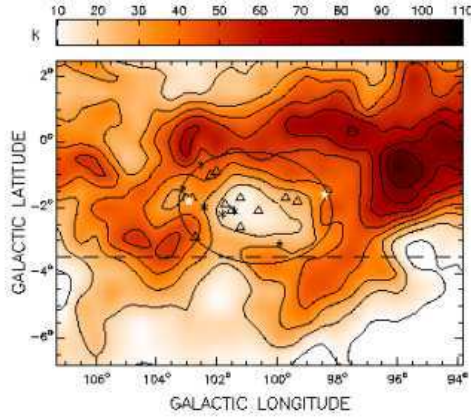


Fig. 2. LAB HI emission distribution averaged in the velocity range from -42.26 to -34.02 km s^{-1} . Contour levels are from 10 to 90 in steps of 10 K. The area below the dashed line corresponds to the region where CGPS data are not available. The symbols indicate the location of the star members of Cep OB1 lying inside the ellipse (see Section 3.3). White star symbols correspond to O-type main sequence stars. Asterisks and triangles indicate evolved stars that were O-type and B-type stars during the main sequence phase, respectively.

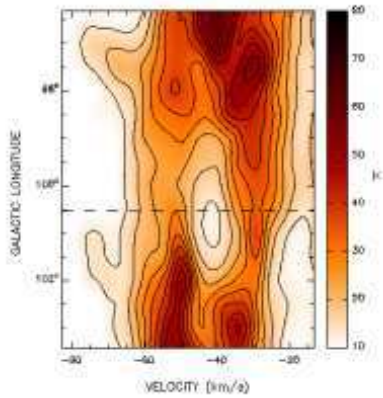


Fig. 3. LAB HI emission distribution averaged in the latitude range from -3.0 to -1.3 . Contour levels are from 13 to 53 K in steps of 5 K. The dashed line indicates the location where the cross-cut shown in Fig. 4 was performed.

total neutral hydrogen mass of a structure located at a distance d (kpc) that subtends a solid angle Ω (square arc-min) is given by

$$M_{\text{HI}}(M_{\odot}) = 1.3 \times 10^{-3} d^2 \Delta V \Delta T_{\text{B}} \Omega$$

where ΔV is the velocity interval over which the structure is detected, expressed in km s^{-1} and ΔT_{B} (K) is the mean brightness temperature defined as $\Delta T_{\text{B}} = |T_{\text{sh}} - T_{\text{bg}}|$, where T_{sh} refers to the mean brightness temperature of the HI shell, and T_{bg} corre-

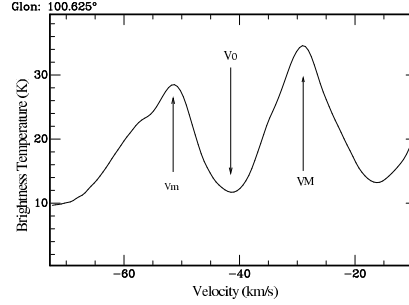


Fig. 4. HI cross-cut at $l=100.6$ obtained from Fig. 3. The approaching (V_m), systemic (V_0) and receding (V_M) velocities are indicated.

sponds to the temperature of the contour level defining the outer border of the HI shell. The latter represents the temperature of the surrounding galactic HI emission gas. For this structure we estimated $T_{\text{sh}} = 33.5 \pm 1.6$ K, $T_{\text{bg}} = 21.5 \pm 1.5$ K, $\Delta V = 22 \pm 2$ km s^{-1} and $\Omega = 4.2 \times 10^4$ arcmin². Adopting solar abundances, the total gaseous mass of GS 100–02–41 is $M_t(M_{\odot}) = 1.34 M_{\text{HI}}$ (see Table 2).

Assuming that the mass is uniformly distributed within the structure’s volume, we obtain the gas number density (n_{sh}) of the swept up gas. The ambient density (n_0) of the medium into which the large HI shell is evolving is derived by uniformly distributing the shell mass (M_t) over the volume swept up by the structure. Assuming this mass to be distributed into an ovoidal volume whose semi-major axis is a and the other two dimensions are set equal to b , then

$$n_0 = 10 \frac{M_t}{a b^2} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$$

where M_t is given in M_{\odot} , and a and b in parsecs.

A rough estimate of the age of the shell can be obtained using a simple model to describe the expansion of a shell created by a continuous injection of mechanical energy or by a supernova explosion. In this way, the dynamical age of GS 100–02–41 can be estimated as $t_{\text{dyn}} = \alpha R / V_e$ (Weaver et al. 1977), where R is the radius of the shell ($R = \sqrt{ab}$), and $\alpha = 0.25$ for a radiative supernova remnant (SNR) or $\alpha = 0.6$ for a stellar wind shell.

Another important parameter that characterizes the shells is the kinetic energy, which is given by $E_k = 0.5 M_t V_e^2$. All the relevant parameters of GS 100–02–41 are given in Table 2.

Even though the CGPS data do not cover the whole area of GS 100–02–41, for completeness in Fig. 5 the CGPS data averaged in the same velocity range than the LAB data are shown. A comparison with Fig. 2 clearly shows that the large-scale structures are observed in both data sets and, as expected, a lot of small scale structures are observed in the high resolution image. The dashed ellipse shown in Fig. 5 is the one obtained from the fitting of the low resolution data (see Table 2).

3.2. Radio continuum and infrared data.

Figure 6 shows the observed radio continuum emission at 2695 MHz (upper panel) and the 60 μm infrared emission (lower panel) towards the region where GS 100–02–41 is detected.

No large scale features that could be interpreted as the counterpart of the HI structure could be found neither in the radio

L. A. Suad et al.: GS100-02-41: a new large HI shell in the outer part of the Galaxy.

Table 2. GS 100-02-41 main parameters.

Parameter	Value
Distance (kpc)	2.8 ± 0.6
(l_0, b_0)	$(100.6, -2.04)$
a	2.56
b	1.69
θ	-5.7
a (pc)	125 ± 25
b (pc)	83 ± 17
V_0 (km s ⁻¹)	-41 ± 2
V_e (km s ⁻¹)	11 ± 2
M_t (M _⊙)	$(1.5 \pm 0.7) \times 10^5$
n_{sh} (cm ⁻³)	2.5 ± 0.4
n_0 (cm ⁻³)	1.7 ± 0.4
E_k (erg)	$(1.8 \pm 0.8) \times 10^{50}$
t_{dyn} ($\alpha = 0.25$) (Myr)	2.3 ± 1.1
t_{dyn} ($\alpha = 0.6$) (Myr)	5.5 ± 2.7

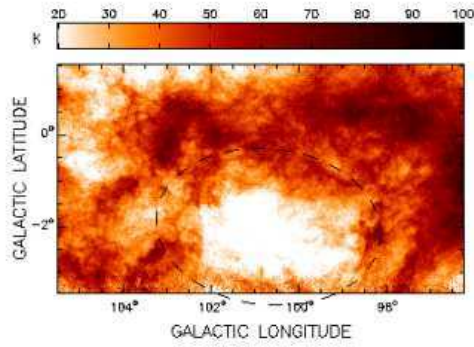


Fig. 5. CGPS averaged HI emission distribution in the velocity range from -42.7 to -34.4 km s⁻¹. The dashed ellipse corresponds to the ellipse shown in Fig. 2.

continuum nor in the infrared images. The strong source observed at both frequencies at $(l, b) \simeq (102.8, -0.7)$ is the well known H II region Sh2-132, which has been recently studied by Vasquez et al. (2010). Towards the southwest of this H II region, a ring nebula related to the Wolf-Rayet star WR 152 is also observed (Cappa et al. 2010). On the other hand, three slightly extended and much more weaker sources are seen projected onto the HI shell. Following the standard nomenclature, they will be referred to as G103.39-2.28 (G103, for short), G100.7-0.5 (G100), and G98.51-1.7 (G98). These three sources will be analyzed in Section 4.

In the infrared image (see Fig. 6 lower panel) two sources, IRAS 22036+5306 (IR1) and IRAS 22142+5206 (IR2), located at $(l, b) = (99.63, -1.85)$ and $(l, b) = (100.38, -3.58)$, respectively, are observed. Neither of these sources has a counterpart at 2695 MHz. The first source is associated with a post AGB star, whilst the second one (IRAS 22142+5206) may be a protostellar object (Dobashi et al. 1998).

They found IRAS 22142+5206 to be associated with CO molecular emission at $V = -37.2$ km s⁻¹.

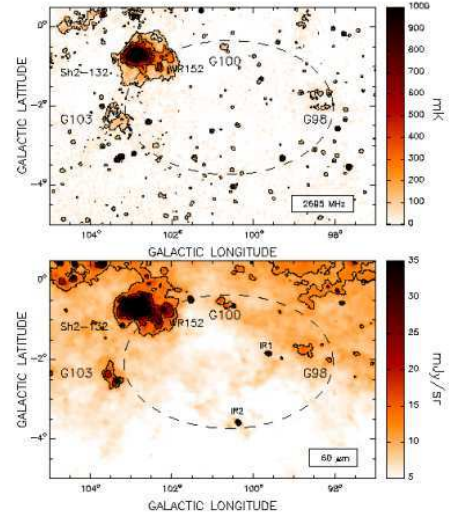


Fig. 6. Upper panel. Effelsberg 2695 MHz emission distribution in the area of GS 100-02-41. Contour levels are at 65, 250 and 400 mK. Lower panel. IRIS 60 μ m emission distribution. Contour levels are at 12, 18 and 24 mJy sr⁻¹. In both panels the ellipse marks the location of the large HI shell.

3.3. large HI shell origin.

The origin of GS 100-02-41 may be attributed to the action of the stellar wind of several massive stars and their subsequent supernova explosions. In the following, based on the derived parameters of the shell, we analyze both scenarios.

An inspection of the *Galactic OB Associations in the Northern Milky Way Galaxy* presented by Garmany & Stencel (1992) reveals that several stars belonging to Cep OB1 are seen projected inside the ellipse delineating GS 100-02-41. They are indicated by symbols in Fig. 2.

Garmany & Stencel (1992) determined for Cep OB1 a photometric distance modulus of $DM = 12.2$ mag, which yields a distance of 2.75 kpc. On the other hand, based on the stellar proper motions given by Hipparcos, Mel'Nik & Dambis (2009) estimated a distance of 2.8 kpc for this OB association. This distance is consistent with the distance estimate derived for GS 100-02-41 when non-circular motions are considered (Brand & Blitz 1993). To test the possibility that the Cep OB1 stars lying inside the HI shell could have been capable of creating it, an evaluation of the energy that may be injected into the ISM by the early type stars of Cep OB1 is in place. Is the energy provided by these massive stars enough to create GS 100-02-41?

Those stars lying within the boundaries of GS 100-02-41, twenty in total, are listed in Table 3. Column 1 gives the star's identification, Col. 2 and 3 their galactic coordinates, and Col.4 their spectral types as given by Garmany & Stencel (1992). Based on the evolutionary track models published by Schaller et al. (1992), and adopting the bolometric magnitudes and effective temperatures given by Garmany & Stencel (1992), we estimated the main sequence (MS) spectral type for each star (Col. 5). Column 6 gives an estimate of the star MS life-

GS 100–02–41: una nueva supercáscara de HI en la parte externa de la Galaxia.

190

L. A. Suad et al.: GS100-02-41: a new large HI shell in the outer part of the Galaxy.

time ($t(\text{MS})$) as derived from the stellar models of Schaller et al. (1992). The values given in this column are a rough estimate as a consequence of the uncertainty in the mass adopted for each star. Column 7 and 8 give the mass loss rates (\dot{M}) and wind velocities (V_w) taken from Leitherer (1998), respectively. Column 9 gives the total wind energy released by each star during its main sequence phase, $E_w = 0.5 \dot{M} V_w^2 t(\text{MS})$. Given that HDE 235673 and HDE 235825 are still in the MS, their values are upper limits.

Theoretical models predict that only 20% of the wind energy is converted into mechanical energy of the shell (Weaver et al. 1977). In the case of GS 100–02–41, this implies that for the total kinetic energy stored in the shell, $E_k = (1.8 \pm 0.8) \times 10^{50}$ erg, a wind energy greater than 9×10^{50} erg would be required. However the analysis of several observed HI shells shows that the energy conversion efficiency seems to be lower, roughly about 2–5% (Cappa et al. 2003).

From the last column of Table 3 we infer that the total wind energy injected during the MS phase of the Cep OB1 stars is $\sim 29.7 \times 10^{50}$ erg, which is enough to create GS 100–02–41 if the energy conversion efficiency were $\sim 6\%$.

It is important to mention that the MS lifetime of all the O stars, which are the main energy contributors, is compatible, within errors, with the dynamical age of the shell (5.5 ± 2.7 Myr). Moreover, the fact that most of the massive stars located inside the shell are evolved stars may explain the absence of ionized gas related to GS 100–02–41.

On the other hand, taking into account that the SN rate in a typical OB association is about one per $10^5 - 3 \times 10^5$ yr. (McCray & Kafatos 1987), over the lifetime of GS 100–02–41 is reasonable to assume that the most massive members of Cep OB1 may have exploded as SN. In this case, the energy of the explosions, as well as the energy injected by the stellar winds of the SNe progenitors, would have also contributed to the formation of the shell. There is no detection of a SNR in either radio surveys or x-ray surveys, but this could be due to the relatively large age of GS 100–02–41. However, an evidence that a SN explosion could have taken place in the region is the presence of the pulsar PSR J2150+5247, located at $(l, b) = (97.5, -0.9)$ (Taylor et al. 1993). Even though the estimated distance to the pulsar is 5.48 kpc (Taylor et al. 1993), bearing in mind that this distance is obtained based on the dispersion measure and a galactic electron density model (Taylor & Cordes 1993), the error is large, and therefore the possibility that the pulsar were located at a distance similar to the one of GS 100–02–41 can not be ruled out. Were this the case, an upper age limit for the progenitor of PSR J2150+5247, assuming it was an early B-type star, would be $\sim 3 \times 10^7$ yr, that is in reasonable agreement with the age of the oldest star, HD 209900, belonging to Cep OB1.

4. Sources G98, G100, and G103

4.1. Their Nature.

As mentioned in Section 3.2, three slightly extended sources, labelled G98, G100, and G103, are observed at radio continuum and infrared wavelengths, projected onto the border of GS 100–02–41. The upper panels of Fig. 7 show the CGPS 1420 MHz radio continuum image of each source. In these images, discrete sources have been removed. The middle panels show the HIREES 60 μm emission distribution in the area of G98, G100, and G103. At both frequencies, to increase the signal-to-noise ratio, the original images were smoothed to a 2-arcmin resolution.

Table 4. G98, G100 and G103 parameters.

Source	G98	G100	G103
Longitude	98.5	100.7	103.3
Latitude	-1.6	-0.5	-2.4
Size (arcmin)	73 x 64	19 x 23	54 x 87
S_{408} (Jy)	2.1 ± 0.3	–	2.0 ± 0.3
S_{1420} (Jy)	2.0 ± 0.1	0.21 ± 0.03	1.50 ± 0.15
S_{2695} (Jy)	1.9 ± 0.3	0.19 ± 0.03	1.70 ± 0.35
Spectral index α	-0.05 ± 0.01	-0.16 ± 0.33	-0.11 ± 0.08
S_{60} (Jy)	410 ± 20	120 ± 6	1030 ± 50
S_{100} (Jy)	1640 ± 80	380 ± 20	1840 ± 90
Dust temperature (K)	24.5 ± 0.7	26.5 ± 0.8	33.1 ± 1.1

A clue onto their physical nature (thermal or non-thermal) may be provided by the behavior of the flux density as a function of frequency. Previous flux density estimations for G100 were obtained by White & Becker (1992) and Kerton et al. (2007). White & Becker (1992) obtained a flux density at 1420 MHz of 456 mJy, while Kerton et al. (2007) estimated a lower flux density, $S_{1420} = 48.8 \pm 24.0$ mJy. To estimate the spectral index α ($S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$) of each source, CGPS continuum observations at 408 and 1420 MHz, and Effelsberg continuum data at 2695 MHz were used in this work.

Flux density determinations, specially for weak sources like the ones we are dealing with, are strongly dependent on the source angular extent, which in turns depends on the outermost reliable continuum level. Before defining the angular extent of each source, the overall galactic continuum emission has to be subtracted out. To this end we applied the "Back Ground Filtering" method (BGF) developed by Sofue & Reich (1979). A $1^\circ \times 1^\circ$ filtering beam was applied to all sources at each frequency.

The derived flux densities are given in Table 4. The quoted errors stem from the uncertainty in determining the background levels. The spectral index α was derived from a fit to the observed flux densities, under the assumption that none of these sources is optically thick at the lowest frequency (408 MHz). For G100 a residual grating ring from the strong nearby Cas A source falls on top of the source, making the estimate of the 408 MHz flux density meaningless. The lower flux density obtained by Kerton et al. (2007) is consistent with the smaller area considered for G100 by these authors. On the other hand, the higher value given by White & Becker (1992) may be attributed to the fact that they used Green Bank data (HPBW $\sim 11'$).

Though highly uncertain, the spectral indexes are consistent with a thermal nature for G98, G100, and G103; implying that they are H II regions. Another argument in favor of this interpretation comes from the far infrared data. From the measured flux densities at 60 and 100 μm and following the procedure described by Cichowolski et al. (2001), the dust temperature was estimated for each region (see Table 4). The derived temperatures are typical of H II regions. The errors quoted for the dust temperatures are formal errors from the fitting procedure.

4.2. Location of G98, G100 and G103.

We now try to discern whether these ionized regions could be physically related to GS 100–02–41. Unfortunately, the radio continuum flux densities of G98, G100 and G103 are not strong enough to allow us to derive a reasonable HI absorption spectrum in order to attempt to set a limit to their distances. Another way to attempt to estimate their distances is to look for signatures of the interaction among the ionized regions and the HI

L. A. Suad et al.: GS100-02-41: a new large HI shell in the outer part of the Galaxy.

Table 3. Cep OB1 stars lying inside GS 100–02–41.

Star	l	b	Sp. Type	MS Sp. Type	MS lifetime (Myr)	$\log(M (M_{\odot} \text{yr}^{-1}))$	V_w (km s $^{-1}$)	$E_w (10^{50} \text{ erg})$
HDE 235673	98:4	-1:6	O6.5 V	O6.5	5.6	-6.27	2700	≤ 2.2
HD 209678	99:3	-1:8	B2 I	B0	12	-7.17	1600	0.2
HD 209900	99:7	-1:7	A0 Ib	B1	26	-8.2	2500	0.2
HD 210809	99:9	-3:1	O9 IaB	O7	6.4	-6.39	2700	2.1
BD +51 3135	100:6	-2:1	B3 II	B0.5	14	-7.3	1850	0.2
HDE 235781	101:2	-2:6	B6 Ib	B1	22	-8.2	2500	0.2
BD +53 2820	101:2	-1:7	B0 IV	B0	16	-7.17	1600	0.2
BD +52 2833	101:4	-2:1	B1 III	O9.5	10	-7.04	2500	0.5
BD +53 2837	101:5	-2:1	B2 III	B0.5	14	-7.3	1850	0.2
HDE 235783	101:7	-1:9	B1 Ib	B0.5	14	-7.3	1850	0.2
BD +53 2843	101:8	-2:2	O8 III	O7	6.4	-6.39	2700	2.1
BD +54 2718	102:0	-0:9	B2 III	B0.5	14	-7.3	1850	0.2
BD +54 2726	102:2	-1:0	B1.5 II	B0.5	14	-7.3	1850	0.2
HDE 235813	102:4	-2:0	B0 III	O6	6.3	-6.14	2700	2.6
HILTNER 1106	102:5	-0:7	B0 III	O8	6.9	-6.65	2600	0.9
BD +53 2885	102:7	-2:9	B2 III	B0.5	14	-7.3	1850	0.2
HD 212455	102:8	-1:7	B6 Ib	B0.5	14	-7.3	1850	0.2
HDE 235825	102:9	-1:8	O9 V	O9	8	-6.91	2500	≤ 0.6
BD +54 2764	103:0	-1:7	B1 Ib	B0.5	14	-7.3	1850	0.2
BD +54 2761	103:1	-1:4	O6 III	O3*	4.3	-5.43	3200	≤ 16.3

References. *: The bolometric magnitude and effective temperature given by Garmany & Stencel (1992) lie outside the evolutionary tracks of Schaller et al. (1992). We adopted for this star the earliest spectral type.

and CO gas emission observed around these sources. If the continuum sources were related to GS 100–02–41, the H II regions would expand within the gas of GS 100–02–41 and we would be able to observe for each source an HI minimum in a velocity range compatible with the radial velocity of the large HI shell. After a thorough inspection of the CGPS HI data cube, we were able to point down HI minima having a good morphological correlation with the radio continuum sources.

Mean brightness temperature of these structures are shown in the lower panels of Fig. 7 (the original images were smoothed to a 2-arcmin resolution). The radial velocity ranges where these minima are detected range from -40.2 to -51.8 km s $^{-1}$ (G98), from -50.1 to -58.4 km s $^{-1}$ (G100), and from -22.1 to -33.6 km s $^{-1}$ (G103). However, it is important to mention that for the averages shown in Fig. 7 only those velocity channels where the minima are best defined were considered. To facilitate the comparison among the radio continuum and the HI emission distributions, the 1420 MHz contour line defining the source's extent is superimposed on the HI images.

The H II regions are clearly surrounded by enhanced HI emission. The positional coincidence between the HI features and their corresponding H II region suggests that they are physically related. It is worth mentioning that, although the entire velocity cube was searched for HI features likely to be related to the ionized regions, no other peculiar structures but the ones shown in Fig. 7 were found.

We have also analyzed the CO emission distribution in the area of G100 and G103 (unfortunately there is no CO data available for G98). We found two molecular clouds probably related to G100 in the velocity range from -52.25 to -55.17 km s $^{-1}$ (black contours in Fig. 8), in coincidence with the velocity range where the HI structure was found. Figure 8 also shows the MSX Band A (8.28 μ m) image (red colours) and the 5.8 K level at 1420 MHz (blue contour). Clearly, the 8.28 μ m emission partially borders the ionized gas. It is worth mentioning that the emission observed in the MSX Band A is not detected in the other three MSX bands (12.13 μ m, 14.65 μ m, and 21.3 μ m), suggesting that the polycyclic aromatic hydrocarbons (PAHs) could

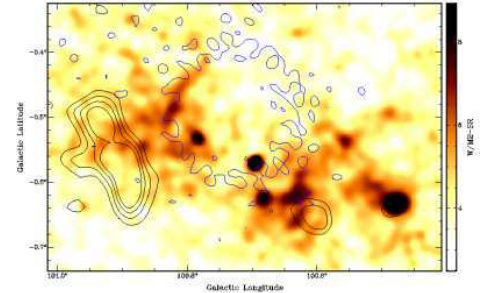


Fig. 8. 8.3 μ m emission distribution in the area of G100. The blue contour correspond to the 5.8 K level at 1420 MHz. Black contours are associated with the CO emission distribution averaged between -52.25 and -55.17 km s $^{-1}$, at 0.4, 0.6, 0.8 and 1.0 K.

be the main responsible for the emission detected at 8.28 μ m, indicating the presence of a photo-dissociated region (PDR) in the border of G100. An inspection of the CO data cube in the area of G103 do not reveal any CO structure probably related to the H II region.

Bearing in mind that GS 100–02–41 is detected in the velocity range from -29 to -51.7 km s $^{-1}$ and that its baricentral velocity is $V_0 = -41 \pm 2$ km s $^{-1}$, we would locate both G98 and G100 in the approaching hemisphere of GS 100–02–41, whilst G103 would be placed in its receding part. In what follows we adopt for the H II regions the GS 100–02–41 distance.

4.3. Exciting stars of G98, G100, and G103.

To identify the exciting stars of G98, G100, and G103 we have inspected the Galactic O Star Catalogue (Sota et al. 2008) and

L. A. Suad et al.: GS100-02-41: a new large HI shell in the outer part of the Galaxy.

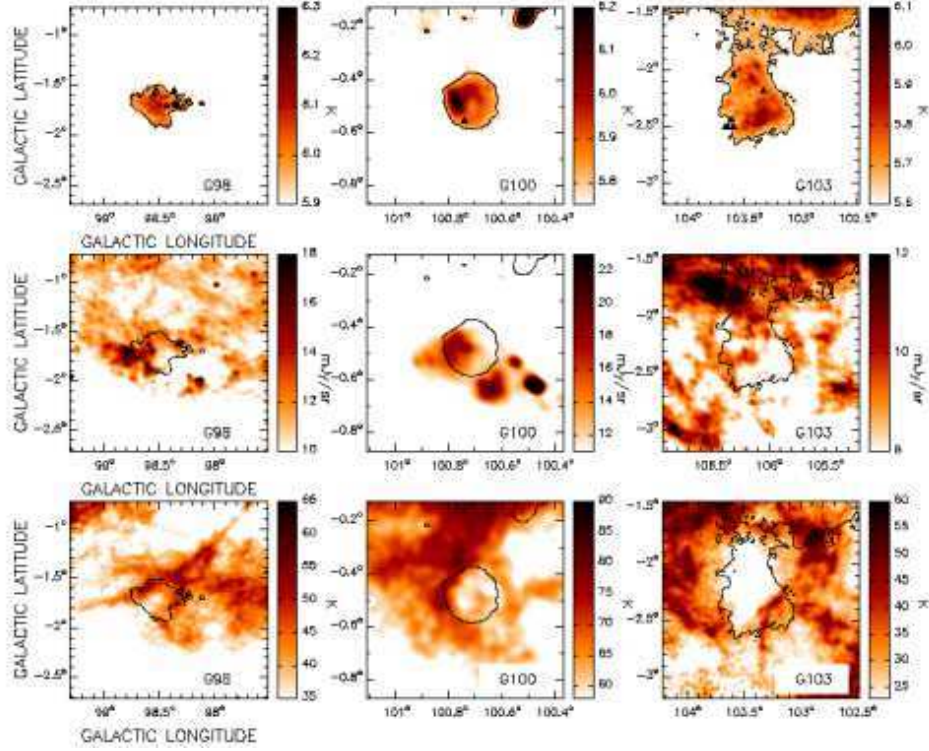


Fig. 7. *Upper panels* 1420 MHz radio continuum images in the area of G98 (left), G100 (middle), and G103 (right). Point-like sources have been removed. Contour levels are at 6.0, 5.8, and 5.6 K, for G98, G100, and G103, respectively. The black triangle symbols indicate the location of the stars HD 235673, ALS 12073, ALS 12071 and ALS 12074 (G98), BD+542684 (G100), and ALS 12434, ALS 12443, ALS 12471, ALS 12469 and ALS 12475 (G103). *Middle panels:* HIRES 60 μm emission distribution in the area of G98, G100 and G103. For comparison with the 1420 MHz emission, contour levels are the same as in upper panels. *Lower panels:* CGPS HI emission distribution averaged in the velocity range from -41.9 to -50.9 km s^{-1} in the area of G98 (left), from -50.9 to -55.9 km s^{-1} in the area of G100 (middle) and from -29.5 to -31.15 km s^{-1} in the area of G103 (right). Contour levels are the same as for upper and middle panels. In all images the angular resolution is 2-arcmin.

the OB Star Catalogue (Reed 2003) looking for massive stars located in projection toward the H II regions.

Only one star projected within the border of G98 is listed by Sota et al. (2008), whilst in the Reed catalogue four stars are seen projected towards G98 (one of them coincides with the one catalogued by Sota et al. (2008)), one onto G100, and five onto G103. They are listed in Table 5 and their positions are indicated by triangle symbols in Fig. 7. It is worth mentioning that HD 235673, the star seen projected onto G98, appears in Table 3 as a Cep OB1 member and therefore was considered as an input energy source for the creation of GS 100–02–41. Nonetheless its contribution to the overall energy budget is $\sim 7\%$, so if this star were related to G98, its exclusion as being responsible in the creation of GS 100–02–41 would not modify the conclusions reached in Section 3.3.

To check whether these stars may have contributed to the creation of the observed structures, under the assumption that they are located at the same distance than the H II regions (2.8 ± 0.6 kpc), we analyze if their absolute magnitudes are compatible

with those corresponding to OB-type stars. We need first to estimate the visual absorption in the region. From an averaged HI profile (from 0 to -41 km s^{-1}) of all over the solid angle covered by GS 100–02–41, we derive a total HI column density of about $N_{\text{HI}} = 3 \times 10^{21}$ cm^{-2} . Using the relation $A_v = 5.3 \times 10^{-22} N_{\text{HI}}$ (Bohlin et al. 1978), we estimate $A_v = 1.6$ mag. As a check on this, for HD 235673 we estimated the visual absorption using $A_v = 3.1 E(B - V)$, where $E(B - V) = (B - V) - (B - V)_0$. For $(B - V)_0 = -0.32$ (Schmidt-Kaler 1982) and $(B - V) = 0.21$ (Hiltner & Johnson 1956) we obtain $A_v = 1.6$. Both values are in agreement with the absorption of 1-2 mag given by Neckel & Klare (1980). Then, adopting a visual absorption of 1.6 mag, the absolute magnitudes (see Column 5) of the stars listed in Table 5 were calculated. Based on Martins & Plez (2006) and Schmidt-Kaler (1982), the corresponding spectral types were estimated (see Col. 6 of Table 5).

Given that at the assumed distance all the stars listed in Table 5 could be O- or early B-type stars, we suggest that they may be responsible of creating G98, G100, and G103.

L. A. Suad et al.: GS100-02-41: a new large HI shell in the outer part of the Galaxy.

Table 5. OB stars probably related to G98, G100, and G103.

Star	Galactic coordinates (<i>l, b</i>)	Sp. Type	<i>v</i> (mag)	$M_v^{(a)}$	Sp. Type ^(a)
G98					
HD 235673 ^(b)	98:36, -1:55	O7	9.14	-4.7 ± 0.5	O5/O8.5
ALS 12073	98:43, -1:71	OB	12.1	-1.7 ± 0.5	B2/B5
ALS 12071	98:53, -1:55	OB	12.25	-1.6 ± 0.5	B2/B5
ALS 12074	98:55, -1:59	OB	12.04	-1.8 ± 0.5	B2/B5
G100					
BD +542684	100:74, -0:55	OB	10.8	-3.0 ± 0.5	B0/B2
G103					
ALS 12434	103:32, -2:18	B5	10.6	-3.2 ± 0.5	B0/B2
ALS 12443	103:59, -2:04	OB	12.6	-1.2 ± 0.5	B3/B7
ALS 12471	103:59, -2:50	OB	12.4	-1.4 ± 0.5	B2/B7
ALS 12469	103:61, -2:44	B2	10.6	-3.3 ± 0.5	B0/B2
ALS 12475	103:66, -2:50	B2	11.4	-2.4 ± 0.5	B1/B3

References. (a): For the adopted distance of 2.8 ± 0.6 kpc. (b): Star found in both catalogues and member of Cep OB1 (Gamany & Stencel 1992).

Next, we should consider whether the number of UV ionizing photons needed to keep the continuum sources ionized could be provided by their probably exciting stars. The total number of Lyman continuum photons is given by $N_{Lym} = 0.76 \times 10^{47} T_4^{-0.45} \nu_{\text{GHz}}^{0.1} D_{\text{kpc}}^2 S_\nu$ (Chaisson 1976), where T_4 is the electron temperature in units of 10^4 K, D_{kpc} is the distance in kpc, ν_{GHz} is the frequency in GHz and S_ν is the measure flux density in Jy. Using the 1420 MHz flux densities given in Table 4, a distance of 2.8 kpc and adopting $T_4 = 1$, we obtained $N_{Lym} = 1.2 \times 10^{48} \text{ s}^{-1}$ for G98, $N_{Lym} = 1.3 \times 10^{47} \text{ s}^{-1}$ for G100, and $N_{Lym} = 1.8 \times 10^{48} \text{ s}^{-1}$ for G103. According to the theoretical models of Schaerer & de Koter (1997), for solar metallicity, the estimated N_{Lym} necessary to keep G98, G100, and G103 ionized, could be provided by a O9.5V, B0.5V, and O9.5V stars (or two B0V), respectively. This indicates that the joint action of the stars listed in Table 5 can provide the ionizing photons needed for each HII region. In the case of G98, given that the contribution of HD 235673 is essential to keep this region ionized, we conclude that this star is associated with G98 instead of being related to the genesis of GS 100-02-41 as it was considered in Section 3.3. This implies that the wind energy provided for this star should not have been taken into account for the origin of GS 100-02-41. As mentioned before, this fact does not affect the scenario proposed for the creation of the large HI shell.

5. Triggered star formation?

It is generally believed that expanding shells may induce star formation at their edges (Elmegreen 1998). Shells behind shock fronts experience gravitational instabilities that may lead to the formation of large condensation inside the swept-up gas, and some of them may produce new stars. An increasing body of observational evidence supports the importance of the shell's evolution in creating new stars (Patel et al. 1998; Oey et al. 2005; Amal & Corti 2007; Cichowolski et al. 2009; Cichowolski & Pineault 2011).

In our case, having an old large HI shell containing several HII regions in its edge that seems to be at the same distance, we wonder if this could be other case of triggered star formation. Were this the case, we should expect an age gradient in the region, in the sense that G98, G100, and G103 should be younger than GS 100-02-41. In what follows we shall attempt to estimate the age of the HII regions G98, G100, and G103, and compare them with the dynamical age of GS 100-02-41 estimated in Section 3.1 (see Table 2).

As a rough estimate to the age of each region, we evaluate their dynamical ages as $t_{dyn} = 0.6R/V_e$ (Weaver et al. 1977). The radius R of each region was estimated from the sizes given in Table 4. We infer $R = 27.8 \pm 6.0$, 8.5 ± 1.8 and 27.9 ± 6.0 pc, for G98, G100 and G103, respectively, where the errors stem from the uncertainty in the distance. Relying on the velocity ranges were the HI emission associated with each HII region is observed (see Section 4), expansion velocities of 5.8 km s^{-1} (G98), 4.2 km s^{-1} (G100) and 5.8 km s^{-1} (G103) are assumed. Thus, we obtain an age of 2.9 ± 0.9 , 1.2 ± 0.5 and 2.9 ± 0.9 Myr for G98, G100, and G103, respectively. The quoted errors stem from the uncertainties in the sizes and from the assumption that the expansion velocities are accurate to within 1.3 km s^{-1} (one velocity channel).

From these estimates, we conclude that G98, G100, and G103 are younger than GS 100-02-41. This age difference is supported by the fact that most of the stars probably responsible of creating GS 100-02-41 have already evolved from the MS, while the ionized gas of the HII regions is still observed.

As mentioned in Section 3.2, in addition to G98, G100, and G103, three interesting sources are seen projected onto the border of GS 100-02-41: the HII region Sh2-132, the ring nebula associated with WR 152, and the infrared source IRAS 22142+5206.

Regarding Sh2-132 and the ring nebula associated with WR 152, Vasquez et al. (2010) and Cappa et al. (2010) found neutral gas interacting with the HII regions in the velocity ranges from -38 to -53 km s^{-1} and from -43 to -52 km s^{-1} , respectively. For Sh2-132 this is in coincidence with the ionized velocity gas (Georgelin & Georgelin 1976; Chu & Treffers 1981; Reynolds 1988; Fich et al. 1990; Quireza et al. 2006). Taking into account non-circular motions in this part of the Galaxy (Brand & Blitz 1993), Vasquez et al. (2010) and Cappa et al. (2010) inferred for these regions a kinematical distance of 3.5 ± 1.0 kpc. They argued that this value is in close agreement with the distance estimates of the main exiting stars of the regions, WR 153ab and WR 152. On the other hand, bearing in mind that GS 100-02-41 is observed in the velocity range from -29.0 to -51.7 km s^{-1} , and that the HII regions are located onto its border, we suggest that both ionized structures may be located at the same distance as GS 100-02-41, and that the velocity differences are because the HII regions are located in the approaching part of the large shell. Although Vasquez et al. (2010) do not give any age estimate for Sh2-132, the fact that it is being ionized by WR 153ab, implies that Sh2-132 should be

L. A. Suad et al.: GS100-02-41: a new large HI shell in the outer part of the Galaxy.

older than the period of time spent by the progenitor of the WR in the main sequence phase. Given that WR 153ab is a WN6.5 star, the mass of the progenitor was probably about 40–50 M_{\odot} (Crowther 2007). According to Schaller et al. (1992) the MS lifetime for such a star is about 4 Myr. Concerning the age of the ring nebula associated with WR 152, Cappa et al. (2010) estimated a dynamical age of 1 Myr for the associated wind blown bubble. However, knowing that, as mentioned by Cappa et al. (2010), large errors are involved in this estimate and bearing in mind the time that the progenitor of the WR star spent in the MS phase, the age of the HII region is probably higher, closer to the one estimated above for Sh2-132.

With respect to IRAS 22142+5206, as mentioned in Section 3.2, this infrared source has a massive molecular outflow associated with it at the velocity of -37.2 km s^{-1} (Dobashi et al. 1998). The coincidence between this velocity and the velocity range where GS 100–02–41 is observed suggests they may be located at the same distance. Based on the total luminosity of IRAS 22142+5206, Dobashi et al. (1998) suggest that this source will evolve into a late O-type or an early B-type star.

In summary, the fact that G98, G100, G103, Sh2-132, the ring nebula associated with WR 152, and IRAS 22142+5206 lie at the edge of GS 100–02–41 and seems to be at the same distance, together with the age gradient, suggest that these sources could have been triggered by the expansion of GS 100–02–41.

6. Conclusions

The large HI shell GS 100–02–41 has been analyzed to study the interaction of massive stars with the interstellar medium and, in particular, the process of triggered star formation. From this analysis we conclude the following:

1. GS 100–02–41 is a large shell of a radius of about 102 pc located at a distance of 2.8 ± 0.6 kpc. The swept up mass in the shell is $(1.5 \pm 0.7) \times 10^5 M_{\odot}$ and the shell density $n_{sh} = 2.5 \pm 0.4 \text{ cm}^{-3}$. The shell is expanding at a velocity of $11 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$ and its kinetic energy is $(1.8 \pm 0.8) \times 10^{50}$ erg.
2. Several evolved massive stars members of Cep OB1 are projected inside the large shell. The distance to the OB association is compatible with the kinematical distance of GS 100–02–41 when non-circular motions are considered. An energetic analysis suggests that the wind energy provided during the main sequence phase of the stars could explain the origin of the shell. However, taking into account the SN rate in OB associations, the energy contribution of a SN explosion as well as of its massive progenitor can not be discarded.
3. From the 2695 MHz radio continuum and $60 \mu\text{m}$ infrared images, we found three slightly extended sources, labelled G98, G100, and G103 projected onto the borders of GS 100–02–41. From the radio flux densities estimated at different wavelengths, the thermal nature of the sources was confirmed by the estimation of their spectral indexes. In addition, dust temperatures were estimated and found to be typical of HII regions.
4. An inspection of the 1' CGPS HI data reveals HI minima having a good morphological correlation with the HII regions at velocity ranges compatible with the velocity spanning by GS 100–02–41. This leads to the conclusion that G98, G100, and G103 are located at the same distance than GS 100–02–41.
5. From O and OB star catalogues, the massive star candidates to be responsible for the ionized gas were identified.

6. The obtained age difference among the HII regions and the shell, together with their relative location leads us to the conclusion that G98, G100, and G103 may have been created as a consequence of the action of a strong shock produced by the expansion of GS 100–02–41 into the surrounding gas.

Acknowledgements. The CGPS is a Canadian Project with international partners and is supported by grants from NSERC. Data from the CGPS are publicly available through the facilities of the Canadian Astronomy Data Centre (<http://cadc.hia.nrc.ca>) operated by the Herzberg Institute of Astrophysics, NRC. This project was partially financed by the Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET) of Argentina under project PIP 01299, Agencia PICT 00902, UBACyT 20020090200039, and UNLP G091. L.A.S. is a doctoral fellow of CONICET, Argentina. S.C. and M.A. are members of the *Carrera del Investigador Científico* of CONICET, Argentina. J.C.T. is member of the *Carrera del Personal de Apoyo*, CONICET, Argentina.

References

- Amal, E. M. & Corti, M. 2007, *A&A*, 476, 255
 Bohlin, R. C., Savage, B. D., & Drake, J. F. 1978, *ApJ*, 224, 132
 Brand, J. & Blitz, L. 1993, *A&A*, 275, 67
 Cappa, C. E., Amal, E. M., Cichowski, S., Goss, W. M., & Pineault, S. 2003, in *IAU Symposium*, Vol. 212, *A Massive Star Odyssey: From Main Sequence to Supernova*, ed. K. van der Hucht, A. Herrero, & C. Estéban, 596+
 Cappa, C. E., Vasquez, J., Pineault, S., & Cichowski, S. 2010, *MNRAS*, 403, 387
 Cazzolato, F. & Pineault, S. 2003, *AJ*, 125, 2050
 Chaisson, E. J. 1976, in *Frontiers of Astrophysics*, ed. E. H. Avrett, 259–351
 Chakraborti, S. & Ray, A. 2011, *ApJ*, 728, 24
 Chu, Y.-H. & Treffers, R. R. 1981, *ApJ*, 250, 615
 Cichowski, S. & Pineault, S. 2011, *A&A*, 525, A121+
 Cichowski, S., Pineault, S., Amal, E. M., et al. 2001, *AJ*, 122, 1938
 Cichowski, S., Romero, G. A., Ortega, M. E., Cappa, C. E., & Vasquez, J. 2009, *MNRAS*, 394, 900
 Crowther, P. A. 2007, *ARA&A*, 45, 177
 Dobashi, K., Yonekura, Y., Hayashi, Y., Sato, F., & Ogawa, H. 1998, *AJ*, 115, 777
 Ehlerová, S. & Palouš, J. 2005, *A&A*, 437, 101
 Elmegreen, B. G. 1998, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 148, *Origins*, ed. C. E. Woodward, J. M. Shull, & H. A. Thronson, Jr., 150+
 Fich, M., Dahl, G. P., & Treffers, R. R. 1990, *AJ*, 99, 622
 Fllrst, E., Reich, W., Reich, P., & Reif, K. 1990, *A&AS*, 85, 691
 Garmany, C. D. & Stencel, R. E. 1992, *A&AS*, 94, 211
 Georgelin, Y. M. & Georgelin, Y. P. 1976, *A&A*, 49, 57
 Heiles, C. 1979, *ApJ*, 229, 533
 Heiles, C. 1984, *ApJS*, 55, 585
 Hiltner, W. A. & Johnson, H. L. 1956, *ApJ*, 124, 367
 Jung, J. H., Koo, B.-C., & Kang, Y.-H. 1996, *AJ*, 112, 1625
 Kalberla, P. M. W., Burton, W. B., Hartmann, D., et al. 2005, *A&A*, 440, 775
 Kerton, C. R., Murphy, J., & Patterson, J. 2007, *MNRAS*, 379, 289
 Könyves, V., Kiss, C., Móór, A., Kiss, Z. T., & Tóth, L. V. 2007, *A&A*, 463, 1227
 Landecker, T. L., Dewdney, P. E., Burgess, T. A., et al. 2000, *A&AS*, 145, 509
 Leitherer, C. 1998, in *Stellar astrophysics for the local group: VIII Canary Islands Winter School of Astrophysics*, ed. A. Aparicio, A. Herrero, & F. Sánchez, 527+
 Martins, F. & Plez, B. 2006, *A&A*, 457, 637
 McClure-Griffiths, N. M., Dickey, J. M., Gaensler, B. M., & Green, A. J. 2002, *ApJ*, 578, 176
 McCray, R. & Kafatos, M. 1987, *ApJ*, 317, 190
 Mel'Nik, A. M. & Dambis, A. K. 2009, *MNRAS*, 400, 518
 Miville-Deschênes, M.-A. & Lagache, G. 2005, *ApJS*, 157, 302
 Neckel, T. & Klare, G. 1980, *A&AS*, 42, 251
 Oey, M. S., Watson, A. M., Kem, K., & Walth, G. L. 2005, *AJ*, 129, 393
 Patel, N. A., Goldsmith, P. F., Heyer, M. H., Snell, R. L., & Pratap, P. 1998, *ApJ*, 507, 241
 Perna, R. & Raymond, J. 2000, *ApJ*, 539, 706
 Pineault, S. 1998, *AJ*, 115, 2483
 Price, S. D., Egan, M. P., Carey, S. J., Mizuno, D. R., & Kuchar, T. A. 2001, *AJ*, 121, 2819
 Quiroza, C., Rood, R. T., Balsler, D. S., & Bania, T. M. 2006, *ApJS*, 165, 338
 Reed, B. C. 2003, *AJ*, 125, 2531
 Reich, W., Fuerst, E., Haslam, C. G. T., Steffen, P., & Reif, K. 1984, *A&AS*, 58, 197

L. A. Suad et al.: GS100-02-41: a new large HI shell in the outer part of the Galaxy.

- Reich, W., Fuerst, E., Reich, P., & Reif, K. 1990, *A&AS*, 85, 633
Reynolds, R. J. 1988, *ApJ*, 333, 341
Schaerer, D. & de Koter, A. 1997, *A&A*, 322, 598
Schaller, G., Schaerer, D., Meynet, G., & Maeder, A. 1992, *A&AS*, 96, 269
Schmidt-Kaler, T. 1982, in Landolt-Bornstein: Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, New Series, vol. 2b, Stars and Star Clusters., ed. K. Schaifers & H. H. Vogt
Sofue, Y. & Reich, W. 1979, *A&AS*, 38, 251
Sota, A., Maíz-Apellániz, J., Walborn, N. R., & Shida, R. Y. 2008, in *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, vol. 27, Vol. 33, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, 56–56
Stanimirović, S. 2007, in *IAU Symposium*, Vol. 237, *IAU Symposium*, ed. B. G. Elmegreen & J. Palous, 84–90
Stil, J. M. & Irwin, J. A. 2001, *ApJ*, 563, 816
Taylor, A. R., et., & al., 2003, *AJ*, 125, 3145
Taylor, J. H. & Cordes, J. M. 1993, *ApJ*, 411, 674
Taylor, J. H., Manchester, R. N., & Lyne, A. G. 1993, *ApJS*, 88, 529
Tenorio-Tagle, G. 1981, *A&A*, 94, 338
Uyaniker, B. & Kothes, R. 2002, *ApJ*, 574, 805
Vasquez, J., Capra, C. E., Pineault, S., & Duronea, N. U. 2010, *MNRAS*, 405, 1976
Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P., & Moore, R. 1977, *ApJ*, 218, 377
White, R. L. & Becker, R. H. 1992, *ApJS*, 79, 331

Capítulo 10

Conclusiones y perspectivas a futuro.

10.1. Conclusiones.

A partir del relevamiento de HI del *LAB* se ha realizado un catálogo de estructuras candidatas a supercáscaras. Para la elaboración del catálogo se empleó una combinación de un método visual de búsqueda con un algoritmo automático. Una de las particularidades del método automático de búsqueda, es que es capaz de detectar estructuras que no se encuentran completamente rodeadas por “paredes” de mayor emisión, evitando de esta manera las limitaciones que presentan otros catálogos, como por ejemplo el de Ehlerová & Palouš (2005).

Se han detectado un total de 575 estructuras (353 en el 2^{do} cuadrante galáctico y 222 en el 3^{ro}). Debido a la capacidad del algoritmo de detectar estructuras abiertas, se encontró que el 72 % de las estructuras del 2^{do} cuadrante galáctico y el 59 % del tercero, presentan un lado abierto, con distancias galactocéntricas inferiores a 15 kpc. Estas estructuras, nunca antes catalogadas, son candidatas a “chimeneas”.

Como consecuencia de los criterios de selección empleados, la búsqueda sufre de efectos de selección. Por ejemplo, estructuras cuyos tamaños lineales sean de 200 pc y que se encuentren a una distancia mayor a 5,7 kpc, no van a poder ser detectadas, ya que su tamaño angular va a ser inferior a 2°. Por este motivo, para los fines estadísticos y con la finalidad de tener una muestra de estructuras lo más completa posible, se ha reducido la misma a un subconjunto. Se han considerado aquellas estructuras cuyas distancias al Sol son menores a los 5,7 kpc.

A partir del ajuste de una elipse para cada una de las estructuras, del cual se deriva el semieje mayor y menor y el ángulo de inclinación del semieje mayor respecto al plano de la Galaxia, se ha encontrado que, en su mayoría, las estructuras presentan el eje mayor orientado paralelo al plano de la Galaxia. A partir de este resultado se llega a la conclusión que la evolución de las estructuras parecería no estar gobernada por el gradiente en densidad que presenta la Galaxia para diferentes valores de z . Por otro lado, se ha encontrado que aproximadamente la mitad de las estructuras tienen su centroide localizado a $z \leq 500$ pc.

También se encontró que las estructuras tienen dimensiones $100 \leq R_{ef} \leq 500$ pc, los rangos de velocidades donde se las detecta van de unos 6 a 42 km s^{-1} y a las edades dinámicas varían de unos 5×10^6 a unos 50×10^6 años, con excepción de unas tres estructuras cuyas edades son mayores.

La distribución de los radios efectivos de las estructuras con respecto a la altura sobre el plano galáctico (z) muestra que la tendencia no es la esperada (que los radios efectivos aumenten a medida que aumenta z), suponiendo que las estructuras tienen edades similares y que las energías para generarlas, L_w , fueron comparables. Por el contrario, se han detectado estructuras con radios efectivos similares distribuidas en un amplio rango de z . Debido a que las edades dinámicas de las estructuras presentan variaciones de un orden de magnitud, y que a bajos valores de z se detectan poblaciones estelares muy diversas, se concluye que si el origen de las estructuras fuese estelar, la población de estrellas que les pudo haber dado origen debe presentar variadas edades y luminosidades (L_w).

A partir de la distribución de densidad superficial de las estructuras en la parte externa de la Galaxia y teniendo en cuenta los factores de completitud en la zona de 2 kpc alrededor del Sol, se aprecia que hay una disminución de la densidad a medida que aumenta la distancia galactocéntrica, por lo menos en el rango de distancias al Sol de hasta 5.7 kpc.

No se ha encontrado alguna correlación entre el radio efectivo de las estructuras y la velocidad de expansión de las mismas. A partir del modelo de evolución en la fase de conservación de la energía de una BI, se observa que la mayoría de las estructuras están acotadas entre los valores de $0,1 \times 10^{36} < L_w/n < 100 \times 10^{36}$ erg/s cm^3 , por lo cual se concluye que, para un dado valor de n , las estructuras no pueden haber sido creadas por una simple estrella sino que es necesario un conjunto de las mismas.

Del cálculo de las excentricidades se determinó que ninguna de las estructuras es esférica y que en promedio poseen excentricidades del orden de $0,8 \pm 0,1$. Si debido al gradiente de cizalladura, las estructuras fueran predominantemente elípticas, el efecto de este gradiente debería verse reflejado en la distribución

de las excentricidades respecto a la distancia galactocéntrica, esperándose que las estructuras que se encuentren más lejos del centro de la Galaxia sean menos afectadas por el mismo. Debido a esto, debería verse que las estructuras que se encuentran en la parte externa de la Galaxia, donde dicho gradiente tendría bajos valores, fuesen más esféricas y lo mismo se esperaría para las estructuras más jóvenes, ya que el efecto de cizalladura no habría tenido tiempo para actuar. Debido que no se observa ninguna de estas tendencias, parecería ser que el efecto del gradiente de cizalladura, por lo menos en la parte externa de la Galaxia, no influye en la morfología de las estructuras, lo que está de acuerdo con que la curva de rotación galáctica es plana en esta región de la Galaxia.

El cálculo del factor de llenado volumétrico arrojó que $\sim 4\%$ del volumen de un semicírculo centrado en Sol de radio 5.7 kpc y una altura de $\pm 0,5$ kpc está ocupado por estructuras que son candidatas a supercáscaras.

Por otro lado, se comparó el catálogo de candidatas a supercáscaras obtenido en esta Tesis con los realizados por otros autores. Para llevar a cabo este estudio se utilizaron las estructuras, catalogadas por otros autores, que cumplen con nuestros criterios de selección. En el caso de las comparaciones realizadas con los catálogos de Heiles (1979, 1984), el 36% y el 47% de las estructuras han sido detectadas por el algoritmo automático de detección, respectivamente. La comparación con el catálogo de McClure-Griffiths et al. (2002), arrojó que el 75% de las estructuras catalogadas por estos autores han sido detectadas por el algoritmo y en la comparación con el catálogo de Ehlerová & Palouš (2005), el 61% sus estructuras han sido detectadas. En la mayoría de los casos (66%) de las estructuras no detectadas, se debió a que las estructuras presentan emisión de HI en su interior, impidiéndose la detección por el algoritmo automático. Gracias a la implementación del algoritmo automático de detección desarrollado en esta Tesis, en las zonas donde se han realizado los catálogos de Heiles (1979, 1984), McClure-Griffiths et al. (2002) y Ehlerová & Palouš (2005), se ha incrementado la cantidad de estructuras catalogadas en un factor del orden de 26, 27, 12 y 18, respectivamente.

A partir de un estudio de las posibles correlaciones espaciales entre las estructuras candidatas a supercáscaras y distintos objetos estelares, se observó que algunas podrían haber sido formadas por, por ejemplo cúmulos abiertos, asociaciones OB y estrellas WR. Se encontró un total de 22 coincidencias entre cúmulos abiertos y supercáscaras, 7 coincidencias con estrellas WR que se encuentran localizadas dentro de alguna supercáscara y 7 supercáscaras con algunos miembros de asociaciones OB en su interior.

Se ha estudiado en detalle una de las estructuras del catálogo, denominada GS 100–02–41. Se ha estudiado su origen y su interacción con el MIE. La supercáscara GS 100–02–41 se encuentra localizada a una distancia de $2,8 \pm 0,6$ kpc del Sol, la masa de la misma es de $(1,5 \pm 0,7) \times 10^5 M_{\odot}$, su densidad es

de $2,5 \pm 0,4 \text{ cm}^3$, y su energía cinética es de $(1,8 \pm 0,8) \times 10^{50} \text{ erg}$. A partir de un análisis energético y de la estimación de las distancias de los miembros de la asociación Cep OB1, se concluyó que el origen de GS 100–02–41 podría ser debido a la contribución de los vientos de las estrellas de dicha asociación que aparecen proyectadas dentro de la supercáscara.

Por otro lado, de observaciones en el continuo de radio y del infrarrojo, se detectaron tres regiones cuyo origen es térmico (regiones H II) proyectadas en los bordes de la supercáscara. Las mismas estarían localizadas a la misma distancia que GS 100–02–41. Debido a la diferencia en las edades de las regiones H II con la supercáscara, junto con la posición relativa entre ellas, se concluye que las regiones H II pueden haber sido creadas como consecuencia de la interacción de la expansión producida por GS 100–02–41 con el gas que la rodea. Aportando una evidencia observacional de un caso de formación estelar inducida.

10.2. Perspectivas a futuro.

A partir de las estructuras que se han catalogado en esta Tesis, se desarrollará un método automático para determinar la masa de las mismas y así poder estimar las energías necesarias para su formación. Esto permitirá llevar a cabo un estudio más específico sobre el origen de dichas estructuras.

Por otro lado, se seleccionarán las candidatas a supercáscaras más interesantes, en el sentido que presenten por ejemplo: una elevada velocidad de expansión, una elevada latitud galáctica (posibles candidatas a “chimeneas”), una correlación espacial con algún objeto estelar, alguna contrapartida observacional a otra frecuencia (infrarrojo, continuo de radio, gas molecular). En todos estos casos se estudiará exhaustivamente la estructura seleccionada con el fin de determinar su origen y su rol como formadora de nuevas estrellas ya sea por medio de colisiones con nubes moleculares del medio interestelar o por inestabilidades en la misma supercáscara.

También se llevará a cabo un estudio estadístico para analizar la importancia de las supercáscaras como desencadenantes de nuevas generaciones estelares. Para esto se analizará, por ejemplo, la correlación espacial entre las supercáscaras y objetos estelares jóvenes y/o regiones H II.

Por último, dado que en las supercáscaras de HI se dan las condiciones físicas necesarias para la formación de moléculas, se seleccionarán las estructuras más promisorias (mayor densidad de columna) para analizar la posibilidad de que el cambio de fase atómico-molecular ocurra en las paredes de dichas estructuras.

Bibliografía

- Abbott, D. C. 1982, *ApJ*, 263, 723
- Altenhoff, W., Mezger, P. G., Wendker, H., & Westerhout, G. 1960, in *Veröf. Sternwarte, Bonn*, Vol. 1, , 59–48
- Arnal, E. M. & Corti, M. 2007, *A&A*, 476, 255
- Avedisova, V. S. 1972, *SvA*, 15, 708
- Bagetakos, I., Brinks, E., Walter, F., et al. 2011, *AJ*, 141, 23
- Ballesteros-Paredes, J., Klessen, R. S., Mac Low, M.-M., & Vazquez-Semadeni, E. 2007, *Protostars and Planets V*, 63
- Baranov, V. B., Krasnobaev, K. V., & Kulikovskii, A. G. 1971, *Soviet Physics Doklady*, 15, 791
- Baranov, V. B., Krasnobaev, K. V., & Ruderman, M. S. 1976, *Ap&SS*, 41, 481
- Becker, W. & Fenkart, R. 1971, *A&AS*, 4, 241
- Benjamin, R. A., Churchwell, E., Babler, B. L., et al. 2003, *PASP*, 115, 953
- Blitz, L. & Williams, J. P. 1999, in *NATO ASIC Proc. 540: The Origin of Stars and Planetary Systems*, ed. C. J. Lada & N. D. Kylafis, 3
- Bodenheimer, P. H. 2011, *Principles of Star Formation*
- Boss, A. P. 1995, *ApJ*, 439, 224
- Boss, A. P., Ipatov, S. I., Keiser, S. A., Myhill, E. A., & Vanhala, H. A. T. 2008, *ApJ*, 686, L119
- Brand, J. & Blitz, L. 1993, *A&A*, 275, 67
- Bureau, M. & Carignan, C. 2002, *AJ*, 123, 1316
- Burton, W. B. 1976, *ARA&A*, 14, 275

- Butt, Y. M. & Bykov, A. M. 2008, *ApJ*, 677, L21
- Cappa, C. E., Arnal, E. M., Cichowolski, S., Goss, W. M., & Pineault, S. 2003, in *IAU Symposium*, Vol. 212, *A Massive Star Odyssey: From Main Sequence to Supernova*, ed. K. van der Hucht, A. Herrero, & C. Esteban, 596–+
- Carey, S. J., Noriega-Crespo, A., Price, S. D., et al. 2005, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 37, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 1252
- Castor, J., McCray, R., & Weaver, R. 1975, *ApJ*, 200, L107
- Cazzolato, F. & Pineault, S. 2003, *AJ*, 125, 2050
- Chaisson, E. J. 1976, in *Frontiers of Astrophysics*, ed. E. H. Avrett, 259–351
- Chiosi, C. & Maeder, A. 1986, *ARA&A*, 24, 329
- Churchwell, E., Povich, M. S., Allen, D., et al. 2006, *ApJ*, 649, 759
- Cichowolski, S. & Pineault, S. 2011, *A&A*, 525, A121
- Cichowolski, S., Romero, G. A., Ortega, M. E., Cappa, C. E., & Vasquez, J. 2009, *MNRAS*, 394, 900
- Clark, D. H. & Caswell, J. L. 1976, *MNRAS*, 174, 267
- Colomb, F. R., Poppel, W. G. L., & Heiles, C. 1980, *A&AS*, 40, 47
- Corti, M. A., Arnal, E. M., & Orellana, R. B. 2012, *A&A*, 546, A62
- Cox, D. P. 2005, *ARA&A*, 43, 337
- Daigle, A., Joncas, G., & Parizeau, M. 2007, *ApJ*, 661, 285
- Deharveng, L., Lefloch, B., Zavagno, A., et al. 2003, *A&A*, 408, L25
- Deharveng, L., Zavagno, A., Schuller, F., et al. 2009, *A&A*, 496, 177
- Dias, W. S., Alessi, B. S., Moitinho, A., & Lépine, J. R. D. 2002, *A&A*, 389, 871
- Dickey, J. M. & Lockman, F. J. 1990, *ARA&A*, 28, 215
- Downes, D. 1971, *AJ*, 76, 305
- Dyson, J. E. 1975, *Ap&SS*, 35, 299

- Dyson, J. E. & Williams, D. A. 1997, *The physics of the interstellar medium* (The physics of the interstellar medium. Edition: 2nd ed. Publisher: Bristol: Institute of Physics Publishing, 1997. Edited by J. E. Dyson and D. A. Williams. Series: The graduate series in astronomy. ISBN: 0750303069)
- Ehlerová, S. & Palouš, J. 2005, *A&A*, 437, 101
- Elmegreen, B. G. & Lada, C. J. 1977, *ApJ*, 214, 725
- Fich, M., Blitz, L., & Stark, A. A. 1989, *ApJ*, 342, 272
- Field, G. B., Goldsmith, D. W., & Habing, H. J. 1969, *ApJ*, 155, L149
- Freyer, T., Hensler, G., & Yorke, H. W. 2003, *ApJ*, 594, 888
- Freyer, T., Hensler, G., & Yorke, H. W. 2006, *ApJ*, 638, 262
- Garcia-Segura, G. & Franco, J. 1996, *ApJ*, 469, 171
- Garcia-Segura, G. & Mac Low, M.-M. 1995, *ApJ*, 455, 145
- Garmany, C. D. & Stencel, R. E. 1992, *A&AS*, 94, 211
- Green, A. J. 1974, *A&AS*, 18, 267
- Gronenschild, E. H. B. M. 1979, *A&A*, 77, 53
- Hartmann, D. & Burton, W. B. 1997, *Atlas of Galactic Neutral Hydrogen*
- Heiles, C. 1979, *ApJ*, 229, 533
- Heiles, C. 1984, *ApJS*, 55, 585
- Heiles, C. & Habing, H. J. 1974, *A&AS*, 14, 1
- Henderson, A. P., Jackson, P. D., & Kerr, F. J. 1982, *ApJ*, 263, 116
- Hollenbach, D. J. & Tielens, A. G. G. M. 1999, *Reviews of Modern Physics*, 71, 173
- Hu, E. M. 1981, *ApJ*, 248, 119
- Hunter, S. D., Bertsch, D. L., Catelli, J. R., et al. 1997, *ApJ*, 481, 205
- Ilovaisky, S. A. & Lequeux, J. 1972, *A&A*, 18, 169
- Jung, J. H., Koo, B.-C., & Kang, Y.-H. 1996, *AJ*, 112, 1625
- Kalberla, P. M. W., Burton, W. B., Hartmann, D., et al. 2005, *A&A*, 440, 775
- Kalberla, P. M. W. & Dedes, L. 2008, *A&A*, 487, 951

- Kalberla, P. M. W. & Kerp, J. 2009, *ARA&A*, 47, 27
- Kraus, J. D. 1966, *Radio astronomy*
- Kraus, J. D. 1986, *Radio Astronomy*
- Lamers, H. J. G. L. M. & Cassinelli, J. P. 1999, *Introduction to Stellar Winds*
- Landecker, T. L., Dewdney, P. E., Burgess, T. A., et al. 2000, *A&AS*, 145, 509
- Lefloch, B. & Lazareff, B. 1995, *A&A*, 301, 522
- Leitherer, C. 1998, in *Stellar astrophysics for the local group: VIII Canary Islands Winter School of Astrophysics*, ed. A. Aparicio, A. Herrero, & F. Sánchez, 527–+
- Lequeux, J. 2005, *The Interstellar Medium*
- Lockman, F. J. 1984, *ApJ*, 283, 90
- Lozinskaya, T. A. 1992, *Supernovae and stellar wind in the interstellar medium*, ed. T. A. Lozinskaya
- Mac Low, M.-M. & Klessen, R. S. 2004, *Reviews of Modern Physics*, 76, 125
- Maeder, A. 1991, *Massive Star Evolution*, ed. C. Leitherer, N. Walborn, T. Heckman, & C. Norman (the Cambridge University Press), 97
- Martins, F., Schaerer, D., & Hillier, D. J. 2005, *A&A*, 436, 1049
- McClure-Griffiths, N. M., Dickey, J. M., Gaensler, B. M., & Green, A. J. 2002, *ApJ*, 578, 176
- McClure-Griffiths, N. M., Green, A. J., Dickey, J. M., et al. 2001, *ApJ*, 551, 394
- McCray, R. 1983, *Highlights of Astronomy*, 6, 565
- McCray, R. & Kafatos, M. 1987, *ApJ*, 317, 190
- McKee, C. F. 1995, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 80, *The Physics of the Interstellar Medium and Intergalactic Medium*, ed. A. Ferrara, C. F. McKee, C. Heiles, & P. R. Shapiro, 292
- McKee, C. F. & Ostriker, J. P. 1977, *ApJ*, 218, 148
- Mezger, P. G. & Henderson, A. P. 1967, *ApJ*, 147, 471
- Mignani, R. P., Vande Putte, D., Cropper, M., et al. 2013, *MNRAS*, 429, 3517

- Milne, D. K. 1970, *Australian Journal of Physics*, 23, 425
- Miville-Deschênes, M.-A. & Lagache, G. 2005, *ApJS*, 157, 302
- Oster, L. 1961, in , 33–525
- Parker, Q. A., Phillipps, S., Pierce, M. J., et al. 2005, *MNRAS*, 362, 689
- Perna, R. & Raymond, J. 2000, *ApJ*, 539, 706
- Price, S. D., Egan, M. P., Carey, S. J., Mizuno, D. R., & Kuchar, T. A. 2001, *AJ*, 121, 2819
- Reich, W., Fuerst, E., Haslam, C. G. T., Steffen, P., & Reif, K. 1984, *A&AS*, 58, 197
- Reich, W., Fuerst, E., Reich, P., & Reif, K. 1990, *A&AS*, 85, 633
- Reifenstein, E. C., Wilson, T. L., Burke, B. F., Mezger, P. G., & Altenhoff, W. J. 1970, *A&A*, 4, 357
- Reynolds, R. J., Roesler, F. L., & Scherb, F. 1974, *ApJ*, 192, L53
- Rohlfs, K. & Wilson, T. L. 1996, *Tools of Radio Astronomy*
- Russeil, D. 2003, *A&A*, 397, 133
- Sanders, W. T., Kraushaar, W. L., Nousek, J. A., & Fried, P. M. 1977, *ApJ*, 217, L87
- Santillán, A., Franco, J., Martos, M., & Kim, J. 1999, *ApJ*, 515, 657
- Savage, B. D. & Massa, D. 1987, *ApJ*, 314, 380
- Savage, B. D., Sembach, K. R., & Lu, L. 1997, *AJ*, 113, 2158
- Scoville, N. Z. & Sanders, D. B. 1987, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 134, *Interstellar Processes*, ed. D. J. Hollenbach & H. A. Thronson, Jr., 21–50
- Shepherd, D. S. & Churchwell, E. 1996, *ApJ*, 472, 225
- Sivan, J. P. 1974, *A&AS*, 16, 163
- Stil, J. M. & Irwin, J. A. 2001, *ApJ*, 563, 816
- Suad, L. A., Cichowolski, S., Arnal, E. M., & Testori, J. C. 2012, *A&A*, 538, A60
- Tan, J. C. 2000, *ApJ*, 536, 173

- Taylor, A. R., et., & al., 2003, AJ, 125, 3145
- Tenorio-Tagle, G. 1981, A&A, 94, 338
- Tenorio-Tagle, G., Rozyczka, M., Franco, J., & Bodenheimer, P. 1991, MNRAS, 251, 318
- Treffers, R. R. & Chu, Y.-H. 1982, ApJ, 254, 569
- Uyaniker, B. & Kothes, R. 2002, ApJ, 574, 805
- van Buren, D. 1985, ApJ, 294, 567
- van den Bergh, S. 1978, ApJS, 38, 119
- van der Hucht, K. A. 2001, VizieR Online Data Catalog, 3215, 0
- Weaver, H. & Williams, D. R. W. 1973, A&AS, 8, 1
- Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P., & Moore, R. 1977, ApJ, 218, 377
- Wijers, R. A. M. J., Bloom, J. S., Bagla, J. S., & Natarajan, P. 1998, MNRAS, 294, L13
- Woltjer, L. 1972, ARA&A, 10, 129
- Wouterloot, J. G. A., Brand, J., Burton, W. B., & Kwee, K. K. 1990, A&A, 230, 21