

**UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES**

**Facultad de Ciencias Exactas y Naturales**

**Departamento de Física**

**Procesos físicos en Restos de Supernovas y  
en su interacción con el Medio Interestelar**



por Gabriela Castelletti

Director de Tesis: Dra. Gloria Dubner

Lugar de Trabajo: Instituto de Astronomía y Física del Espacio

Trabajo de Tesis para optar por el título  
de Doctor de la Universidad de Buenos Aires en el área Física

mayo, 2005



# Procesos físicos en Restos de Supernovas y en su interacción con el Medio Interestelar

## Resumen

Hacia el final de su evolución, las estrellas con masas mayores a unas  $10 M_{\odot}$  explotan produciendo uno de los eventos más energéticos observados en la Galaxia, conocidos como Supernovas (SNs). Se forma una onda de choque supersónica que se expande en el medio circundante y barre el gas interestelar. El resultado de la interacción del material eyectado y de la onda en expansión con el gas circundante, es conocido como un remanente de supernova (RSN). Dependiendo de la estrella progenitora, el remanente puede también incluir una estrella de neutrones o incluso un agujero negro en su interior.

El estudio de RSNs puede arrojar luz sobre varios problemas, por ejemplo, la naturaleza de la estrella precursora, lo cual junto con la física de la explosión provee información importante para el estudio más general de la evolución estelar; las fuentes compactas centrales y su acoplamiento con el plasma circundante; la aceleración de partículas y el origen de la radiación hasta energías de  $10^{14}$  eV. También sobre frentes de choque con números de Mach muy altos e inestabilidades magnetohidrodinámicas bajo condiciones imposibles de reproducir en laboratorios terrestres.

Esta disertación presenta el estudio detallado de una muestra de tres remanentes de supernova, especialmente seleccionados para cubrir diferentes edades evolutivas y morfologías, así como también diversos contextos galácticos. El trabajo realizado para esta tesis incluye la observación de estas fuentes en el régimen de las bajas frecuencias de radio (inferiores a 1 GHz) empleando los mejores instrumentos de síntesis del mundo para este rango espectral, como el Very Large Array (VLA, EEUU), Giant Metrewave Radio Telescope (GMRT, India), y Westerbork Synthesis Radio Telescope (WSRT, Holanda). Las nuevas imágenes construidas a partir de estas observaciones, constituyen la base de datos de mayor sensibilidad y resolución angular conocida de estos RSNs.

Las imágenes interferométricas en varias frecuencias, especialmente en las bajas frecuencias de radio, son una herramienta muy útil para estudiar la morfología y el espectro de estos remanentes. El estudio de las propiedades morfológicas permite identificar las estructuras del choque y trazar la posición de las discontinuidades de contacto en el fluido. La medición del espectro en continuo de radio es muy útil para trazar la distribución de energía de los electrones relativistas acelerados por el frente de choque.

En esta tesis, se investigan los procesos de aceleración en base a un análisis de cambios espectrales tanto con la frecuencia como con la posición en cada RSN. Diferentes técnicas, incluyendo gráficos de brillo contra brillo, galerías tomográficas y la convolución diferencial del índice espectral, son aplicadas para medir el gradiente local del espectro. Adicionalmente, se analiza la ocurrencia de varios factores capaces de afectar el espectro sincrotrónico, tales como cambios en la intensidad del campo magnético, presencia de electrones térmicos que absorben la emisión, compresión adiabática, etc.

En este sentido, se explora una variedad de escenarios y condiciones buscando un modelo único para explicar la emisión sincrotrónica observada, el comportamiento espectral y los distintos tipos de estructuras presentes en las imágenes en ondas de radio. Al presente, la mayor parte del trabajo teórico sobre aceleración de partículas en choques

difusivos está centrado en el mecanismo de Fermi de primer orden, el cual predice, en el límite de partícula de prueba, un índice espectral de  $-0.5$  cuando se trata de un choque suficientemente intenso. Se investiga la consistencia de los resultados obtenidos a partir de las observaciones con modelos más realistas, los cuales incluyen la presión sobre el choque de las partículas aceleradas y otros efectos no lineales.

Además, a fin de obtener una representación coherente de la estructura compleja del remanente, los mapas en radio son combinados con imágenes en rayos X, óptico, infrarrojo, y con información acerca del medio interestelar (MIE) circundante. Este análisis permite examinar el modo en que las características observadas en los diversos regímenes espectrales pueden ser usadas como diagnóstico de la variedad de condiciones físicas y procesos en estos plasmas. Los casos donde existe una relación clara entre las estructuras vistas en cada banda espectral o aquellos en los cuales no puede establecerse un patrón único, son identificados en la discusión.

Una parte importante del trabajo realizado para esta tesis estuvo dedicado a las técnicas de construcción de las imágenes en continuo de radio. En efecto, la interferometría en bajas frecuencias de radio presenta nuevos desafíos en la calibración y análisis de datos. La obtención de imágenes en este rango espectral requiere el uso de algoritmos diferentes, con un alto costo computacional, en comparación con la construcción de imágenes en el rango de frecuencias mayores. Estos algoritmos son discutidos en detalle en esta disertación.

**Palabras claves:** restos de supernovas – MIE – continuo de radio – onda de choque – mecanismos de radiación – técnicas para frecuencias de radio bajas –

# Physical processes in Supernova Remnants and in their interaction with the Interstellar Medium

## Abstract

Towards the end of their evolution, stars with mass greater than about  $10 M_{\odot}$  explode, producing one of the most energetic events observable in the Galaxy, which are referred to as Supernovae (SNe). A supersonic shock wave is formed, which expands into the surrounding medium sweeping up the circumstellar and interstellar gas. The result of the interaction of the stellar ejecta and the blast wave with the ambient gas is known as a supernova remnant (SNR). Depending on the progenitor star, the remnants may also include a spinning neutron star or even a black hole in their interior.

The research of SNRs can lead to insights into several problems, for example, the nature of the precursor stars, which together with the physics of the explosion itself, provide key information for the more general study of stellar evolution; the central compact sources and their coupling with the surrounding plasma; the particle acceleration and cosmic radiation origin up to at least  $10^{14}$  eV; the shock waves with very high Mach numbers and magnetohydrodynamics instabilities at conditions vastly different from those achievable in terrestrial laboratories.

This dissertation presents a detailed study of a sample of three galactic supernova remnants especially selected with different evolutionary ages and morphologies, evolving in a variety of galactic contexts. The work done for this thesis includes low radio frequencies (below 1 GHz) observations of these sources carried out using the best synthesis instruments in the world, such as the Very Large Array (VLA, EEUU), Giant Metrewave Radio Telescope (GMRT, India), and Westerbork Synthesis Radio Telescope (WSRT, Holanda). The new images made from these observations constitute the most sensitive and highest resolution results of these SNRs to date.

Multi-frequency interferometric images, especially at low radio frequencies, are a very useful tool to study the morphology and spectrum of these remnants. From the study of the morphological properties, shock structures are identified and the location of contact discontinuities in the fluid are traced. Measurements of continuum radio spectra help to trace the distribution of energy in the relativistic electrons accelerated by the blast wave.

In this thesis the acceleration processes are investigated by searching for spectral changes with frequency and position within each of the SNR. Different techniques, including flux–flux plots, tomographic galleries, and the convolution differential spectral index calculation, are applied to measure the local spectral gradient in the maps. In addition, several factors which can affect the synchrotron spectrum, such as changes in the magnetic field strength, presence of absorbing thermal electrons, adiabatic compression, etc, are analysed.

In this way, a variety of scenarios and conditions are explored in search for a single model which can explain the observed synchrotron emissivities, the spectral behavior and the various types of structures observed in the radio maps. At present, most of the theoretical work on diffusive shock acceleration is centered around first order Fermi mechanism, which predicts a test particle radio spectral index of  $-0.5$  for any sufficiently strong shock. The consistency of the results obtained from the observations with more realistic shock

---

models, which include the back pressure on the shock of accelerated particles and other non linear effects, is also explored.

Furthermore, to obtain a coherent picture of the remnant's complex structure, the radio maps are combined with X-ray, optical, infrared images, and with information about the surrounding interstellar medium (ISM). This analysis permits to examine how the multiple radiative signatures can be used as diagnostic for a variety of underlying physical conditions and processes in these plasmas. The cases where clear relationships exist among the multiwavelength structures or those for which no single pattern emerges are identified in the discussion.

A substantial fraction of the work done for this thesis was focused on the techniques of radio continuum imaging itself. In fact, interferometry at low frequencies presents new challenges in data calibration and analysis. Mapping in this spectral range requires the use of different and computationally more intensive algorithms, as compared to those used for mapping at higher frequencies. These algorithms are discussed in detail in this dissertation.

**Key words:** supernova remnants – ISM – radio continuum – shock wave – radiation mechanisms – low radio frequencies techniques –

# Declaración de originalidad

El trabajo presentado en esta tesis es el resultado de investigaciones realizadas por mi, Gabriela Castelletti, excepto donde se menciona explícitamente resultados obtenidos por otros autores. Esto último incluye parte del trabajo contenido en los Capítulos 6, 7 y 8. Los resultados han sido parcialmente publicados en: *Astronomical Journal*, 2003, vol.126, p.2114; IAUS Symposium no. 218 “Young Neutron Stars and Their Environments”, vol.218, eds. F. Camilo y B. Gaensler. San Francisco, CA: Astronomical Society of the Pacific, 2004., p.211; *Astronomy and Astrophysics*, 2005, en prensa, manuscrito 2537.

Gabriela Castelletti  
Universidad de Buenos Aires,  
Buenos Aires, Argentina  
mayo 2005



# Contenidos

<b>1</b>	<b>Supernovas y Restos de Supernovas</b>	<b>1</b>
1.1	Evolución hidrodinámica de los RSNs . . . . .	3
1.1.1	Modelando la evolución de los RSNs . . . . .	3
1.1.2	RSNs energizados por la presencia de un pulsar . . . . .	6
1.2	Emisión de los RSNs a través del espectro electromagnético . . . . .	7
1.3	Diversidad morfológica entre RSNs en la banda de radio . . . . .	11
1.4	Organización de la tesis . . . . .	14
<b>2</b>	<b>Radiación sincrotrónica y la emisión en ondas de radio de RSNs</b>	<b>17</b>
2.1	Mecanismos de radiación sincrotrónica . . . . .	17
2.2	Distribución espectral de la radiación sincrotrónica de un sistema de electrones . . . . .	20
2.3	Contenido energético en una fuente de radiación sincrotrónica . . . . .	22
<b>3</b>	<b>Remanentes de supernovas y la física de aceleración de partículas</b>	<b>25</b>
3.1	Frentes de choque y aceleración de partículas en RSNs: aspectos teóricos . . . . .	26
3.1.1	Las ecuaciones y el modelo . . . . .	27
3.2	Más allá del modelo standard . . . . .	32
3.3	El espectro en continuo de radio de RSNs . . . . .	33
<b>4</b>	<b>Observaciones en ondas de radio</b>	<b>35</b>
4.1	Instrumentos de síntesis: coherencia en ondas de radio . . . . .	35
4.1.1	La forma del campo eléctrico observado . . . . .	37
4.1.2	Líneas de base no coplanares . . . . .	40
4.2	Problemas específicos de la interferometría en bajas frecuencias de radio . . . . .	42
4.2.1	Por qué observar en bajas frecuencias de radio? . . . . .	43
4.3	Procesamiento de los datos interferométricos . . . . .	44
4.3.1	Preparando una base uv: Calibración inicial . . . . .	44
4.3.2	Construyendo una imagen: Proceso de auto-calibración . . . . .	46
4.3.3	Concatenando los datos uv . . . . .	52
<b>5</b>	<b>Datos observacionales</b>	<b>55</b>

5.1	Comentarios generales . . . . .	55
5.2	Observaciones en frecuencias de radio del RSN CTB 80 . . . . .	57
5.2.1	Datos en 240 y 618 MHz . . . . .	57
5.2.2	Datos en 324 MHz . . . . .	59
5.2.3	Datos en 1380 MHz . . . . .	60
5.3	Observaciones en frecuencias de radio del RSN Puppis A . . . . .	61
5.3.1	Datos en 330 MHz . . . . .	61
5.3.2	Datos en 1425 MHz . . . . .	61
5.4	Observaciones en frecuencias de radio del RSN W44 . . . . .	62
5.4.1	Datos en 74 y 324 MHz . . . . .	62
5.4.2	Datos en 1442 MHz . . . . .	64
<b>6</b>	<b>El Remanente de Supernova CTB 80</b>	<b>65</b>
6.1	El pulsar PSR B1951+32 en la nebulosa CTB 80 . . . . .	66
6.2	Morfología . . . . .	67
6.2.1	El origen de CTB 80 . . . . .	68
6.3	Distancia y edad del RSN . . . . .	69
6.4	Nuevas imágenes en ondas de radio . . . . .	69
6.5	Análisis multiespectral . . . . .	73
6.5.1	Comparación de la emisión en ondas de radio y la emisión infrarroja en CTB 80 . . . . .	73
6.5.2	Comparación de la emisión en ondas de radio y óptico en CTB 80 . . . . .	75
6.5.3	La nebulosa alrededor del pulsar PSR B1951+32 y su contraparte en rayos X . . . . .	77
6.5.4	Contenido energético en CTB 80 y en la nebulosa de viento del pulsar . . . . .	79
6.6	El espectro en ondas de radio del RSN CTB 80 . . . . .	80
6.6.1	La forma del espectro global en CTB 80 . . . . .	80
6.6.2	Midiendo la variación espacial del índice espectral . . . . .	84
6.6.3	Variaciones espaciales del índice espectral sobre CTB 80 . . . . .	85
6.6.4	Variaciones espaciales del índice espectral sobre la nebulosa central . . . . .	91
6.6.5	Interpretación de las variaciones espectrales . . . . .	92
<b>7</b>	<b>El Remanente de Supernova Puppis A</b>	<b>95</b>
7.1	La estructura del RSN Puppis A en ondas de radio . . . . .	96
7.2	Un remanente compacto en el interior de Puppis A? . . . . .	100
7.3	Análisis multiespectral: Inhomogeneidades en el MIE . . . . .	101
7.3.1	Correlación entre la emisión en ondas de radio y rayos X . . . . .	101
7.3.2	Comparación con la emisión en el óptico . . . . .	105

7.3.3	Emisión en el infrarrojo y su contraparte en ondas de radio . . . . .	105
7.4	Espectro integrado en ondas de radio del RSN Puppis A . . . . .	106
7.5	Análisis de la distribución espacial del espectro sincrotrónico en el RSN Puppis A . . . . .	108
7.5.1	Gráficos S–S sobre Puppis A . . . . .	108
7.5.2	Convolución diferencial del índice espectral . . . . .	112
7.5.3	Imágenes tomográficas sobre Puppis A . . . . .	114
7.6	Interpretación de la distribución espectral: El rol de las inhomogeneidades	118
<b>8</b>	<b>El Remanente de Supernova W44</b>	<b>121</b>
8.1	El MIE en la región de W44 . . . . .	122
8.2	Propiedades del RSN W44 en continuo de radio . . . . .	123
8.3	Análisis multiespectral en el RSN W44 . . . . .	128
8.3.1	Emisión en rayos X . . . . .	128
8.3.2	Una nebulosa de viento en el RSN W44 . . . . .	130
8.3.3	Emisión en el óptico . . . . .	131
8.4	El espectro sincrotrónico en W44 . . . . .	131
8.4.1	Comportamiento global del índice espectral . . . . .	131
8.4.2	Cambios espectrales con la frecuencia y la posición . . . . .	134
8.5	Interpretación de la emisión y del espectro en el RSN W44 . . . . .	138
<b>9</b>	<b>Conclusiones y trabajos futuros</b>	<b>143</b>
<b>A</b>	<b>Dispersión por ondas de Alfvén</b>	<b>147</b>
<b>B</b>	<b>El algoritmo CLEAN</b>	<b>149</b>
<b>C</b>	<b>Gas ionizado en el MIE: sus características</b>	<b>151</b>
<b>D</b>	<b>El mecanismo de van der Laan</b>	<b>153</b>



# Lista de Tablas

5.1	Compilación de datos observacionales . . . . .	56
5.2	Parámetros observacionales del RSN CTB 80 en 240 y 618 MHz . . . . .	59
5.3	Parámetros observacionales del RSN CTB 80 en 324 y 1380 MHz . . . . .	60
5.4	Parámetros observacionales del RSN Puppis A en 330 y 1425 MHz . . . . .	62
5.5	Parámetros observacionales del RSN W44 en 74, 324, y 1442 MHz . . . . .	64
6.1	Densidades de flujo integradas estimadas para el RSN CTB 80 . . . . .	83
6.2	Distribución del índice espectral sobre el RSN CTB 80 . . . . .	90
7.1	Fuentes puntuales en la región de Puppis A . . . . .	100
7.2	Densidades de flujo integradas estimadas para el RSN Puppis A . . . . .	108
7.3	Distribución espacial del índice espectral sobre Puppis A . . . . .	112
8.1	Densidades de flujo integradas sobre el RSN W44 . . . . .	132



# Lista de Figuras

1.1	Evolución de un RSN tipo cáscara . . . . .	5
1.2	Imágenes del RSN Cassiopea A en los diferentes regímenes espectrales . . .	10
1.3	Imagen VLA de un RSN con morfología tipo cáscara, Tycho . . . . .	12
1.4	Imagen en ondas de radio de la Nebulosa del Cangrejo . . . . .	13
1.5	Un ejemplo típico de un RSN con morfología barrada, RSN SN1006 . . . .	15
3.1	Una ilustración del Mecanismo de Fermi de 2do. Orden . . . . .	27
3.2	Una representación de la dinámica de las partículas en la vecindad de un frente de choque, Mecanismo de Fermi de 1er. Orden . . . . .	28
3.3	Un esquema de las desviaciones del modelo standard de aceleración de partículas . . . . .	32
4.1	Una representación de la relación geométrica entre el plano- $uv$ de observación y el plano- $lm$ del cielo . . . . .	36
4.2	Una representación de la relación entre las antenas de un arreglo interferométrico y la distribución de puntos en el plano- $uv$ . . . . .	39
4.3	Una ilustración gráfica de la correlación existente entre las funciones usadas en la teoría del funcionamiento de los instrumentos de síntesis . . . . .	40
4.4	Un diagrama esquemático de las fluctuaciones del plasma en la ionósfera .	42
4.5	Un esquema del proceso de calibración inicial de los datos . . . . .	47
4.6	Una ilustración de los defectos producidos en una imagen de cielo cuando los errores en amplitud se vuelven dominantes . . . . .	49
4.7	Un ejemplo de la aplicación del procedimiento de auto-calibración: mapas preliminares y finales en dirección al RSN W44 . . . . .	50
4.8	Un esquema del proceso de auto-calibración de los datos interferométricos	51
5.1	Los instrumentos de síntesis Very Large Array, Giant Metrewave Radio Telescope y Westerbork Synthesis Radio Telescope . . . . .	58
6.1	Nuevas imágenes del RSN CTB 80 en ondas de radio . . . . .	71
6.2	Emisión del RSN CTB 80 en 1380 MHz . . . . .	72
6.3	Emisión infrarroja en la región de CTB 80 . . . . .	74
6.4	Una comparación de la emisión óptica con la emisión en ondas de radio en la región de CTB 80 . . . . .	76

6.5	Una comparación de la emisión en ondas de radio y rayos X en la nebulosa central de CTB 80 . . . . .	78
6.6	El espectro de las densidades de flujo integradas en CTB 80 . . . . .	82
6.7	Mapa de la distribución espectral sobre CTB 80 entre 610 y 1380 MHz . . .	87
6.8	Gráfico de las transiciones espectrales sobre los tres brazos de CTB 80 . . .	88
6.9	Regiones seleccionadas para el análisis de las variaciones locales de $\alpha$ en el RSN CTB 80 . . . . .	89
6.10	Gráficos S–S entre 610 y 1380 MHz correspondientes a tres regiones en el RSN CTB 80 . . . . .	91
6.11	Regiones seleccionadas para el análisis de las variaciones locales de $\alpha$ en la nebulosa central de CTB 80 y una comparación morfológica entre la emisión en continuo de radio y la emisión óptica . . . . .	93
7.1	Imagen del RSN Puppis A en 330 MHz obtenida con el VLA . . . . .	97
7.2	Imagen del RSN Puppis A en 1425 MHz obtenida con el VLA . . . . .	98
7.3	Una vista detallada del RSN Puppis A en 1425 MHz, representación en contornos . . . . .	99
7.4	Imagen en rayos X del RSN Puppis A . . . . .	102
7.5	Correlación espacial en el RSN Puppis A entre la emisión en 1425 MHz y en rayos X en la banda de energía 0.1–2 keV . . . . .	104
7.6	Emisión infrarroja proveniente del RSN Puppis A en las bandas de 25 y 60 $\mu\text{m}$ . . . . .	106
7.7	Correlación espacial entre la emisión infrarroja y en ondas de radio proveniente del RSN Puppis A . . . . .	107
7.8	Espectro en ondas de radio del RSN Puppis A . . . . .	109
7.9	Regiones seleccionadas para el análisis de la distribución espacial del índice espectral sobre el RSN Puppis A . . . . .	110
7.10	Gráficos S–S sobre el RSN Puppis A . . . . .	111
7.11	Mapa del índice espectral diferencial sobre el RSN Puppis A . . . . .	113
7.12	Imágenes tomográficas del RSN Puppis A . . . . .	117
8.1	Una imagen del campo de vista observado en 74 MHz en dirección a W44, junto con una vista detallada de la fuente . . . . .	124
8.2	Imágenes de W44 en 324 MHz obtenidas con alta y baja resolución angular	125
8.3	Una imagen del campo de vista observado en 324 MHz en dirección a W44	126
8.4	El RSN W44 en 1442 MHz . . . . .	127
8.5	Perfiles de la emisión de W44 en 1442 MHz trazados a decl. constante . . .	128
8.6	Comparación morfológica entre la emisión en rayos X ( <i>ROSAT</i> ) y continuo de radio en la frecuencia de 74 MHz . . . . .	129
8.7	Espectro en continuo de radio del RSN W44 . . . . .	133
8.8	Una galería tomográfica entre 74 y 324 MHz, en la dirección del RSN W44	135
8.9	Una galería tomográfica entre 324 y 1442 MHz, en la dirección del RSN W44	136

8.10	Imágenes tomográficas del RSN W44 entre 74 y 1442 MHz . . . . .	137
C.1	Ejemplos de espectros de RSNs galácticos afectados por procesos de absorción debido al gas ionizado a lo largo de la línea de vista . . . . .	152



# Siglas, abreviaturas y convenciones

A continuación se presenta una lista de siglas y abreviaturas usadas frecuentemente en esta tesis. Entre paréntesis se da una referencia a la sección donde fueron introducidas.

**AdSpR** Advances in Space Research (Ref.)

**AIPS** Astronomical Image Processing System (4.3)

**A&A** Astronomy and Astrophysics (Ref.)

**A&AS** Astronomy and Astrophysics Supplement Series (Ref.)

**AJ** Astronomical Journal (Ref.)

**ApJ** Astrophysical Journal (Ref.)

**Ap&SS** Astrophysics and Space Science (Ref.)

**ARA&A** Annual Review of Astronomy and Astrophysics (Ref.)

**decl.**,  $\delta$  Declinación (Cap.5)

**DFT** Transformada Directa de Fourier (4.3.2)

**DM** Medida de Dispersión (5.1)

**EN** Estrella de Neutrones (Cap.1)

**FWHP** Ancho completo del haz primario (5.2)

**GMRT** Giant Metrewave Radio Telescope (4.4)

**HI** Hidrógeno Neutro (5.2.1)

**HII** Hidrógeno ionizado (1.2)

**HPBW** Ancho del haz a potencia mitad (4.4.1)

**IF** Frecuencia intermedia

**IR** Emisión en infrarrojo (1.2)

**IRAS** Infrared Astronomical Satellite (6.5.1)

**Jy** Jansky, una unidad de densidad de flujo;  $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$  (2.2)

**LRRs** Líneas de recombinación en ondas de radio (Apéndice C)

**ME** Medida de emisión (6.6.1)

**MIE** Medio interestelar (Cap.1)

**MNRAS** Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (Ref.)

**NRAO** National Radio Astronomy Observatory (4.3)

**NVP** Nebulosa de viento de pulsar (1.1.2)

**PA** Posición angular (4.4.2)

**PASP** The Publications of the Astronomical Society of the Pacific (Ref.)

**PSR** Pulsar (Cap.1)

**RA** Ascensión Recta (Cap.5)

**RFI** Interferencia en Frecuencias de Radio (4.2)

**RSN** Remanente de Supernova (Cap.1)

**SN** Supernova (Cap.1)

**VLA** Very Large Array (4.4)

**WSRT** Westerbork Synthesis Radio Telescope (4.4)

**Epoca de observación** En el transcurso de este trabajo las coordenadas en las imágenes de objetos astronómicos corresponden al equinoccio J2000.

**Índices espectrales** Todos los índices espectrales,  $\alpha$ , en esta tesis son citados asumiendo la relación  $S_\nu \propto \nu^\alpha$ .

# Capítulo 1

## Supernovas y Restos de Supernovas

Hacia el final de la evolución de una estrella de alta masa, el colapso gravitacional lleva a que la estrella explote como supernova (SN), produciendo uno de los eventos más energéticos observables en el espacio.

La secuencia de eventos por la cual se alcanza este resultado comienza con la formación de las estrellas, que se inicia cuando una nube de gas interestelar autogravitante (en su mayoría compuesta por hidrógeno) colapsa por acción de su propia gravedad, fragmentándose en trozos más pequeños llamados “protoestrellas”. La protoestrella continúa la contracción gravitacional hasta alcanzar temperaturas suficientes ( $\sim 10^7$  K) para producir el encendido del hidrógeno. Este proceso libera una gran cantidad de energía y provee la presión necesaria en el interior de la protoestrella para resistir la contracción, dando lugar a la formación de un objeto estelar. El hidrógeno continúa fundiéndose en helio, y la mayor parte del ciclo estelar ( $\sim 80\%$ ) transcurre en este estadio<sup>1</sup>. Se dice entonces que la estrella se encuentra en la Secuencia Principal. Como consecuencia de la presión ejercida por las capas estelares más externas, la región central se contrae. Esta compresión aumenta la temperatura y la presión en el núcleo estelar, manteniendo a la estrella en un equilibrio térmico e hidrostático<sup>2</sup>. Cuando la mayor parte del hidrógeno del centro se ha convertido en helio, la producción de energía disminuye y la contracción gravitacional vuelve a imponerse. Las altas temperaturas alcanzadas estimulan el encendido del hidrógeno en capas delgadas alrededor de la región central. Este hecho incrementa la cantidad de helio en el carozo central, el cual continúa contrayéndose. Paralelamente, la zona que rodea al núcleo (ahora formado solo por helio) sigue quemando hidrógeno, y pasa a ser la fuente de energía con la cual la estrella mantiene su brillo. En este momento se dice que la estrella ha evolucionado hacia el estadio evolutivo conocido como Gigante Roja. Lo que sucede es que la capa intermedia que rodea al núcleo y está quemando hidrógeno en helio ejerce presión desde adentro hacia afuera impulsando a las capas superiores de la estrella. La envoltura estelar comienza a expandirse alcanzando proporciones enormes, y por consecuencia directa a enfriarse. Al comienzo no se producen reacciones termonucleares en la región central, ahora compuesta de helio, puesto que la temperatura no es suficiente para

---

<sup>1</sup>Las estrellas más masivas queman su combustible más rápidamente y el encendido del hidrógeno puede durar  $\sim 10^6$  años. En estrellas menos masivas que el Sol, en cambio, la fusión del hidrógeno puede durar más de  $10^{10}$  años.

<sup>2</sup>La estrella se encuentra efectivamente en equilibrio hidrostático. La condición de equilibrio térmico, por la cual la tasa de generación de energía en la región central es igual a la luminosidad en la superficie estelar, es menos estricta.

2

## 1. Supernovas y Restos de Supernovas

iniciar la fusión. La expansión de la envoltura estelar incrementa la cantidad de masa en la región central, la cual comienza a contraerse nuevamente. Cuando la temperatura central alcanza  $\sim 10^8$  K se produce el encendido del helio en el centro estelar. La energía liberada en la fusión termonuclear de este elemento establece la condición de equilibrio, pero solo brevemente: la estrella permanece en este estadio aproximadamente el 20% del tiempo empleado durante el encendido del hidrógeno.

En las estrellas más masivas ( $M \geq 10 M_{\odot}$ ) el proceso de contracción gravitacional y el consecuente aumento de temperatura permiten el inicio de nuevas reacciones termonucleares. Cuando la temperatura asciende a unos  $10^8$  K los átomos de helio pueden fusionarse para formar átomos de carbono, liberando más energía en ese proceso. La temperatura del centro se eleva aún más, fundiendo los átomos de carbono para formar oxígeno. Al mismo tiempo, la combustión del helio continúa en las capas concéntricas alrededor de la región central; el hidrógeno también sigue fusionándose en helio, en una envoltura aún más externa. En las etapas más extremas de este proceso pueden formarse elementos cada vez más pesados<sup>3</sup>, tales como neón, magnesio, silicio, e hierro<sup>4</sup>. El encendido del silicio produce un núcleo estelar rico en hierro con una temperatura aproximada de  $\sim 10^9$  K. El centro de hierro ya no puede producir más energía, pero debe soportar el peso de las capas que lo rodean. Al principio esto es posible puesto que la región central se ha contraído hasta el punto de la degeneración. Pero a medida que la capa exterior de silicio sigue el proceso de combustión, que incrementa el número de núcleos de hierro en el carozo central, la masa se acerca al límite de Chandrasekhar ( $\sim 1.4 M_{\odot}$ ), produciéndose la contracción catastrófica del núcleo estelar. En este punto, el carozo central se vuelve incapaz de soportar el peso de las capas externas y comienza a colapsar hasta alcanzar densidades nucleares dando lugar a la formación de un objeto ultracompacto compuesto por materia degenerada, que será una estrella de neutrones (EN) (la cual puede ser, en ciertos casos, detectada como un pulsar, PSR) cuando en el punto final de la evolución estelar el núcleo tiene una masa entre 1.4 y 3  $M_{\odot}$ , o un agujero negro, si la masa del núcleo central supera las 3  $M_{\odot}$ . A su vez, las cáscaras más externas se desmoronan y rebotan en el carozo central colapsado, ya que éste no puede seguir comprimiéndose, y son expulsadas alcanzando velocidades de hasta  $10000 \text{ km s}^{-1}$ . Este hecho da lugar a una poderosísima onda de choque, moviéndose hacia el exterior que, barre, comprime y calienta el material interestelar a temperaturas de millones de grados. El colapso de la región central libera  $\sim 10^{53}$  ergios de energía gravitacional, de los cuales el 99% escapa en forma de neutrinos. La explosión libera  $\sim 10^{51}$  ergios de energía cinética. La estrella se ha convertido en una supernova.

Luego que la onda de choque penetra la envoltura circumestelar más densa alcanzando el medio interestelar (MIE), la radiación inicial decrece. Mucho tiempo después, la interacción del material estelar eyectado y la onda de choque con el MIE produce fuentes de emisión sincrotrónica llamados remanentes o restos de supernova (RSNs).

Aproximadamente el 85 % de las explosiones de supernovas son el resultado del colapso gravitacional de la estrella progenitora de alta masa y son clasificados como de tipo II, Ib y Ic. Sin embargo, las estrellas de baja masa también pueden experimentar un final

---

<sup>3</sup>Las estrellas con masas inferiores a  $4 M_{\odot}$  nunca desarrollan la presión y temperatura necesaria en la región central como para iniciar la reacción del carbono o el oxígeno.

<sup>4</sup>El tiempo estimado en el cual estas reacciones se desarrollan es:  $\sim 100$  años,  $1/2$  año y  $\sim 1$  día para el carbono, el oxígeno y el silicio, respectivamente.

catastrófico tipo supernova producido por el colapso termonuclear de enanas blancas de carbón–oxígeno cuando, por transferencia de masa de una estrella compañera binaria, llegan a exceder el límite de masa de Chandrasekhar iniciando la detonación o deflagración explosiva del carbono. Estas son las supernovas de tipo Ia. Estas explosiones, que son los eventos más luminosos, producen la destrucción total de la estrella. Excluyendo el hecho de que no dejan un remanente compacto, los restos de las explosiones termonucleares evolucionan en forma completamente análoga a los que provienen del colapso gravitacional de la estrella, formando cáscaras en expansión y produciendo prácticamente los mismos efectos sobre el MIE.

Este capítulo comienza (Sección 1.1) con una breve descripción de la teoría básica que gobierna la evolución de los restos de supernovas. A continuación, sobre la base de una perspectiva observacional, se analiza la emisión de los RSNs en el espectro electromagnético (Sección 1.2). En la Sección 1.3 se discute la amplia variedad morfológica de los RSNs en el contexto de una clasificación basada en las propiedades en ondas de radio. Finalmente, en la Sección 1.4 se describe la manera en que esta tesis ha sido organizada.

## 1.1 Evolución hidrodinámica de los RSNs

La evolución de los restos de supernovas está mayoritariamente gobernada por su interacción con el gas circundante. Al comienzo, con el gas afectado por la radiación y vientos de la estrella progenitora, y posteriormente con el medio interestelar. Aproximadamente 1000 años después de producida la explosión, las propiedades individuales de una supernova, importantes para comprender los procesos físicos en remanentes jóvenes, pierden su significado. Las condiciones en los restos de supernovas más evolucionados están determinadas principalmente por las características del medio interestelar, su distribución de densidad, presión, temperatura, etc. De todos los factores que controlan la evolución de un RSN, sólo dos resultan importantes: la energía cinética inicial del material eyectado, y la presencia o ausencia de un remanente compacto (estrella de neutrones pulsante). Si un pulsar está presente, su influencia se ejercerá significativamente en los primeros  $10^3$ – $10^4$  años de la evolución del RSN (ver Sección 1.1.2).

### 1.1.1 Modelando la evolución de los RSNs

El modelo más simple que explica la evolución de un remanente de supernova fue presentado por Woltjer (1972). El mismo considera el material eyectado como un pistón supersónico esférico, propagándose en el interior de un medio homogéneo; la interacción entre el remanente y su medio circundante puede ser descrita en términos hidrodinámicos macroscópicos. Tal modelo permite que se simplifique la secuencia evolutiva reduciéndola a cuatro estadios principales:

#### Expansión libre

En esta etapa la masa barrida en el MIE por la onda de choque es despreciable comparada con la masa eyectada  $M_o$  en la explosión, es decir  $M_o \geq 4\pi R_s^3 \rho / 3$  donde  $R_s$  representa el radio del frente de choque y  $\rho$  es la densidad del gas delante del frente del choque.

Por esta razón la desaceleración que produce el MIE sobre ésta última es prácticamente despreciable y el remanente de supernova se expande a velocidad constante  $\sim (5-10) 10^3$  km s<sup>-1</sup>. La evolución durante esta fase es dominada por las condiciones iniciales como la energía de la explosión y la masa de la estrella progenitora. La energía térmica en esta fase representa solo el 2 ó 3 % de la energía inicial de la explosión.

La capa que se expande actúa como un pistón barriendo el MIE poco denso. La relación funcional entre el radio que delimita la masa expulsada,  $R$ , y el tiempo  $t$ , transcurrido desde la explosión de la supernova, está dada por  $R \propto t$ .

La duración de este estadio es aproximadamente 100 años, el tiempo en el que ambas masas, la expulsada y la barrida, se igualan.

## Expansión adiabática

Con el tiempo, el frente de choque barre abundante material del MIE y entra en esta fase cuando la masa barrida en el MIE se ha vuelto considerablemente mayor que la masa eyectada; entonces la onda de choque comienza a desacelerarse. Por otro lado, el tiempo característico de enfriamiento radiativo es mucho mayor que el tiempo dinámico característico de propagación de la onda de choque, razón por la cual, siendo la temperatura alcanzada detrás de éste tan alta, las pérdidas radiativas pueden ser despreciables y la energía cinética es efectivamente conservada. La evolución del remanente está gobernada por la interacción entre las partículas altamente energéticas en el remanente que ejercen presión sobre la cáscara en expansión y el material circundante.

Sedov (1959) mostró que la expansión podía ser descrita por un régimen autosimilar, es decir, la solución preserva ciertas propiedades de escala. En base a esto se puede obtener para el caso de un gas monoatómico con una tasa de calores específicos  $C_p/C_v = 5/3$ , la dependencia temporal del radio del frente de choque,  $R_s$  medido en parsec (pc)<sup>5</sup> y la velocidad  $v_s$ :

$$\begin{aligned} R_s &= 1.17 \left( \frac{E_o}{\rho} \right)^{1/5} t^{2/5} \text{ pc} \\ v_s &= 0.4 \frac{R_s}{t} \text{ km s}^{-1} \end{aligned} \quad (1.1)$$

con  $E_o$  la energía cinética de la explosión en ergios, y  $\rho$  la densidad ambiente en cm<sup>-3</sup>.

Este estadio de la evolución es conocido algunas veces como la fase *Sedov–Taylor*. La transición a esta fase desde la expansión libre, implica la desaceleración del material eyectado y la adquisición de la presión de equilibrio a lo largo del interior del remanente originando un frente de choque inverso, el cual se propaga a través del material eyectado, termalizándolo. El frente de choque inverso propagándose dentro del material circumestelar es responsable de la emisión en rayos X observada. En esta etapa el gas barrido por el pistón se encuentra hasta cuatro veces más comprimido que el gas externo no perturbado.

Durante las dos primeras etapas en la evolución de un RSN, expansión libre y adiabática, el remanente adquiere una distribución como la esquematizada en la Figura 1.1.

---

<sup>5</sup>pc: parsec, distancia a la cual la separación angular de la Tierra y el Sol se hace igual a 1". Equivale a  $3.1 \times 10^{18}$  cm.



Figura 1.1: (a) Expansión libre: las cáscaras externas de la estrella son eyectadas a velocidades entre  $(5 - 10) \times 10^3 \text{ km s}^{-1}$ . El material eyectado se enfría a medida que se expande actuando como un pistón supersónico. El frente de choque generado calienta el medio interestelar. (b) Expansión adiabática: La onda de choque barre una cantidad significativa de materia interestelar. La cáscara externa eyectada es desacelerada por el MIE. Se genera un frente de choque inverso, el cual se propaga a través del material eyectado, termalizándolo.

## Fase radiativa

En esta fase, la edad del remanente es comparable a la escala de tiempo para enfriamiento radiativo en el frente de choque, dejando de valer la adiabaticidad de la etapa anterior. Se produce un rápido enfriamiento de la capa de gas encerrada entre el pistón y el choque. En efecto, es posible considerar que el ingreso a esta nueva etapa tiene lugar cuando la temperatura detrás del frente alcanza el valor que corresponde al máximo sobre la curva de pérdidas radiativas,  $T \simeq (5 - 6)10^5 \text{ K}$ . El remanente de supernova se desacelera rápidamente y la compresión en el frente de choque se vuelve muy grande. Así se genera un efecto conocido como “*efecto barrenieve*” (“*snowplow*”). El remanente consiste de una cáscara fría y densa con un interior caliente. Tal como en la primera fase, el momento radial se conserva, y el radio del frente de choque varía con el tiempo como  $R_s \propto t^{1/4}$ . En este estadio, la dinámica y las morfologías observadas se ven significativamente afectadas por la estructura del MIE. Pueden formarse filamentos ópticos, indicando recombinación por enfriamiento del material más denso que ha sido barrido.

Esta fase comienza aproximadamente cuando la mitad de la energía térmica del remanente ha sido radiada. La edad, velocidad y radio del choque, para un remanente que ingresa en esta fase, quedan determinados de la siguiente manera (Falle, 1981, 1987)

$$\begin{aligned}
 t &= 2.7 \times 10^4 E_{51}^{0.24} n_o^{-0.52} \text{ años} \\
 R_s &= 20 E_{51}^{0.295} n_o^{-0.49} \text{ pc} \\
 v_s &= 280 E_{51}^{0.055} n_o^{0.111} \text{ km s}^{-1}
 \end{aligned}
 \tag{1.2}$$

siendo,  $E_{51} = \frac{\text{Energía}}{10^{51} \text{ erg}}$

## Disipación

Cuando la presión interna se hace comparable a la del MIE, la expansión global del sistema cesa. La velocidad del frente de choque ha disminuído haciéndose comparable a los movimientos aleatorios en el medio interestelar ( $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ ). El radio máximo alcanzado por el remanente y el tiempo en el que arriba a esa condición se pueden expresar como (McKee y Ostriker, 1977)

$$\begin{aligned} R_{max} &= 55 E_{51}^{0.32} n_o^{-0.16} P_{04}^{-0.2} \text{ pc} \\ t_{max} &= 7 \times 10^6 E_{51}^{0.32} n_o^{0.34} P_{04}^{-0.7} \text{ años} \end{aligned} \quad (1.3)$$

donde  $P_{04} = \frac{10^{-4} P_o}{K}$ , con  $P_o$  igual a la presión del gas del MIE.

La velocidad en el frente de choque cae por debajo de la velocidad del sonido del medio ambiente, adquiriendo una velocidad de expansión comparable con la velocidad térmica del MIE, el remanente se dispersa y pierde su identidad. Esto sucede para un tiempo  $t \sim 10^6$  años después de la explosión de SN.

El modelo simple presentado por Woltjer puede ser inadecuado para describir la dinámica de un RSN, ya que ignora ciertos efectos tales como los producidos por la dinámica del campo magnético y partículas relativistas, los debidos a la presión en la fase radiativa e inhomogeneidades en el MIE (como ser nubes moleculares y cavidades creadas por vientos estelares). Algunos autores (Hester y Becker, 1987; Hester y Cox, 1986) han examinado los efectos de estas inhomogeneidades en la evolución de los RSNs, encontrando que en tal caso los RSNs no poseen simetría esférica. Las fases evolutivas pueden ser breves o no ocurrir en su totalidad y las características observadas pueden ser atribuídas a diferentes estadios dinámicos que pueden estar ocurriendo simultáneamente en diferentes porciones de un mismo RSN (Reynolds, 1988a).

### 1.1.2 RSNs energizados por la presencia de un pulsar

Los pulsares, estrellas de neutrones rápidamente rotantes, convierten una mínima porción de su energía cinética de rotación en emisión pulsante ( $\sim 1\%$ ) y el resto en un viento de partículas relativistas (electrones, positrones y posiblemente iones) y flujo de Poynting. Bajo ciertas condiciones, cuando el viento interactúa con el medio interestelar forma una nebulosa denominada “nebulosa alimentada por el viento del pulsar” (NVP). Sin embargo, aún no es claro el modo en que esta energía es transferida al remanente que aloja a dicha estrella de neutrones. Reynolds y Chevalier (1984) presentaron un modelo en el cual la evolución de una NVP está condicionada por las propiedades iniciales del pulsar, tales como su campo magnético y período rotacional. Tal evolución es descrita teniendo en cuenta cuatro estadios o fases diferentes:

**Fase I:** El material eyectado en la explosión de SN se expande, al tiempo que una nebulosa de partículas relativistas y campos magnéticos es formada en el interior del RSN debido a la pérdida de energía rotacional del pulsar.

**Fase II:** La nebulosa en expansión barre el material circundante y lo acelera a partir de la inyección continua de energía proveniente del pulsar.

**Fase III:** Cuando la edad del remanente es comparable al tiempo característico de pérdida rotacional del pulsar, la nebulosa ya no posee energía suficiente para continuar acelerando el plasma circundante.

**Fase IV:** El frente de choque inverso, el cual es formado cuando el material eyectado en la explosión ha barrido una cantidad significativa de material interestelar, atraviesa y disipa la nebulosa del pulsar.

## 1.2 Emisión de los RSNs a través del espectro electromagnético

Los RSNs pueden emitir en casi todo el espectro electromagnético, desde las largas longitudes de onda de radio hasta los energéticos rayos X o incluso rayos  $\gamma$ . Sin embargo, la marca característica de los RSNs es la emisión no térmica (emisión sincrotrónica) en ondas de radio, producida por las partículas aceleradas que se acoplan con el campo magnético comprimido detrás del frente de choque. Las observaciones realizadas en diferentes bandas del espectro son complementarias y necesarias para determinar las propiedades físicas de estos remanentes, incluyendo velocidad del frente de choque, presión, densidad y temperatura del gas chocado, masa contenida en la cáscara envolvente, etc. De esta manera, el estudio de la emisión en diferentes rangos espectrales resulta de gran utilidad para comprender las condiciones físicas desarrolladas en los restos de supernovas así como también el efecto que estas explosiones tienen sobre el ambiente circundante.

A través de modelos dinámicos apropiados para la evolución de RSNs, pueden estimarse parámetros tales como la edad y energía inicial. A continuación se presenta una breve descripción de las propiedades de la radiación proveniente de RSNs en los diferentes regímenes espectrales. Las características de la emisión correspondientes a las longitudes de onda de radio se describen en extenso en la Sección 1.3.

### Longitudes de onda visibles

En los remanentes más viejos, cuya morfología probablemente está determinada por los factores ambientales, la radiación óptica se manifiesta en la forma de complejos trazos de apariencia vagamente circular. En tales objetos puede existir una correspondencia estrecha entre emisión óptica y en ondas de radio. En la última fase de evolución los espectros de líneas de emisión ópticas de muchos RSNs presentan líneas prohibidas de O, S, y N, como: [OI], [OII], [OIII], [SII] y [NII], y líneas de Balmer mucho más débiles que [SII]  $\lambda\lambda$  6717, 6731 Å. El amplio rango de ionización, y las abundancias observadas indican que todas esas líneas provienen de material interestelar chocado en proceso de enfriamiento radiativo (Smith y col., 1991). Basado en el hecho que la razón entre las intensidades de líneas [SII]/ $H_\alpha$  resulta mucho mayor que la encontrada en nebulosas de otros orígenes, éstas son tomadas como evidencia para concluir que la nebulosa óptica analizada es un RSN.

En remanentes jóvenes suele observarse la presencia de estructuras filamentarias delgadas originadas tras la compresión y elongación de las nubes interestelares afectadas por el paso de la onda de choque. Tales filamentos, presentan un espectro dominado por la

presencia de líneas de Balmer, con poca o casi ninguna contribución de líneas de emisión prohibidas. La naturaleza de este tipo de espectro es explicada por el paso del frente de choque, moviéndose con velocidades relativamente altas entre 1000 y 2000 km s<sup>-1</sup>, a través de gas parcialmente neutro de baja densidad. Tales filamentos son observados muchas veces en las cercanías de bordes que emiten en ondas de radio, donde el gas está en proceso de ser ionizado. En tal sentido, este tipo de radiación traza la posición actual del frente a medida que éste se expande en el MIE.

Ciertos RSNs ubicados en regiones de hidrógeno ionizado (HII), presentan fuerte predominancia de líneas de oxígeno, sugiriendo que podrían formarse por explosiones de estrellas de alta masa de tipo espectral O o Wolf Rayet (Foellmi, Moffatt y Guerrero, 2003). Dicha conclusión es consistente con las ideas teóricas existentes en la actualidad respecto de la evolución de estrellas masivas (van den Bergh, 1988).

## Emisión en rayos X

La radiación X resulta fundamentalmente de las altas temperaturas alcanzadas en el plasma ubicado detrás del frente de choque que avanza en el medio interestelar (emisión de rayos X blandos en el rango espectral  $\sim 0.5$  a 4 keV). Temperaturas de varios millones de grados pueden ser deducidas a partir del espectro en la banda X. El brillo de la emisión X puede aumentar a raíz de la interacción de la onda de choque con nubes densas.

La emisión difusa en rayos X de origen térmico observada en el interior de las cáscaras en radio se explica a través de distintas hipótesis. Uno de los modelos más aceptados supone la evaporación de nubes interestelares frías (que permanecieron relativamente intactas en el interior del remanente después del paso del frente de choque) por conducción de calor (White y Long, 1991). En algunos casos se ha postulado la presencia de ondas reflejadas (Braun y col., 1986), o absorción variable en el espacio (Rho y col., 1994).

También puede existir radiación de origen no térmico proveniente de una nebulosa compacta emitiendo rayos X duros, en el rango de energía entre  $\simeq 4$  y 9 keV. La emisión puede ser pulsante, como contrapartida de los pulsos en radio, o no pulsante, producida por la interacción del viento relativista del pulsar con el gas de baja densidad que lo rodea (Kundt y Chang, 1992).

Tal como se mencionó en la Sección 1.1, la desaceleración que el medio circundante produce sobre el material eyectado origina la formación de una onda de choque inversa, la cual se propaga hacia el centro de la explosión con una velocidad menor que la del frente de choque principal. Esta situación da lugar a dos regiones adyacentes compuestas por material chocado (el cual es fuerte emisor en rayos X), caracterizadas por composiciones, densidades y temperaturas diferentes. Puesto que el material eyectado es más denso que el medio ambiente y se encuentra enriquecido con elementos pesados, estos dominan la emisión en rayos X con temperaturas típicas menores que la del gas interestelar calentado por el choque principal. En tal sentido, el gas ambiental chocado es distinguido del gas eyectado, lo que permite buscar las huellas específicas de la aceleración de partículas en la onda de choque<sup>6</sup>.

---

<sup>6</sup>Los procesos físicos involucrados en la aceleración de partículas en frentes de choque originados en eventos de SN son analizados en detalle en el Capítulo 3 del presente trabajo.

Estudios espectroscópicos realizados con alta resolución en RSNs jóvenes han mostrado la presencia de líneas coronales correspondientes al neón, magnesio, silicio, argón, calcio, hierro y níquel (Ballet, 2003). La obtención de mapas de la emisión de líneas de varios objetos, muestran variaciones a escalas grandes y pequeñas reflejando la distribución de los elementos y cómo fueron eyectados al instante de la explosión.

## Emisión en infrarrojo

La emisión en infrarrojo (IR) proveniente de RSNs está fuertemente condicionada por la situación inicial del gas en la región donde explotó la SN, es decir, la relación entre la masa de gas y polvo interestelar, composición de los granos de polvo, etc. Tras el paso del frente de choque, el polvo se encuentra sujeto a varios procesos físicos que determinan la eficiencia con la cual la energía de la onda de choque es convertida en radiación infrarroja (Burk y Silk, 1974; Shull, 1977; Dwek y col., 1987). En la banda de infrarrojo lejano, se puede observar emisión en continuo de naturaleza térmica, originada en granos de polvo pequeños y grandes barridos por el choque del RSN (Saken, Fesen y Shull, 1992). En la banda de IR intermedio ( $\sim 5$  a  $14 \mu\text{m}$ ) se puede observar líneas de hidrógeno molecular chocado y otras líneas atómicas de emisión tales como [NeII], [NeIII], [FeII], y [SiII] (Oliva y col., 1999; Reach y Rho, 2000). El infrarrojo cercano, por su parte, es la herramienta básica para investigar el  $\text{H}_2$  chocado, excelente trazador del frente de choque de RSNs que se expanden en nubes moleculares (Rho y Reach, 2003). Las observaciones, claramente demuestran que la emisión en IR es el mecanismo de enfriamiento dominante en RSNs durante períodos largos de su evolución.

La región del espectro del IR posee varias ventajas importantes respecto de otras regiones espectrales para estudiar RSNs. En principio se espera que una substancial cantidad de RSNs sean fuertes emisores en el IR, debido al polvo interestelar barrido. Segundo, mientras la absorción interestelar es un importante factor que limita la visibilidad en longitudes de onda ópticas de algunos RSNs en el Plano Galáctico, la extinción interestelar es casi despreciable a longitudes de onda del IR. Finalmente, debido a que observaciones en IR pueden detectar material chocado y recalentado, así como polvo calentado radiativamente en cáscaras masivas de remanentes viejos, los estudios de IR son más sensibles en los remanentes altamente evolucionados. Tales remanentes frecuentemente poseen emisión débil en ondas de radio, óptico, ultravioleta y en rayos X debido a las bajas velocidades de choque, pero aún pueden ser relativamente brillantes en IR (Shull, Fesen y Saken, 1989). Generalmente existen buenos ajustes entre la emisión de origen no térmico en ondas de radio y la emisión en IR.

## Emisión en rayos $\gamma$

La emisión de rayos  $\gamma$  proveniente de RSNs tiene tres componentes principales dadas por: la producción de piones neutros a partir de la colisión inelástica de protones energéticos con materia en el remanente, emisión bremsstrahlung de electrones relativistas, y radiación por efecto Compton inverso en la interacción con la emisión cósmica de fondo, la radiación óptica e infrarroja galáctica y los campos de radiación propios del remanente.

Drury, Aharonian y Völk (1994) calcularon el flujo de radiación  $\gamma$  debido al decaimiento en piones neutros tras la colisión de protones con núcleos atómicos, como una función de la

edad del remanente, y demostraron que gran parte de la radiación de estos objetos debería ser observada por encima de 100 MeV. Mastichiadis (1996) demostró que la radiación por efecto Compton inverso podría producir en un resto de supernova un flujo de energía en el rango de los TeV. Posteriormente, Bereszhko y Völk (2000) analizaron la producción de rayos  $\gamma$  en RSNs que se expanden en el interior de burbujas de viento de baja densidad sopladas por la estrella progenitora. Los autores demostraron que en tales circunstancias la radiación  $\gamma$  tiene su contribución primaria en el decaimiento de piones neutros con un flujo de emisión dependiente de las condiciones de densidad en el medio circundante, el cual resulta considerablemente menor comparado con la expansión de un remanente en un medio interestelar uniforme. Particularmente, los RSNs creados tras la expansión del frente de choque en cavidades de baja densidad sopladas por una gigante roja, los progenitores de eventos de SN tipo II, pueden ser visibles en la banda de rayos  $\gamma$  por varios cientos de años incluso a distancias de decenas de kpc, siempre que la densidad del MIE resulte superior a  $10 \text{ cm}^{-3}$ . Para el caso de una SN tipo Ib, cuando la densidad del medio interestelar es menor que  $0.3 \text{ cm}^{-3}$ , el flujo de energía debido al decaimiento de piones neutros permanece inferior a  $10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  durante la evolución del RSN.

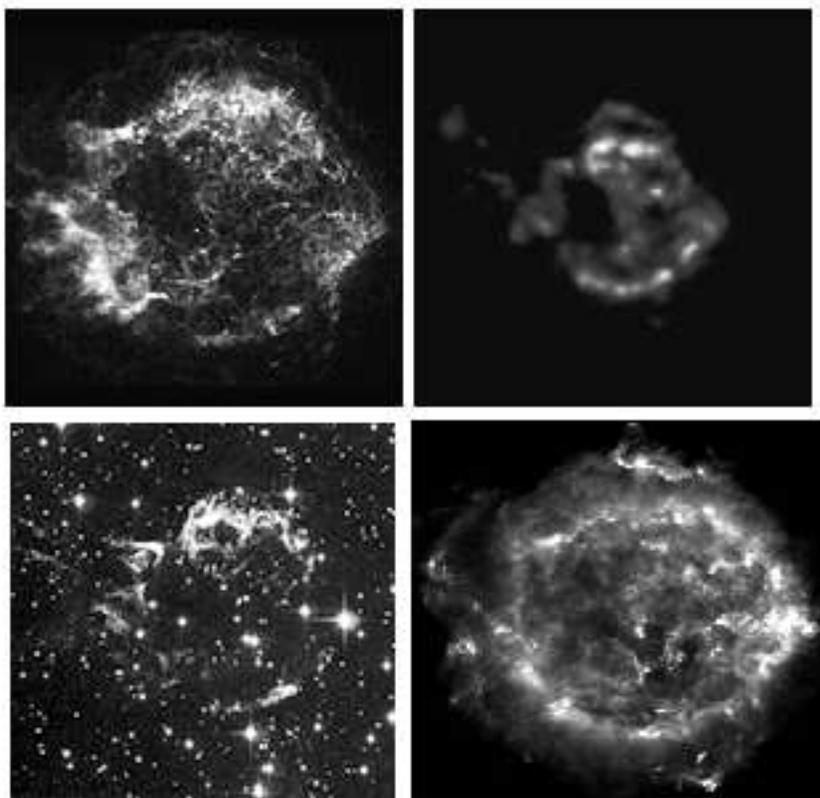


Figura 1.2: Imágenes de la emisión del RSN Cassiopea A resultado de un explosión de SN ocurrida en nuestra Galaxia hace unos 300 años. Los paneles muestran la emisión en rayos X detectada por el telescopio orbital *Chandra* (*arriba izquierda*), la radiación infrarroja (*arriba derecha*), la emisión óptica (*abajo izquierda*), y la emisión en longitudes de onda de radio observada con el Very Large Array (VLA, New Mexico, USA) (*abajo derecha*).

Las diferentes características espectrales descriptas anteriormente son mostradas en la Figura 1.2 en base a la emisión del remanente conocido con el nombre de Cassiopea A tal como es observada en rayos X (*arriba izquierda*), infrarrojo (*arriba derecha*), óptico (*abajo izquierda*) y radio (*abajo derecha*). En la imagen en rayos X puede observarse el frente de choque principal y el frente de choque inverso. Este último es explicado por la colisión del material eyectado en el evento de SN con una cáscara de material circunestelar elevando la temperatura del plasma a decenas de millones de grados. El objeto brillante cerca del centro posiblemente sea una estrella de neutrones o agujero negro producido durante la explosión que originó este remanente. La imagen en longitudes de onda visibles muestra material a temperaturas de miles de grados. Es posible observar concentraciones de elementos pesados representando grumos de material denso eyectado en la explosión. La emisión en la banda de infrarrojo revela la presencia de granos de polvo que han sido barridos y calentados, hasta alcanzar temperaturas de varios cientos de grados, por el gas caliente en expansión. Finalmente, la imagen en ondas de radio muestra la cáscara en expansión la cual puede ser vista como filamentos brillantes.

### 1.3 Diversidad morfológica entre RSNs en la banda de radio

La forma de un RSN es una consecuencia de la evolución dinámica del frente de choque, mientras que la distribución de brillo es determinada por el estado del plasma en el interior del RSN. La apariencia final del RSN es el resultado de tres factores: la estrella progenitora, la explosión y el medio ambiente. Tradicionalmente, sobre la base de modelos evolutivos generalmente aceptados, los RSNs galácticos son clasificados en cuatro categorías diferentes: RSNs tipo cáscara, RSNs de centro lleno, RSNs híbridos o compuestos, y RSNs bilobulares o de tipo “barril”. La clasificación tiene su origen en observaciones realizadas en ondas de radio, las cuales constituyen el principal método en el descubrimiento de RSNs (Day, Caswell y Cooke, 1972; Taylor, Wallace y Goss, 1992; Duncan y col., 1995; Whiteoak y Green, 1996). Entre las clases morfológicas mencionadas, los RSNs tipo cáscara comprenden la mayor parte, aproximadamente el 80%, de los RSNs galácticos catalogados (Green, 2004).

Dado que las observaciones proveen restricciones a los modelos teóricos, es importante tener presente que la discusión de la morfología de un RSN, está referida a la apariencia visual bidimensional de un objeto tridimensional. Esencialmente, la morfología observada depende de la orientación del RSN con respecto a la línea de vista y a efectos de proyección. Más aún, el centro aparente del RSN puede diferir respecto de la posición real del progenitor, hecho que puede ser importante para localizar posibles remanentes estelares compactos en el interior de RSNs.

#### Remanentes de supernova con morfología tipo cáscara

La evolución de este tipo de fuentes es quizá la mejor entendida. Si bien los modelos describen la expansión de una cáscara esférica originada tras la explosión de supernova, las observaciones demuestran la existencia de morfologías con formas irregulares, desviándose de la simetría esférica idealmente propuesta. Para la mayoría de los RSNs se considera que

tales irregularidades son debidas a inhomogeneidades del MIE, con las cuales interactúa la onda en expansión. Ejemplos de esta clase de RSNs son el remanente de Kepler, Tycho (Figura 1.3), etc.

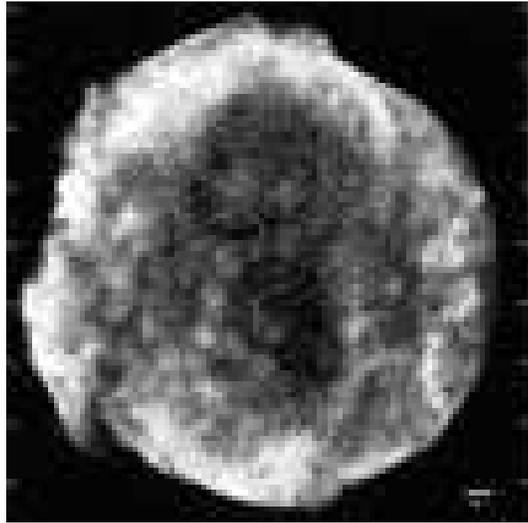


Figura 1.3: Imagen en ondas de radio del RSN de Tycho, en base a datos observacionales obtenidos con el VLA en la frecuencia de 1375 MHz.

Estos RSNs se caracterizan por presentar un anillo de emisión, frecuentemente incompleto. La desaceleración de la materia eyectada, da comienzo a la fase radiativa en la evolución del remanente. La discontinuidad de contacto entre el frente de choque y el medio chocado es inestable y produce una cáscara delgada turbulenta. Este hecho podría ser la fuente de aceleración de partículas dentro de la cáscara, y amplificación del campo magnético por mezclado turbulento (Chevallier, 1982). La emisión proveniente de la cáscara es linealmente polarizada alcanzando niveles entre 5% y 15% (Lozinskaya, 1992). La polarización proviene de campos magnéticos orientados radialmente en el caso de los remanentes más jóvenes, y aleatoriamente orientados o tangencialmente en el caso de objetos más evolucionados ubicados lejos del Plano Galáctico (Milne, 1987).

En longitudes de onda visibles estos RSNs presentan estructuras filamentosas y nudos, en muchos casos correlacionados con la emisión en ondas de radio. Por otro lado, muchos remanentes tipo cáscara presentan emisión en rayos X proveniente del gas interno chocado (Seward, 1990).

## Remanentes de supernova con morfología de centro lleno

Los restos de supernova con centro lleno difieren respecto de los remanentes tipo cáscara en que su morfología en ondas de radio es suave con un pico de emisión central. También se presentan en una amplia variedad de formas. Un ejemplo típico de esta clase de RSNs es la Nebulosa del Cangrejo (Figura 1.4). Existe consenso en que las morfologías de centro lleno serían originadas por la presencia de un pulsar central. De este modo, la emisión estaría gobernada por la pérdida de energía rotacional de la estrella de neutrones central,

la cual es considerada como la fuente del campo magnético así como de las partículas relativistas. El grado de polarización exhibido por este grupo de RSNs es mayor al observado en remanentes tipo cáscara, alcanzando niveles algunas veces superiores al 20%. Con el advenimiento de los telescopios en rayos X de alta resolución, varios RSNs de centro lleno han sido detectados, también, como fuertes emisores en rayos X.



Figura 1.4: Imagen en ondas de radio del RSN denominado Nebulosa del Cangrejo. Las observaciones fueron realizadas con el interferómetro Very Large Array (New Mexico, USA). Este remanente está compuesto por el material originalmente eyectado durante la explosión de la estrella progenitora, y por partículas altamente energéticas provenientes del viento del pulsar. Este viento energiza la nebulosa causando que emita en ondas de radio.

El frente en expansión debería producir una cáscara de emisión fuera de la nebulosa central donde esta interactúa con el MIE. Sin embargo, ninguna cáscara de emisión ha sido encontrada para este grupo de RSNs –por lo menos en las frecuencias de radio—. Si la causa de la no detección de envolturas en continuo de radio fuera los medios tenues en los cuales estos objetos evolucionan, entonces, los signos de su existencia deberían ser buscados en la interacción con el gas atómico o molecular circundante (Jones y col., 1998).

### **Remanentes de supernova con morfología híbrida o compuesta**

Esta clase de RSNs comparten características morfológicas con ambas clases descritas anteriormente. Algunos autores sugieren a esta clase de RSNs como un estadio intermedio entre los remanentes tipo cáscara y de centro lleno (Wallace y col., 1994; Lozinskaya, 1986). Lo que resulta aún más claro es que los remanentes compuestos evolucionan hacia

morfologías tipo cáscara a medida que el pulsar no es capaz de continuar sustentando, mediante la pérdida de su energía rotacional, la componente central del remanente. Los RSNs compuestos poseen un espectro de emisión chato asociado a la componente central y un espectro agudo en la cáscara de emisión.

En base a imágenes en rayos X obtenidas con alta resolución, esta clase de RSNs se ha visto ampliada incluyendo los llamados remanentes con influencia central, objetos con una cáscara en ondas de radio y emisión central en rayos X. La emisión en rayos X puede ser en la forma de rayos X duros, emisión de origen no térmico proveniente de una nebulosa compacta; y/o rayos X blandos, emisión térmica extendida. Algunos autores se refieren a los RSNs presentando emisión térmica en rayos X dentro de una envoltura en ondas de radio como objetos con “morfologías mixtas”.

## Remanentes de supernova con morfología bilobular

Esta clase de remanentes se caracteriza por poseer un claro eje de simetría, siendo más débil la emisión a lo largo del mismo entre las dos regiones más brillantes (Whiteoak y Gardner, 1968; Kesteven y Caswell, 1987; Caswell y col., 1989) (Figura 1.5). Las explicaciones propuestas para este tipo de morfologías contemplan tanto efectos extrínsecos al evento de SN relacionados con el MIE y campo magnético, como efectos intrínsecos vinculados con la estrella progenitora y su medio circumestelar. Tales morfologías pueden producirse si el material eyectado se expande en el interior de una cavidad elongada (Bisnovatyi–Kogan, Lozinskaya y Silich, 1990). Alternativamente, si el material eyectado se expande en un campo magnético uniforme, será preferentemente comprimido donde la componente normal del frente de choque sea perpendicular a las líneas de campo produciendo un aumento en la emisión en regiones donde la compresión del campo magnético es mayor (van der Laan, 1962). Por otro lado, morfologías bilobulares pueden resultar de efectos intrínsecos, por ejemplo vinculados a una distribución toroidal del material eyectado (Bodenheimer y Woosley, 1983), o debido a una alta velocidad inicial de la estrella progenitora (Rozyczka y col., 1993), o flujos bipolares provenientes de un objeto compacto central (Manchester y Durdin, 1983; Willingale y col., 1996).

Estudios realizados sobre este tipo de fuentes muestran una tendencia en los ejes bilaterales a encontrarse alineados con el Plano Galáctico. Este hecho es interpretado como una evidencia que los efectos extrínsecos (alineación del campo magnético con el Plano Galáctico) son el factor dominante que causa esta morfología, aunque hay claras excepciones a esta tendencia (ej.: SN1006 y G296.5+10.0, Roger y col., 1988).

## 1.4 Organización de la tesis

Puesto que el trabajo se desarrolla en un marco teórico–observacional, a lo largo de toda la disertación se intenta establecer una conexión entre los aspectos teóricos relacionados con la evolución de RSNs y los resultados obtenidos en base a las observaciones realizadas de estos objetos.

En el Capítulo 2 se describen los conceptos teóricos vinculados con la radiación sincrotrónica y la emisión en ondas de radio proveniente de los RSNs (Secciones 2.1 y 2.2).

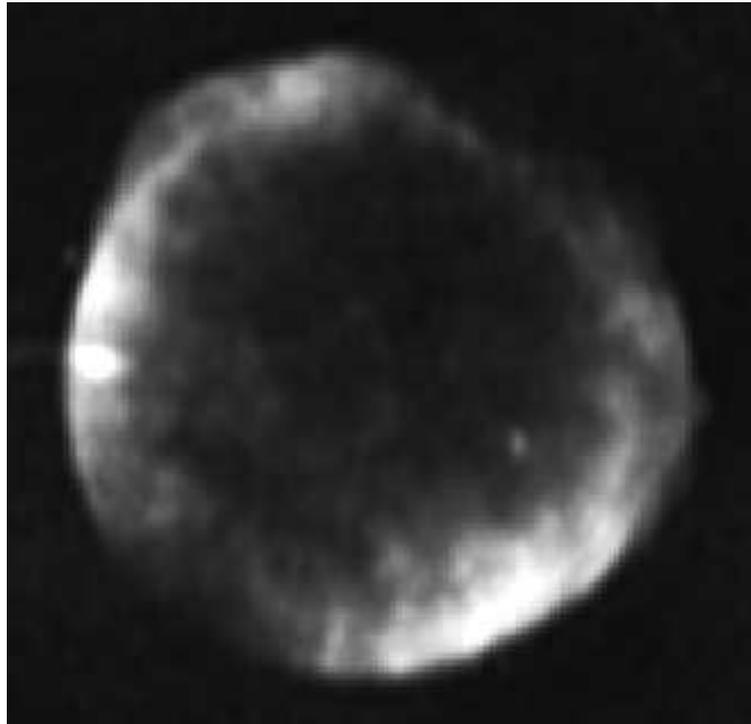


Figura 1.5: Imagen en 8 GHz del RSN SN1006 obtenida con el Molonglo Synthesis Radio Telescope (Australia). Este remanente presenta una morfología bilobular caracterizada por un arco doble de emisión brillante con un eje de simetría dispuesto en la dirección sudeste–noroeste.

El contenido energético en fuentes que producen radiación sincrotrónica es explicado en la Sección 2.3.

El Capítulo 3 introduce al lector en los mecanismos físicos desarrollados durante la expansión del frente de choque en el medio interestelar. Algunos de los aspectos más importantes incluyen la inyección y aceleración de partículas, y la compresión y amplificación de campos magnéticos. El proceso de aceleración de los electrones relativistas en la vecindad del frente de choque es tratado en un contexto teórico simple que tiene en cuenta la aproximación de difusión en la función distribución de momentos y el límite de partícula de prueba. En la Sección 3.1 se calcula, desde el punto de vista cinemático, el espectro de energías de las partículas aceleradas. La modificación al modelo standard de aceleración en frentes de choques en función de las propiedades físicas asumidas, (como son el desarrollo de turbulencia magnética), los efectos sobre la estructura del choque debido a la reacción de las partículas aceleradas, etc, son discutidos en la Sección 3.2. Finalmente, en la Sección 3.3 se describen las características espectrales sobresalientes de la emisión en continuo de radio de los RSNs.

Las observaciones en continuo de radio presentadas en esta disertación fueron realizadas con instrumentos de síntesis. En consecuencia, una fracción importante de las actividades desarrolladas estuvo dedicada a la comprensión y entrenamiento en el uso de tales instrumentos y en el procesamiento de los datos y la construcción de imágenes a partir de los mismos. Los principios básicos utilizados en la recolección de los datos son

discutidos al comienzo del Capítulo 4 (Sección 4.1), enfatizando los problemas relacionados con las observaciones de objetos astronómicos en el régimen de las bajas frecuencias de radio (Sección 4.2). Este modo de observación requiere de una técnica de construcción de imágenes, y algoritmos especiales de deconvolución de la información. La descripción de tales algoritmos, incluyendo el análisis de los datos, el proceso de calibración inicial de las observaciones, y la inversión de los datos en el plano de Fourier, se presenta en la Sección 4.3.

El Capítulo 5 comienza con una breve descripción del diseño e implementación de los instrumentos de síntesis con los cuales fueron realizadas las observaciones de esta tesis. Los comentarios específicos de dichas observaciones, así como de aquellas que fueron extraídas de base de datos de dominio público, o cedida por diversos autores, se incluyen en las Secciones 5.2, 5.3 y 5.4.

Los capítulos siguiente –6, 7 y 8– de esta tesis están dedicados al estudio global de los RSNs CTB 80, Puppis A y W44. La selección de estas fuentes, abarcando edades diferentes y contextos galácticos diversos, permite investigar la enorme variedad de procesos físicos que pueden desarrollarse durante la evolución espacial y temporal de los RSNs. Cada uno de estos capítulos se compone de dos partes principales. La primera de ellas incluye una puesta al día de los estudios más significativos relacionados con la fuente en tratamiento. Las nuevas imágenes en continuo de radio, resultante de las observaciones discutidas en el Capítulo 5, son presentadas a continuación, junto con el análisis de las propiedades morfológicas y la correspondencia espacial de la emisión en las distintas bandas del espectro electromagnético. La segunda parte del capítulo está dedicada al análisis del espectro en continuo de radio. Esto comprende tanto el estudio global del espectro como el análisis de las variaciones en el índice espectral en función de la posición sobre el remanente, y en función de la frecuencia de observación. El capítulo incluye, además, la descripción de las técnicas empleadas (construcción de gráficos S–S, la deconvolución del índice, construcción de galerías tomográficas, etc) en el reconocimiento del comportamiento espectral de cada fuente, discutiendo en cada caso las ventajas y limitaciones de su uso. La interpretación de los resultados obtenidos se encuentra al final de cada capítulo.

Las conclusiones del trabajo desarrollado y los proyectos futuros de investigación en este área son discutidos en el Capítulo 9. A continuación se incluyen cuatro apéndices. El Apéndice A contiene una breve explicación sobre el mecanismo mediante el cual las partículas en el plasma emisor son dispersadas. Los detalles relacionados con la estructura del algoritmo CLEAN, usado en la construcción de imágenes interferométricas, pueden encontrarse en el Apéndice B. En el Apéndice C, se describe brevemente las características del gas ionizado en el MIE y su relación con el espectro integrado observado en algunos RSNs. El Apéndice D contiene una breve descripción del mecanismo de compresión de electrones y campos magnéticos en RSNs, conocido como mecanismo de van der Laan. Las referencias bibliográficas se encuentran a continuación de los apéndices.

# Capítulo 2

## Radiación sincrotrónica y la emisión en ondas de radio de RSNs

La radiación sincrotrónica de electrones relativistas y ultrarelativistas es el proceso dominante en las altas energías involucradas en fenómenos astrofísicos. La idea por la cual fuentes de radio cósmicas pueden emitir radiación sincrotrónica fue propuesta originalmente por Alfvén y Herlofson (1950). En ondas de radio, el alto grado de polarización lineal (5–10 % en RSNs tipo cáscara y 30 % en RSNs de centro lleno), junto con el espectro integrado en continuo de radio observado en la emisión proveniente de RSNs, constituyen las propiedades principales usadas para identificar estos objetos como fuentes de radiación sincrotrónica.

En la primer parte de este capítulo se describe las propiedades generales correspondientes al mecanismo de radiación sincrotrónica (Sección 2.1). En la Sección 2.2 se analiza la distribución espectral de la radiación observada. Finalmente, el contenido de energía mínimo en fuentes que producen radiación sincrotrónica es discutido en la Sección 2.3.

### 2.1 Mecanismos de radiación sincrotrónica

Una partícula cargada moviéndose a una velocidad  $\vec{v}$ , en presencia de un campo magnético  $\vec{B}$ , describe una trayectoria helicoidal alrededor de las líneas de campo. De este modo, la dirección del vector aceleración cambia continuamente conforme la partícula realiza el movimiento. Si  $\theta$  representa el ángulo entre los vectores  $\vec{B}$  y  $\vec{v}$  (denominado “pitch angle”), y la energía total de la partícula es  $E = \gamma mc^2$  siendo  $\gamma = 1/(1 - v^2/c^2)^{1/2} = 1/(1 - \beta^2)^{1/2}$  el factor de Lorentz, entonces la frecuencia rotacional alrededor de las líneas de campo está dada por

$$w_r = \frac{e B \sin\theta}{\gamma m c} \approx 1.76 \times 10^7 \frac{B_\perp}{\gamma} \text{ Hz} \approx 14.4 \frac{B_\perp}{E} \text{ Hz} \quad (2.1)$$

aquí  $B_\perp = B \sin\theta$  es la componente del campo magnético perpendicular a la trayectoria de la partícula. El radio de giro,  $\rho$ , para  $v \simeq c$ , es

$$\rho = \frac{v}{w_r} \approx 2 \times 10^9 E B^{-1} \text{ cm} \quad (2.2)$$

Este tratamiento convencional para la radiación sincrotrónica de un electrón individual debe ser corregido por corrimiento Doppler en la frecuencia rotacional  $w_r$ , obteniéndose

$$w'_r = \frac{w_r}{(1 - \beta \cos^2 \theta)} \approx \frac{w_r}{\text{sen}^2 \theta} \quad (2.3)$$

Como este efecto se cancela al considerar la radiación proveniente de un sistema de electrones (Scheuer, 1968), el corrimiento en frecuencia por efecto Doppler será ignorado en el tratamiento siguiente.

La frecuencia para la cual la emisión sincrotrónica resulta máxima se denomina frecuencia crítica, y se define como

$$\nu_c = \frac{3 e B \text{sen} \theta \gamma^2}{4 \pi m c} \approx 6.266 \times 10^8 B \text{sen} \theta E^2 \text{ Hz} \quad (2.4)$$

La constante en la ec.(2.4) toma el valor 16.1 cuando la intensidad del campo magnético  $\vec{B}$ , se mide en microgauss, la energía de la partícula,  $E$ , se mide en GeV y  $\nu$  está dada en MHz <sup>1</sup>. La potencia total radiada  $P_r$ , resulta (Jackson, 1962)

$$P_r = \frac{2 e^4}{3 m^2 c^3} \beta^2 \gamma^2 B^2 \text{sen}^2 \theta \approx 2 \times 10^{-3} B^2 E^2 \text{sen}^2 \theta \text{ erg s}^{-1} \quad (2.5)$$

O'Dell y Sartori (1970) notaron que la ec.(2.5) es válida sólo si  $\gamma \text{sen} \theta \gg 1$ . La potencia total radiada por unidad de intervalo de frecuencia  $\nu$ ,  $\nu + d\nu$ , obtenida a partir de la ec.(2.5) es

$$P(\nu_m) d\nu \approx \frac{P_r}{\nu_c} \approx 3 \times 10^{-22} B \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \quad (2.6)$$

donde  $\nu_m$  representa la frecuencia máxima.

El tiempo de vida media del electrón debido al amortiguamiento por la radiación emitida es

$$\tau_r \approx \frac{E}{P_r} \approx 500 E^{-1} B^{-2} \text{ s} \quad (2.7)$$

Cálculos detallados para la radiación proveniente de partículas relativistas en movimiento circular fueron obtenidos por Schott (1912). Por otro lado, la descripción precisa del campo de radiación generado por electrones altamente relativistas ( $E \gg mc^2$ ) orbitando un campo magnético homogéneo, requiere conocer más detalles acerca de la geometría de la órbita descrita. Si el electrón se mueve con componentes del vector velocidad  $\vec{v}_{\parallel}$  y  $\vec{v}_{\perp}$  medidos con respecto a la dirección del campo magnético, la radiación se emitirá principalmente en dirección a la velocidad instantánea del electrón. Dado que el vector velocidad describe una región cónica de ángulo  $\theta$  donde  $\tan \theta = |\vec{v}_{\parallel}|/|\vec{v}_{\perp}|$ , cuyo eje es la dirección del campo magnético, ésta es además, la dirección del patrón de radiación emitido. El ancho del haz donde se concentra la radiación está determinado solamente por la energía,  $\gamma = E/mc^2$ , del electrón y es proporcional a  $\gamma^{-1}$ .

La potencia promedio radiada en todas direcciones y por unidad de intervalo de frecuencia puede ser dividida en dos componentes denominadas  $P_{\parallel}(\nu)$  y  $P_{\perp}(\nu)$  según se

---

<sup>1</sup>A menos que se indique lo contrario, en lo que resta del capítulo se considerará el sistema cgs de medición. En el sistema internacional (SI) la constante de la ec.(2.4) toma el valor  $6.266 \times 10^{36}$ .

considere la componente paralela o perpendicular a la proyección de la línea de campo de  $\vec{B}$  en el plano normal a la dirección de observación (Westfold, 1959; Ginzburg y Syrovatskii, 1965; Pacholczyk, 1970).

$$\begin{aligned} P_{||}(\nu) d\nu &= \frac{\sqrt{3} e^3 B}{2 \pi m c^2} \frac{\nu}{2 \nu_c} \left[ \int_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta - K_{2/3} \frac{\nu}{\nu_c} \right] d\nu \\ P_{\perp}(\nu) d\nu &= \frac{\sqrt{3} e^3 B}{2 \pi m c^2} \frac{\nu}{2 \nu_c} \left[ \int_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta + K_{2/3} \frac{\nu}{\nu_c} \right] d\nu \end{aligned} \quad (2.8)$$

donde se ha asumido que el electrón posee un ángulo de pitch tal que la radiación es principalmente dirigida en dirección al observador. Por otro lado,  $K$  es la función modificada de Bessel (una función de Bessel de segundo tipo con argumento imaginario).

Finalmente, la potencia total radiada en el intervalo de frecuencia  $\nu$ ,  $\nu + d\nu$  esta dada por

$$\begin{aligned} P(\nu) d\nu &= \frac{\sqrt{3} e^3}{m c^2} B_{\perp} \frac{\nu}{\nu_c} \int_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta d\nu \\ &\approx 5.04 \times 10^{-22} B_{\perp} \left( \frac{\nu}{\nu_c} \right)^{1/3} d\nu \text{ ergs}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \quad \text{para } \nu \ll \nu_c \\ &\approx 2.94 \times 10^{-22} B_{\perp} \left( \frac{\nu}{\nu_c} \right)^{1/2} \exp\left(\frac{-\nu}{\nu_c}\right) d\nu \text{ ergs}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \quad \text{para } \nu \gg \nu_c \end{aligned} \quad (2.9)$$

aquí  $B_{\perp}$  es la componente de  $\vec{B}$  perpendicular al vector velocidad. La función  $P(\nu)d\nu$  tiene su máximo valor en la frecuencia  $\nu = 0.3\nu_c$ .

Obviamente, la radiación es detectada solamente si la dirección al observador se encuentra dentro del haz de emisión. En general, la emisión proveniente de un electrón individual será elípticamente polarizada con los ejes paralelo y perpendicular a la proyección del campo magnético sobre el plano transversal a la dirección de observación. La dirección de la elipse es en sentido horario o antihorario según sea el ángulo  $\psi$ , entre la dirección de observación y el vector velocidad más próximo dentro del cono de radiación,  $\psi > 0$  ó  $\psi < 0$ . La polarización se presenta en un estado lineal solo si  $\psi = 0$ . El grado de polarización de la potencia total por unidad de intervalo de frecuencia a una dada frecuencia  $\nu$ , es (Westfold, 1959)

$$\begin{aligned} \pi &= \frac{K_{2/3}(\nu/\nu_c)}{\int_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta} \\ &\approx 1/2 \quad \text{si } \nu \ll \nu_c \\ &\approx 1 - \frac{2}{3} \frac{\nu}{\nu_c} \quad \text{si } \nu \gg \nu_c \end{aligned} \quad (2.10)$$

Aquí, el grado de polarización  $\pi$ , se relaciona con los valores máximo ( $P_{m\acute{a}x}$ ), y mínimo ( $P_{m\acute{i}n}$ ), observados para la intensidad,  $\pi = (P_{m\acute{a}x} - P_{m\acute{i}n}) / (P_{m\acute{a}x} + P_{m\acute{i}n})$ . También,  $\pi$  puede

ser relacionado con los parámetros de Stokes, obteniéndose  $\pi = [Q^2 + U^2 + V^2]^{1/2}/I$ . Un análisis detallado para los parámetros de Stokes de la radiación sincrotrónica de electrones altamente relativistas es el presentado por Legg y Westfold (1968).

La tasa a la cual el electrón pierde su energía debido a la radiación sincrotrónica está dada por

$$\frac{dE}{dt} = \int_0^\infty P(\nu) d\nu = 2.368 \times 10^{-3} B_\perp^2 E^2 \text{ erg s}^{-1} \quad (2.11)$$

donde  $P(\nu)d\nu$  se obtiene a partir de la ec.(2.9). Esta ecuación básica afirma que los electrones más energéticos perderán más rápido su energía. En un sistema de electrones con alguna distribución de energía inicial, al transcurrir el tiempo aumentará la cantidad de electrones en el sector del espectro menos energético. Esto produce cambios observables en las propiedades de la emisión, efecto que se conoce en la literatura con el nombre de “envejecimiento”.

## 2.2 Distribución espectral de la radiación sincrotrónica de un sistema de electrones

La ec.(2.9) da la densidad de distribución espectral para la emisión de un electrón individual. Obviamente, la emisión originada por un sistema de  $N$  electrones, todos con idéntica velocidad y ángulo de pitch resultará  $N$  veces este valor. Sin embargo, los casos de interés raramente resultan tan simples de analizar: los electrones relativistas realizan sus movimientos con velocidades que varían en un amplio rango y en una amplia variedad de direcciones. A esto debe sumarse consideraciones más realistas sobre el campo magnético, el cual frecuentemente presenta inhomogeneidades.

De un modo completamente general, la emisividad en volumen de los electrones relativistas, es decir, la potencia por unidad de intervalo de frecuencia, por unidad de volumen y por unidad de ángulo sólido, está dada por

$$\epsilon(\nu) = \int_E P(\nu, E) N(E) dE \quad (2.12)$$

donde  $P_{\nu,E}$  es la potencia total por unidad de intervalo de frecuencia que un electrón con energía  $E$  radía según la ec. (2.9), y  $N(E)dE$  es el número de electrones por unidad de volumen y por unidad de ángulo sólido, moviéndose en dirección al observador con energías en el rango  $E, E + dE$ .

Datos observacionales de rayos cósmicos muestran que la función  $N(E)$  puede ser descrita por un espectro de ley de potencia. No obstante, existe escasa información sobre la distribución del ángulo  $\theta$ . En diversas situaciones de interés astrofísico se asume que dicha distribución es homogénea e isotropa, de modo tal que la relación

$$N(E) dE = k E^{-\gamma} dE \quad \text{para } E_1 < E < E_2 \quad \text{y } k = \text{cte} \quad (2.13)$$

se aplica independientemente de la dirección de movimiento del electrón.

En la expresión (2.9) para la potencia total radiada por un electrón relativista en un campo magnético, la dependencia con  $E$  (o  $\gamma$ ) se presenta sólo a través de  $\nu_c$  (ec.(2.4)).

Este hecho es suficiente para derivar un resultado importante relacionado con la forma del espectro sincrotrónico emitido por electrones con una distribución de energías dada por una ley de potencia. Para un sistema de electrones homogéneo e isótropo, la intensidad total estará dada por

$$I(\nu) = \int_0^\infty N(E) P(\nu, E) dE \quad (2.14)$$

Para un espectro de energía dado por la ec.(2.13) y considerando que el sistema de electrones se encuentra embebido en un campo magnético homogéneo de intensidad  $B$  que se extiende hasta una profundidad  $L$  a lo largo de la línea de vista, es posible escribir la intensidad total, a partir de las expresiones (2.9) y (2.12), como

$$\begin{aligned} I(\nu) &= L \epsilon(\nu) = k L a(\gamma) \frac{\sqrt{3}}{8\pi} \frac{e^3}{m c^2} \left[ \frac{3e}{4\pi m^3 c^5} \right]^{(\gamma-1)/2} B_\perp^{(\gamma+1)/2} \nu^{-(\gamma-1)/2} \\ &\approx 0.933 \times 10^{-23} a(\gamma) k L B_\perp^{(\gamma+1)/2} \left( \frac{6.26 \times 10^{28}}{\nu} \right)^{(\gamma-1)/2} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ rad}^{-2} \end{aligned} \quad (2.15)$$

donde  $a(\gamma)$  es una función que varía lentamente con  $\gamma$  y está dada por

$$a(\gamma) = 2^{(\gamma-3)/2} \frac{\gamma + 7/3}{\gamma + 1} \Gamma\left(\frac{3\gamma - 1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3\gamma + 7}{12}\right) \text{ para } \gamma > 1/3 \quad (2.16)$$

Integrando la intensidad de radiación sobre el ángulo sólido subtendido por la radio fuente, se obtiene la densidad de flujo total del objeto,  $S_\nu$ , la cual es medida en unidades de  $\text{W m}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ . Puesto que el flujo proveniente de fuentes de radio es usualmente muy pequeño, se define una unidad de flujo especial denominada Jansky (Jy) de modo que 1Jy equivale a  $10^{-26} \text{ W m}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ .

Claramente, la expresión (2.15) revela que la radiación sincrotrónica para electrones con una distribución de ley de potencia con índice  $-\gamma$ , posee un espectro de frecuencia con una ley de potencia proporcional a  $\nu^\alpha$ , donde el índice espectral  $\alpha$ , se relaciona con  $\gamma$  según<sup>2</sup>

$$\alpha = -\frac{(\gamma - 1)}{2} \quad (2.17)$$

$\gamma$  es usualmente mayor que la unidad, de este modo, un índice espectral negativo representa la evidencia observacional que la radiación detectada es de origen sincrotrónico.

Para un sistema de electrones con una distribución aleatoria de ángulo  $\theta$ , la radiación observada será parcialmente linealmente polarizada, con el grado de polarización en un campo magnético uniforme dado por

$$\pi = \frac{\gamma + 1}{\gamma + 7/3} \quad (2.18)$$

---

<sup>2</sup>En general existe consenso en escribir la distribución de energía de los electrones como  $N(E) \propto E^{-\gamma}$ . El signo negativo introducido en el exponente produce un índice  $\gamma > 0$  para una distribución en la cual  $N(E)$  decrece a medida que  $E$  aumenta. Una distribución inversa no es un proceso físico común que tenga lugar en una situación astrofísica. La situación es completamente diferente para el índice espectral  $\alpha$ , puesto que éste puede ser positivo o negativo. En este trabajo, la convención elegida es tal que una fuente de emisión sincrotrónica tendrá asociado un índice  $\alpha < 0$ , pero un cuerpo negro producirá radiación con un valor  $\alpha > 0$ .

En este sentido, es importante notar que el grado de polarización es independiente de la frecuencia observada y alcanza el valor del 72 % para  $\gamma=2.5$ .

Un estado de polarización lineal y un índice espectral negativo constituyen las dos características principalmente usadas para identificar fuentes de emisión sincrotrónica. Sin embargo, existen una variedad de razones (por ejemplo la orientación aleatoria del campo magnético dentro del elemento de resolución del telescopio, o material térmico a lo largo de la línea de vista, o efectos debidos a la rotación de Faraday en la ionósfera terrestre) por los cuales la radiación puede no estar polarizada. Por esta razón, aún cuando la detección de emisión linealmente polarizada constituye una evidencia fuerte de emisión sincrotrónica, su ausencia no puede indicar lo contrario. De este modo, un índice espectral negativo es suficiente para identificar una señal como proveniente de radiación sincrotrónica.

## 2.3 Contenido energético en una fuente de radiación sincrotrónica

El contenido energético de una fuente que emite radiación sincrotrónica puede determinarse a partir de mediciones de luminosidad, de la distribución espectral de la emisión y la intensidad de campo magnético.

La energía sincrotrónica se encuentra almacenada en las partículas relativistas y en el campo magnético. Asumiendo que la densidad electrónica está dada por la ec.(2.13), entonces, la cantidad de energía total almacenada en los electrones puede escribirse como

$$E_e = N \frac{(E_2^{2-\gamma} - E_1^{2-\gamma})}{2 - \gamma} \quad (2.19)$$

donde  $N$  representa el número de partículas con energía entre  $E_2$  y  $E_1$ . El paso siguiente es evaluar  $N$  en términos de la luminosidad y el campo magnético.

La tasa de emisión sumada sobre todas las frecuencias, está dada por la ec.(2.11). Integrando sobre el espectro se obtiene la luminosidad total de la fuente,

$$L = \int_{E_2}^{E_1} 2.368 \times 10^{-3} B^2 E^2 N E^{-\gamma} dE \quad (2.20)$$

En términos de la luminosidad, el contenido energético en los electrones está dado por

$$E_e = \frac{L}{2.368 \times 10^{-3} B^2} \frac{3 - \gamma}{2 - \gamma} \frac{E_2^{2-\gamma} - E_1^{2-\gamma}}{E_2^{3-\gamma} - E_1^{3-\gamma}} \quad (2.21)$$

La ec.(2.21) puede expresarse en términos de las frecuencias  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  y del índice espectral  $\alpha$ . Bajo la aproximación que cada electrón radía en su frecuencia crítica (ec.(2.4)), entonces se obtiene

$$E_e = \frac{L (6.266 \times 10^{18})^{1/2}}{2.368 \times 10^{-3} B^{3/2}} \frac{2\alpha + 2}{2\alpha + 1} \frac{\nu_2^{\alpha+1/2} - \nu_1^{\alpha+1/2}}{\nu_2^{\alpha+1} - \nu_1^{\alpha+1}} \quad (2.22)$$

Sin embargo, los electrones no son las únicas partículas energéticas dentro de una fuente. Una cantidad de energía puede estar almacenada en protones y otras partículas pesadas,

las cuales emiten una cantidad de radiación despreciable, puesto que experimentan una aceleración menor debido a la fuerza de Lorentz. A fin de obtener la energía correspondiente a la totalidad de las partículas presentes en una fuente de radio, es necesario estimar la cantidad de energía proveniente de electrones relativistas y bariones energéticos. Para este propósito la observación relevante es el hecho que los electrones dan cuenta de aproximadamente el 2% de la energía observada en el espectro de los rayos cósmicos a altas latitudes por encima de la superficie terrestre. Así, escribiendo la energía total de las partículas como  $E_p = a E_e$ , el valor de  $a$  próximo a la Tierra debe ser 50.

La densidad de energía almacenada en el campo magnético, por su parte, es  $B^2/8\pi$ , de modo que la energía magnética total es  $E_m = V B^2/8\pi$ , siendo  $V$  el volumen integrado sobre toda la fuente. Luego, la energía total de la fuente es

$$E_t = E_p + E_m = a A L B^{-3/2} + B^2/8\pi \quad (2.23)$$

$$A = \frac{(6.266 \times 10^{18})^{1/2}}{2.368 \times 10^{-3}} \frac{2\alpha + 2}{2\alpha + 1} \frac{\nu_2^{\alpha+1/2} - \nu_1^{\alpha+1/2}}{\nu_2^{\alpha+1} - \nu_1^{\alpha+1}}$$

La energía total  $E_t$  tiene un mínimo cerca del valor de  $B$  para el cual  $E_p$  y  $E_m$  se igualan. Usualmente se supone que el campo magnético es igual al valor de “equipartición”, en tal caso, la condición de energía mínima es

$$E_{min} = 0.50 (a A L)^{4/7} V^{3/7} \quad (2.24)$$

$$B_{min}(E_{min}) = (6 \pi a A L/V)^{2/7}$$

Un ejemplo del uso de la teoría aquí desarrollada es presentado en el Capítulo 6 (Sección 6.5.4) para determinar las propiedades energéticas de la fuente de radio denominada CTB 80.



## Capítulo 3

# Remanentes de supernovas y la física de aceleración de partículas

La dinámica global del medio interestelar galáctico se encuentra dominada por la acción de eventos violentos, tales como explosiones de supernova y vientos estelares, los cuales causan un gran incremento en la presión local. Si el aumento de presión excede un valor mínimo, se desarrollará un frente de choque. Las ondas de choque creadas luego de la explosiva liberación de energía y materia constituyen el agente principal de calentamiento del plasma interestelar y sirven además como una fuente universal de partículas energéticas cargadas y de radiación.

Los eventos de supernova en nuestra Galaxia producen ondas de choques que se propagan desde el centro de la explosión y que pueden abarcar volúmenes grandes antes que las pérdidas radiativas disminuyan su energía inicial de unos  $10^{51}$  erg. El vínculo entre RSNs y la aceleración de partículas tiene su origen en el trabajo presentado por Shklovskii (1953) donde se sugiere que la emisión en el visible (continuo óptico) proveniente de la Nebulosa del Cangrejo podía deberse a radiación sincrotrónica originada en electrones relativistas. Posteriormente, a fines de la década de 1970, el advenimiento de la teoría sobre procesos de aceleración de partículas en choques difusivos reforzará este vínculo entre RSNs y la física de aceleración de partículas; especialmente, el origen de rayos cósmicos galácticos (al menos hasta energías entre  $10^{15}$  y  $10^{18}$  eV, para energías superiores se supone un origen extragaláctico).

En efecto, la distribución de energía media de electrones relativistas en RSNs tipo cáscara resulta consistente con el espectro local asociado a los rayos cósmicos. Más aún, los RSNs serían los únicos objetos capaces de proveer la energía necesaria para mantener la densidad de rayos cósmicos observada,  $10^{48}$  erg/año, si se considera que aproximadamente el 10% de la energía promedio de una supernova es destinada a la aceleración de partículas, y se asume que en nuestra Galaxia se produce un evento de SN cada aproximadamente 50 años (Longair, 1994).

En este capítulo se discute los principios físicos desarrollados en los procesos de aceleración de partículas operando en la vecindad de un frente de choque, identificando tanto aquellos aspectos donde el análisis resulta seguro, como las áreas en las cuales la teoría existente resulta incompleta. En la Sección 3.1 se calcula, desde un punto de vista cinemático, el espectro de energía asociado a las partículas aceleradas. La dependencia del índice espectral de la distribución de energía de las partículas con las propiedades

del frente de choque, es analizada en la Sección 3.2. En la Sección 3.3 se relacionan los resultados teóricos derivados, con el espectro observado de la emisión sincrotrónica de las partículas.

### 3.1 Frentes de choque y aceleración de partículas en RSNs: aspectos teóricos

Las partículas energéticas son una componente esencial en la emisión asociada con RSNs. Los mecanismos de aceleración resultan ser un proceso eficiente en diferentes estados evolutivos de un remanente de supernova.

La escala espacial en que se produce la colisión de partículas en frentes de choque en RSNs resulta ser mucho más pequeña que el tamaño típico de la estructura del choque. La disipación de la energía relativa entre el gas chocado y no chocado se produce, principalmente, a través de la interacción de las partículas con campos electromagnéticos turbulentos, los cuales son generados a partir de movimientos colectivos de partículas cargadas, situación referida en la literatura como choque sin colisión: “*collisionless shock*”.

Los mecanismos de aceleración en choques sin colisión han sido estudiados extensivamente en el régimen lineal y no lineal. En el primer caso, la componente electrónica es considerada como una población separada de partículas de prueba (“*test particle theory*”) que no modifica la estructura del choque puesto que representa una fracción despreciable de la densidad de energía del fluido. El tratamiento no-lineal, en cambio, incluye las modificaciones en el frente de choque causadas por la contra-reacción de las partículas aceleradas (Eichler, 1979; Blandford, 1980; Völk, Drury y McKenzie, 1984; Ellison, Jones y Reynolds, 1990; Ellison y Reynolds, 1991; Bereszhko y Ellison, 1999). En ambos casos, la teoría ha sido desarrollada bajo la aproximación de difusión, por la cual la función distribución de las partículas es considerada isotrópica a primer orden (Drury, 1983). No obstante, al presente no existe una teoría ampliamente aceptada que explique el modo por el cual una población de partículas incidente en un frente de choque puede ser acelerada a altas energías, ni es posible entender completamente la evolución del frente de choque, la cual debería incluir la interacción entre la población de partículas altamente energéticas, las partículas no-térmicas y la estructura del choque. En particular, no existe una ecuación general para la función distribución de partículas en frentes de choque con velocidades arbitrarias (es decir, incluyendo el caso relativista), y no es accesible un tratamiento general cuando la función distribución es anisotrópica.

En el año 1949 Enrico Fermi propone por vez primera un marco teórico para explicar la aceleración de rayos cósmicos. En su modelo, las partículas colisionan estocásticamente con nubes magnéticas asociadas con irregularidades en el campo magnético Galáctico, ganando energía en este proceso (Figura 3.1). En promedio, el aumento de energía es solo a segundo orden en  $V/c$ , siendo  $V$  la velocidad típica en el movimiento de las nubes. Por este motivo el mecanismo es conocido como “*Proceso de Fermi de Segundo Orden*”. La teoría predice un espectro de energía que sigue una ley de potencia con índices que dependen de los detalles locales del modelo y que resultan insuficientes para explicar los valores observados.

Una versión más eficiente de la teoría de los mecanismos de aceleración, en presencia de ondas de choque intensas, fue propuesta independientemente por varios autores a fines de

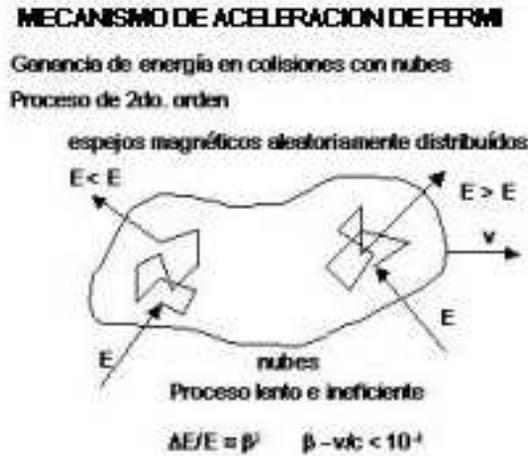


Figura 3.1: Mecanismo de aceleración de Fermi de 2do. Orden. Las partículas incrementan su energía al colisionar estocásticamente con nubes magnéticas.

la década de 1970. Los trabajos presentados por Axford, Leer y Skadrom (1977), Krymsky (1977), Bell (1978a) y Blandford y Ostriker (1978) generaron un gran interés en diversas áreas de la astrofísica que involucran partículas altamente energéticas. Tradicionalmente, el problema es estudiado siguiendo dos caminos diferentes, uno considera como punto de partida la ecuación de difusión–convección para la evolución de la distribución de momentos de las partículas en la vecindad de un frente de choque intenso (por ejemplo, Blandford y Ostriker, 1978); el otro camino, en cambio, sigue el comportamiento de las partículas en forma individual (Bell, 1978a). Este último enfoque es adoptado a continuación para describir el mecanismo de aceleración, conocido como proceso de “*Fermi de Primer Orden*”, puesto que no sólo describe de un modo sencillo los aspectos físicos esenciales sino que explica en forma natural el espectro de energía de las partículas observado.

### 3.1.1 Las ecuaciones y el modelo

A fin de ilustrar los conceptos físicos básicos del mecanismo de aceleración, consideremos un frente de choque intenso, como el causado por la explosión de una SN<sup>1</sup>, propagándose en forma supersónica a través del medio interestelar con una velocidad arbitraria  $v_s$ . Supongamos que se trata de un frente de choque paralelo, o sea cuya dirección de propagación es a lo largo de las líneas de campo magnético. Teniendo en cuenta un sistema de referencia solidario al frente, de modo tal que  $z = 0$  identifica la posición del mismo, quedan naturalmente definidas dos regiones, comunmente referidas en la literatura como “*upstream*” y “*downstream*”. La Figura 3.2(a) esquematiza la dinámica a ambos lados del frente de choque. La densidad  $\rho$ , presión  $p$  y temperatura  $T$  atrás y delante del frente de choque, son notadas con los subíndices 1 y 2, respectivamente.

<sup>1</sup>En una explosión de SN el material eyectado alcanza velocidades de hasta  $10^4 \text{ km s}^{-1}$ , lo cual resulta ser un valor mucho mayor comparado con la velocidad del sonido y de Alfvén en el medio interestelar, estimadas en  $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ .

El modelo tiene en cuenta únicamente aquellas partículas con energía suficiente como para que su velocidad sea mucho mayor que la velocidad de propagación del frente de choque. El punto central acerca del mecanismo de aceleración radica en que las partículas, altamente energéticas, ven al frente como un cambio suave en las propiedades del fluido, no como una discontinuidad abrupta, puesto que su espesor<sup>2</sup> es mucho menor que el radio de giro de las partículas que están siendo aceleradas.

En un sistema de referencia en el cual el frente de choque está en reposo, el plasma de la región *upstream* se mueve hacia el frente con una velocidad  $v_2 = v_s$ , y lo deja con una velocidad  $v_1$ , en la región *downstream* (Figura 3.2(b)). La conservación del número de partículas a través del frente requiere se satisfaga  $\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2$ . En el caso de un choque intenso,  $\rho_1/\rho_2 = (\Gamma + 1)/(\Gamma - 1)$ , donde  $\Gamma$  indica el cociente de los calores específicos del gas. Tomando  $\Gamma = 5/3$  (usualmente asumido en choques astrofísicos), para un gas monoatómico completamente ionizado, resulta  $\rho_1/\rho_2=4$ , y así  $v_1 = v_2/4$ .

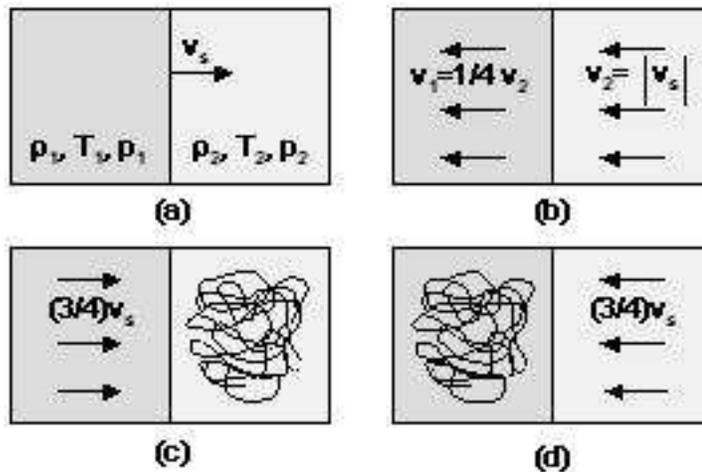


Figura 3.2: La dinámica de las partículas en la vecindad de un frente de choque. (a) Una onda de choque propagándose a una velocidad  $v_s$  a través de gas interestelar estacionario con densidad  $\rho_2$ , presión  $p_2$  y temperatura  $T_2$ . La densidad, presión y temperatura detrás del frente de choque son  $\rho_1$ ,  $p_1$  y  $T_1$ , respectivamente. (b) El flujo de gas interestelar en la vecindad del frente de choque en el sistema de referencia en el cual el choque se encuentra en reposo. Para un plasma completamente ionizado, el cociente entre las velocidades a ambos lados del frente es  $v_1 = 1/4 v_2$ . (c) El flujo de gas observado en el sistema de referencia en el cual el plasma en la región *upstream* es estacionario y la distribución de velocidades de las partículas es isotrópica. (d) El flujo de gas en el sistema en el cual el plasma de la región *downstream* es estacionario y la distribución de velocidades es isotrópica.

Ahora bien, para un frente de choque avanzando a una velocidad  $v_s$ , el gas detrás de éste viaja a una velocidad  $3v_s/4$  relativa a la región *upstream* (Figura 3.2(c)). Detrás

<sup>2</sup>El espesor del frente de choque es aproximadamente igual al radio de giro de un protón térmico (Boyd y Sanderson, 1969).

del frente existe turbulencia en la forma de ondas de Alfvén excitadas por partículas energéticas que cruzan el frente. Puesto que la velocidad de la onda de choque es super-alfvénica, la velocidad de las partículas que escapan, con respecto a la del plasma detrás del frente, debe ser mayor que la velocidad de Alfvén y en consecuencia las ondas de Alfvén son excitadas (Apéndice A). Delante del choque existen irregularidades, así pues, cuando las partículas cruzan el frente en cualquier dirección, son dispersadas, de modo tal que la distribución de velocidades se vuelve isotrópica rápidamente con respecto a un sistema de referencia en el cual el fluido se encuentre en reposo, sin importar el lado del frente considerado.

Si se considera el proceso opuesto, la distribución de velocidades de las partículas es isotrópica detrás del choque y al cruzarlo, ellas encuentran gas moviéndose en dirección al frente otra vez con la velocidad  $3v_s/4$  (Figura 3.2(d)).

La velocidad de los centros dispersores (ondas de Alfvén), denotadas por  $u_1$  y  $u_2$ , ubicados a cada lado del frente es considerada constante y no-relativista. Todas las partículas que ingresan en la región *upstream* retornan a través del frente. En la región *downstream*, en cambio, los centros dispersores alejándose del frente favorecen el movimiento colectivo de las partículas en la dirección de propagación del choque; los procesos difusivos brindan cierta probabilidad para que las partículas crucen nuevamente el frente ingresando en la región *upstream*.

El aspecto quizás más atractivo de este mecanismo, es la completa simetría entre el movimiento de las partículas desde la región *upstream* hacia la región *downstream* y viceversa. Cada vez, sin importar el sentido en que la partícula cruza el frente de choque, ésta experimenta un incremento en su energía, debido a la diferencia de velocidad entre los centros dispersores  $u_1$  y  $u_2$  en cada región. Tal incremento, resulta ser el mismo en ambas direcciones.

Aplicando la ecuación de difusión a la densidad de partículas dentro de un rango pequeño de energías y que ingresan en la región *downstream*, es posible encontrar la proporción de ellas que difunden hacia atrás a través del frente. En tales condiciones Bell (1978a) demuestra que la probabilidad de escape es  $\eta = 4u_2/v$  donde  $u_2$  y  $v$  representan la velocidad de los centros dispersores en la región *downstream* y la velocidad de la partícula, respectivamente.

La energía de una partícula que se encuentra en la región *upstream* o *downstream* permanece constante, visto desde el sistema de referencia de los centros dispersores. Cuando ésta cruza el frente de choque la expresión de la energía de la partícula en el medio al que ingresa se obtiene realizando una transformación de Lorentz. Si  $E_k$  representa la energía después que la partícula realiza  $k$  ciclos, desde la región *upstream* hacia la región *downstream* y regresando al medio *upstream*, en el ciclo siguiente,  $k + 1$ , el incremento de energía está dado por

$$E_{k+1} = E_k \left( \frac{1 + v_{k1}(u_1 - u_2) \cos \theta_{k1}/c^2}{1 + v_{k2}(u_1 - u_2) \cos \theta_{k2}/c^2} \right) \quad (3.1)$$

donde  $v_{k1}$  es la velocidad a la cual la partícula cruza desde el medio *upstream* al *downstream* formando un ángulo  $\theta_{k1}$  con la normal del frente de choque; y  $v_{k2}$  y  $\theta_{k2}$  representan las mismas cantidades para el cruce opuesto. Todas estas cantidades están medidas en el sistema de referencia de la región *upstream*. Si la partícula es inyectada en el sistema con una energía  $E_0$ , mucho mayor que su energía en reposo, entonces  $v_{k1} \simeq v_{k2} \simeq c$  y

$$\ln\left(\frac{E_l}{E_0}\right) = \sum_{k=0}^{l-1} \ln\left[1 + \frac{u_1 - u_2}{c} \cos\theta_{k1}\right] - \sum_{k=0}^{l-1} \ln\left[1 + \frac{u_1 - u_2}{c} \cos\theta_{k2}\right] \quad (3.2)$$

Para un incremento importante en energía, la distribución dada por  $\ln(E_l/E_0)$  se encuentra concentrada principalmente alrededor del valor medio. Como resultado, para todas las partículas que realizan  $l$  ciclos puede considerarse el mismo incremento de energía, dado por

$$\ln\left(\frac{E_l}{E_0}\right) = l \left[ \langle \ln\left(1 + \frac{u_1 - u_2}{c} \cos\theta_{k1}\right) \rangle - \langle \ln\left(1 + \frac{u_1 - u_2}{c} \cos\theta_{k2}\right) \rangle \right] \quad (3.3)$$

Puesto que  $(u_1 - u_2) \ll c$ , la distribución de velocidad de las partículas es aproximadamente isotrópica. En estas condiciones, el número de partículas que cruzan (formando un ángulo entre  $\theta$  y  $\theta + d\theta$ ) un área unidad del frente de choque es proporcional a  $(2\pi \sin\theta d\theta) \cos\theta$ , y promediando sobre los valores posibles de  $\theta$  se obtiene

$$\ln\left(\frac{E_l}{E_0}\right) = \frac{4}{3} l \frac{u_1 - u_2}{c} \left(1 + O\left(\frac{u_1 - u_2}{c}\right)\right) \quad (3.4)$$

La probabilidad  $P_l$  de que una partícula complete al menos  $l$  ciclos, y entonces alcance una energía  $E_l$ , está dada por

$$\ln P_l = l \ln\left(1 - \frac{4u_2}{c}\right) = - \left(\frac{3u_2}{u_1 - u_2} + O\left(\frac{u_1 - u_2}{c}\right)\right) \ln\left(\frac{E_l}{E_0}\right) \quad (3.5)$$

A partir de la ec.(3.5) se obtiene el espectro de energía diferencial

$$N(E) dE = \frac{\gamma - 1}{E_0} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\gamma} dE \quad (3.6)$$

donde

$$\gamma = \frac{2u_2 + u_1}{u_1 - u_2} + O\left(\frac{u_1 - u_2}{c}\right) \quad (3.7)$$

La ec.(3.6) debe incluir un factor cercano a la unidad, a fin de corregir por la hipótesis que todas las partículas tienen la misma energía después de  $l$  ciclos.

Si  $v_s$  es la velocidad del frente de choque y  $r$  es el factor por el cual el gas es comprimido en el frente, luego

$$u_1 = v_s - v_A, \quad u_2 = \frac{v_s}{r} + v_w \quad (3.8)$$

donde  $v_A$  es la velocidad de Alfvén y  $v_w$  es la velocidad media en la dirección  $z$  de los centros dispersores en la región *downstream* visto desde un sistema de referencia en reposo en dicho medio. El modelo considera que las ondas de Alfvén en la región *upstream* se alejan del frente de choque. Substituyendo la ec.(3.8) en la ec.(3.7) se obtiene una expresión para el índice del espectro de energía de las partículas aceleradas

$$\gamma = \frac{(2 + r) + r(2v_w/v_s - 1/M_A)}{(r - 1) - r(v_w/v_s + 1/M_A)} \quad (3.9)$$

donde  $M_A$  es el número de Mach asociado a las ondas de Alfvén<sup>3</sup>. La velocidad del sonido en la región *downstream* es aproximadamente la mitad de la velocidad del frente de choque, por lo cual puede considerarse que los términos conteniendo el cociente  $v_w/v_s$  son importantes. Sin embargo, si las ondas turbulentas interactúan unas con otras la distribución tenderá a ser isotrópica, resultando  $v_w \ll v_s$ . En el caso de frentes de choques intensos, las condiciones de Rankine–Hugoniot (Blandford y Ostriker, 1978) dan un valor  $r = 4$  para la tasa de compresión; esto, junto con la relación  $v_w \ll v_s$  conduce a un valor  $\gamma = 2$  para el índice de energía, mientras que el valor observado en el espectro asociado a los rayos cósmicos y electrones energéticos en fuentes de radio es  $\gamma = 2.5$ . La ec.(3.9) da un valor  $\gamma = 2.5$  si  $r = 4$  y  $v_w = v_s/12$  o, alternativamente, si  $v_w = 0$  y  $M_A \sim 4$ .

A pesar de esta discrepancia, la razón por la cual este mecanismo ha generado tanto interés es que, por primera vez, existe una explicación física sencilla de por qué el espectro de energía de diversos ambientes astrofísicos queda caracterizado por un único índice espectral.

Tal como se mostró en la ec.(2.17), el índice  $\gamma$  de la distribución de energía de las partículas y el índice  $\alpha$  correspondiente al espectro de la radiación sincrotrónica están relacionados ( $\alpha = -(\gamma - 1)/2$ ). De este modo, ciertas características de los frentes de choques en RSNs, predecibles teóricamente, pueden ser confrontadas con datos observacionales de su emisión sincrotrónica. Combinando la ec.(2.17) con la expresión obtenida para  $\gamma$  cuando  $v_w \ll v_s$ , la teoría implica,

$$\alpha = \frac{-3}{2(r-1)} \quad (3.10)$$

Es importante enfatizar que este resultado requiere de la aplicación de la aproximación de partícula de prueba, lo cual resulta apropiado considerar sólo cuando las partículas aceleradas representan una fracción despreciable de la densidad de energía del fluido, como es el caso de los electrones relativistas en la vecindad de un frente de choque. Además, en la geometría más simple de un choque plano infinito, la solución encontrada no depende de los detalles de la difusión que describe el proceso de dispersión de las partículas. Es suficiente con que ocurra la dispersión para mantener una función distribución de las partículas aproximadamente isotrópica.

En términos de la función distribución de momentos, esto es  $f(p)d^3p \propto p^q d^3p$ , el proceso de aceleración visto por una población de partículas de prueba posee un índice  $q = 3r/(r-1)$  (Blandford y Eichler, 1987). Si se considera un frente de choque con un número de Mach  $M_s^4$  y que no hay pérdida de energía desde el sistema, el índice  $q$  puede ser escrito como

$$q = \frac{3(\Gamma + 1)M_s^2}{2(M_s^2 - 1)} = \frac{4M_s^2}{M_s^2 - 1} \quad (3.11)$$

donde la segunda identidad es válida para  $\Gamma = 5/3$ .

---

<sup>3</sup>El número de Mach de una onda de Alfvén es determinado por  $M_A = v_s (4\pi\rho_A)^{1/2}/B \approx 460 v_{s8} n_A/B_{-6}$ , donde  $n_A$  es la densidad numérica del gas ( $\text{cm}^{-3}$ ),  $B_{-6}$  es el campo magnético local justo antes del choque ( $\mu\text{G}$ ) y  $v_{s8}$  es la velocidad del frente de choque en  $10^8 \text{ cm s}^{-1}$ .

<sup>4</sup>Aún en su fase radiativa, el frente de choque de un resto de supernova puede tener un número de Mach mayor a 10. Los RSNs conocidos en el último milenio poseen choques caracterizados por números de Mach con valores entre 10 y 300.

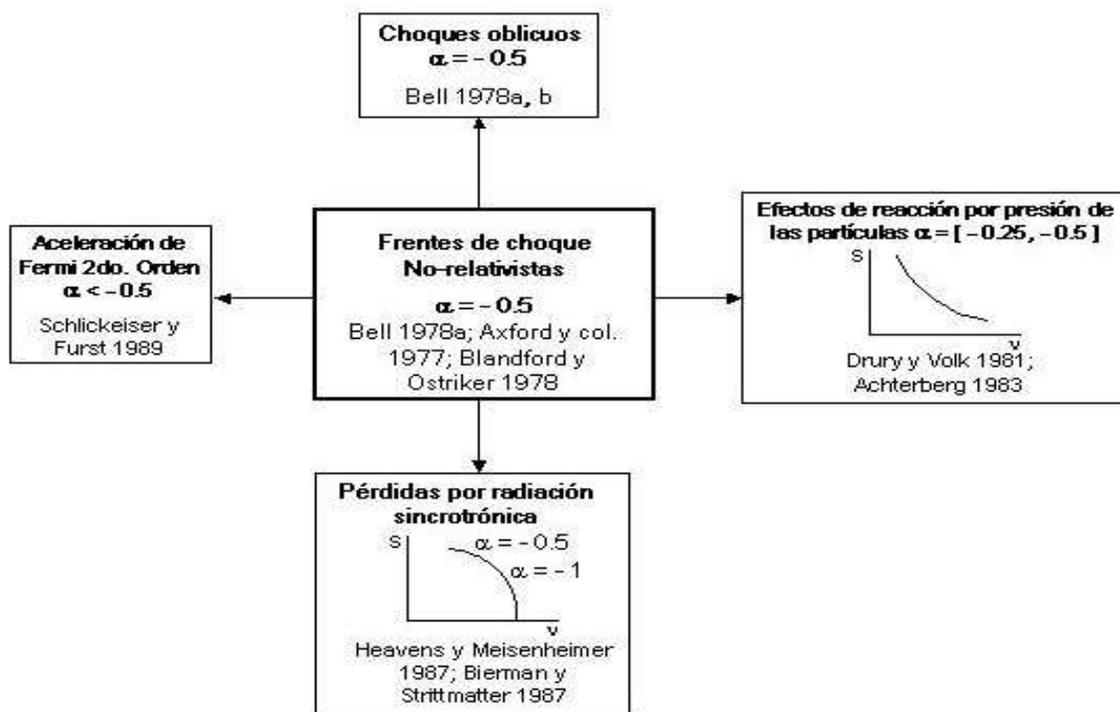


Figura 3.3: Modificación del modelo standard de aceleración en frentes de choques no relativistas, según sean las diferentes propiedades físicas asumidas en el choque.

## 3.2 Más allá del modelo standard

La Figura 3.3 describe el modo en que el índice espectral de la emisión en ondas de radio depende de las diferentes condiciones físicas asumidas en un frente de onda no-relativista, los cuales involucran la mayor parte de los choques astrofísicos. Los resultados derivados en la Sección 3.1.1 tienen validez sólo en el caso de choques no-relativistas en los que puede despreciarse la presión causada por las partículas al ser aceleradas. Cuando la dirección de propagación del frente forma un ángulo arbitrario con el campo magnético, el espectro de energía de las partículas seguirá siendo el predicho por la teoría,  $\gamma = 2$  y  $\alpha = -0.5$ , sólo si se trata de un frente de onda intenso ( $\rho_1/\rho_2 = 4$ ) (Bell, 1978a,b). Por otro lado, si el choque es débil ( $\rho_1/\rho_2 \leq 4$ ), estará caracterizado por un índice más agudo ( $\alpha \geq -0.5$ ) (ec.(3.10)).

Los procesos de pérdida de energía por radiación sincrotrónica causan un espectro más agudo que el predicho por el modelo presentado en la Sección 3.1.1. Si el tiempo en que la pérdida de energía de los electrones se vuelve significativa, es menor que la edad de la fuente, el espectro se agudiza en un factor  $\Delta\alpha = 0.5$ , tal como es observado en los sitios calientes (“*hot spots*”) en fuentes de radio extragalácticas.

Los resultados derivados del modelo standard (dentro del esquema de partícula de prueba) han sido modificados a fin de incluir la generación auto-consistente de turbulencia magnética por partículas aceleradas (mecanismo que usa el proceso de Fermi de 2do. Orden para su descripción) (Lee, 1982) y los efectos causados por la reacción de las partículas aceleradas sobre la estructura del frente de choque (Eichler, 1979). Algunos autores han considerado la conveniencia de incluir los efectos del mecanismo de aceleración de Fermi de 2do. Orden para explicar la existencia de RSNs con índices es-

pectrales  $-0.5 \leq \alpha \leq 0$ . Por otro lado, la consideración de los efectos que la presión de las partículas aceleradas causan sobre el perfil del fluido, produce desviaciones marcadas respecto del esquema de una simple discontinuidad en velocidad. Como resultado, el frente de choque es “suavizado” en una escala comparable con la longitud de difusión de las partículas energéticas. En cualquier caso, cuando estos efectos no lineales son incluidos, el espectro resultante es más chato comparado con los resultados obtenidos cuando la aproximación de partícula de prueba es tenida en cuenta.

El caso de choques propagándose a velocidades relativistas es mucho menos común que el caso no-relativista, pero es posible que ocurra en objetos tales como nebulosas creadas por vientos provenientes de pulsares, explosiones de rayos gamma, etc. En estas circunstancias, la aproximación de difusión no es aplicable; el espectro de las partículas aceleradas deja de ser una función sencilla de la tasa de compresión, y dependerá del operador de difusión de una forma que, en general, no será descripta por una ley de potencia (Ellison y Double, 2002). El equivalente relativista de los cálculos presentados en la Sección 3.1.1 produce índices espectrales entre  $-0.3$  y  $-0.6$ , aún más chato que el espectro típico observado en rayos cósmicos y fuentes de radio extragalácticas. Al igual que en el caso no-relativista, un espectro más agudo es esperado en choques relativistas débiles. La situación de choques oblicuos es aún más complicada de analizar, debido a que a ángulos suficientemente pequeños entre la normal del frente de choque y la dirección del campo magnético, el choque se propaga superlumínicamente a lo largo de las líneas de campo magnético, y entonces las partículas orbitando alrededor de las líneas de campo no pueden cruzar el frente. En esta situación la teoría predice valores de  $\alpha$  entre 0 y  $-0.5$ .

### 3.3 El espectro en continuo de radio de RSNs

El estudio del espectro en continuo de radio asociado a RSNs provee información sobre la distribución de energía de los electrones relativistas responsables de la emisión observada. En este sentido, el análisis de las transiciones espectrales en un RSNs, ya sean el resultado de variaciones espectrales con la frecuencia o bien variaciones con la posición, constituye una herramienta útil para comprobar con gran detalle las predicciones de los modelos teóricos sobre los mecanismos de aceleración de partículas desarrollados en la vecindad de un frente de choque. Al mismo tiempo, aportan información sobre la compleja relación existente entre la física de la onda en expansión y las modificaciones impuestas sobre ésta por el medio en el cual el remanente evoluciona.

Aproximadamente el 80 % de los RSNs conocidos en nuestra Galaxia presentan una morfología tipo cáscara y exhiben un amplio rango de índices espectrales ( $-0.2 \leq \alpha \leq -0.8$ ) con un valor medio cercano a  $-0.5$ . Esto implica un espectro de energía de las partículas caracterizado por un índice  $\gamma \sim 2$ , en buen acuerdo con las predicciones teóricas. Los espectros de los RSNs son típicamente estudiados en base a observaciones entre 30 MHz y 30 GHz. Para intensidades de campo magnético en el rango  $10^{-5} - 10^{-4}$  G (asumido para la mayoría de los RSNs), este rango de frecuencias implica electrones con energías entre  $(1-0.7) 10^{-3}$  erg. y  $(4-2) 10^{-2}$  erg.

Los datos observacionales, además, sugieren un vínculo entre el índice espectral integrado sobre el remanente y su edad (específicamente con su diámetro). De esta manera, los RSNs de menor diámetro, considerados los objetos más jóvenes, poseen un índice es-

pectral  $\alpha \leq -0.5$ , mientras que los objetos de mayor edad, de diámetro mayor, presentan un espectro más chato (Anderson y Rudnick, 1993). Sin embargo, es importante tener presente que la medición del diámetro de un RSN está condicionada a la estimación de la distancia al objeto, la cual frecuentemente está pobremente determinada. Aún cuando la distancia se encuentre bien resuelta, el diámetro de un RSN puede hallarse fuertemente influenciado por las propiedades de la estrella progenitora y el MIE local, con lo cual la edad inferida puede ser completamente diferente a la edad verdadera del objeto. Los índices espectrales, para la mayor parte de los RSNs, han sido obtenidos a partir de mediciones realizadas con una variedad de instrumentos y técnicas, lo que conlleva incertezas en las escalas utilizadas para determinar la densidad de flujo en la fuente. En consecuencia, los índices espectrales integrados en la banda de radio, rara vez son determinados con una incerteza menor que el 10%.

# Capítulo 4

## Observaciones en ondas de radio

Este capítulo contiene un tratamiento introductorio acerca de los principios básicos utilizados en la adquisición de datos empleando instrumentos de síntesis (Sección 4.1). Por otro lado, dado que gran parte de los resultados presentados en esta tesis provienen de observaciones realizadas en el régimen de las bajas frecuencias de radio, en la Sección 4.2 se presenta una descripción sobre las ventajas y problemas vinculados exclusivamente con esta banda del espectro electromagnético. En la Sección 4.3 se resume los aspectos principales relacionados con la técnica de reducción de datos observacionales y la generación de imágenes, las cuales serán usadas para derivar los resultados científicos presentados en los capítulos siguientes.

### 4.1 Instrumentos de síntesis: coherencia en ondas de radio

La resolución angular de un radiotelescopio es, para una dada frecuencia, inversamente proporcional al diámetro de la antena. Entonces, a fin de resolver imágenes, el diámetro de un telescopio deberá ser varias veces mayor que la longitud de onda de la radiación que detecta. Ahora bien, la radiación electromagnética en el intervalo de las ondas de radio posee longitudes de onda que van desde unos pocos milímetros a varios metros, con lo cual radiotelescopios de disco simple (“*single dish*”) deberían tener diámetros de varios kilómetros para producir imágenes con alta resolución angular. Sin embargo, existen limitaciones técnicas que impiden la construcción de instrumentos con estas características. En la actualidad, es posible mejorar el poder resolutivo del telescopio simulando electrónicamente el efecto de un disco único al combinar señales provenientes de varios radiotelescopios de disco simple con diámetros moderados. En tales arreglos, la resolución está determinada por la máxima separación entre las antenas. La técnica recibe el nombre de interferometría.

El proceso básico en interferometría radica, entonces, en la correlación entre señales provenientes de varias antenas observando la misma fuente. La señal de salida es análoga al patrón de interferencia creado al pasar una onda de luz a través de varias rendijas; dicha señal oscila con el tiempo debido al movimiento rotacional de la Tierra y la fase relativa de las señales recibidas en los discos, varía según lo hace la distancia de los mismos a la fuente. Esto significa que en ciertas ocasiones la onda de radio proveniente del objeto

se sumará en fase produciendo una gran señal, mientras que en otras ocasiones, al estar fuera de fase, la señal producida es menor, dependiendo de variaciones en la distancia entre el objeto observado y los discos. La técnica de interferometría emplea la adición constructiva y destructiva de la radiación a fin de determinar información respecto a la intensidad y tamaño de la fuente observada.

La idea subyacente en un arreglo interferométrico, es que la dirección a una fuente puntual es perpendicular a los planos de igual fase de la onda propagada, es decir a los planos de crestas o mínimos.

A fin de construir una imagen de cielo a partir de los datos interferométricos, sólo la separación relativa entre las antenas (denominada línea de base) es importante. Para propósitos teóricos, un par de antenas mide un punto en el plano llamado “ $uv$ ” ( $uvw$  en el espacio), la distribución de puntos en este plano determina las llamadas frecuencias espaciales. La relación geométrica entre el plano- $uv$  de observación y el plano- $lm$  ( $lmn$  en el espacio) del cielo es mostrada en la Figura 4.1. El plano- $lm$  es paralelo al plano en el cual son realizadas las mediciones (el plano- $uv$ ) y la separación entre ambos es denotada por  $\vec{R}$ . La dirección y sentido del eje  $\vec{w}$  es hacia el origen del sistema de referencia  $lmn$  y es paralelo al eje  $\vec{n}$ .

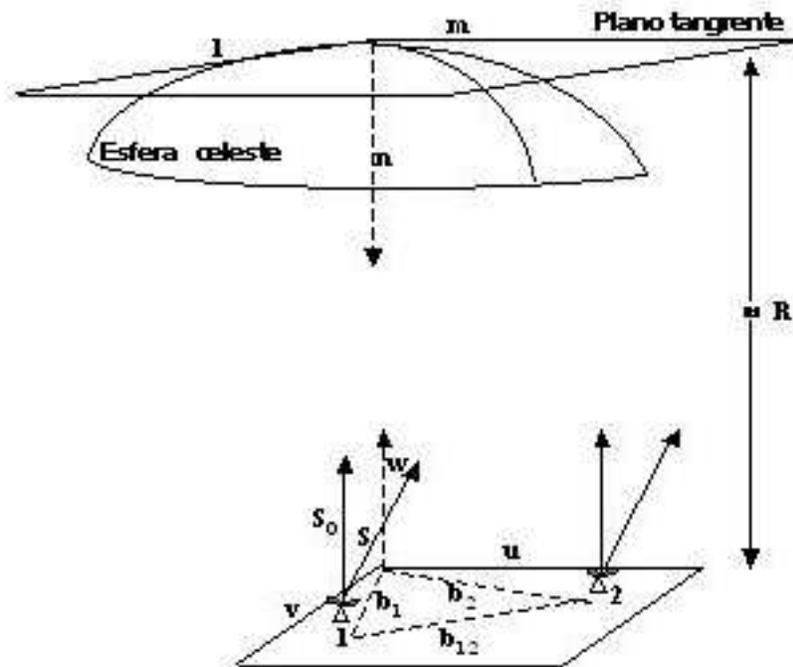


Figura 4.1: Esquema de la relación entre el sistema de referencia de la fuente y el plano de observación. La aproximación bidimensional de la esfera celeste es mostrada como el plano tangente al origen del sistema de coordenadas del cielo.

### 4.1.1 La forma del campo eléctrico observado

El punto de partida para enunciar las ideas básicas empleadas en radiointerferometría, consiste en considerar el campo eléctrico  $\vec{E}(\vec{R}, t)$  originado por un elemento infinitesimal en el cielo en la dirección  $\vec{R}$ ; dicho campo se propagará y eventualmente será observado en el punto  $\vec{b}$ . Una de las propiedades de este campo es la correlación del mismo en dos puntos diferentes del espacio,  $\vec{b}_1$  y  $\vec{b}_2$ . Tal correlación, o función de coherencia espacial del campo eléctrico, es definida como el valor de expectación  $V_\nu = \langle \vec{E}_{\nu 1}, \vec{E}_{\nu 2}^* \rangle$ . Aquí, los subíndices 1 y 2 se refieren al valor del campo eléctrico en los puntos espaciales  $\vec{b}_1$  y  $\vec{b}_2$ , mientras el \* indica el complejo conjugado.

Asumiendo que la radiación proveniente del objeto astrofísico es espacialmente incoherente, y despreciando términos pequeños del orden  $\vec{b}/\vec{R}$  (aproximación que resulta válida si se considera que la fuente se encuentra suficientemente lejos,  $|\vec{b}| \ll |\vec{R}|$ ), entonces, la función de coherencia espacial (también llamada función de autocorrelación espacial) puede ser expresada de la siguiente manera

$$V_\nu(\vec{b}_1 - \vec{b}_2) \simeq \int \int I_\nu(\vec{s}) e^{-2\pi i \nu \vec{s} \cdot (\vec{b}_1 - \vec{b}_2)/c} d\Omega \quad (4.1)$$

donde  $I_\nu$  es la intensidad de la radiación y  $\vec{s}$  es el vector unitario  $\vec{R}/|\vec{R}|$ . De este modo,  $V_\nu \equiv |V| e^{i\phi_\nu}$  es una función compleja, y separando las partes real e imaginaria de  $V_\nu$  se obtiene, mediante una calibración apropiada (ver Sección 4.3.1), la amplitud y fase de los datos observados.

Un aspecto interesante es que la ec.(4.1) sólo depende del vector separación  $\vec{b}_1 - \vec{b}_2$  entre los dos puntos considerados y no de las posiciones absolutas  $\vec{b}_1$  y  $\vec{b}_2$ , con lo cual, para determinar la correlación del campo de radiación no es necesario medir todos los pares posibles de puntos, sino que es suficiente fijar un punto y mover el segundo a su alrededor.

Un segundo punto interesante en favor de la ec.(4.1) es que ésta se puede invertir fácilmente. De esta manera, la distribución de la intensidad de radiación como función de la dirección  $\vec{s}$  puede ser deducida a partir de la medición de  $V_\nu$  como función del vector  $\vec{b}_{12} = (\vec{b}_1 - \vec{b}_2)$ .

El vector  $\vec{b}_{12}$  en la función de correlación espacial, convenientemente medido en función de la longitud de onda, resulta ser  $\vec{b}_1 - \vec{b}_2 = \lambda(u, v, w)$ . En este mismo sistema, las componentes del vector  $\vec{s}$  son  $(l, m, \sqrt{1 - l^2 - m^2})$ , siendo  $l$  y  $m$  los cosenos directores.

Así pues, la ec.(4.1) puede reescribirse como

$$V_\nu(u, v, w) = \int \int I_\nu(l, m) e^{-2\pi i \nu (ul + vm + w\sqrt{1 - l^2 - m^2})} \frac{dl dm}{\sqrt{1 - l^2 - m^2}} \quad (4.2)$$

La función  $V_\nu(u, v, w)$  es referida en la literatura como *función visibilidad* y representa la transformada de Fourier de la intensidad de radiación modificada  $\frac{I_\nu(l, m)}{\sqrt{1 - l^2 - m^2}}$ . Las integrales en la ec.(4.2) se realizan sobre la esfera celeste (es decir, los límites de integración son  $-1$  y  $1$ ).

En la práctica, existe una alteración adicional, producto de que los interferómetros no están compuestos por sondas puntuales sino por antenas que poseen una superficie finita, y cuya sensibilidad depende de la dirección de llegada de la radiación. Por este

motivo, existe un factor dentro de las integrales correspondientes a las ecs.(4.1) y (4.2). Dicho factor ( $P_n(\theta, \psi)$  o  $P(l, m)$ ), conocido como “diagrama de antena” o “haz primario” interviene, entonces, en la función correlación, la cual adopta la siguiente expresión

$$V_\nu(u, v, w) = \iint I_\nu(l, m) P(l, m) e^{-2\pi i(u l + v m + w \sqrt{1-l^2-m^2})} \frac{dl dm}{\sqrt{1-l^2-m^2}} \quad (4.3)$$

Asumiendo que la respuesta cerca de la región central del haz primario es  $\approx 1$  y que la radiación sólo proviene de una porción pequeña de la esfera celeste  $l^2 + m^2 \ll 1$  (aproximación que deja de ser válida cuando se observa en bajas frecuencias de radio) la ec.(4.3) puede reescribirse de la siguiente manera

$$V_\nu(u, v) = \iint I_\nu(l, m) P(l, m) e^{-2\pi i(u l + v m)} dl dm \quad (4.4)$$

La ec.(4.4) representa la transformada de Fourier bidimensional entre la función de correlación  $V_\nu(u, v)$  y la intensidad de radiación  $I_\nu(l, m)$ . En la práctica, con un número finito de antenas, la función visibilidad no se conoce en todos los puntos del espacio, sino que se obtiene un muestreo de ciertos sitios particulares en el plano- $uv$ . La Figura 4.2 ejemplifica la relación entre una configuración de antenas (*izquierda*) y el cubrimiento respectivo del plano- $uv$  (*derecha*). Si bien un interferómetro observa un punto en la esfera celeste, debido al movimiento rotacional terrestre, las separaciones entre las antenas varían en el tiempo. Como resultado, el volumen  $uvw$  sólo es parcialmente cubierto hasta una separación máxima entre antenas  $B_{max}$ , correspondiente a una resolución espacial  $1/B_{max}$ . En un arreglo de  $N$  antenas se pueden formar un total de  $\frac{N(N-1)}{2}$  combinaciones de a pares.

Además, un arreglo interferométrico no es capaz de medir visibilidades correspondientes a distancias menores que la línea de base más corta (que en la práctica corresponde a dos antenas en contacto). Esto trae aparejado dos efectos. En primer lugar, limita el tamaño de las estructuras visibles. En segundo lugar, se genera una concavidad negativa en el flujo medido alrededor de la fuente. Como consecuencia de ello, mayor será la incerteza en los parámetros físicos estimados para las estructuras observadas.

A fin de enfatizar la cobertura discreta obtenida en el plano- $uv$ , es útil escribir la ec.(4.4) como

$$V_{ij}(t) = \iint I_\nu(l, m) P(l, m) e^{-2\pi i(u_{ij}(t) l + v_{ij}(t) m)} dl dm \quad (4.5)$$

aquí, la visibilidad y las coordenadas  $(u, v)$  de la frecuencia espacial han sido expresadas explícitamente en función del par de antenas  $(i, j)$  y el tiempo  $t$ . El término  $u_{ij}(t) l + v_{ij}(t) m$  en la función exponencial, es la diferencia de fase geométrica producida por la longitud de camino diferencial entre la radiación proveniente de la fuente hasta las antenas  $i$  y  $j$ , comparada con una dirección de referencia dada por una fuente ficticia ubicada en el centro del haz primario.

La visibilidad observada puede, entonces, ser considerada como la visibilidad verdadera, multiplicada por la función de muestreo

$$S(u, v) = \delta(u - u(t), v - v(t)) \quad (4.6)$$

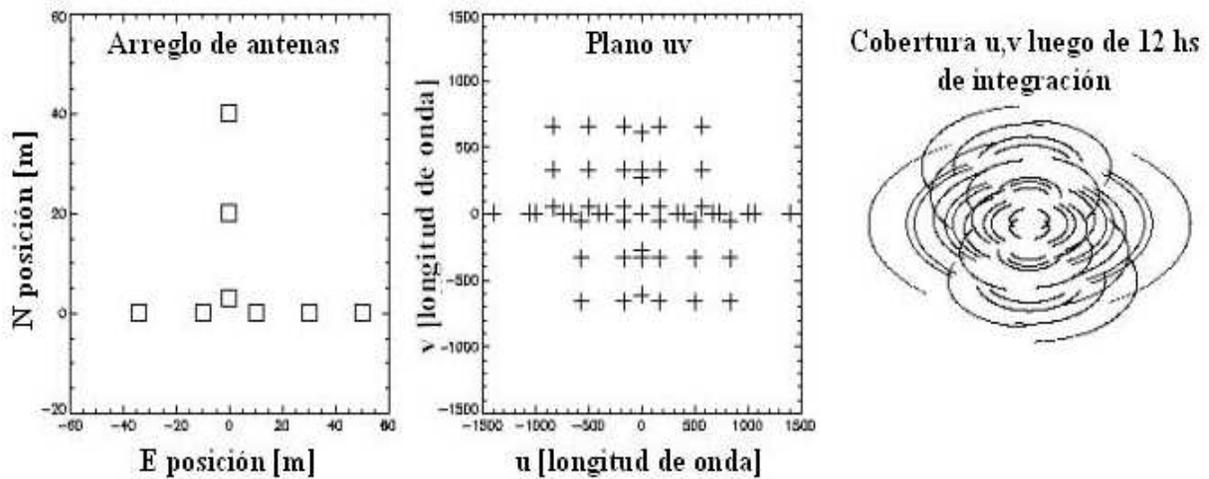


Figura 4.2: (*Izquierda*) Un arreglo interferométrico formado por 8 antenas. Las posiciones de las antenas en las direcciones este (E) y norte (N) se miden en metros. (*Medio*) La distribución de puntos que resulta, para un tiempo  $t$ , de ese conjunto de antenas. Cada símbolo + representa una línea de base. Existen  $N(N - 1)/2 = 28$  líneas de base, pero existen el doble de puntos graficados debido a la simetría en el plano. (*Derecha*) El muestreo de puntos que se obtiene en el plano  $uv$  luego de 12 hs de integración. La rotación terrestre causa que las líneas de base proyectadas cambien con el tiempo, trazando porciones de caminos elípticos en el plano.

donde  $(u(t), v(t))$  representa la muestra de puntos en el tiempo  $t$ . Usando el teorema de convolución<sup>1</sup> para las transformadas de Fourier, es posible demostrar que la función  $I_\nu(l, m)$ , recuperada mediante la transformada inversa de Fourier de  $S(u, v)V(u, v)$ , será convolucionada por la transformada inversa de Fourier de  $S(u, v)$ . La transformada inversa de Fourier de  $S(u, v)$ , denotada por  $B(l, m)$ , es el haz sintetizado correspondiente a la función  $S(u, v)$

$$B(l, m) = \int \int S(u, v) e^{2\pi i (ul + vm)} du dv \quad (4.7)$$

Por su parte,

$$I_\nu^d(l, m) = I_\nu(l, m) * B(l, m) \quad (4.8)$$

es referida como la “imagen sucia”, donde el  $*$  representa el operador convolución. Finalmente,  $I_\nu(l, m)$  es obtenida usando técnicas no lineales de convolución (Högbom, 1974; Clark, 1980; Cornwell, y Evans, 1985). La solución a los efectos producidos por la cobertura parcial del plano  $uv$  se encuentra en el agregado de datos de disco simple lo que permite recuperar en su totalidad el flujo de radiación proveniente de la región de cielo observada. En el caso de observaciones en bajas frecuencias, donde no se cuenta con datos de disco simple, porque en el mundo no existe una antena simple operando a tales frecuencias, el problema es resuelto combinando observaciones interferométricas variando la distancia relativa entre cada par de antenas.

<sup>1</sup>De acuerdo al teorema de convolución, la transformada de Fourier de un producto de dos funciones es la convolución de las transformadas de Fourier de las dos funciones individuales, y viceversa.

Las imágenes que se muestran en la Figura 4.3 representan con claridad la relación existente entre las funciones matemáticas presentadas en esta sección. Las tres imágenes superiores son representaciones en el plano de cielo de la imagen modelo, del haz y de la imagen sucia. El sector inferior corresponde a representaciones en el plano  $uv$  de la función visibilidad, de la función de muestreo y de la cobertura  $uv$  correspondiente a la imagen sucia. El panel (f) representa las mediciones realizadas por el arreglo interferométrico; mientras que el panel (c) representa la imagen obtenida con dicho arreglo.

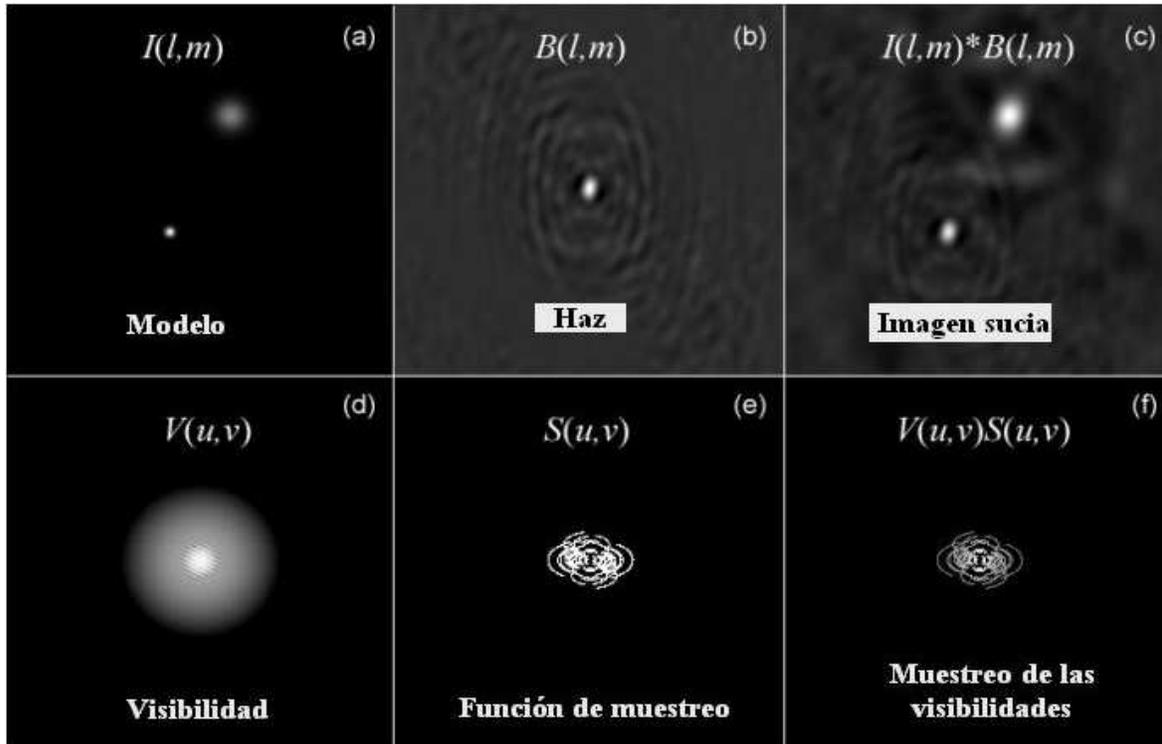


Figura 4.3: (a) Una fuente modelo. (d) Las visibilidades correspondientes al modelo de cielo (es decir, la transformada de Fourier del modelo). El panel (e) representa la función de muestreo  $S$  cuya transformada de Fourier da el haz del telescopio  $B$  representado en (b). Los datos usados para la construcción de la imagen, esto es el producto entre la función de muestreo y la función visibilidad, se muestran en el panel (f). La imagen sucia construída a partir de (f) es mostrada en el panel (c). Esta imagen es igual a la convolución del haz sintetizado en (b) y el modelo de cielo presentado en (a).

### 4.1.2 Líneas de base no coplanares

La ec.(4.2) describe exactamente la función visibilidad, sin embargo ésta no es una relación de transformadas de Fourier. Sólo para campos de vista pequeños ( $l^2 + m^2 \ll 1$ ),  $V$  se relaciona con la intensidad de radiación  $I$  mediante una transformada de Fourier bidimensional. Sin embargo, para  $\theta_{PB}/\sqrt{\theta_r} > 0.1$ , donde  $\theta_{PB}$  y  $\theta_r$  expresan el ancho del haz primario y el elemento de resolución del telescopio, respectivamente, ya no es posible la reducción del problema original al plano bidimensional de Fourier. En otras palabras,

el cielo ya no puede ser aproximado por un plano bidimensional, debiendo ser modelado como la superficie de una esfera, referida como esfera celeste. Cornwell y Perley (1992) describen varios de los algoritmos desarrollados en torno a ésta temática. A continuación se presentan dos de los procedimientos más usados en este sentido.

### Transformadas tridimensionales

El problema de la no-coplanaridad de las líneas de base puede ser encarado tratando la coordenada  $n = \sqrt{1 - l^2 - m^2}$  como una variable independiente. Una transformada de Fourier tridimensional de  $V(u, v, w)$  puede ser escrita usando  $(u, v, w)$  y  $(l, m, n)$  como un conjunto de variables conjugadas siendo

$$F(l, m, n) = \int \int \int V(u, v, w) e^{2\pi i (ul + vm + wn)} du dv dw \quad (4.9)$$

Sustituyendo  $V(u, v, w)$  con la expresión dada por la ec.(4.2) se obtiene

$$F(l, m, n) = \int \int \int \left[ \frac{I}{\sqrt{1 - l'^2 - m'^2}} \int \int \int e^{-2\pi i (u(l' - l) + v(m' - m) + w(\sqrt{1 - l'^2 - m'^2} - n - 1))} du dv dw \right] dl' dm' \quad (4.10)$$

Teniendo en cuenta el resultado general

$$\begin{aligned} \delta(l' - l) &= \int e^{-2\pi w (l' - l)} du \\ &= \begin{cases} 0 & l = l' \\ 1 & \text{en otro caso} \end{cases} \end{aligned} \quad (4.11)$$

se obtiene

$$\begin{aligned} F(l, m, n) &= \int \int \frac{I(l', m')}{\sqrt{1 - l'^2 - m'^2}} \\ &\quad \delta(l' - l) \delta(m' - m) \delta(\sqrt{1 - l'^2 - m'^2} - n) dl' dm' \\ &= \frac{I(l, m) \delta(\sqrt{1 - l^2 - m^2} - n)}{\sqrt{1 - l^2 - m^2}} \end{aligned} \quad (4.12)$$

La ec.(4.12) provee la conexión entre la distribución de radiación bidimensional dada por  $I(l, m)$  y el resultado de una inversión tridimensional de Fourier de la función  $V(u, v, w)$  dada por  $F(l, m, n)$ , la cual es referida como la imagen en volumen. De este modo, el plano- $lm$  coincide con el plano tangente en la fase central de la esfera celeste, estando el resto de la esfera completamente contenida en la imagen en volumen.

### Factorización de la imagen en facetas

La imagen es factorizada en un número determinado de facetas. Cada una de las cuales es trabajada en forma independiente dentro de lo que se denomina un ciclo menor, y luego son combinadas en un ciclo mayor (para más detalles, ver Sección 4.3.2 y Apéndice B).

Para cada una de estas facetas se construye una imagen. Posteriormente las mismas son reducidas a un plano tangente común luego de ser deconvolucionadas individualmente. El número de facetas será dictado por el rango espacial de las observaciones.

## 4.2 Problemas específicos de la interferometría en bajas frecuencias de radio

### Efectos ionosféricos

Las ondas electromagnéticas propagándose a través de la atmósfera terrestre sufren cambios rápidos en su fase, debido a fluctuaciones espaciales y temporales en el contenido electrónico en el plasma ionosférico (Figura 4.4). Esto constituye el principal problema vinculado con la observación de objetos astrofísicos en el régimen de las bajas frecuencias de radio, afectando directamente la sensibilidad de las observaciones. La diferencia de fase entre las líneas de base puede ser de 1 radián/minuto o más, especialmente en horas del amanecer y atardecer cuando las densidades ionosféricas cambian rápidamente.

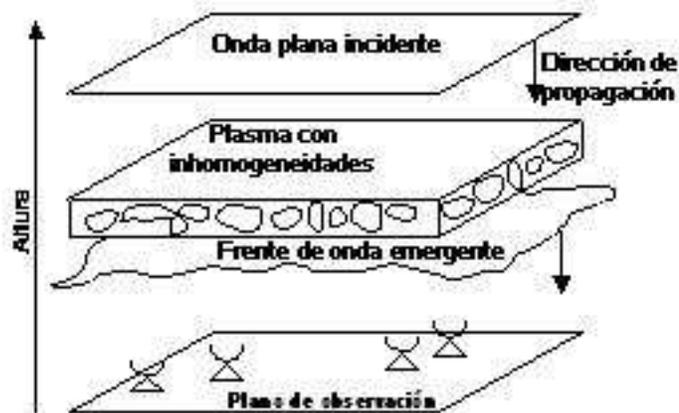


Figura 4.4: Diagrama esquemático mostrando los efectos de la ionósfera. La onda plana incidente por encima de la ionósfera es mostrada con una fase constante. La ionósfera, modelada como una capa delgada de plasma inhomogéneo, imprime inhomogeneidades sobre la fase del frente de onda emergente. El frente de onda emergente es detectado en varios puntos sobre el plano de observación por antenas espacialmente separadas.

### Emisión solar

Es un factor importante de interferencia en bajas frecuencias. Cerca del máximo solar, los grandes destellos solares causan cambios rápidos de fase en la señal.

## Interferencia de frecuencias de radio (RFI)

Las señales generadas por el sistema electrónico mismo del instrumento de síntesis constituye una fuente de interferencia. También existe interferencia debido a fuentes externas (sistemas satelitales, señales de telecomunicación y televisión, etc), lo cual es más importante durante el día. Por ejemplo, en las observaciones realizadas en modo espectral (Sección 4.4) la interferencia generada internamente en 74 MHz es más fuerte y más predecible (armónicos siempre en los mismos canales), mientras que en 330 MHz la RFI es generada externamente con una distribución aleatoria en canales.

## Geometría no-coplanar

Una consideración particularmente importante en el tratamiento de datos en bajas frecuencias es que el tratamiento bidimensional en la inversión de las visibilidades resulta inadecuado, debido a la no-coplanaridad del arreglo interferométrico. Los errores introducidos en la técnica bidimensional se incrementan con la distancia al centro del campo observado. En el caso del interferómetro Very Large Array (VLA), el haz primario resulta de aproximadamente  $12^\circ$  y  $4^\circ$  para 74 y 330 MHz, respectivamente. Estos campos de vista contienen típicamente decenas a cientos de fuentes, las cuales deben ser deconvolucionadas apropiadamente a fin de estimar correctamente la contribución de la emisión de fondo y el ruido térmico que limita la sensibilidad de las observaciones.

### 4.2.1 Por qué observar en bajas frecuencias de radio?

Se definen “bajas” frecuencias de radio al rango de frecuencias  $\leq 1$  GHz. Se trata de la región menos explorada del espectro electromagnético. Esto se debe a limitaciones en la capacidad de observación de los instrumentos actuales y la complejidad inherente en el procesamiento de los datos observacionales obtenidos.

Las densidades de flujo estimadas a partir de observaciones de RSNs en bajas frecuencias son muy necesarias para completar los datos existentes en frecuencias de radio mayores, y así determinar completamente el comportamiento espectral de la fuente. El estudio del espectro permite poner cotas a la distribución de energías de los electrones relativistas que producen la emisión observada, puesto que las variaciones espectrales están asociadas con procesos de aceleración o inyección de partículas. En RSNs más evolucionados, tales variaciones pueden, además, deberse a la compresión de electrones y campos magnéticos pre-existentes en el MIE (van der Laan, 1962).

El estudio con alta resolución angular y sensibilidad en ondas de radio, permite distinguir entre las distintas componentes espectrales presentes en un RSN, por ejemplo, entre la emisión proveniente de una componente pleriónica, es decir la nebulosa formada alrededor de un pulsar, y la cáscara de emisión circundante. Al tiempo que constituyen una herramienta útil para determinar las propiedades y distribución del gas ionizado en el MIE, puesto que las desviaciones detectadas en el espectro para  $\nu \leq 100$  MHz resultan ser extrínsecas al remanente y debidas a la absorción por material térmico presente a lo largo de la línea de vista (Kassim, 1989).

Por otro lado, como el espectro de la radiación proveniente de RSNs obedece una ley de potencia con un índice espectral  $\alpha$  negativo constante en un amplio rango de radio

frecuencias, la emisión es progresivamente más intensa conforme disminuye la frecuencia. Este hecho hace más sencilla la detección de RSNs en el régimen de las bajas frecuencias de radio, puesto que son más brillantes en este rango. En particular, facilita el descubrimiento de RSNs altamente evolucionados, los cuales no se encuentran catalogados debido a efectos de selección. Identificar tales objetos, en la última etapa de su evolución antes de mezclarse completamente con el MIE, es potencialmente de gran interés por su aporte en el descubrimiento de nuevas asociaciones entre objetos compactos (PSRs) y RSNs. Al presente, sólo los pulsares más jóvenes se encuentran asociados con RSNs puesto que remanentes con edades superiores a  $10^5$  años poseen densidades de brillo extremadamente bajas para ser detectados con los instrumentos actuales.

### 4.3 Procesamiento de los datos interferométricos

La reducción de datos adquiridos en bajas frecuencias de radio ( $\nu \leq 1\text{GHz}$ ) requiere consideraciones especiales, comparadas a las técnicas empleadas en observaciones en frecuencias mayores. La calibración de datos constituye un aspecto crucial puesto que deben superarse las dificultades impuestas por la RFI y la turbulencia ionosférica. Si bien la calibración inicial provee una indicación del flujo de la fuente de interés, éste puede ser mejorado empleando el procedimiento iterativo denominado “*auto-calibración*”. Luego de una transformada de Fourier y de varios pasos de limpieza y calibración, los datos en el plano- $uv$  se convierten en una distribución de radiación en el cielo que permite determinar información sobre la intensidad y tamaño de los objetos observados.

Gran parte del trabajo realizado en esta tesis comprende el procesamiento de los datos observacionales (obtenidos casi en su totalidad con los radio interferómetros Very Large Array (USA) y Giant Metrewave Radio Telescope (India), descritos en la Sección 5.1). La obtención de imágenes de alta calidad es un aspecto crucial, puesto que en ello se basa la discusión de los mecanismos físicos desarrollados durante la evolución de los RSNs. Esta sección está dedicada, entonces, al modo en que los datos recogidos por un arreglo interferométrico (visibilidades) son procesados a fin de obtener la imagen de cielo correspondiente a la región observada. La descripción del procesamiento está basada en el uso de los paquetes AIPS, “*Astronomical Imaging Processing System*” y AIPS++, desarrollado por el National Radio Astronomy Observatory (NRAO, USA). Una descripción más amplia de este tema puede encontrarse en *Synthesis Imaging in Radio Astronomy*<sup>2</sup>.

#### 4.3.1 Preparando una base $uv$ : Calibración inicial

Puesto que un interferómetro mide diferencias de fase, no existe una fase absoluta de referencia. Sin importar el tipo de observación, las fases de las visibilidades siempre se encuentran referidas a una misma posición que en general es el centro del haz primario de la antena. A fin de determinar los corrimientos de fase en las antenas, es necesario un calibrador externo.

---

<sup>2</sup>*Synthesis Imaging in Radio Astronomy II*, A collection of Lectures from the Sixth NRAO/NMIMT Synthesis Imaging Summer School, eds. G. B. Taylor, C. L. Carilli, and R. A. Perley, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Volume 180.

La calibración del instrumento usando una fuente de radio standard es un método *ad hoc* de calibración, que determina la ganancia del sistema en su totalidad a un tiempo y en una dirección específica.

Existen cientos de fuentes de radio aisladas y de diámetro pequeño que poseen densidades de flujo elevadas. Estas fuentes tienen propiedades ideales para un chequeo de la señal detectada: no varían significativamente durante el tiempo en que son observadas, sus posiciones en el cielo se conocen con exactitud, poseen espectros simples, son lo suficientemente intensas como para permitir una calibración en un intervalo temporal breve, y se encuentran aisladas evitando confundirse con otras fuentes. La función visibilidad es conocida con exactitud para este tipo de fuentes.

Sin embargo, existen limitaciones. Debido a que las calibradoras y la fuente que están calibrando no pueden ser observadas simultáneamente, sólo es posible calibrar variaciones temporales más cortas que 1 minuto, el tiempo típico que le lleva al sistema moverse entre la fuente de interés y la calibradora.

Si las observaciones de una calibradora se realizan periódicamente durante la sesión de observación, será posible monitorear las inestabilidades en las fases de los datos introducidas por el sistema. Con frecuencia, las observaciones de una calibradora son realizadas para eliminar los efectos introducidos por la presencia de la atmósfera, que imitan los efectos ocasionados por una electrónica inestable y producen cambios temporales en las fases de los datos observados.

Otro aspecto importante es la calibración en amplitud de cada antena. Si el sistema funciona correctamente, la amplitud en cada antena no debería variar significativamente durante el período de observación. Sin embargo, la escala de densidad de flujo absoluta para las observaciones no puede ser medida directamente. Existen algunas fuentes de radio que poseen densidades de flujo medidas con gran exactitud sobre un amplio rango de frecuencias; se utilizan una o más como calibradoras de flujo durante el período de observación.

El formalismo matemático que acompaña el proceso de calibración de las fases y de las amplitudes de las visibilidades puede ser desarrollado asumiendo que los arreglos interferométricos son instrumentos lineales, entonces, la señal de salida es una función lineal de la señal de entrada. Además, la respuesta asociada con cada par de antenas es independiente de la respuesta de cualquier otro par de antenas. En base a esto, las visibilidades observadas por el instrumento  $\tilde{V}_{ij}(t)$  y las visibilidades “verdaderas”  $V_{ij}(t)$  (ec.(4.5)) se relacionan en forma lineal

$$\tilde{V}_{ij}(t) = G_{ij}(t) V_{ij}(t) + \epsilon_{ij}(t) + \eta_{ij}(t) \quad (4.13)$$

donde  $t$  es el tiempo de observación y  $G_{ij}(t)$  representa la ganancia compleja para la línea de base  $ij$ . Los términos  $\epsilon_{ij}(t)$  y  $\eta_{ij}(t)$  representan un “offset” y una componente estocástica entre el par de antenas, respectivamente<sup>3</sup>. Todos los términos en la ec.(4.13) son funciones complejas, pero esto es sólo un camino conveniente para representar la señal

---

<sup>3</sup>En general, el peso del término  $\epsilon_{ij}$  es pequeño, y esto es mantenido así por el diseño del instrumento. La amplitud de  $\epsilon_{ij}$  puede ser medida y sustraída atenuando la señal, mientras que la fase por lo general no representa ningún inconveniente puesto que no debería estar correlacionada entre dos antenas y puede ser reducida a cero usando un corrimiento de fase en el receptor del instrumento. El término  $\eta_{ij}$ , es parte del sistema y generalmente excede el valor de la señal. Sin embargo, este puede ser reducido promediando en algún intervalo temporal.

de salida del correlador<sup>4</sup>, frecuentemente denominadas las salidas “Real” e “Imaginaria” o “Coseno” y “Seno”.

La función  $G_{ij}$  puede ser escrita como

$$G_{ij}(t) = g_i(t) g_j^*(t) g_{ij}(t) \quad (4.14)$$

siendo  $g_i(t)$  la ganancia compleja de la antena  $i$ -ésima y  $g_{ij}(t)$  una ganancia compleja residual. En el caso en que  $G_{ij}(t)$  puede ser factorizada en términos de las ganancias individuales de cada antena, entonces,  $g_{ij}(t) = 1$ , en otro caso  $g_{ij}(t)$  constituye aproximadamente el 1% de la unidad. Las observaciones realizadas sobre puntos calibrados determina  $G_{ij}(t)$  para cada una de las  $N(N - 1)/2$  líneas de base existentes en un arreglo de  $N$  antenas.

La ec.(4.14) puede separarse en una amplitud y una fase, obteniéndose

$$A_{ij}(t) = a_i(t) a_j(t) a_{ij}(t) \quad (4.15)$$

y

$$\phi_{ij}(t) = \psi_i(t) - \psi_j(t) + \psi_{ij}(t) \quad (4.16)$$

Al escribir las visibilidades verdaderas y observadas como  $V_{ij} = A_{ij} e^{i\phi_{ij}}$  y  $\tilde{V}_{ij} = \tilde{A}_{ij} e^{i\tilde{\phi}_{ij}}$ , respectivamente, para una fuente calibradora puntual cuya densidad de flujo es  $S$ , se obtiene  $A_{ij} = S$  y  $\phi_{ij} = 0$ . Las ecuaciones de calibración quedan escritas como

$$\tilde{A}_{ij} = a_i a_j a_{ij} S \quad (4.17)$$

y

$$\tilde{\phi}_{ij} = \psi_i - \psi_j + \psi_{ij} \quad (4.18)$$

lo cual tiene solución si  $g_{ij}(t)$  es cercano a la unidad. Una solución por cuadrados mínimos permite determinar la diferencia de fase entre antenas. La ganancia de las antenas puede ser solucionada linealizando la función  $G_{ij}(t)$  a través del uso de funciones logarítmicas y utilizando algoritmos de cuadrados mínimos.

A continuación, en la Figura 4.5 se resume el procedimiento seguido en la calibración inicial de las visibilidades.

### 4.3.2 Construyendo una imagen: Proceso de auto-calibración

La técnica empleada para la construcción de una imagen de cielo a partir de datos interferométricos, está basada en el procedimiento denominado “auto-calibración”. Mediante

---

<sup>4</sup>El correlador es el componente de un instrumento de síntesis en el cual las señales provenientes de dos antenas son combinadas. Está compuesto por un multiplicador de voltaje y un integrador. Si las señales de entrada al correlador son  $V_1(t)$  y  $V_2(t)$ , la salida es proporcional a  $\langle V_1(t) V_2(t) \rangle$ , donde  $\langle \rangle$  denota el valor de expectación encontrado al integrar sobre algún intervalo temporal. El término “correlador complejo” refiere a un esquema más refinado. Este esquema incluye un segundo correlador que añade periódicamente un corrimiento de fase de  $\pi/2$  en la señal, siendo posible medir la parte Real e Imaginaria de la visibilidad compleja de una línea de base, cuya normalización es obtenida en el proceso de calibración (Para una discusión detallada de esta técnica ver Thompson, Moran y Swenson (1986)).

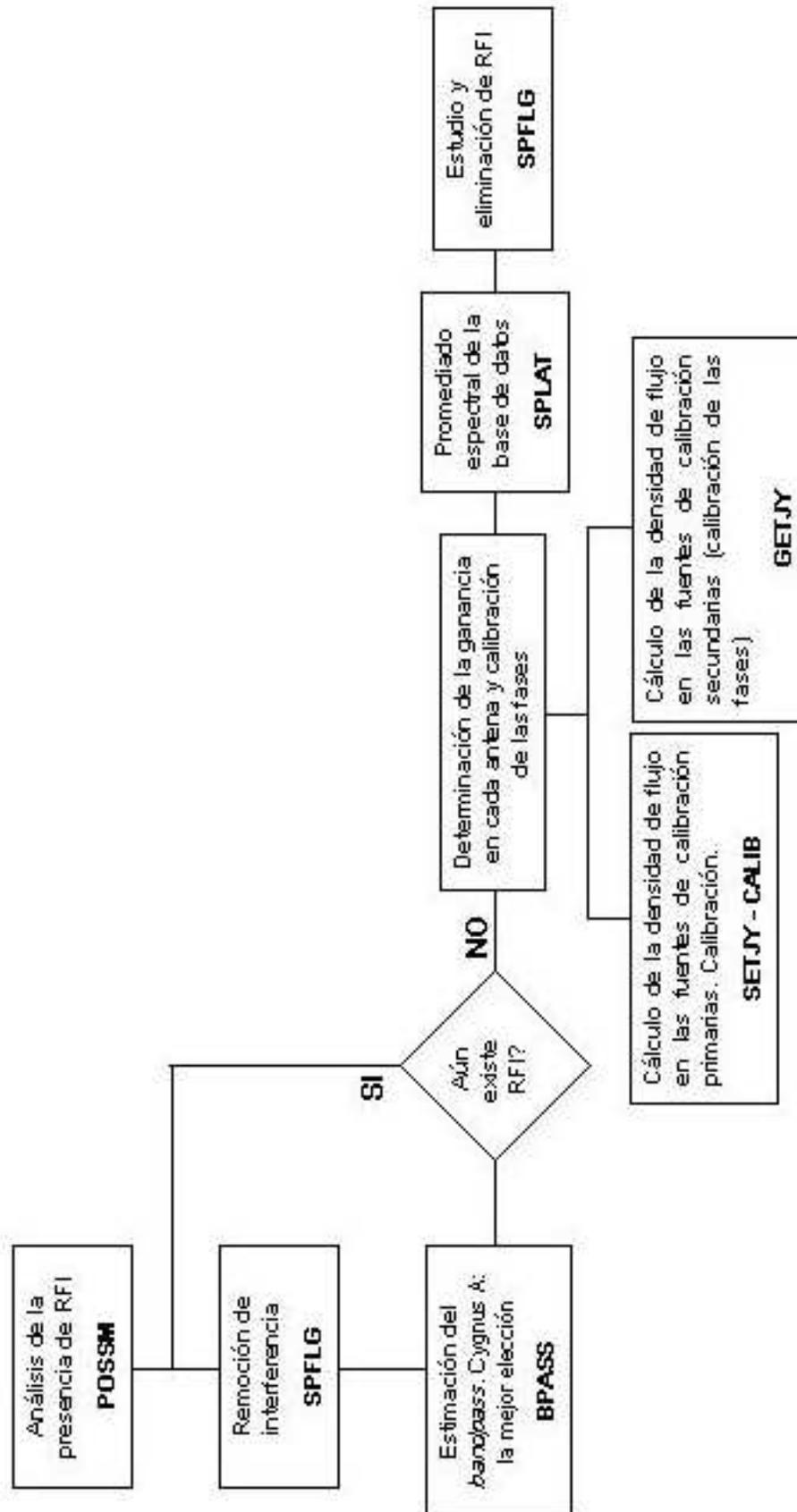


Figura 4.5: Proceso de calibración inicial de las observaciones en bajas frecuencias de radio. Los nombres de las tareas usadas dentro del programa AIPS son indicados en cada cuadro.

este proceso es posible anular y aislar aquellos datos incorrectos que no fueron eliminados previamente del conjunto original de visibilidades.

Se trata de un proceso iterativo en el cual los datos  $uv$  son comparados con las predicciones de una imagen modelo, la cual es una representación significativa del plano de cielo.

Para realizar la deconvolución de los datos se aplica el algoritmo CLEAN, originalmente descrito por Högbom (1974) (Apéndice B), el cual elimina componentes espúreas de una base de datos  $uv$ , creando la imagen modelo necesaria para realizar la calibración en la etapa siguiente. CLEAN utiliza un esquema que realiza una transformada directa de Fourier (DFT) en el plano- $uv$ . Adicionalmente, este algoritmo permite implementar técnicas tridimensionales que anulan en gran parte los efectos debidos a la no-coplanaridad, basándose en la rotación de las líneas de base proyectadas de modo que cada campo resulte tangente a su centro.

Debido a la gran amplitud del haz primario en el caso de las bajas frecuencias, el campo total de la imagen modelo se divide en subregiones denominadas facetas (o campos). Como se mencionó en la Sección 4.1.2, éstas subregiones son trabajadas independientemente, pudiendo ser ensambladas posteriormente para crear una única imagen. Por ejemplo, para datos provenientes del VLA operando en su configuración C (con una separación máxima de antenas de 3.3 km) en la frecuencia de 74 MHz probablemente sean necesarias más de 50 facetas, mientras que para la configuración A (con una separación máxima entre antenas de 35.7 km) en 330 MHz se requieran más de 500 facetas. Otro aspecto crucial en la construcción de imágenes en bajas frecuencias, es la necesidad de realizar imágenes de fuentes que se encuentran alejadas de la región central del campo de vista, ya que fuentes brillantes aún a distancias de más de  $30^\circ$  de la fuente bajo estudio pueden causar un alto nivel de confusión, si las mismas no son limpiadas correctamente. Tales degradaciones se manifiestan como estructuras ondeadas (similar a la propagación de ondas en un líquido) y franjas. Una manera de combatir esto es usar una cantidad de facetas para mapear aquellas fuentes brillantes.

Así pues, la imagen de cielo inicial, obtenida a partir de la deconvolución descrita anteriormente, se utiliza para calcular el conjunto de amplitudes y correcciones en fase de los datos recogidos por las antenas, como función del tiempo. Adicionalmente, la técnica permite —en caso de existir una relación señal-ruido significativa— mejorar el rango dinámico (la razón entre la intensidad de brillo máxima y el nivel de ruido) de las observaciones. Dado que el proceso de auto-calibración es lineal, es posible obtener muy buenos resultados aún si cada etapa de calibración es realizada siempre sobre la base original de datos  $uv$ , lo que permite conservar tantos datos como sea posible.

En las primeras iteraciones se realiza la calibración en fase de los datos, debido a que los errores introducidos por efectos ionosféricos siempre dominan sobre los errores en amplitud. La calibración en amplitud tiene lugar cuando la diferencia de fase entre los datos es pequeña (en el peor de los casos, es aceptable una diferencia de unas pocas decenas de grados), o bien cuando la imagen modelo se encuentra dominada por errores en amplitud causando un patrón simétrico con geometría en forma de “Y” alrededor de las fuentes puntuales presentes en el campo de vista. Esto último puede observarse con claridad en la Figura 4.6 correspondiente a la emisión en continuo de radio en 1420 MHz en dirección al RSN Puppis A.

Las sucesivas iteraciones incrementan el número de soluciones favorables encontradas, es decir se reduce la diferencia en fase y amplitud de los datos obtenidos por las antenas, al tiempo que mejoran gradualmente el modelo de cielo, limpiando de interferencias, reduciendo el nivel de ruido, recuperando densidades de flujo cada vez mayores, etc, hasta obtener una imagen final de alta calidad. La Figura 4.7 ilustra la aplicación del procedimiento de auto-calibración. Las imágenes muestran el campo de vista en 74 MHz alrededor del RSN W44. Las observaciones fueron realizadas con el VLA incorporando solamente líneas de base correspondientes a la configuración B (una descripción detallada de las observaciones puede encontrarse en la Sección 5.4). El panel superior presenta la imagen del campo observado antes de la aplicación de la estrategia de deconvolución. Se trata de una imagen sucia en donde las irregularidades producidas por la presencia de fuentes alejadas de la región central resultan evidentes. El panel inferior muestra la imagen de la misma región de cielo obtenida mediante la aplicación del proceso de calibración y limpieza luego de realizarse dos iteraciones en fase y una en amplitud, empleando un total de 155 facetas.

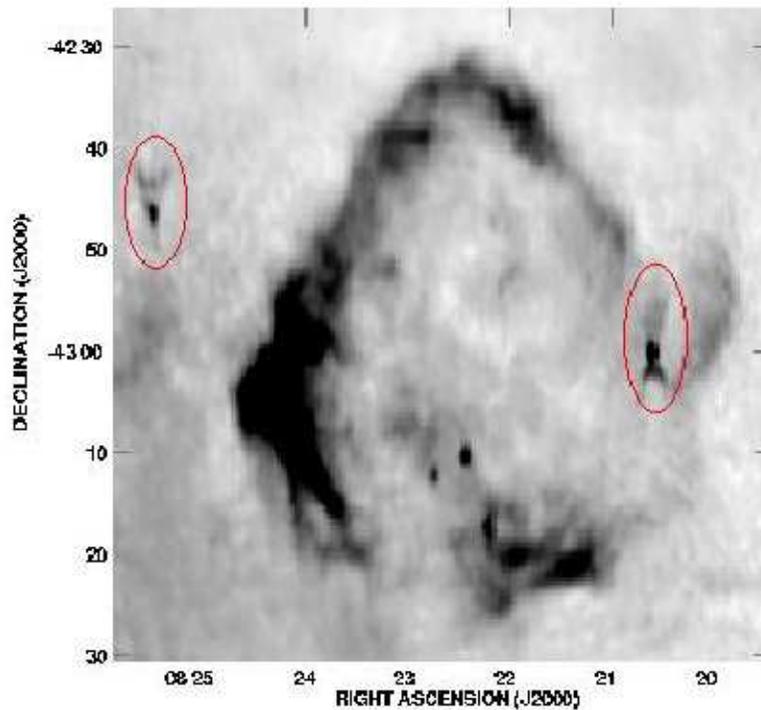


Figura 4.6: Imagen en continuo de radio en 1420 MHz obtenida con el VLA en dirección al RSN Puppis A. Las elipses dibujadas resaltan los defectos intrucidos en la imagen debido a errores en amplitud, los cuales producen un patrón simétrico con geometría en forma de “Y” alrededor de las fuentes puntuales presentes en el campo de vista.

La Figura 4.8 sintetiza el modo en que el proceso de auto-calibración es implementado sobre una base de datos.

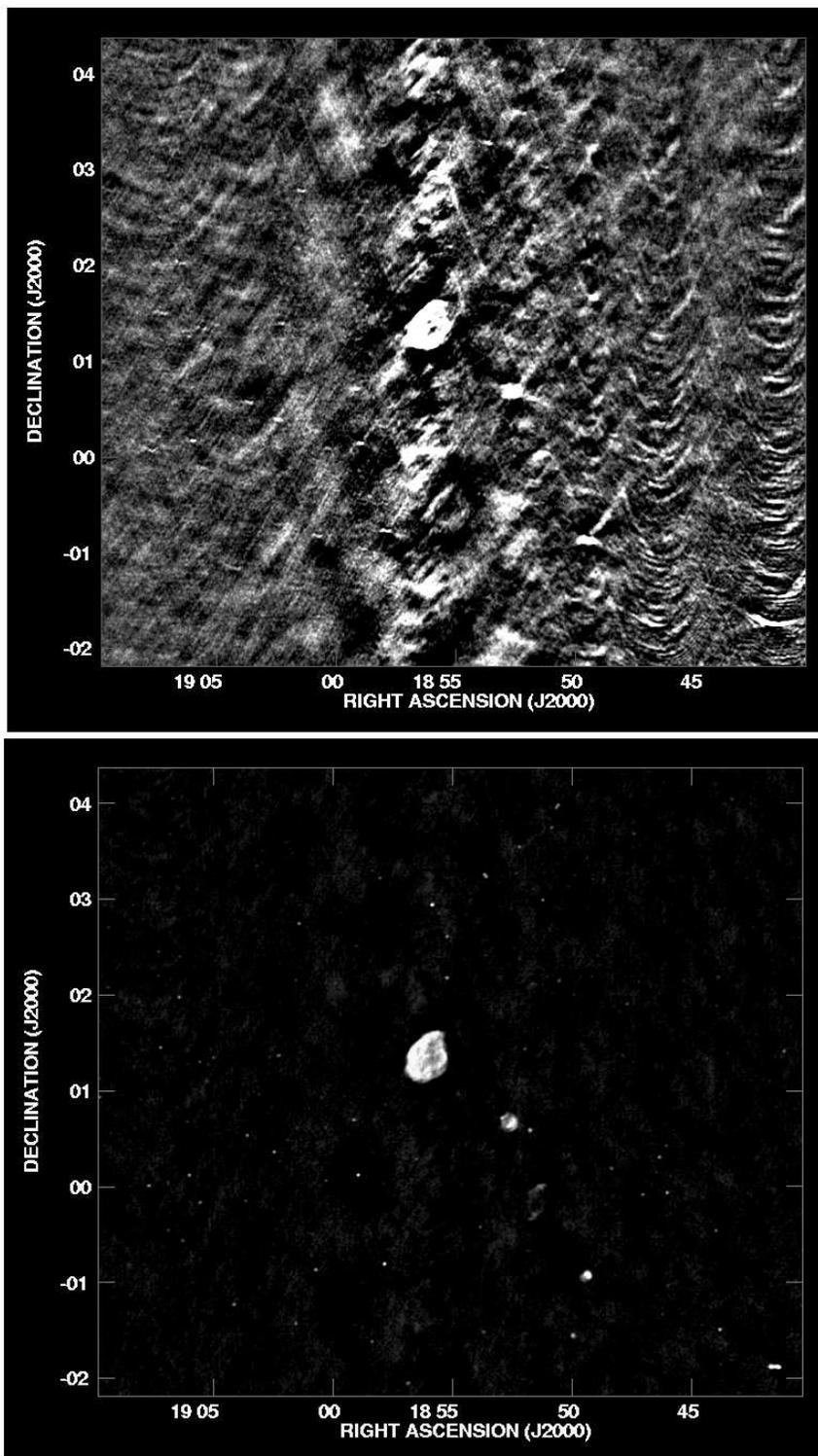


Figura 4.7: Imágenes de una porción del campo observado en 74 MHz en dirección al RSN W44 (ver Sección 5.4), demostrando dos etapas diferentes en el proceso de auto-calibración. Los datos corresponden a observaciones realizadas con el VLA empleando su configuración B. (*Arriba*) La imagen como luce después de la inversión de Fourier, y antes del procedimiento de calibración y limpieza. El RSN W44 es la fuente brillante ubicada en la región central del campo. (*Abajo*) La misma porción del campo de vista, después de la aplicación del procedimiento de auto-calibración. Los datos fueron calibrados en fase luego de dos iteraciones, mientras que la calibración en amplitud requirió una iteración. El número total de facetas empleadas fue 155. El modelo inicial usado en el proceso de auto-calibración fue una imagen de la misma región en 330 MHz corregida en amplitud y fase que incorpora únicamente líneas de base de la configuración B del VLA. Medio centenar de radiofuentes puntuales pueden ser también identificadas, además del RSN W44.

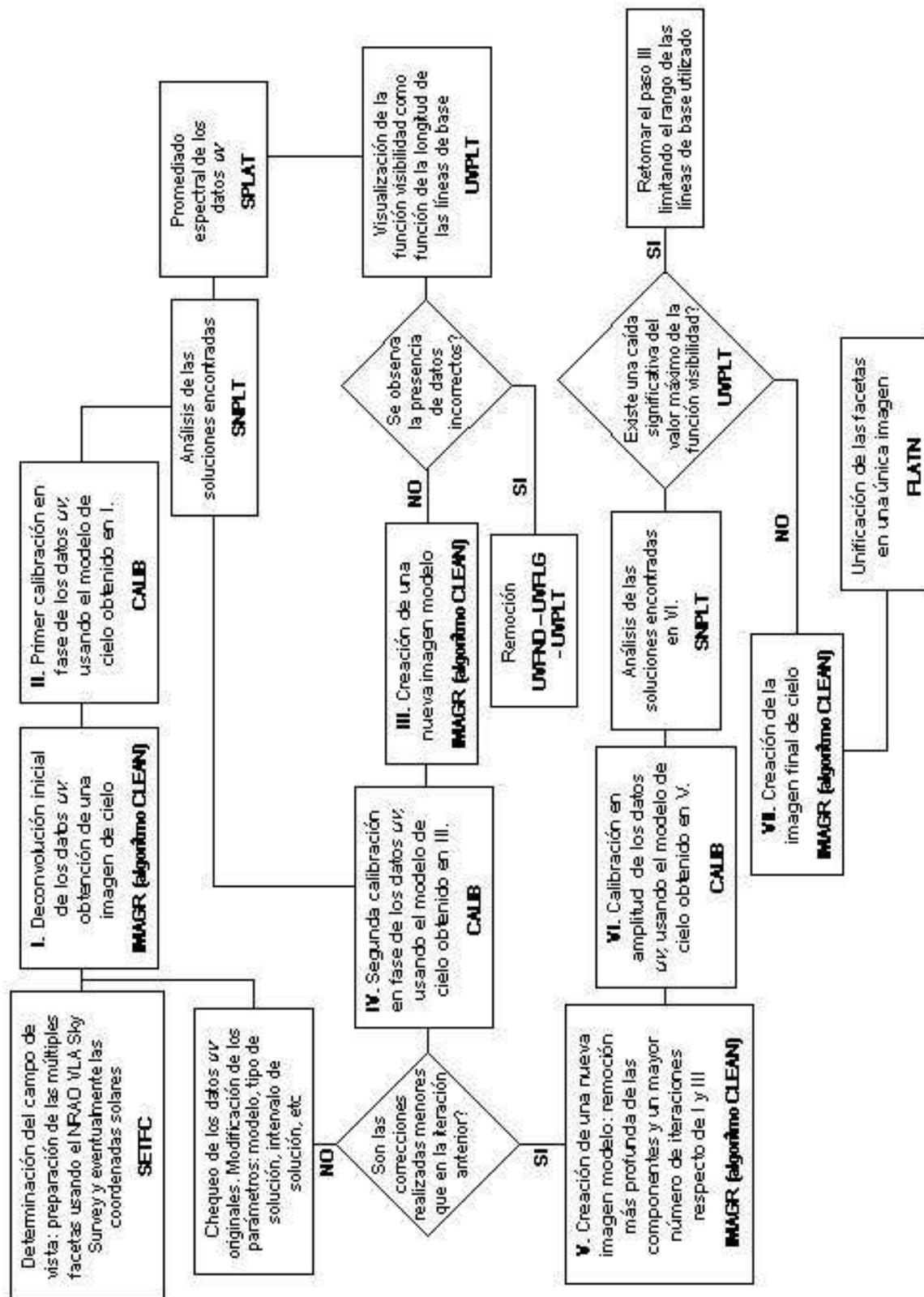


Figura 4.8: Proceso de auto-calibración empleado en la calibración y construcción de imágenes a partir de datos interferométricos. El número total de iteraciones puede variar dependiendo de la base de datos original. En este caso, se representa el procedimiento de calibración en fase de los datos, compuesto por dos iteraciones, y una calibración en amplitud. Los nombres de las tareas usadas dentro del programa AIPS son indicados en cada cuadro.

### 4.3.3 Concatenando los datos $uv$

Con frecuencia, la observación de un objeto astrofísico es completada a lo largo de varias sesiones o turnos, obteniéndose cada vez una base de datos  $uv$  diferente. Esto es una situación ineludible cuando se trata de cubrir con alta resolución objetos extensos, tales como remanentes de supernovas. En tal caso se requerirá de observaciones realizadas empleando más de un arreglo configuracional del instrumento de síntesis (ver Sección 5.1 para una descripción del modo de operación del VLA). Este modo de observación permite la detección de las distintas estructuras espaciales asociadas al objeto, y la combinación o concatenación de los datos  $uv$  es una necesidad.

A cada conjunto de datos  $uv$  se le asignará un peso, función de las propiedades individuales de cada sesión de observación, a fin de optimizar las características señal–ruido en la base de datos combinada.

El peso acordado a una base de datos individual no mantiene una relación lineal con el tiempo de integración sobre la fuente. Por otra parte, las condiciones climáticas pueden afectar fuertemente la respuesta del sistema. De este modo, deberá calcularse un peso relativo a cada conjunto de datos. Este peso es llamado “tiempo efectivo de integración”,  $\Delta t_{int,ef}$ , y cada conjunto de datos es pesado en proporción a los otros. Este peso relativo debe considerar la cantidad de ruido inherente a cada conjunto individual de datos. El algoritmo DBCON, incluido en el paquete AIPS, calcula el peso para cada visibilidad en forma individual. Para esto, es necesario tener una estimación previa de la suma de los pesos asignados a cada base de datos. El camino más simple es construir una imagen de cada conjunto de datos, lo que permite conocer la suma de los pesos asignados a cada visibilidad después de las correcciones aplicadas.

Si bien una descripción detallada de este procedimiento escapa a los objetivos propuestos en esta sección, la relación funcional entre los pesos usados y ciertas cantidades factibles de ser medidas en cada observación individual, puede ser ilustrada en base al argumento empírico que se describe a continuación.

La sensibilidad de un interferómetro como el VLA puede calcularse a partir de la expresión (Perley, 1997)

$$\sigma_{rms} = \frac{K}{[N(N - 1)n_{IF}\Delta t(h)\Delta\nu(MHz)]^{1/2}} \quad (4.19)$$

donde  $K$  es una constante relacionada con la temperatura del sistema y eficiencia a una longitud de onda dada,  $N(N - 1)$  es el duplo de la cantidad total de pares que pueden formarse a partir de un arreglo de  $N$  antenas,  $n_{IF}$  es el número de canales de frecuencia intermedia (IF) (de 1 a 4) o de canales de líneas espectrales (de 1 a 512) que se combinan en la imagen de salida,  $\Delta t(h)$  indica el tiempo de integración sobre la fuente medido en horas, y  $\Delta\nu(MHz)$  el ancho de banda en MHz.

La ec.(4.19) puede emplearse para obtener un valor del tiempo de integración. La cantidad  $\sigma_{rms}$  puede ser estimada a partir de una imagen preliminar de los datos. El término  $N(N - 1)n_{IF}$ , incluido en la expresión (4.19) está relacionado con el número total de visibilidades en cada conjunto de datos. Los términos restantes contribuyen al ruido de una observación individual. El producto de todas estas cantidades es proporcional a la suma de los pesos mencionada anteriormente.

De este modo, si se considera  $\Delta t(h)$  como una estimación del peso relativo para cada conjunto de datos, es decir,  $\Delta t(h) \propto \Delta t_{int,ef}$ , luego

$$\Delta t_{int,ef} \propto \frac{1}{\sigma_V \times (\text{la suma de los pesos})} \quad (4.20)$$

para una observación individual. Para un conjunto de observaciones a una longitud de onda dada, los pesos relacionados a cada conjunto individual son normalizados eligiendo un conjunto de datos y fijando su peso como la unidad.

Las imágenes que se presentan en esta tesis, son el resultado de varias sesiones de observación (ver Tabla 5.1). El primer paso es la construcción de una imagen para cada conjunto individual de datos. Posteriormente, las diferentes sesiones son combinadas en el plano- $uv$  usando el algoritmo DBCON. La construcción de la imagen para la base de datos combinada se realiza siguiendo las técnicas de limpieza y calibración descritas en este capítulo.



# Capítulo 5

## Datos observacionales

Este capítulo comienza con una breve descripción de los instrumentos de síntesis empleados en las observaciones de objetos astronómicos realizadas para esta tesis (Sección 5.1). Comentarios específicos de dichas observaciones así como de aquellas extraídas de base de datos públicas o gentilmente cedidas por otros autores, pueden encontrarse en las secciones siguientes.

### 5.1 Comentarios generales

La motivación principal de este trabajo es comprender los procesos físicos que tienen lugar durante la evolución de los RSNs y su interacción con el MIE. A tal fin, es preciso contar con una muestra amplia de objetos caracterizados por morfologías y edades diversas, evolucionando en diferentes contextos galácticos. Los RSNs galácticos seleccionados y observados para este proyecto son: CTB 80, Puppis A y W44.

La Tabla 5.1 contiene comentarios específicos sobre las observaciones realizadas en dirección a cada una de las fuentes: fuentes calibradoras en flujo y fase, tiempos de observación sobre cada remanente, telescopio utilizado y rango cubierto del plano- $uv$ . La mayor parte de los datos tabulados corresponden a pedidos de tiempo de observación exclusivamente concursados para el proyecto presente, aunque se incluye además, observaciones complementarias tomadas de archivo.

Las observaciones presentadas en esta tesis, fueron obtenidas empleando los instrumentos de síntesis Very Large Array (VLA<sup>1</sup>) ubicado en Socorro, New Mexico, USA; Giant Metrewave Radio Telescope (GMRT<sup>2</sup>) localizado en Pune, India; y el Westerbork Synthesis Radio Telescope (WSRT) localizado en Holanda. En total, para este proyecto se concursó y obtuvo 95 horas de observación en dos de los tres mayores radio interferómetros del mundo que operan en el rango de frecuencias de interés, encabezando personalmente como responsable principal del proyecto, 4 propuestas observacionales.

EL VLA es un arreglo en forma de “Y” compuesto por 27 antenas de 25 m de diámetro cada una de ellas (Figura 5.1), lo cual produce un total de 351 interferómetros operando

---

<sup>1</sup>El Very Large Array del National Radio Astronomy Observatory es una facilidad de la National Science Foundation operada bajo un acuerdo cooperativo por Universidades Asociadas, Inc.

<sup>2</sup>El GMRT es dirigido por el National Centre for Radio Astrophysics del Tata Institute of Fundamental Research.

Tabla 5.1: Compilación de datos observacionales

OBSERVACIONES EN DIRECCIÓN AL RSN CTB 80						
Día de observ.	Banda (MHz)	Telescop.	$t$ obs.(hr)	Rango $uv$ (k $\lambda$ )	Calibradoras	
					Flujo	Fase
6,7mayo, 2002	240	GMRT	10	0.042–20.8	3C48, 3C286	1924+334
21mar02	324	C–VLA	10	0.038–3.7	3C48, 3C286	1859+129, 2038+513
14ago02	324	D–VLA	4	0.038–1.12	3C48, 3C286	1859+129
7,8mayo, 2002	618	GMRT	10	0.11–53.1	3C48, 3C286	1924+334
3jun00, 3abr00	1380	D–VLA	7.5	0.16–4.68	3C286	1830+210
OBSERVACIONES EN DIRECCIÓN AL RSN PUPPIS A						
14may89, 15may89	330	CnB–VLA	8	Híbrido	3C286	0825-202
21,22,23 ene2003	1425	DnC–VLA	9	Híbrido	3C286, 0542+498	0828-375
4,5,7,15 feb04	1425	CnB–VLA	9.5	Híbrido	3C286	0828-375
OBSERVACIONES EN DIRECCIÓN AL RSN W44						
31ago03	74	A–VLA	7.5	0.17–9.1	3C286	1822-096
1sep03	74	A–VLA	2.6	0.17–9.1	3C286	1822-096
15jun03	74	B–VLA	6	0.053–2.85	3C286	1822-096
31ago03	324	A–VLA	7.5	0.76–40.4	3C286	1822-096
1sep03	324	A–VLA	2.6	0.76–40.4	3C286	1822-096
15jun03	324	B–VLA	6	0.23–12.7	3C286	1822-096
14dic02	324	C–VLA	4	0.039–3.77	3C286	1822-096
16mar03	324	D–VLA	6	0.039–1.14	3C286	1822-096
7ago84	1442	D–VLA	8	0.17–5.02	Datos de archivo	
sep85	1442	C–VLA	8	0.17–16.6		

simultáneamente cuando es usada la totalidad de las antenas. La resolución angular de las observaciones depende de la frecuencia observada y del espaciamento entre las antenas que lo componen. Todas las antenas poseen receptores en frecuencias centradas en: 0.074, 0.3, 1.4, 4.5, 8.2, 14.8, 22.2 y 45 GHz. Existen cuatro configuraciones, denotadas por A, B, C y D, según la distancia relativa entre antenas. La resolución angular está dada por (Bridle, 1988)

$$HPBW = 1'' \frac{1.480}{\nu_0} 3.285^{n-1} \quad (5.1)$$

siendo  $\nu_0$  la frecuencia observada medida en MHz y  $n$  una constante que toma los valores 1, 2, 3, ó 4 según se trate de las configuraciones A, B, C, o D, respectivamente. La emisión débil proveniente de fuentes extendidas puede ser detectada en el arreglo más compacto, el D, donde el haz es mayor y la sensibilidad es mejor. Fuentes brillantes con estructuras compactas pueden ser estudiadas en detalle con alta resolución con las configuraciones más extendidas. Además, puesto que la resolución en radianes es proporcional a la longitud de onda (ec.(5.1)) y depende de la separación máxima entre antenas, los objetos brillantes pueden ser observados con la misma resolución en longitudes de onda diferentes, con tal de considerar la configuración correcta para la longitud de onda observada.

El VLA completa un ciclo a través de las cuatro configuraciones aproximadamente en un período de 16 meses. Además, existen tres configuraciones “híbridas”, que combinan las configuraciones antes citadas de a pares: BnA, CnB y DnC.

El GMRT (Swarup y col., 1991) es un instrumento de síntesis compuesto por 30 discos parabólicos de 45 m de diámetro cada uno, dispuestos geoméricamente en forma de “Y” (Figura 5.1). Catorce antenas están localizadas en una región de aproximadamente 1 km  $\times$  1 km, referida como el *cuadrado central*. Estas antenas proporcionan el cubrimiento de los espaciados menores en el plano- $uv$ , lo cual es esencial para detectar estructuras extendidas. Los discos restantes están ubicados en brazos extendidos aproximadamente 14 km en dirección oeste, este y sur. Este instrumento se encuentra optimizado para operar en la frecuencias de radio de 150, 233, 327, 610 y 1420 MHz.

Por su parte, el WSRT consiste de 14 antenas de 25 m de diámetro cada una dispuestas unidireccionalmente. Diez discos tienen una posición fija, mientras que los 4 restantes, ubicados en el extremo este del arreglo, pueden ser desplazados sobre rieles. El conjunto de discos es usado para crear un gran radio telescopio de 2.7 km de diámetro, correspondiente a la línea de base mayor (Figura 5.1).

## 5.2 Observaciones en frecuencias de radio del RSN CTB 80

### 5.2.1 Datos en 240 y 618 MHz

CTB 80 fue observado en 240 y 618 MHz (Tabla 5.2) usando el radio interferómetro GMRT (6, 7 y 8 de mayo de 2002) con un total de 10 hs en cada frecuencia. Las observaciones fueron realizadas en un modo espectral empleando un ancho de banda de 8 MHz y 16 MHz a 240 y 618 MHz, respectivamente, separados en 128 canales en ambos casos. El uso de este modo de observación posee la ventaja de una mejor sensibilidad para construir

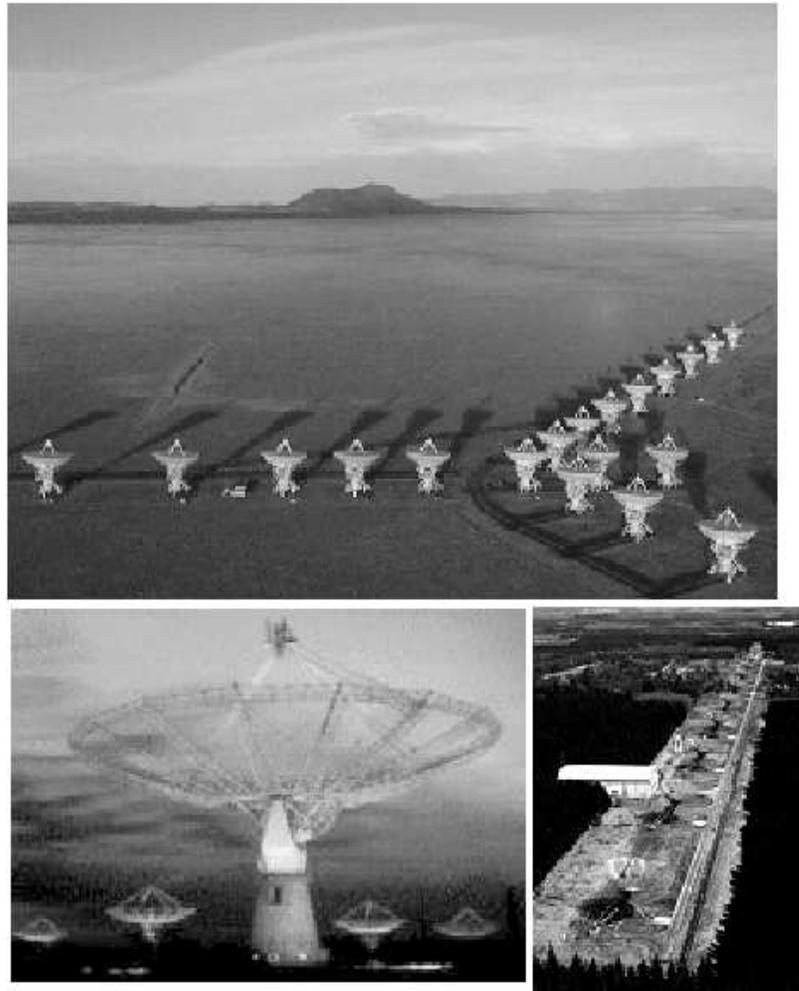


Figura 5.1: Radiotelescopios del VLA (*arriba*), GMRT (*abajo-izquierda*), y WSRT (*abajo-derecha*). Estos dispositivos constan de un conjunto de antenas que trabajan en fase, su separación determina la resolución angular de la imagen de radio resultante.

imágenes con alto rango dinámico. Cada uno de los canales ocupa un lugar diferente en el plano de las transformadas de Fourier (plano- $uv$ ) para cada visibilidad debido a que cada canal caracteriza una frecuencia diferente. Esto mejora el cubrimiento del plano- $uv$  y entonces hace que la deconvolución de la imagen de cielo sea más sencilla.

Las densidades de flujo se determinaron en base a observaciones realizadas sobre las fuentes calibradoras 3C286 y 3C48. La fuente 1924+334 fue usada para calibrar la fase y la amplitud de los datos adquiridos. Las observaciones contemplan ciclos de 10 minutos sobre 1924+334 y 30 minutos sobre CTB 80. Las calibradoras de flujo, las cuales fueron usadas además como calibradora de respuesta espectral (“*bandpass*”), fueron observadas una única vez durante 45 minutos.

Los datos en ambas frecuencias fueron reducidos usando el paquete de procesamiento de imágenes AIPS++. Para la construcción de la imagen final de CTB 80 se utilizaron técnicas de campo amplio basadas en el método de multifacetetas (Cornwell y Perley, 1992), lo que permite encarar el problema de la no-coplanaridad de las visibilidades. En particular, el proceso denominado auto-calibración, utilizado para la construcción de la imagen final en 240 MHz, empleó 26 subcampos; 25 facetetas sobre CTB 80 y un campo

Tabla 5.2: Parámetros observacionales del RSN CTB 80 en 240 y 618 MHz

Parámetros	Valores	
	240 MHz	618 MHz
FWHP del haz primario	150'	54'
Haz sintetizado	26'' × 17''	10'' × 6''
Posición angular del haz	76°.92	67°.46
Nivel de ruido (mJy haz <sup>-1</sup> )	4.6	0.6

externo sobre la fuente Cygnus A (fuente muy brillante localizada aproximadamente a 8° al noreste de CTB 80). En 618 MHz, se consideraron solo 9 facetas sobre CTB 80.

El proceso empleado en la construcción de la imagen en ambas frecuencias, incluyó dos etapas. En la primer parte se generó una imagen modelo de la región central mediante el método denominado “multiscale–clean” que representa un esquema iterativo que soluciona en forma simultánea problemas de deconvolución en escalas espaciales (o resoluciones angulares) diferentes. El modelo resultante fue usado como punto de partida para la etapa siguiente. Sin embargo, es importante mencionar que la imagen final en 618 MHz no reproduce correctamente la emisión proveniente de las componentes extendidas con baja densidad de brillo superficial, debido a la ausencia de información correspondiente a las frecuencias espaciales más cortas.

La Tabla 5.2 resume los parámetros observacionales del RSN CTB 80 en las frecuencias de radio de 240 y 618 MHz.

## 5.2.2 Datos en 324 MHz

A esta frecuencia la imagen final de CTB 80 es el resultado de la combinación de datos correspondientes a las configuraciones C y D del VLA (Tabla 5.1). En ambos casos se usaron un total de 26 antenas, lo que proporciona  $\sim 325$  líneas de base. En cada configuración del VLA las observaciones se realizaron empleando 2 bandas de 3 MHz centradas en 321.5 y 327.5 MHz. Cada ancho de banda fue dividido en 31 canales. En ambas configuraciones se realizaron observaciones de las fuentes 3C48 y 3C286, consideradas como calibradoras primarias de flujo. 3C286 también fue usada como calibradora “*bandpass*”.

Las observaciones sobre CTB 80 fueron intercaladas con observaciones de las fuentes 1859+12 y 2038+513 para la configuración C y 1859+12 para el arreglo D. En todos los casos estas fuentes fueron usadas como fuentes secundarias para calibrar la amplitud y fase de las observaciones.

El tiempo total de integración sobre CTB 80 fue  $\sim 8$  hs en la configuración C y 3.5 hs en la configuración D. La cercanía de la fuente Cygnus A al centro de observación constituye una gran fuente de interferencia. A fin de solucionar este problema los datos fueron procesados, usando el paquete AIPS con el algoritmo tridimensional basado en 16 facetas, de acuerdo al siguiente esquema: en primer lugar se construyó una imagen modelo únicamente de Cygnus A. Luego, se calibraron las fases usando como modelo la imagen

obtenida anteriormente. A continuación se realizó una nueva imagen, aún preliminar, de Cygnus A. Se estimó la contribución de las visibilidades debido a esta fuente, y se las sustrajo del plano- $uv$ . En base a esto se construyó una imagen preliminar del RSN CTB 80 y teniendo en cuenta este modelo se calibró en fase. Este último paso fue repetido varias veces, en cada caso realizando una limpieza más profunda. Posteriormente, los datos fueron calibrados en fase y amplitud, como paso previo para obtener la imagen final de CTB 80.

Los datos correspondientes a la configuración D fueron reducidos usando técnicas bidimensionales de construcción de imágenes, puesto que en esta configuración del VLA se espera que los errores introducidos por la amplitud del campo de observación (no coplanaridad de las líneas de base) sean pequeños.

Los datos calibrados provenientes de las configuraciones C y D fueron combinados en el plano- $uv$ , siguiendo el algoritmo tridimensional de limpieza y construcción de imágenes en múltiples escalas. La Tabla 5.3 resume los parámetros observacionales correspondientes a la imagen final de CTB 80 en 324 MHz.

Tabla 5.3: Parámetros observacionales del RSN CTB 80 en 324 y 1380 MHz

Parámetros	Valores	
	324 MHz	1380 MHz
FWHP del haz primario	139'	32'
Haz sintetizado	73" × 63"	93" × 78"
Posición angular del haz	-88°	72°
Nivel de ruido (mJy haz <sup>-1</sup> )	14	4

### 5.2.3 Datos en 1380 MHz

Puesto que el tamaño de esta fuente es aproximadamente el doble del campo de vista del VLA, el cual es de  $\sim 30'$  en la frecuencia de 1420 MHz, fue necesario implementar la técnica de combinación en mosaico para obtener una imagen de CTB 80 a esta frecuencia. Mediante esta técnica de observación, la extensión total del remanente es cubierta apuntando el arreglo interferométrico en varias direcciones diferentes. En este caso, los apuntamientos fueron separados en medio haz (equivalente a 15') de acuerdo con el criterio de muestreo de Nyquist<sup>3</sup>.

Las observaciones fueron realizadas en dos períodos. El 3 de enero de 1994, se realizaron 35 apuntamientos diferentes empleando la configuración D del VLA, en dos bandas de 50 MHz centradas en 1385 y 1465 MHz. El 3 de abril de 1995 se realizaron 32 apuntamientos en la misma configuración del VLA, esta vez en dos bandas de 50 MHz centradas en 1365 y 1665 MHz. Estas observaciones fueron completadas antes del inicio de esta tesis y los datos fueron procesados en dos etapas.

<sup>3</sup>De acuerdo a este criterio, la separación entre cada apuntamiento debe ser igual a la mitad del ancho del haz primario en la frecuencia de observación para evitar el sobremuestreo.

Para hacer la calibración primaria se tomó como referencia la fuente 3C286, mientras que la fuente 1820-210 fue usada como calibradora secundaria de fase.

Los datos calibrados correspondientes a los 2 días de observación fueron procesados individualmente usando el paquete SDE (Software Development Environment, Cornwell, Briggs y Holdaway, 1996).

Al mosaico correspondiente a la totalidad de los campos observados con el VLA, se incorporaron datos de disco simple en 1408 MHz provenientes del radiotelescopio de 100 m de diámetro del Max Plank Institute für Radioastronomie (MPIFR, Bonn, Alemania) (Reich, Reich y Fürst, 1990). Los datos de antena simple tienen una relación  $T_B(\text{K})/S(\text{Jy}) = 1.96$ , donde  $T_B(\text{K})$  es la temperatura de brillo medida en Kelvin y  $S(\text{Jy})$  indica la densidad de flujo en Jy. La imagen final de CTB 80 se obtuvo empleando el programa MOSAICM basado en el algoritmo de Máxima Entropía propuesto por Cornwell (1988). La técnica es discutida ampliamente en el trabajo presentado por Holdaway (1999).

Debido a la disparidad en las frecuencias usadas en ambos períodos de observación (1465 y 1665 MHz), sólo fueron tenidas en cuenta las bandas centradas en las frecuencias menores. Las imágenes en 1365 y 1385 MHz fueron promediadas usando la tarea COMB dentro del paquete AIPS. La imagen final posee una resolución angular de  $93'' \times 78''$ , P.A. =  $72^\circ$ , y un nivel de ruido de  $4 \text{ mJy haz}^{-1}$  (Tabla 5.3).

## 5.3 Observaciones en frecuencias de radio del RSN Puppis A

### 5.3.1 Datos en 330 MHz

Las observaciones en 330 MHz en dirección al RSN Puppis A se realizaron en dos períodos de 4 hs, los días 14 y 15 de mayo de 1989 empleando el VLA en su configuración híbrida CnB (Dubner y col., 1991). Las fuentes calibradoras de flujo y de fase fueron 3C286 y 0825-202, respectivamente.

La base de datos  $uv$  fue tomada de archivo y reprocesada exclusivamente para esta tesis. Los datos fueron reducidos usando el programa AIPS++ empleando las prácticas descritas en la Sección 4.3. El método de auto-calibración requirió de varias iteraciones en fase y amplitud para corregir los efectos producidos por las variaciones temporales rápidas en la ganancia del instrumento y la transmisión atmosférica. Los datos fueron concatenados y procesados realizando una deconvolución basada en un esquema multi-configuracional (“multiscale-clean”) compuesto por 4 escalas espaciales diferentes. La resolución angular en la imagen final es  $91'' \times 45''$ , P.A. =  $164^\circ$ , y el nivel de ruido es  $10 \text{ mJy haz}^{-1}$  (Tabla 5.4).

### 5.3.2 Datos en 1425 MHz

Los datos en 1425 MHz provienen de observaciones realizadas para esta tesis con el interferómetro VLA en sus configuraciones DnC y CnB durante los ciclos 21, 22 y 23 de enero de 2003 y 4, 5, 7 y 15 de febrero de 2004. En cada caso, la fuente calibradora de fase

fue 0828–375. Las calibraciones de flujo se realizaron con las fuentes 3C286 y 0542+498 (3C147) en el arreglo DnC, y con la fuente 3C286 solamente para la configuración CnB.

Debido a la gran extensión ( $\sim 55'$  de diámetro) que este remanente presenta en ondas de radio, las observaciones se realizaron cubriendo un campo de  $1^\circ.1 \times 1^\circ.1$  empleando la técnica de mosaico. Se requirieron 24 apuntamientos diferentes en la configuración DnC y 18 en la configuración CnB, en ambos casos, espaciados  $14'$  de acuerdo al criterio de Nyquist. Cada subcampo fue observado en dos bandas de 50 MHz de ancho, centradas en 1465 y 1385 MHz.

Los datos fueron procesados completamente usando el programa AIPS++. Cada día de observación, en ambas configuraciones, fue calibrado en forma individual. Para cada sesión, luego que los campos fueron agrupados empleando la técnica de combinación en mosaico, se aplicó el método de auto-calibración. En la etapa siguiente, los datos correspondientes a cada día de observación fueron concatenados en el plano de Fourier. Sobre la base  $uv$  resultante se aplicó nuevamente el método de auto-calibración teniendo en cuenta una deconvolución multiconfiguracional usando 3 escalas espaciales o resoluciones angulares diferentes. Posteriormente, los datos interferométricos fueron combinados con observaciones en 1408 MHz realizadas con el radiotelescopio de Parkes de 64 m de diámetro (SGPS, McClure–Griffiths y col., 2001).

La resolución angular en la imagen final es  $34''.12 \times 16''.24$ , P.A. =  $-174^\circ.12$ , y el nivel de ruido  $0.5 \text{ mJy haz}^{-1}$  (Tabla 5.4)

Tabla 5.4: Parámetros observacionales del RSN Puppis A en 330 y 1425 MHz

Parámetros	Valores	
	330 MHz	1425 MHz
FWHP del haz primario	$150'$	$30'$
Haz sintetizado	$91'' \times 45''$	$34''.12 \times 16''.24$
Posición angular del haz	$164^\circ$	$-174^\circ.12$
Nivel de ruido ( $\text{mJy haz}^{-1}$ )	10	0.5

## 5.4 Observaciones en frecuencias de radio del RSN W44

### 5.4.1 Datos en 74 y 324 MHz

El RSN W44 fue observado con el VLA en las configuraciones A, B, C y D. En las configuraciones A y B, las observaciones se realizaron simultáneamente en 74 y 324 MHz. Estando el arreglo en su configuración A, las observaciones se llevaron a cabo en dos períodos de 7.5 y 2.6 hs durante los días 31 de agosto y 1 de septiembre de 2003. Las observaciones en dirección a W44 en la configuración B se realizaron el 15 de junio de 2002 durante 6 hs.

En la frecuencia de 324 MHz, las observaciones en las configuraciones C y D se llevaron a cabo durante los días 14 de diciembre de 2002 y 16 de marzo de 2003, respectivamente. El tiempo de observación fue 4 hs en el arreglo C y 6 hs en el arreglo D.

Con la adquisición de datos en las cuatro configuraciones del VLA es posible detectar las componentes de emisión difusa y filamentaria, así como las estructuras de emisión más débil, presentes en este resto de supernova.

En todos los casos se observó en modo espectral. En 74 MHz, se emplearon 64 canales centrados en la frecuencia intermedia de 73.8 MHz. En 324 MHz, se utilizaron dos bandas de 3.125 MHz centradas en 321.5 y 327.5 MHz. A esta frecuencia, cada ancho de banda fue separado en 32 canales.

Para la calibración primaria se tomó siempre como referencia la fuente 3C286, y como calibrador de fase de las visibilidades a la fuente 1822-096. Adicionalmente, en ambas frecuencias se realizaron observaciones periódicas de la fuente Cygnus A, las cuales fueron empleadas tanto en la estimación del “*bandpass*” como de la ganancia inicial en amplitud y la calibración en fase de los datos.

Para cada frecuencia, los datos obtenidos en cada configuración del VLA fueron procesados en forma separada, siguiendo el proceso de auto-calibración presentado en la Sección 4.3, lo cual incluye técnicas tridimensionales de deconvolución para campos de vista amplios y tratamiento multi-configuracional de las visibilidades empleando resoluciones espaciales diferentes.

A fin de producir una imagen completa del campo de vista en 74 MHz ( $\sim 12^\circ$ ), se emplearon un total de 174 facetas en la configuración A y 155 facetas en la configuración B. En cada caso, el algoritmo CLEAN fue aplicado individualmente en cada faceta y en forma interactiva. Una imagen del campo de vista en 324 MHz conteniendo únicamente líneas de base de la configuración B, fue utilizada como imagen modelo durante la primer iteración realizada para la calibración de las fases de las visibilidades en 74 MHz correspondientes a las configuraciones A y B. A esta frecuencia, la reducción de los datos en la configuración A requirió 3 iteraciones de calibración en fase y una calibración en amplitud. En la configuración B, por su parte, fueron necesarias 2 iteraciones de calibración en fase y 1 en amplitud. En una etapa posterior del procesamiento, utilizando el algoritmo DBCON, se combinaron en el plano- $uv$  las visibilidades en 74 MHz correspondientes a ambas configuraciones. La base de datos resultante fue procesada siguiendo el método de auto-calibración, esta vez, empleando un total de 174 facetas durante la deconvolución de los datos.

Durante la reducción de los datos en 324 MHz el número total de facetas necesarias para obtener una imagen del campo de vista ( $\sim 5^\circ$ ) fue 92, 130, 94 y 71 en las configuraciones A, B, C y D, respectivamente. Las fases de las visibilidades fueron calibradas empleando 2 iteraciones, mientras que la calibración en amplitud se realizó en un sólo paso.

Las bases de datos en 324 MHz, ya calibradas, fueron concatenadas de a pares en el plano- $uv$  realizándose en cada paso la calibración en fase y amplitud de la base de datos resultante. La primer combinación de datos se realizó entre el conjunto de visibilidades calibrados de las configuraciones C y D. Luego, la base de datos CD previamente calibrada fue combinada con datos correspondientes a la configuración B. Finalmente, el conjunto de visibilidades calibradas CDB se concatenó con los datos ya calibrados de la configuración

A. El proceso de auto-calibración aplicado luego de cada concatenación requirió dos iteraciones en fase y una iteración en amplitud. El número de facetas usadas en cada paso, varió entre 47 y 119, dependiendo del conjunto de visibilidades en tratamiento. En la etapa final de deconvolución de los datos CDBA se emplearon 79 facetas, dentro de un esquema multi-configuracional, por el cual la limpieza se realiza teniendo en cuenta 4 resoluciones espaciales diferentes.

La Tabla 5.5 sintetiza los parámetros observacionales asociados al RSN W44 en 74 y 324 MHz.

Tabla 5.5: Parámetros observacionales del RSN W44 en 74, 324, y 1442 MHz

Parámetros	Valores		
	74 MHz	324 MHz	1442 MHz
FWHP del haz primario	660'	150'	30'
Haz sintetizado	43".39 × 38".89	21".83 × 20".37	15".8 × 15".4
Posición angular del haz	-50°.97	-46°.35	
Nivel de ruido (mJy haz <sup>-1</sup> )	57	21	12

#### 5.4.2 Datos en 1442 MHz

Los datos  $uv$  correspondientes a las observaciones del RSN W44 en 1442 MHz fueron tomados de archivo y reprocesados por Giacani y col. (1997). A esta frecuencia, las observaciones fueron realizadas en 1984 y 1985 empleando las configuraciones C y D del VLA. Las visibilidades correspondientes a ambos arreglos fueron concatenadas y combinadas con datos provenientes de disco simple extraídos del relavamiento realizado por Condon y Broderick (1985, 1986) en la frecuencia de 1400 MHz (resolución angular  $12'.7 \times 11'.1$ ). Los datos interferométricos y los de disco simple fueron combinados a través del programa IMERG, incluido en el paquete AIPS.

# Capítulo 6

## El Remanente de Supernova CTB 80

En este capítulo se analiza uno de los remanentes de supernova más enigmáticos encontrados en nuestra Galaxia. Se trata del RSN CTB 80 ubicado en el hemisferio norte, R.A.=  $19^{\text{h}} 52^{\text{m}} 58^{\text{s}}$  y decl.=  $32^{\circ} 52' 40''$ , (G69.0+2.7)<sup>1</sup>. Este remanente ha mantenido interesados tanto a astrónomos como astrofísicos por más de dos décadas. Tal interés tiene sus orígenes, entre otras cosas, en su extraña morfología la cual no se ajusta con los tipos canónicos en que se clasifican los RSNs (Sección 1.3). En efecto, aún cuando algunas veces fuera clasificado como un remanente compuesto, lo cierto es que existen escasos indicios de una estructura tipo cáscara en la emisión extendida, compuesta por varios arcos que emergen de una nebulosa central. Justamente, los modelos inconsistentes y problemas aún no resueltos en torno a esta fuente han motivado el trabajo aquí presentado.

CTB 80 ha sido considerado como un resto de supernova sobre la base de su emisión en ondas de radio de origen sincrotrónico. Básicamente, pueden distinguirse tres componentes principales de diferente tamaño: un carozo o núcleo compacto brillante, referido en la literatura como “*core*”, el cual posee un diámetro angular pequeño de  $45''$  y se encuentra en el interior de una nebulosa central denominada “*plateau*” cuya extensión es  $\sim 10' \times 6'$ ; más allá del *plateau* existen tres ramas o alas de aproximadamente medio grado cada una que se extienden en dirección nor–noreste, este y sudoeste y que presentan emisión débil.

Adicionalmente, este es uno de los pocos RSNs que contiene un pulsar, el remanente estelar compacto de la estrella progenitora. Este hecho, lo convierte en uno de los objetos más completos en cuanto a la morfología exhibida, pues si bien es ampliamente aceptado que las estrellas de neutrones tienen sus orígenes en los eventos de supernova, existen relativamente pocos pulsares asociados con RSNs (ver Dubner, 2002, y referencias incluidas).

El capítulo comienza con una descripción de las características más notables relacionadas con este enigmático objeto (Secciones 6.1; 6.2; 6.3), introduciendo al lector en la discusión de los problemas particulares en el entendimiento de la relación entre las diferentes componentes morfológicas detectadas en este RSN. Las nuevas imágenes en

---

<sup>1</sup>La posición de cualquier objeto celeste puede especificarse mediante sistemas de coordenadas celestes apropiados y la época de observación (ej.: equinoccio de 1950 ó 2000). Por ejemplo, (R.A., decl.)= $(\alpha, \delta)$ , es el sistema de coordenadas celestes ligado a la Tierra, R.A.: ascensión recta; decl.: declinación. Otro sistema, es el de las coordenadas galácticas, en el cual el Plano Galáctico coincide prácticamente con el plano de simetría de la Vía Láctea y la posición de los objetos queda determinada por su longitud y latitud galáctica.

continuo de radio de CTB 80 obtenidas en 240, 324.5, 618 y 1380 MHz son presentadas en la Sección 6.4. Estas constituyen las primeras observaciones con alta resolución y sensibilidad en ondas de radio abarcando el remanente en su toda su extensión. En la Sección 6.5 se analiza la correlación morfológica entre la emisión en ondas de radio y la radiación proveniente de diferentes regímenes espectrales. En la segunda parte de este capítulo se aborda especialmente el estudio de las propiedades espectrales de CTB 80 en longitudes de onda de radio apuntando a establecer conexiones entre las diferentes estructuras y el espectro local. El objetivo principal es avanzar en la comprensión de la naturaleza compleja de CTB 80, y en general, en el entendimiento del acoplamiento energético entre el pulsar y el RSN al cual se asocia físicamente. En la Sección 6.6 se analiza el espectro integrado sobre la fuente, así como las variaciones espaciales del índice espectral sobre las diversas componentes morfológicas detectadas. Esta investigación se realiza a partir de las observaciones presentadas en la Sección 6.4. El análisis incluye una descripción de las diferentes técnicas empleadas en el estudio del espectro local. Hacia el final del capítulo, los resultados hallados son explicados en términos de los modelos vigentes para la descripción de los procesos de aceleración de partículas en la vecindad de los frentes de choques.

## 6.1 El pulsar PSR B1951+32 en la nebulosa CTB 80

La presencia de un pulsar en las inmediaciones del RSN CTB 80 fue sugerida originalmente por Strom (1987). Más tarde, observaciones en ondas de radio realizadas por Kulkarni y col. (1988) confirmaron la existencia de este objeto, designado PSR B1951+32.

La intensidad del campo magnético en la superficie del pulsar ha sido inferida en  $5 \times 10^{11}$  G (Fruchter y col., 1988). La distancia al pulsar de  $2.4 \pm 0.2$  kpc, estimada a partir de mediciones de dispersión (DM)<sup>2</sup>, es consistente con la distancia de 2 kpc medida al RSN (Strom y Stappers, 2000)(Sección 6.3), sugiriendo una asociación física entre ambas fuentes.

Migliazzo y col. (2002) determinaron un período de rotación de  $\sim 40$  ms para este pulsar, el cual se mueve en dirección sudoeste con una velocidad transversal de  $240 \pm 40$  km s<sup>-1</sup>. Estos autores, en base a mediciones del movimiento propio de este remanente compacto, han estimado su edad en  $\sim 64 \times 10^3$  años, un valor inferior a la edad característica estimada en  $107 \times 10^3$  años<sup>3</sup>; anulando el argumento que vincula a CTB 80 con la supernova histórica observada por astrónomos chinos, AD1408 (Strom, Angerhofer y Velusamy, 1980). En particular, van den Bergh (1980) se refiere a la improbabilidad que un RSN del tamaño de CTB 80 posea  $\sim 600$  años de edad, ya que para una distancia a la fuente de 2 kpc, la velocidad media de expansión sería de un tercio la velocidad de la luz, valor que supera en casi un orden de magnitud a las velocidades de expansión típicamente observadas en supernovas.

---

<sup>2</sup>La cantidad  $\int_0^L N(l) dl$  es la densidad columnar de los electrones en el espacio comprendido entre la fuente (en este caso el pulsar) y el observador. Sus dimensiones en el Sistema Internacional (SI) son m<sup>-2</sup>. Sin embargo, si la distancia es medida en parsecs y  $N(l)$  en cm<sup>-3</sup>, la integral se denomina medida de dispersión.

<sup>3</sup>La edad característica de un pulsar se define como  $\tau_c = P/2\dot{P}$ , donde  $P$  es el período y  $\dot{P}$  es la tasa de desaceleración rotacional.

Diferentes observaciones en ondas de radio (Angerhofer y col., 1981; Strom, Angerhofer y Dickel, 1984; Mantovani y col., 1985; Strom, 1987; Strom y Stappers, 2000) muestran que el pulsar se encuentra localizado en el interior del núcleo compacto, el *core*.

Ramanamurthy y col. (1995) utilizando el instrumento EGRET reportaron la existencia de pulsos correspondientes a energías de rayos  $\gamma$  ( $E \geq 100$  MeV) provenientes de este objeto compacto. Adicionalmente, Ögelman y Buccheri (1987); Lingxiang y col. (1993); Safi–Harb, Ögelman y Finley (1995); Chang y Ho (1997) detectaron emisión pulsada en rayos X utilizando los telescopios orbitales *EXOSAT*, *Einstein*, *ROSAT* y *RXTE*, respectivamente.

## 6.2 Morfología

La apariencia del remanente CTB 80 en ondas de radio es realmente peculiar. Posee un gran tamaño angular, más de un grado desde el extremo norte al límite sudoeste. La emisión es débil en general, excepto en la región central, en donde tres alas o ramas extendidas se intersectan en la nebulosa denominada *plateau* ( $\sim 10' \times 6'$ ), la cual presenta un espectro chato con un índice espectral  $\alpha \sim -0.3$ . En el extremo oeste del *plateau* se localiza la componente compacta denominada *core* ( $\alpha \sim 0.0$ ), en cuyo interior se encuentra el pulsar PSR B1951+32. Las tres ramas que se extienden  $\sim 30'$  en dirección norte, este y sudoeste desde el *plateau* poseen un espectro no térmico con un índice  $\alpha \sim -0.8$ . Las investigaciones acerca de la polarización, permiten concluir que se trata de un remanente con un alto grado de polarización, alcanzando el 10%–15% en la componente central (Velusamy, Kundu y Becker, 1976).

Las propiedades de la componente central de CTB 80 en la banda de rayos X han sido investigadas utilizando los instrumentos *Einstein* y *ROSAT*. La imagen obtenida con *ROSAT* muestra emisión difusa y débil en coincidencia con el carozo compacto brillante en ondas de radio. Esta emisión se extiende aproximadamente  $8'$  hacia el este del pulsar, y sería el resultado de radiación sincrotrónica debida a electrones relativistas inyectados por el pulsar (Safi–Harb, Ögelman y Finley, 1995). Recientemente se llevó a cabo un extenso estudio del núcleo central (*core*) de CTB 80 en rayos X utilizando el telescopio orbital *Chandra*, y combinando estos datos con observaciones del telescopio Hubble re–analizadas (Moon y col., 2004).

En el régimen de longitudes de onda ópticas la estructura característica de este remanente proviene de la emisión en líneas prohibidas, tales como [NII] ( $\lambda\lambda 6548, 6584 \text{ \AA}$ ), [SII] ( $\lambda\lambda 6117, 6731 \text{ \AA}$ ), [OIII] ( $\lambda 5007 \text{ \AA}$ ), y  $H_\alpha$ . La emisión en estas líneas traza, esencialmente, el núcleo compacto visto en ondas de radio. En la línea [OIII] la componente central es observada como un sistema de filamentos mostrando una estructura tipo cáscara, cuya emisión se incrementa en la vecindad del pulsar, encontrándose una alta similitud con la morfología en ondas de radio (Hester y Kulkarni, 1989). Los estudios realizados en este área revelan, además, emisión filamentaria correspondiente a las líneas  $H_\alpha$ , [NII] y [SII], extendiéndose en forma irregular en la dirección este–oeste del remanente (Angerhofer, Wilson y Mould, 1980).

Mavromatakis y col. (2001) observaron en las líneas de  $H_\alpha$ + [NII], [SII], [OIII] y [OII] un área de  $2^\circ \times 2^\circ$  en la región de CTB 80, incluyendo completamente la emisión en ondas

de radio. Las imágenes revelan la presencia de estructuras filamentarias y difusas en la región sur, sudeste, sudoeste, y norte de CTB 80.

### 6.2.1 El origen de CTB 80

A pesar de los estudios realizados, el origen de las características morfológicas observadas en CTB 80 aún permanece sin resolverse.

Angerhofer y col. (1981) sugirieron que los contornos irregulares en frecuencias de radio, pueden reflejar tanto una inusual distribución del MIE alrededor de la estrella progenitora como una explosión de supernova asimétrica.

Un escenario alternativo, sugiere la presencia de dos remanentes de supernova. En efecto, las estructuras observadas en ondas de radio correspondientes a las extensiones ubicadas en dirección norte y sudoeste del remanente, y la intersección de ambas en la región de emisión central, ha sido propuesta como el producto de una colisión entre dos RSNs tipo cáscara. En esta representación, la extensión norte sería la sección visible de un RSN en colisión con un remanente de diámetro mayor, visto como la extensión sudoeste (Mantovani y col., 1985).

Por el contrario, Hester y Kulkarni (1988), consideran el pulsar, el carozo central, el *plateau*, y las componentes extendidas, como el resultado de una única explosión de supernova. En este modelo la emisión extendida sería una porción de un remanente evolucionado, el cual expandiéndose en una cavidad de baja densidad circundante al progenitor, halló una nube cercana mientras la presión en el RSN aún era elevada. El tamaño y forma de dicha nube, estarían reflejados en la estructura irregular que presenta la componente extendida del remanente. Por su parte, la emisión observada en el carozo central y el *plateau*, sería el resultado de los vientos confinados provenientes del pulsar originado en el mismo evento de SN, así como, el material comprimido por éste detrás del frente de choque, tras su encuentro con la nube preexistente.

Explicaciones alternativas respecto del origen de CTB 80 sugieren que la zona del *plateau* es el resultado del material interestelar chocado, o bien, de partículas relativistas y campos magnéticos provenientes del pulsar atravesando el medio interestelar con una alta velocidad transversal (Kulkarni y col., 1988). También se han propuesto explicaciones basadas en una explosión de supernova asimétrica o bien en la posibilidad que el pulsar PSR B1951+32 fuera originalmente parte de un sistema binario (White y Stella, 1988). Esto último posibilita una explicación alternativa de la baja intensidad del campo magnético  $\sim 5 \times 10^{11}$  G (Kulkarni y col., 1988; Fruchter y col., 1988), comparado con su edad, estimada en  $\sim 10^4$  años.

Por otro lado, las características presentadas por CTB 80 en infrarrojo lejano, consistiendo de una cáscara de aproximadamente  $64''$  de diámetro, centrada  $30'$  al este del núcleo de CTB 80 (Fesen, Shull y Saken, 1988), han permitido explicar la apariencia de este remanente relacionando el pulsar con la emisión en esta banda espectral. Así pues, la posición actual del núcleo central, sugiere que el pulsar pudo haber sido formado durante una explosión de supernova la cual lo eyectó en dirección oeste con un alto movimiento propio, de manera que el frente de choque expandió la cáscara infrarroja observada y el pulsar la estaría encontrando en la actualidad. En este escenario el contacto del pulsar con la cáscara del remanente desacelerándose produciría la emisión óptica observada en la componente compacta. Tal emisión podría ser generada tanto por colisiones causadas por

el pulsar con su alta velocidad, como por chorros relativistas con orientación este–oeste, o, ambas condiciones a la vez. Además, en este modelo, la emisión registrada en el óptico puede ser entendida como el resultado de partículas energéticas provenientes del núcleo compacto interactuando con el gas interestelar comprimido y el campo magnético en la cáscara en expansión; ideas que previamente fueron presentadas por Velusamy y Kundu (1983) y Wang y Seward (1984).

Otras explicaciones posibles, basadas en la distribución del hidrógeno neutro (HI) en la región de CTB 80, sugieren que la onda expansiva atravesó el medio con pequeñas nubes de HI, hasta que encontró y rejuveneció una cavidad, posiblemente ubicada a 6 pc al sudeste del centro de la explosión. La baja densidad de esta cavidad originó la aceleración del frente de choque, formándose una cáscara densa que encontró en su camino una nube densa de HI en el sudoeste (Koo y col., 1993).

### 6.3 Distancia y edad del RSN

La estimación de distancias a RSNs es crucial para comprender sus propiedades físicas, ya que ésta interviene en la mayoría de los parámetros característicos. En los diferentes rangos del espectro se aplican distintos métodos para calcular las distancias.

Existen tres métodos que resultan particularmente útiles. Primero, corrimientos de frecuencias derivados de líneas de emisión ópticas asociados con el carozo central de CTB 80, que reproducen distancias de  $\sim 2.5$  kpc (Angerhofer, Wilson y Mould, 1980; Blair y col., 1984; Hester y Kulkarni, 1989). Segundo, mediciones de dispersión en dirección al pulsar PSR B1951+32, de  $\sim 45$  pc cm $^{-3}$  (Kulkarni y col., 1988; Fruchter y col., 1988), junto con un valor para la densidad electrónica de 0.03 cm $^{-3}$ , permiten estimar distancias de  $\sim 1.4$  kpc. Tercero, a partir de los espectros de emisión/absorción del HI, la distancia al remanente es estimada en 2 kpc (Strom y Stappers, 2000).

Considerando una distancia aproximada de 2 kpc, las dimensiones lineales de las tres componentes principales detectadas en CTB 80 son:  $\sim 18$  pc, 6 pc  $\times$  4 pc, y un diámetro menor a 0.6 pc, para las estructuras extensas, la región del *plateau* y el *core*, respectivamente.

A partir de varios argumentos físicos pueden determinarse diferentes escalas temporales para este RSN. El tiempo de desaceleración del pulsar, el tiempo de expansión de la cáscara de HI circundante a la emisión extendida, y una estimación de la edad de las componentes extendidas considerando tasas de expansión típicas para los restos de supernovas. Los distintos métodos sugieren que este remanente se originó tras una explosión estelar ocurrida hace aproximadamente  $10^4$  años.

### 6.4 Nuevas imágenes en ondas de radio

En base a las observaciones descritas en el capítulo anterior, se obtuvieron las imágenes de CTB 80 con la mayor resolución angular y sensibilidad conocidas hasta el presente.

La estructura compleja de CTB 80 es mostrada en la Figura 6.1. Los paneles superiores muestran en escala de grises, las imágenes de la distribución de intensidad en 240 MHz (Figura 6.1(a)) y en 324 MHz (Figura 6.1(b)).

La imagen inferior (Figura 6.1(c)) muestra, en escala de grises y contornos, el RSN tal como es observado en la frecuencia de 1380 MHz. Cada representación enfatiza características diferentes. Las imágenes en escala de grises dan una visión general de la región, mientras que los gráficos en contornos enfatizan la estructura filamentaria presente y proporcionan un tipo de representación más cuantitativo. Como fuera mencionado en la Sección 5.2, en 618 MHz la emisión débil correspondiente a las estructuras extendidas se encuentra atenuada como resultado de la falta de información en las frecuencias espaciales más cortas. Por tal motivo, la imagen final no es de buena calidad y no es mostrada aquí (ver Sección 6.5.3).

En las imágenes presentadas pueden distinguirse varias regiones diferentes en la emisión en ondas de radio proveniente de CTB 80. En particular, el despliegue utilizado en la Figura 6.2 muestra, por vez primera, tanto la distribución de las componentes brillantes como las estructuras internas en las tres alas extendidas de emisión débil.

El brazo o ala extendiéndose en dirección nor–noreste puede ser claramente trazado hasta R.A.  $\sim 19^{\text{h}} 56^{\text{s}}$ , donde se curva hacia el sur delineando un círculo incompleto (ver Figura 6.2). La emisión de esta componente extendida presenta una bifurcación localizada alrededor de R.A.  $\sim 19^{\text{h}} 53^{\text{m}}.5$ , entre las declinaciones  $\simeq +33^{\circ} 05'$  y  $+33^{\circ} 20'$ . La separación en la emisión alcanza un ancho máximo de aproximadamente  $4'$ , próximo a R.A.  $\sim 19^{\text{h}} 53^{\text{m}} 11^{\text{s}}$ , decl.  $\sim +33^{\circ} 10' 18''$ . Otra estructura particularmente interesante es el filamento brillante y de poca longitud localizado a lo largo de R.A.  $\sim 19^{\text{h}} 52^{\text{m}} 56^{\text{s}}$ , el cual se presenta como una protuberancia que se extiende en la dirección norte desde la nebulosa formada alrededor del pulsar. En el año 1987, Strom presentó una imagen en 1420 MHz obtenida con alta resolución angular de la región del *core* en CTB 80. En la misma, puede observarse una extensión de la nebulosa localizada cerca de R.A.(B1950)  $\sim 19^{\text{h}} 51^{\text{m}} 02^{\text{s}}$ , decl.(B1950)  $\sim +32^{\circ} 45' 12''$ , justo en coincidencia con la dirección del filamento detectado a gran escala, el cual será referido de aquí en adelante como “protuberancia norte” (PN en la Figura 6.3). Tal correspondencia, podría sugerir una conexión entre ambas estructuras.

El brazo sudoeste en CTB 80 también exhibe una estructura filamentaria. Esta porción del remanente se extiende en dirección sur hasta una decl.  $\sim +32^{\circ} 20'$ . En particular, resulta evidente la presencia en el borde oeste (próximo a la región central, R.A.  $\sim 19^{\text{h}} 52^{\text{m}}$ , decl.  $\sim +32^{\circ} 52'$ ) de un arco angosto de emisión. Este filamento se encuentra separado de la nebulosa central por un mínimo en la emisión. Por otro lado, la emisión asociada con el ala este es irregular, compuesta por sitios brillantes y por huecos. Se trata de la componente extendida de mayor amplitud, alcanzando un ancho máximo de aproximadamente  $11'$ .

Superpuesto a los brazos norte y sudoeste pueden visualizarse tres fuentes puntuales brillantes. Tales objetos no están conectados físicamente con el remanente. Su origen es extragaláctico y han sido identificados previamente como TXS 1952+331, MG3 J195211+3248, y NVSS J195107+323147 (Información proveniente de la base de datos NED<sup>4</sup>).

---

<sup>4</sup>NED (NASA/IPAC Extragalactic Database) es dirigido por el Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, National Aeronautics and Space Administration.

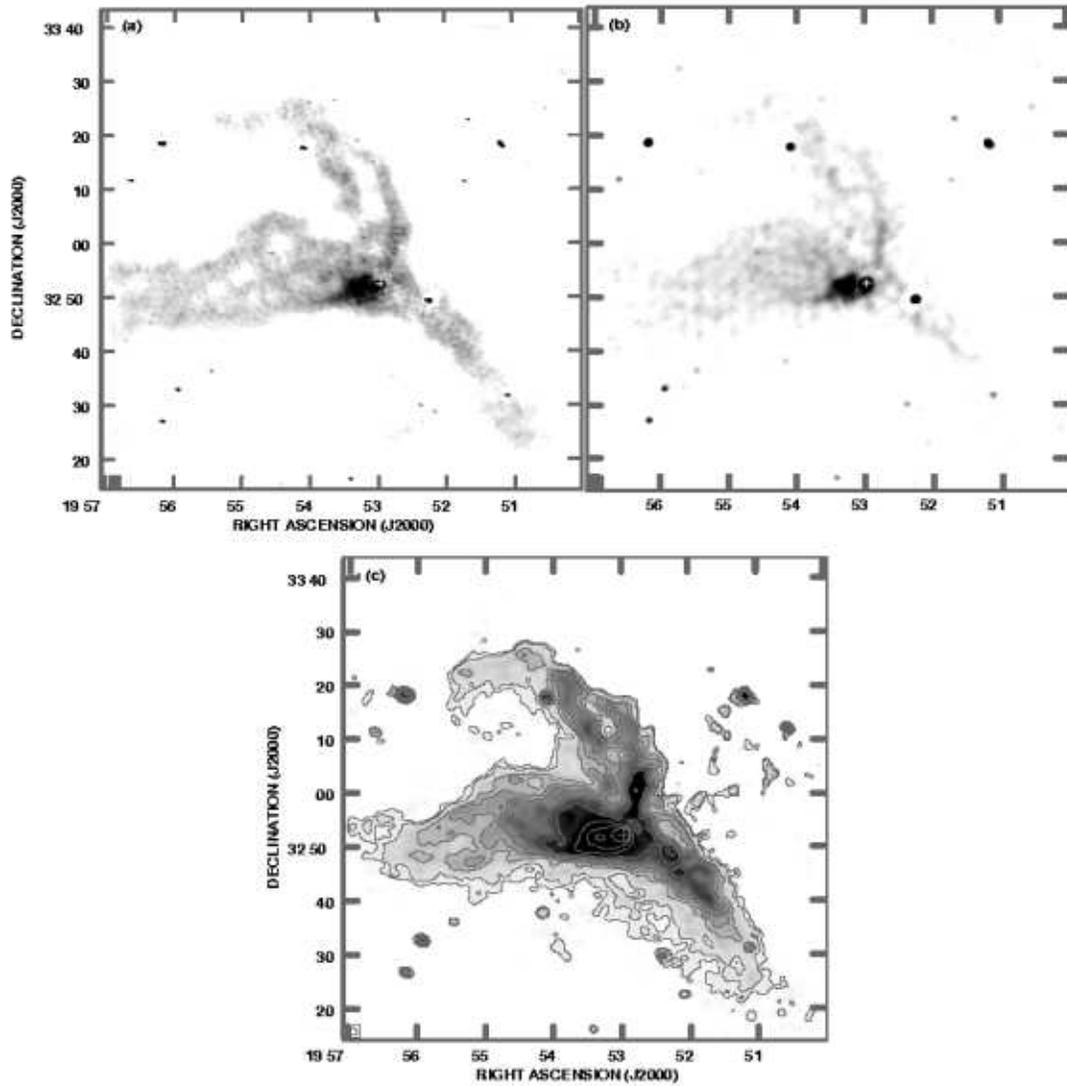


Figura 6.1: Emisión extendida del RSN CTB 80. (a) Emisión en ondas de radio en 240 MHz. La resolución angular es  $36'' \times 23''$ , P.A. =  $-77^\circ$ , y el nivel de ruido es  $4.6 \text{ mJy haz}^{-1}$ . La escala de grises varía entre 7 y  $45 \text{ mJy haz}^{-1}$ . (b) Imagen en 324 MHz. El tamaño del haz es  $73'' \times 63''$ , P.A. =  $-88^\circ$ , el nivel de ruido es  $14 \text{ mJy haz}^{-1}$ . El rango en la escala de grises se encuentra entre 25 y  $400 \text{ mJy haz}^{-1}$ . (c) Emisión en 1380 MHz. La resolución angular es  $93'' \times 78''$ , P.A. =  $72^\circ$ , y el nivel de ruido es  $4 \text{ mJy haz}^{-1}$ . La escala de grises varía entre 20 y  $120 \text{ mJy haz}^{-1}$ , y los niveles de contornos son 25, 30, 45, 55, 65, 80, 100, 150, y  $200 \text{ mJy haz}^{-1}$ . En todos los casos, la posición del pulsar PSR B1951+32 es indicada con un signo +. El tamaño del haz está incluido en el extremo inferior izquierdo de cada imagen.

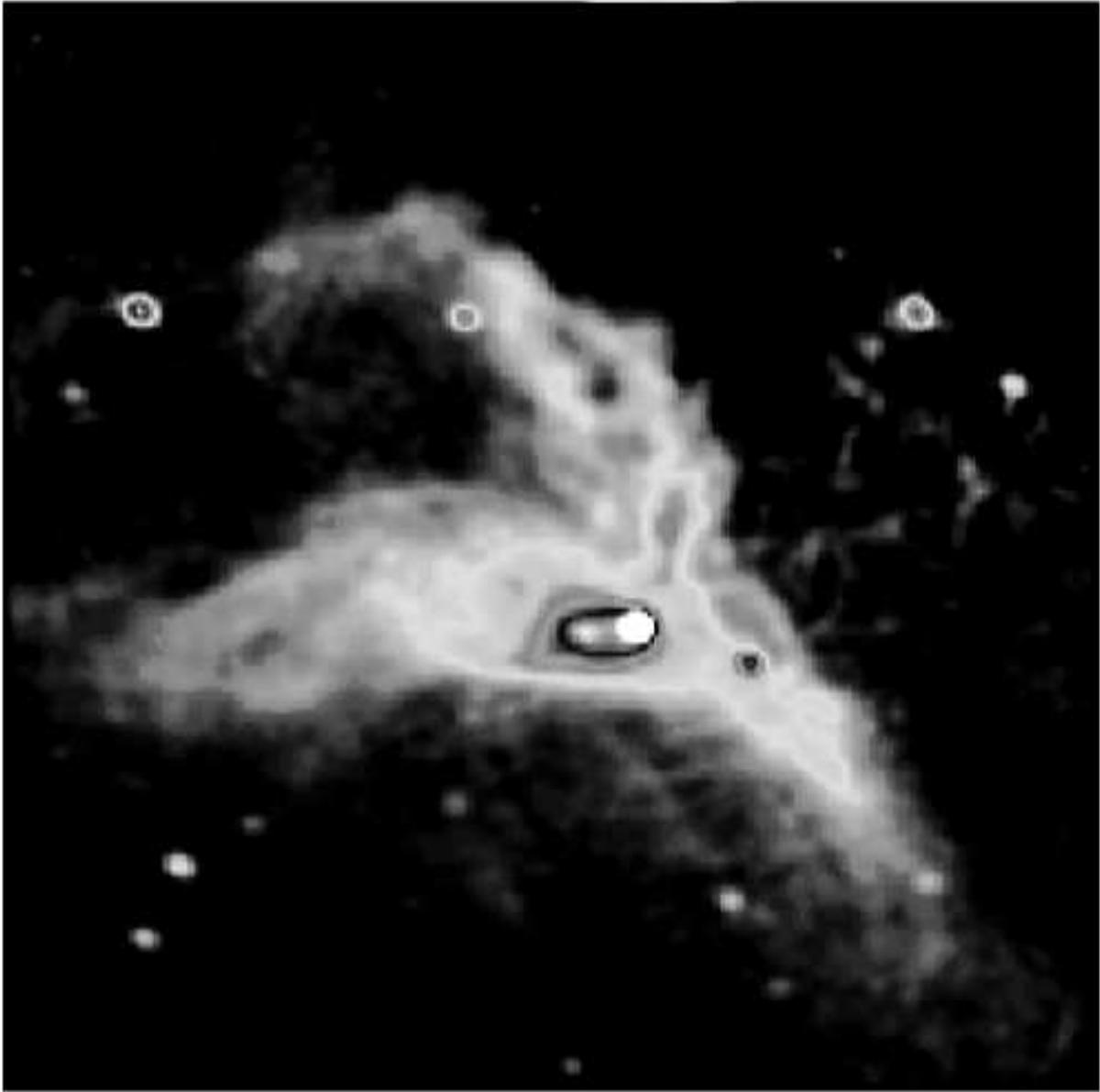


Figura 6.2: Representación del RSN CTB 80 en 1380 MHz. La imagen fue obtenida a partir de la combinación de 32 apuntamientos diferentes observados con el VLA en la configuración D. En la imagen interferométrica se incorporó datos de disco simple en 1408 MHz provenientes del radio telescopio Bonn de 100 m de diámetro. La resolución angular es  $93'' \times 78''$ , P.A. =  $72^\circ$ . El nivel de ruido es  $4 \text{ mJy haz}^{-1}$ . El rango de brillo cubierto se encuentra entre 20 y  $600 \text{ mJy haz}^{-1}$ .

## 6.5 Análisis multiespectral

A partir de la comparación de la emisión entre distintas bandas del espectro electromagnético es posible comprender la relación espacial entre los procesos físicos sobresalientes desencadenados durante la evolución del RSN, así como la estructura del medio interestelar circundante. La emisión en ondas de radio muestra la radiación sincrotrónica, los filamentos ópticos resultan de la recombinación en procesos de enfriamiento y son vistos como líneas de emisión, la radiación X revela fundamentalmente las altas temperaturas alcanzadas en el plasma ubicado detrás del frente de choque, mientras que la principal contribución a la emisión infrarroja proviene del polvo interestelar barrido por el paso del frente. La diversidad de estructuras presentes en la emisión en ondas de radio proveniente del RSN CTB 80, sugiere la acción de procesos físicos diferentes, lo que convierte a esta fuente en un candidato ideal para el estudio multiespectral. En esta sección se discuten las correlaciones encontradas tras comparar la emisión proveniente de los cuatro regímenes espectrales mencionados.

### 6.5.1 Comparación de la emisión en ondas de radio y la emisión infrarroja en CTB 80

En el año 1988, Fesen, Shull, y Saken, a partir de un estudio realizado con el *Infrared Astronomical Satellite (IRAS)*, detectaron una cáscara de emisión infrarroja delineando un círculo prácticamente completo, abierto en la región sudoeste y centrado en R.A.  $\sim 19^{\text{h}} 54^{\text{m}}.8$ , decl.  $\sim +32^{\circ} 59'$ , con un diámetro aproximado de  $64'$ , el cual rodea completamente la emisión en ondas de radio proveniente de esta fuente. Esta estructura se presenta como un incremento de la temperatura de color obtenida a partir del cociente entre la densidad de flujo en las bandas espectroscópicas de 60 y 100  $\mu\text{m}$ , y consiste de un arco extenso en coincidencia con el ala norte de CTB 80. El aumento de intensidad en el cociente  $S_{60\mu\text{m}}/S_{100\mu\text{m}}$  es un claro indicio de que el polvo interestelar emisor ha sido calentado por la acción del frente de choque (Junkes, Fürst y Reich, 1992).

En la Figura 6.3 se muestra la emisión en continuo de radio en 1380 MHz (contornos negros) superpuesta a la emisión obtenida realizando el cociente entre la densidad de flujo en 60 y 100  $\mu\text{m}$ , construido a partir de la base de datos pública del relevamiento del satélite *IRAS*. Esta comparación morfológica revela que en toda la extensión del ala norte del remanente (tal como es mostrada en las Figuras 6.1 y 6.2) el aumento de intensidad en la emisión IR se produce detrás del frente de choque en ondas de radio. La calidad de la imagen en 1380 MHz permite confirmar la asociación entre el remanente y la cáscara infrarroja, y establecer una correspondencia morfológica hasta la posición  $\sim 19^{\text{h}} 55^{\text{m}} 50^{\text{s}}$  en dirección este. Esto último extiende notablemente la coincidencia posicional entre ambas estructuras con respecto a lo reportado por Koo y col. (1993) (sólo establecida hasta  $19^{\text{h}} 54^{\text{m}}$  en base a una imagen del remanente en 610 MHz; Figura 9 en el artículo citado). Más aún, el aumento de intensidad de la imagen IR correlaciona perfectamente con la emisión en radio asociada al extremo noreste del brazo norte de CTB 80, la cual se curva hacia el sur en forma de arco, delineando un círculo abierto y débil (centrado cerca de R.A.  $\simeq 19^{\text{h}} 55^{\text{m}}$ , decl.  $\simeq +33^{\circ} 15'$ , ver por ejemplo en la imagen de la Figura 6.2). Esta última estructura infrarroja, más débil que el resto de la cáscara, posee una tasa de emisión infrarroja  $S_{60\mu\text{m}}/S_{100\mu\text{m}} \simeq 0.3$ , lo cual implica una temperatura para el polvo

emisor de aproximadamente 26 K, en muy buen acuerdo con el valor  $27.5 \pm 2.0$  K estimado por Fesen, Shull y Saken (1988) para la cáscara entera, y compatible con las temperaturas de polvo calentado por el paso del frente de choque observadas en otros RSNs (Arendt, Dwek y Leisawitz, 1992). Esto permite concluir que la terminación singular observada en la componente norte es real y comparte la misma naturaleza que el resto del ala. Adicionalmente a la correspondencia observada en esta parte del remanente, existen dos aspectos relacionados con la estructura interna del ala norte que son de particular interés: (1) la protuberancia norte observada en ondas de radio (PN en la Figura 6.3) posee una contraparte infrarroja; (2) la bifurcación detectada en el brazo norte aproximadamente en R.A.  $\simeq 19^{\text{h}} 53^{\text{m}}.5$ , decl.  $\simeq +33^{\circ} 11'$  corresponde a un máximo local en la emisión IR.

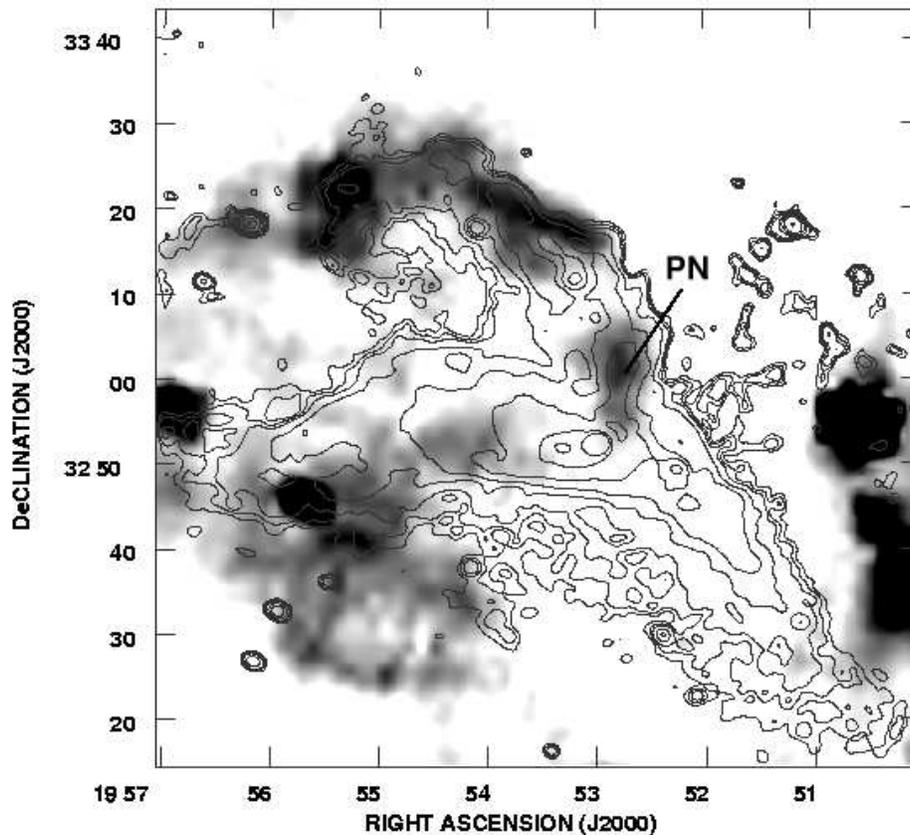


Figura 6.3: Emisión infrarroja en la región de CTB 80. La distribución en escala de grises corresponde al cociente de emisión IR  $60\mu\text{m}/100\mu\text{m}$ . Los contornos dibujados en 21, 25, 30, 45, 65, 100, 230 y  $370 \text{ mJy haz}^{-1}$  representan la emisión en 1380 MHz. La posición de la estructura denominada protuberancia norte (PN) es indicada en la imagen.

En resumen, la correspondencia en ondas de radio/IR, confirma que los electrones relativistas provenientes de un pulsar pueden rejuvenecer una cáscara evolucionada, incrementando la emisión sincrotrónica en donde las líneas de campo magnético han sido comprimidas detrás del choque radiativo, tal como propusieran Fesen, Shull y Saken (1988) y Shull, Fesen y Saken (1989).

Contrariamente a la excelente correspondencia encontrada en el ala norte, en el resto de la cáscara IR que rodea a CTB 80 existe una pobre correlación, por lo menos desde un punto de vista morfológico, entre las estructuras observadas en ambas bandas espectrales.

Una estructura interesante en IR es un anillo elíptico en donde el cociente  $S_{60\mu m}/S_{100\mu m}$  se vuelve elevado, localizado en la región sur de CTB 80, R.A.  $\simeq 19^{\text{h}} 55^{\text{m}}$ , decl.  $\simeq +32^{\circ} 30'$ . En el despliegue de la emisión en 1380 MHz, se observa una estructura cuatro veces por encima del nivel de ruido de la imagen ( $\sim 12 \text{ mJy haz}^{-1}$ ) en coincidencia posicional con el anillo IR, con idéntica forma y diámetro. En las frecuencias de radio más bajas, 240 y 324 MHz, no se ha detectado una estructura similar por encima de los respectivos niveles de ruido, lo cual sugiere que tal estructura, más brillante en altas frecuencias, podría tener un origen térmico. Tal como se menciona en el trabajo de Mavromatakis y col. (2001), esta estructura IR se encuentra asociada con filamentos ópticos (ver Figura 6.4).

### 6.5.2 Comparación de la emisión en ondas de radio y óptico en CTB 80

El análisis de la correlación entre la emisión en ondas de radio y las longitudes de ondas visibles se realizó en base a imágenes en las líneas del [SII], [OII] y [OIII], gentilmente cedidas por el Dr. Mavromatakis. Las mismas cubren un amplio campo de  $2^{\circ} \times 2^{\circ}$  alrededor del pulsar, permitiendo un análisis de las correspondencias morfológicas en las estructuras extendidas presentes en el remanente. La Figura 6.4 muestra en superposición la emisión en continuo de radio en 1380 MHz y la emisión óptica en la línea del [SII]. La figura incluye, a fin de facilitar una comparación detallada, dos ampliaciones de aquellas áreas (de unos  $30'$  de extensión) donde la correlación entre ambos regímenes espectrales es más notoria. A lo largo del ala sudoeste, las estructuras en radio y en el óptico se encuentran claramente correlacionadas, en especial en el filamento nombrado “I” en Mavromatakis y col. (2001) (imagen derecha en la Figura 6.4). Por otro lado, la protuberancia norte también posee una contraparte en el óptico (imagen superior en la Figura 6.4). Adicionalmente, la emisión óptica reproduce la bifurcación detectada en el brazo norte de CTB 80 tanto en ondas de radio como en el IR. En general, la emisión en la línea del [SII] acompaña la emisión en radio a lo largo de esta componente extendida. Es interesante mencionar que en el extremo este del ala norte; cerca de la posición R.A.  $\simeq 19^{\text{h}} 55^{\text{m}} 30^{\text{s}}$ , decl.  $\simeq +33^{\circ} 20'$ , se observan filamentos ópticos brillantes de poca longitud, en coincidencia con los contornos más externos en ondas de radio y con un aumento de emisión en la imagen de temperatura color  $S_{60\mu m}/S_{100\mu m}$ . Es posible que el frente de onda en expansión haya encontrado en esta región material de mayor densidad, por ejemplo grumos densos y fríos como los detectados por Koo y col. (1993), contenidos en la cáscara de HI asociada al RSN. Una nube densa en esta posición puede modificar la expansión del frente de choque, originando la peculiar curvatura observada en la terminación de este brazo. Cabe mencionar que los filamentos brillantes observados hacia el este (R.A.  $\simeq 19^{\text{h}} 57^{\text{m}}$ , decl.  $\simeq +33^{\circ} 15'$ ) corresponden a la región HII denominada LBN 156 (Lynds, 1965) y no se encuentran físicamente conectados con el remanente.

Mientras que los filamentos ubicados en la región sudoeste del remanente son observados en todas las líneas de emisión óptica, el arco nor-noreste es únicamente prominente en la línea del [SII]. La emisión en esta línea espectral es un excelente trazador del gas caliente chocado, en regiones donde la cáscara en expansión del RSN se encuentra con

el gas circundante (Fesen y col., 1997). Este hecho resulta compatible con las cáscaras observadas en IR e HI en esta porción del remanente. En todos los casos, los filamentos ópticos son detectados detrás del frente de choque delineando la emisión sincrotrónica en ondas de radio. De acuerdo con Draine y McKee (1993), la presencia de gas interestelar chocado, delineado por la emisión en las líneas de  $H_\alpha$  y [SII], indica la acción de choques radiativos. Las regiones detrás de tales choques sufren una fuerte compresión, lo cual trae aparejado tanto la amplificación del campo magnético como un aumento de densidad de las partículas relativistas. La excelente correspondencia morfológica confirma este escenario.

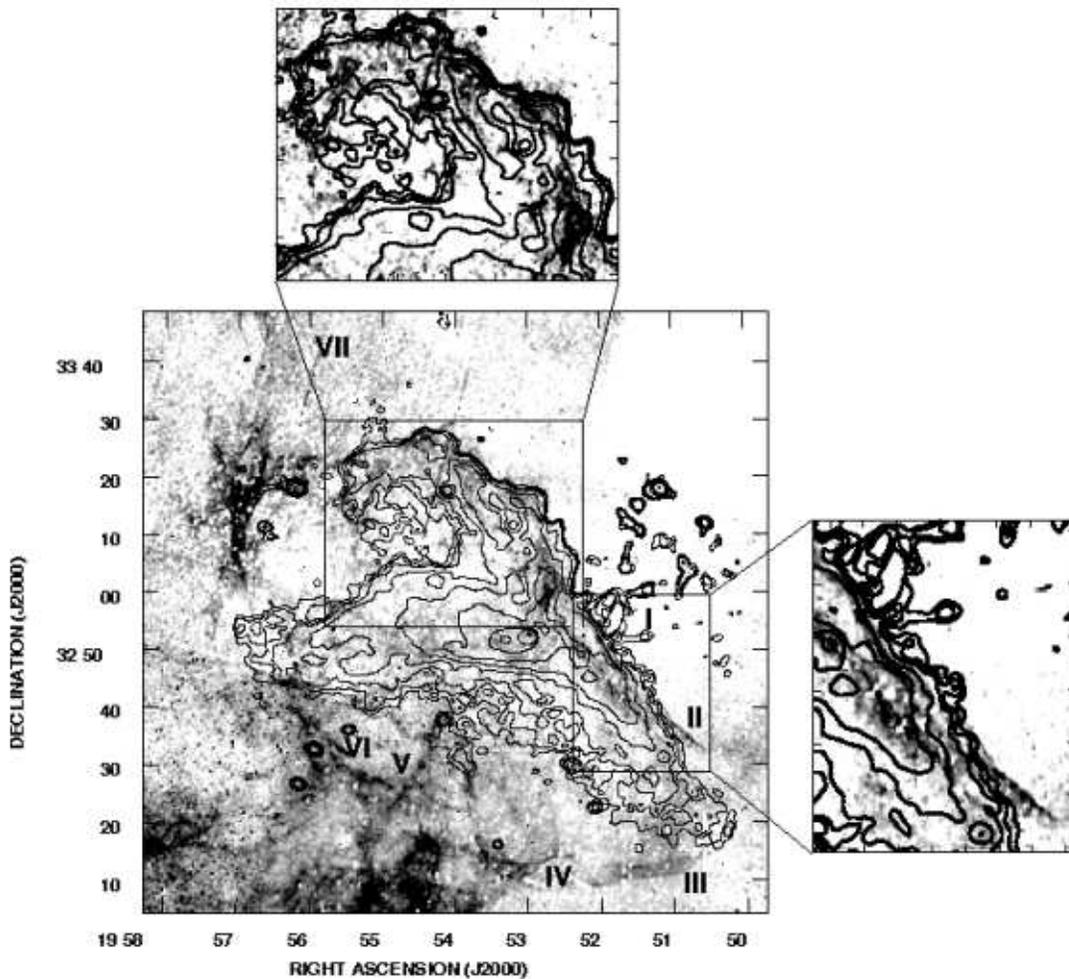


Figura 6.4: Una comparación de la emisión óptica en la línea del [SII] (representación en escala de grises) con la emisión en continuo de radio en 1380 MHz. Los contornos corresponden a 21, 25, 30, 45, 65, 100, 230 y 370  $\text{mJy haz}^{-1}$ . Los números romanos en la imagen central corresponden a la designación de áreas hecha por Mavromatakis y col. (2001). El panel derecho y el superior, incluidos en la figura, despliegan con detalle dos regiones donde la correspondencia espectral es más notoria.

En las imágenes presentadas por Mavromatakis y col. (2001), los filamentos rotulados III y IV se encuentran al sur de CTB 80 y probablemente no estén relacionados con el remanente. Los filamentos V y VI, por su parte, reproducen perfectamente los costados este, sur y oeste de la estructura infrarroja mostrada en la Figura 6.3 localizada al sur de CTB 80, alrededor de la posición R.A.  $\simeq 19^{\text{h}} 55^{\text{m}}$ , decl.  $\simeq +32^{\circ} 30'$ . Mavromatakis y col. (2001) sugieren que tales filamentos están asociados con CTB 80. Sin embargo, a partir de las nuevas observaciones en ondas de radio, aquí presentadas, tal asociación resulta improbable.

### 6.5.3 La nebulosa alrededor del pulsar PSR B1951+32 y su contraparte en rayos X

Tal como se describió en la Sección 6.2, la emisión central en CTB 80 consiste de una nebulosa compacta  $\sim 45''$ , el *core*, inmersa en un *plateau* de  $10' \times 6'$  (Angerhofer y col., 1981). Puesto que ambas componentes presentan un espectro chato, compatible con las nebulosas originadas por vientos relativistas provenientes del pulsar, de aquí en adelante se usará el término NVP para describir ambas componentes, el *plateau* y el *core*. La imagen en ondas de radio de la región del *plateau*, obtenida con la mayor resolución angular, proviene de las observaciones en 618 MHz presentadas en esta tesis (resolución  $10'' \times 6''$ , P.A. =  $67^{\circ}$ ). Si bien en esta imagen no se ha logrado una calidad óptima para mostrar las emisiones extendidas, para la región central es excelente y mejora en un factor 10 la resolución angular de la imagen de esta porción del remanente presentada por Angerhofer y col. (1981). La Figura 6.5 despliega la emisión sincrotrónica en 618 MHz en escala de grises y contornos blancos. Los contornos negros representan la emisión en rayos X en la banda de 1 a 2.4 keV, observada con el telescopio orbital *ROSAT* PSPC (Safi–Harb, Ögelman y Finley, 1995). Los datos correspondientes a la emisión en esta banda del espectro fueron convolucionados con un haz gaussiano de  $72''$ .

El primer aspecto notable en la imagen interferométrica en 618 MHz es que, aún ante la presencia de imperfecciones, tales como el estriado observado en una escala angular de pocos segundos de arco, ésta revela que la emisión proveniente de la nebulosa del *plateau* se extiende  $\sim 8' \times 4'$  ( $5 \text{ pc} \times 2 \text{ pc}$ , si se considera una distancia a la fuente de 2 kpc) y es altamente estructurada, compuesta por varios filamentos dispuestos en orientaciones diferentes y con escalas angulares diversas.

Existen dos estructuras sobresalientes en la Figura 6.5 cuyas intensidades de brillo resultan aproximadamente cinco veces más altas que su entorno: una estructura alargada que se ubica a lo largo de la nebulosa, aproximadamente alineada en la dirección este–oeste y la otra se localiza al sudoeste del pulsar. La primer estructura se presenta como una prolongación o cola a partir de la posición del pulsar y posee una morfología helicoidal, con un tamaño de  $\sim 6'$  ( $\sim 3.5 \text{ pc}$ ). La estructura delgada ubicada al sudoeste tiene una extensión de  $\sim 3.7'$  ( $\sim 2 \text{ pc}$ ). El origen de estas estructuras no es claro (en la Sección 6.6.4 se describen sus propiedades espectrales). A partir de una comparación entre la nebulosa del *plateau* observada en ondas de radio y la emisión en rayos X, resultan evidentes dos características: (1) en ambas bandas espectrales la nebulosa central (compuesta por el *plateau* y el *core*) poseen tamaños comparables, con una estructura asimétrica que presenta extensiones en la dirección este–oeste; (2) aún cuando la apariencia general de la emisión en ondas de radio y en X resulte similar, existen desviaciones observadas en el

extremo este: la nebulosa en ondas de radio se curva en dirección sur, mientras que la emisión en rayos X se extiende hacia el norte.

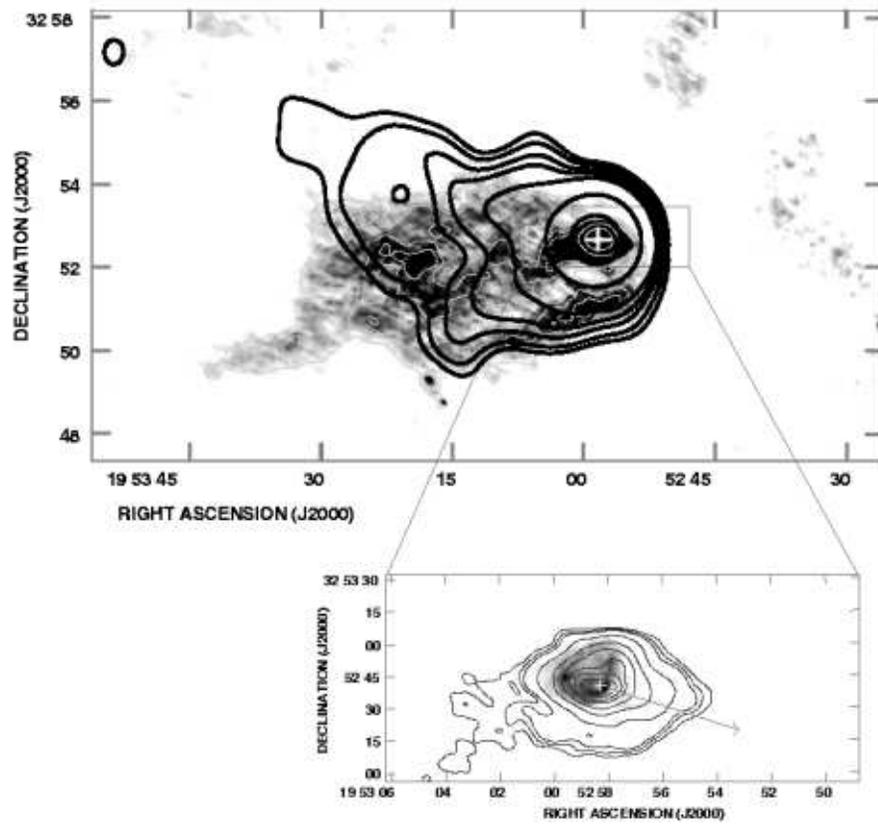


Figura 6.5: El panel superior muestra en superposición la emisión en continuo de radio en 618 MHz proveniente de la región central en el remanente CTB 80 (*despliegue en escala de grises y contornos blancos*) y la emisión en rayos X en la banda 1–2.4 keV, obtenida con *ROSAT* (*contornos negros*). La imagen en ondas de radio está suavizada a una resolución angular de  $12'' \times 8''$ , y el nivel de ruido es  $0.6 \text{ mJy haz}^{-1}$ . La escala de grises varía entre 1 y 5  $\text{mJy haz}^{-1}$ , y los contornos blancos se encuentran trazados en 2, 3, 4, 6, 8, 30, 70, y 130  $\text{mJy haz}^{-1}$ . El panel inferior contiene una imagen de la región del “core” en CTB 80. La emisión en 1382.5 MHz (escala de grises entre 0.08 y 2  $\text{mJy haz}^{-1}$ ) fue obtenida por Strom (1987) con una resolución angular de  $1''$ , P.A. =  $89^\circ.53$ . La imagen en 618 MHz es mostrada en superposición en contornos trazados a 6, 8, 10, 20, 40, 60, 80, 90, y 100  $\text{mJy haz}^{-1}$ . El signo + muestra la posición del pulsar PSR B1951+32 y la flecha indica la dirección del movimiento propio estimada por Migliazzo y col. (2002).

En el panel inferior de la Figura 6.5 se muestra una imagen del núcleo compacto alrededor del pulsar en 1 GHz, obtenida con una resolución angular de  $1''$  (Strom, 1987). Los contornos negros representan la emisión en 618 MHz. La posición del pulsar es indicada por el signo +, y la flecha muestra la dirección en la cual el pulsar se está moviendo de acuerdo al trabajo presentado por (Migliazzo y col., 2002). El núcleo compacto se presenta ligeramente elongado en dirección este–oeste con un tamaño de  $\sim 1'.2$  ( $\sim 0.7 \text{ pc}$ ). Esta imagen, incluida en la Figura 6.5 revela una distorsión en el costado oeste de la nebulosa

compacta, formando un ángulo de  $\sim 259^\circ$  (medido de norte a este). Esta posición angular coincide, dentro de los errores, con el valor  $257^\circ \pm 7^\circ$  estimado por Migliazzo y col. (2002) para la dirección del movimiento propio del pulsar.

#### 6.5.4 Contenido energético en CTB 80 y en la nebulosa de viento del pulsar

A partir de las propiedades observadas, es posible determinar el contenido energético en el RSN CTB 80. Como fuera mencionado en la Sección 2.3, la energía de origen sincrotrónico proviene de las partículas relativistas y de la energía almacenada en el campo eléctrico y magnético. Asumiendo equipartición entre las partículas y el campo magnético, el contenido de energía mínima para CTB 80 se encuentra en el rango  $\simeq 5.5 \times 10^{48} - 5 \times 10^{49}$  erg, cuando se considera una tasa entre las energías de los electrones y bariones de 1 y 50, respectivamente. Estos valores, bajos en comparación al valor canónico  $10^{51}$  erg que caracteriza la energía cinética liberada en un evento de SN, sugieren que la energía requerida para acelerar electrones representa sólo una fracción pequeña de la energía total. La mayor parte de la energía debe haber sido disipada en el medio interestelar en la forma de energía cinética.

A partir del tamaño observado en la componente central de CTB 80, formada por la región del *core* y la componente extendida en dirección este, y teniendo en cuenta una velocidad transversal para el pulsar estimada en  $240 \text{ km s}^{-1}$  (Migliazzo y col., 2002), la edad estimada para la nebulosa de viento del pulsar resulta ser 18200 años. Este resultado concuerda con la edad de 20000 años estimada por Safi–Harb, Ögelman y Finley (1995) en base a la emisión en rayos X. Si se asume equipartición, entonces, el contenido energético de las partículas relativistas en la NVP (*plateau* más *core*) comprende energías entre  $1.3 \times 10^{47}$  y  $1.2 \times 10^{48}$  erg, considerando nuevamente una tasa entre las energías de electrones y bariones de 1 y 50, respectivamente. La pérdida de energía rotacional del pulsar a sido estimada en  $\dot{E} = 3.7 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$  (Kulkarni y col., 1988). De este modo, la energía inyectada por el pulsar durante un tiempo de vida total de aproximadamente  $64 \times 10^3$  años (Migliazzo y col., 2002) es  $E \sim 7 \times 10^{48}$  erg, lo cual presenta un acuerdo razonable con el contenido energético observado en los electrones relativistas en la región de la NVP cuando se asume equipartición.

El campo magnético correspondiente a la nebulosa del *plateau* puede estimarse a partir de la siguiente ecuación (Pacholczyk, 1970)

$$B = 1040 (\nu_{br}/10^{12}\text{Hz})^{-1/3} (t_{neb}/100 \text{ años})^{-2/3} \mu\text{G} \quad (6.1)$$

Para estimar la frecuencia de corte  $\nu_{br}$  se siguió el análisis presentado por Chevallier (2004) sobre las fuentes 3C58 y MSH15–52, según el cual el hecho que la nebulosa vista en rayos X y ondas de radio tengan una extensión comparable, indica que el valor de  $\nu_{br}$  debe ser del orden de las energías correspondientes a la banda de rayos X, si se asume que las partículas se originan en la vecindad del pulsar y luego son dispersadas en la nebulosa. El caso para la nebulosa extendida asociada con PSR B1951+32 es análogo. Entonces, adoptando una  $\nu_{br} \sim 2.4 \times 10^{16} \text{ Hz}$  y considerando un valor de  $t_{neb} \simeq 18200$  años, la intensidad de campo magnético en la región central del remanente es  $\simeq 5.2 \mu\text{G}$ . Este valor está de acuerdo con el valor  $\sim 3.4 \mu\text{G}$  estimado por Safi–Harb, Ögelman y Finley (1995).

Por otro lado, la presión total en la región del *plateau* puede obtenerse a partir de la relación

$$P_t = 2/3 (E_{min}/V) \quad (6.2)$$

donde  $V$  es el volumen de la fuente. Teniendo en cuenta los valores mencionados anteriormente para el contenido mínimo de energía en la nebulosa central de CTB 80, la presión total en dicha región es estimada en el rango que va desde  $\simeq 5.2 \times 10^{-11}$  hasta  $4.8 \times 10^{-10}$  din cm $^{-2}$ , según sea la composición de partículas considerada. Este resultado satisface la condición para el confinamiento del viento proveniente del pulsar ( $\rho V_{PSR}^2 > P_t$ ), para una densidad ambiente de  $\simeq 0.5$  átomos de H cm $^{-3}$ . Para la región del *core* la presión total se encuentra entre  $2.1 \times 10^{-10}$  y  $1.9 \times 10^{-9}$  din cm $^{-2}$ .

## 6.6 El espectro en ondas de radio del RSN CTB 80

El estudio del espectro de energías de las partículas relativistas contenidas en RSNs evolucionados y con morfologías extendidas, tales como CTB 80, es de particular interés puesto que las partículas provenientes de estos remanentes difundirán dentro del medio interestelar. Sin embargo, es precisamente para estos RSNs para los cuales la determinación del índice espectral es más difícil, principalmente porque su baja distribución de brillo superficial y su gran tamaño angular conspiran para producir grandes incertezas en las densidades de flujo.

En esta sección se presenta un estudio de las propiedades espectrales del RSN CTB 80. El análisis se divide en dos etapas. En la primera, el comportamiento espectral es investigado en base a la emisión integrada sobre todo el remanente, de lo cual se deriva un índice  $\alpha$  que caracteriza en forma global a esta fuente (Sección 6.6.1). En la segunda parte, se analiza la distribución espacial del índice espectral tanto en las alas de CTB 80, como en la nebulosa central que contiene el pulsar PSR B1951+32 (Sección 6.6.3).

### 6.6.1 La forma del espectro global en CTB 80

La forma del espectro de una fuente que emite radiación sincrotrónica (es decir la relación funcional entre la densidad de flujo integrada sobre el objeto  $S_\nu$ , y la frecuencia de observación,  $\nu$ ) contiene información acerca de los mecanismos físicos por los cuales se produce la aceleración de partículas, los procesos de pérdida de energía y, eventualmente, la intensidad del campo magnético. Además, el espectro integrado brinda información sobre las propiedades del gas presente entre el observador y la fuente sincrotrónica, puesto que tienen una importante inferencia en el rango de las bajas frecuencias a través de procesos de absorción. Dulk y Slee (1975) mostraron, analizando el espectro de varios remanentes en el Plano Galáctico, la existencia de curvaturas espectrales en bajas frecuencias, originadas por la presencia de gas ionizado a lo largo de línea de vista. Tales curvaturas espectrales fueron confirmadas posteriormente extendiendo la información sobre el espectro hasta frecuencias de 31 MHz (Kassim, 1989) (ver Apéndice C).

Las estimaciones de la densidad de flujo sobre CTB 80 han sido publicadas abarcando un rango espectral amplio que comprende frecuencias tan bajas como 83 MHz hasta 10 GHz. Velusamy y Kundu (1974) analizaron el espectro de este remanente en el rango de frecuencias entre 178 y 2700 MHz y sugirieron la posibilidad de un cambio en el

comportamiento espectral alrededor de 1000 MHz. Los autores estimaron un índice  $\alpha \sim -0.8$  entre 1410 y 2700 MHz, volviéndose más chato en el intervalo de frecuencias menores. Posteriormente, Velusamy, Kundu y Becker (1976) y Sofue, y col. (1983), considerando densidades de flujo entre 750 MHz y 10.6 GHz obtuvieron valores para el índice espectral global entre  $-0.6$  y  $-0.77$ . Sin embargo, algunas de las observaciones tenidas en cuenta por estos autores corresponden sólo a una porción del remanente, como resultado, las densidades de flujo se encuentran subestimadas y la estimación del índice espectral no resulta confiable.

Las densidades de flujo calculadas en base a la distribución de intensidad correspondientes a las nuevas imágenes presentadas en la Sección 6.4 son:  $S_{240\text{MHz}} = 99 \pm 15$  Jy,  $S_{324\text{MHz}} = 85 \pm 9$  Jy, y  $S_{1380\text{MHz}} = 55 \pm 5$  Jy. En todos los casos los errores citados tienen en cuenta las incertezas debidas a la contribución de la emisión de fondo y en la elección de los contornos de integración. Estas mediciones están basadas en la escala de densidades de flujo presentada por Perley y Taylor (2003)<sup>5</sup>. Si estas observaciones se hacen consistentes con la escala de Baars y col. (1977), las densidades de flujo son:  $S_{240\text{MHz}}^{\text{B}} = 106 \pm 16$  Jy,  $S_{324\text{MHz}}^{\text{B}} = 91 \pm 10$  Jy, y  $S_{1380\text{MHz}}^{\text{B}} = 56 \pm 6$  Jy, respectivamente.

En la Figura 6.6 se muestra el espectro de frecuencias correspondiente a la emisión integrada  $S_\nu$  sobre todo el remanente, considerando las nuevas mediciones presentadas en esta tesis (*símbolos negros*) y estimaciones previas tomadas de la literatura (*símbolos abiertos*). El objetivo es determinar el valor del índice espectral global sobre CTB 80 basado en la mayor cantidad posible de mediciones de  $S_\nu$ . La recolección de tales mediciones no es una tarea sencilla puesto que en la mayoría de los casos éstas no poseen una calidad homogénea. Generalmente, las densidades de flujo integradas son obtenidas a partir de observaciones diferentes usando instrumentos diferentes, y rara vez los valores citados se encuentran referidos a la misma escala absoluta de flujo.

La Tabla 6.1 resume el conjunto de mediciones de los valores de  $S_\nu$ , integrados sobre CTB 80, en base a los cuales se construyó el espectro de la Figura 6.6. Por consistencia, todas las mediciones fueron llevadas a la escala de flujo dada por Baars y col. (1977). El espectro incluye, además, datos en 610 MHz gentilmente cedidos por el Dr. Strom. Las observaciones a esta frecuencia fueron realizadas con el radio interferómetro WSRT. La imagen final posee una resolución angular de  $50'' \times 89''$  y un nivel de ruido estimado en  $2.6$  mJy  $\text{haz}^{-1}$ . De acuerdo a la escala de flujos considerada, la densidad de flujo sobre CTB 80 en 610 MHz es  $S_{610\text{MHz}}^{\text{B}} = 82 \pm 10$  Jy. Los datos tabulados no fueron corregidos por diferencias en la resolución angular o sensibilidad de los diferentes estudios. Dada la gran extensión y compleja estructura de CTB 80, una estimación confiable de la densidad de flujo total requiere observaciones realizadas con alta sensibilidad, que cubran la extensión completa de la fuente y que posean un rango dinámico suficiente para detectar tanto el núcleo central brillante como la emisión débil en los bordes. A fin de considerar tales aspectos se realizó un ajuste por cuadrados mínimos ponderados, donde los factores de peso toman en cuenta las respectivas sensibilidades, resoluciones y el cubrimiento incompleto de la fuente (como es el caso de las observaciones en 10 GHz). La Figura 6.6 incluye el ajuste realizado sobre el conjunto de datos en base a la siguiente ecuación

$$S(\nu) = S(240) \left( \frac{\nu}{240} \right)^\alpha e^{-\tau_{240} \left( \frac{\nu}{240} \right)^{-2.1}} \quad (6.3)$$

<sup>5</sup>Escala de flujo Perley y Taylor (2003): <http://www.aoc.nrao.edu/~gtaylor/calib.html>.

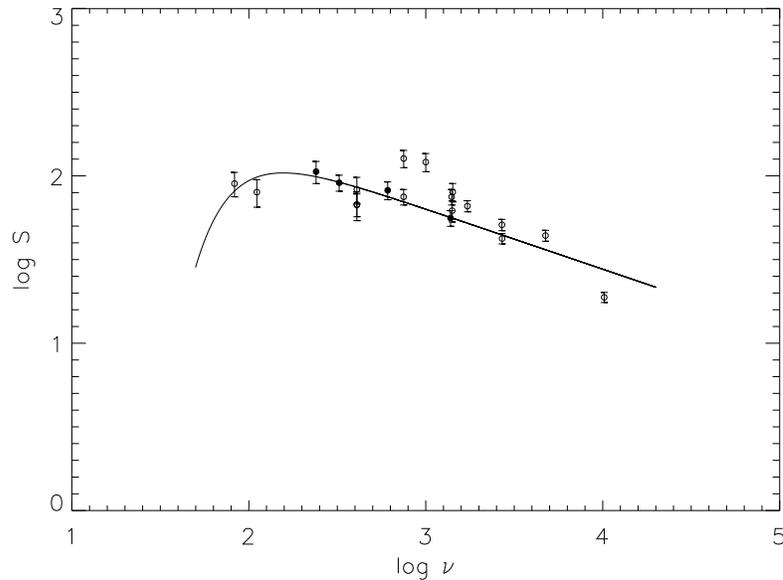


Figura 6.6: El espectro en ondas de radio de CTB 80. Los símbolos abiertos representan datos tomados de la literatura listados en la Tabla 6.1, y los símbolos negros corresponden a los datos en 240, 324, 610, y 1380 MHz presentados en esta tesis.

La ec.(6.3) representa la densidad de flujo integrada (medida en Jy) en la frecuencia  $\nu$ (MHz) en presencia de un medio absorbente de profundidad óptica  $\tau_{\nu_0}$ <sup>6</sup> (a una frecuencia de referencia  $\nu_0$ , 240 MHz en este caso) debida a partículas libres cargadas (referida como absorción libre-libre).

El mejor ajuste a los flujos observados corresponde a un índice espectral global  $\alpha = -0.36 \pm 0.02$ , en excelente acuerdo con el resultado ( $\alpha = -0.36 \pm 0.07$ ) presentado por Mantovani y col. (1985). Cabe mencionar que el ajuste realizado no tiene en cuenta la estimación de la densidad de flujo total en 178 MHz presentada por Bennett (1963), debido a que con el haz usado para estas observaciones la fuente de radio brillante Cygnus A, se encuentra a sólo 5.7 HPBW en R.A. y 1.7 HPBW en decl. de CTB 80, afectando la medición de  $S(\nu)$  a esta frecuencia. Las densidades de flujo correspondientes a 750 y 1000 MHz (Velusamy, Kundu y Becker, 1976) se ubican a  $3\sigma$  por encima de la curva de ajuste; no se cuenta con información para comprender esta aparente sobrestimación del flujo.

A partir de la Figura 6.6 resulta evidente que la curva espectral difiere del espectro de la emisión sincrotrónica galáctica. Si la emisión en radio proveniente de CTB 80 fuera simplemente el resultado de la compresión, debido al frente de choque, del campo magnético galáctico y la población de partículas pre-existentes, entonces, el espectro en ondas de radio de este RSN debería reproducir el espectro galáctico (es decir,  $\alpha \sim -0.5$  y  $\alpha \sim -0.8$  para frecuencias menores y mayores que 400 MHz, respectivamente, Salter y Brown (1988)). El comportamiento espectral observado sugiere que otros son los factores que controlan el espectro global en CTB 80.

<sup>6</sup>La profundidad óptica  $\tau$ , representa el número de caminos libres medio de la radiación entre el observador y el objeto y se define como  $\tau = \int k_{\nu} dl$  donde  $k_{\nu}$  es el coeficiente de absorción y  $dl$  es la longitud de camino óptico.

Tabla 6.1: Densidades de flujo integradas estimadas para el RSN CTB 80

Frecuencia (MHz)	Flujo Integrado (Jy)	Referencias
83.....	$90 \pm 15$	Kovalenko, Pynzar y Udaltsov (1994)
111.....	$80 \pm 15$	Kovalenko, Pynzar y Udaltsov (1994)
240.....	$106 \pm 16$	Esta tesis
324.....	$91 \pm 10$	Esta tesis
408.....	$67 \pm 13$	Felli y col. (1977)
408.....	$67.5 \pm 10.5$	Mantovani y col. (1985)
408.....	$83 \pm 15$	Haslam y co. (1982)
610.....	$82 \pm 10$	Esta tesis
750.....	$127 \pm 15$	Velusamy, Kundu y Becker (1976)
750.....	$75 \pm 8$	Pauliny–Toth, Wade y Heesch (1966)
1000.....	$121 \pm 15$	Velusamy, Kundu y Becker (1976)
1380.....	$56 \pm 6$	Esta tesis
1400.....	$75 \pm 8$	Pauliny–Toth, Wade y Heesch (1966)
1410.....	$62 \pm 9$	Mantovani y col. (1985)
1420.....	$80 \pm 10$	Galt y Kennedy (1968)
1720.....	$66 \pm 5$	Mantovani y col. (1985)
2695.....	$51 \pm 4$	Mantovani y col. (1985)
2700.....	$42.2 \pm 3.0$	Velusamy y Kundu (1974)
4750.....	$44 \pm 3.3$	Mantovani y col. (1985)
10200.....	$18.8 \pm 1.3$	Sofue, y col. (1983)

El análisis permite, además, derivar el valor de la profundidad óptica en 240 MHz, obteniéndose  $\tau_{240} = 0.07 \pm 0.1$  (la cual corresponde a  $\tau_{74} \sim 0.8$  asumiendo una dependencia  $\nu^{-2.1}$ ). La profundidad óptica, por su parte, se relaciona con la medida de emisión (ME) y la temperatura electrónica  $T_e$  del gas, a través de la siguiente relación (Mezger y Henderson, 1967)

$$\tau_\nu = 8.235 \times 10^{-2} a(T_e, \nu) \nu^{-2.1} ME T_e^{-1.35} \quad (6.4)$$

aquí  $\nu$  es la frecuencia medida en GHz,  $T_e$  es la temperatura electrónica en Kelvin,  $a(T_e, \nu) \sim 1$  (Rohlfs, 1990) y ME se mide en  $\text{cm}^{-6} \text{pc}^{-1}$ . La medida de emisión se define como

$$ME = \int_L n_e^2 dl \quad (6.5)$$

donde  $n_e$  es la densidad electrónica en  $\text{cm}^{-3}$  y la integral es tomada a lo largo de la longitud de camino  $L(\text{pc})$  entre el observador y la fuente. Así pues, considerando una distancia de 2 kpc a CTB 80 y asumiendo valores constantes tanto del índice espectral en el rango de frecuencias analizado como de la temperatura electrónica a través de la línea de vista, estas ecuaciones pueden ser usadas para estimar la densidad electrónica del gas absorbente. Teniendo en cuenta una temperatura electrónica típica de 8000 K para el medio ionizado tibio (Haffner, Reynolds y Tufte, 1999) a lo largo de una línea de vista de

2 kpc, la profundidad óptica calculada implicaría la presencia de un plasma térmico con una densidad electrónica  $n_e \sim 2 \text{ cm}^{-3}$ .

Este valor para  $n_e$  resulta por lo menos un orden de magnitud mayor que las densidades típicamente calculadas en este medio (Reynolds, 2004). Sin embargo, es posible que el contenido de gas ionizado dentro de la cavidad en la cual CTB 80 evolucionó sea mayor que el valor promedio encontrado en el MIE. Tal afirmación está sustentada en las observaciones de la emisión IR (Fesen, Shull y Saken, 1988) así como en las imágenes ópticas de CTB 80 en la línea  $H_\alpha + [\text{NII}]$  (Mavromatakis y col., 2001) que revelan la presencia de gran cantidad de emisión difusa en dirección a CTB 80.

Como fuera discutido en el trabajo de Kassim (1989), la estimación de la profundidad óptica puede ser altamente incierta si la curvatura del espectro en bajas frecuencias ocurre cerca de la frecuencia más baja observada. En un estudio del RSN W49B, Lacey y col. (2001) encontraron una profundidad óptica elevada, que varía a través de la fuente desde  $\tau_{74} = 0.7$  en el borde este a  $\tau_{74} = 1.6$  en el oeste del RSN. Los autores discuten la posibilidad de explicar este comportamiento mediante procesos de absorción intrínsecos y/o extrínsecos, y concluyen que la absorción observada en las bajas frecuencias es debido a gas poco denso en una envoltura extendida de HII. En el caso del RSN CTB 80 también es posible especular con un modelo similar. Un medio interviniente con una densidad electrónica  $n_e \sim 2 \text{ cm}^{-3}$ , implicaría una medida de dispersión para el pulsar PSR B1951+32 de aproximadamente  $4000 \text{ cm}^{-3} \text{ pc}$ , aproximadamente dos órdenes de magnitud mayor que el valor observado  $45 \text{ cm}^{-3} \text{ pc}$  (Kulkarni y col., 1988). Un camino posible para explicar esta discrepancia podría ser asumiendo que el plasma absorbente no se encuentra distribuido uniformemente, sino confinado en una lámina ionizada angosta (con un espesor de  $\sim 0.2 \text{ pc}$ ), localizada entre el observador y CTB 80. La extensión de dicha lámina tendría que ser tal que unos pocos grados de cielo quedaran cubiertos. No obstante, mediciones confiables de la densidad de flujo total en el rango de frecuencias  $\leq 80 \text{ MHz}$  serían de gran utilidad para establecer definitivamente la dependencia del espectro con la frecuencia en esta región y comprender las propiedades del gas ionizado en esta dirección de la Galaxia.

## 6.6.2 Midiendo la variación espacial del índice espectral

El estudio de las variaciones espaciales del índice espectral en objetos extensos basado en imágenes obtenidas con instrumentos de síntesis, es una tarea difícil. Las densidades de flujo medidas dependen del muestreo de frecuencias espaciales más bajas. Una estimación confiable del índice espectral requiere, en principio, que las densidades de flujo medidas en frecuencias diferentes (y a menudo usando telescopios diferentes) se realicen cubriendo un rango  $uv$  idéntico. De lo contrario, la medición de  $\alpha$  puede verse afectada por variaciones en la emisión de fondo, que pueden ser el resultado de un cubrimiento espacial incompleto, o una reconstrucción incompleta de las estructuras de mayor escala en la emisión de fondo. El VLA, por ejemplo, puede operar en distintos arreglos o configuraciones, lo cual permite igualar el cubrimiento  $uv$  entre bandas de observación diferentes.

Una excepción a los inconvenientes mencionados anteriormente es el uso de la construcción de gráficos S–S (descrito a continuación) mediante el cual es posible determinar la distribución espacial del índice espectral aún en el caso en que haya variaciones de la emisión de fondo no corregidas.

## Gráficos S–S

Para el caso de observaciones de disco simple, la aplicación del método tiene lugar sobre los contornos de isotemperatura de brillo en imágenes previamente calibradas. La temperatura de brillo correspondiente a una región dada en una imagen a la frecuencia  $\nu_1$  es graficada en función de la temperatura de brillo correspondiente a la misma región sobre una segunda imagen a una frecuencia  $\nu_2$  (Constain, 1960; Turtle y col., 1962), razón por la cual la técnica fue denominada “*gráficos T–T (temperatura–temperatura)*”. En imágenes interferométricas de objetos astronómicos se mide la distribución de densidad de brillo superficial  $S_\nu$ , en unidades de  $\text{Jy haz}^{-1}$ , y los gráficos son realizados entre  $S_{\nu_1}$  versus  $S_{\nu_2}$ . Suponiendo que la distribución de intensidad para una frecuencia dada, sigue una ley proporcional a  $\nu^\alpha$ , entonces, los datos correspondientes a las frecuencias  $\nu_1$  y  $\nu_2$  se relacionarán en forma lineal de manera que

$$S_{\nu_1} = m S_{\nu_2} + b \quad (6.6)$$

La relación entre  $m$  y el índice espectral  $\alpha$  entre ambas frecuencias está dada por

$$\alpha = \frac{\log m}{\log (\nu_1/\nu_2)} \quad (6.7)$$

De este modo, el valor de  $\alpha$  en la región de interés se obtiene realizando un ajuste lineal por cuadrados mínimos sobre los datos.

Si bien el tamaño de la región en la que se realiza el cálculo de  $\alpha$  es arbitrario, éste debe ser considerablemente más grande que la resolución angular efectiva de los datos, puesto que el método requiere que existan variaciones de la densidad de flujo en el interior de la región seleccionada.

El método presenta dos ventajas. En primer lugar, realiza un filtrado espacial de la emisión correspondiente a escalas más grandes que la región de análisis, de este modo, la medición de  $\alpha$  está únicamente asociada con las estructuras espaciales menores (estructuras cuya densidad de flujo varía significativamente dentro de la región mientras que la emisión de fondo puede suponerse constante, ya que se supone que las variaciones son muy suaves en el espacio). Como resultado, la recta que mejor ajusta los datos no necesita estar caracterizada por una ordenada al origen nula. En segundo lugar, la estimación de  $\alpha$  se realiza a partir de una colección de puntos (pixels) con una determinación en el error dada por el ajuste.

Un diagnóstico útil es mirar la distribución de los puntos en el gráfico. Por ejemplo, en aquellas regiones donde las variaciones en la densidad de flujo están dominadas por ruido, o en regiones donde coexisten las variaciones espaciales en la emisión de origen térmico y no térmico, la distribución de puntos estará caracterizada por una gran dispersión y el ajuste lineal será impreciso.

### 6.6.3 Variaciones espaciales del índice espectral sobre CTB 80

El estudio de las variaciones espaciales del espectro sobre CTB 80 constituye una herramienta excelente para comprender el acoplamiento entre los electrones relativistas constantemente inyectados por el pulsar y el plasma chocado en las tres alas extendidas

de este RSN. El análisis provee, además, información concerniente a la naturaleza de este remanente, puesto que permite concluir si las componentes de emisión extendida pertenecen a un único objeto (en el caso que ellas muestren características espectrales similares) o si son consecuencia de la superposición de emisiones de objetos diferentes a lo largo de la línea de vista.

El estudio se realizó en base a las nuevas observaciones realizadas en 240, 610 y 1380 MHz. Puesto que las observaciones consideradas proceden de radiotelescopios diferentes, los datos correspondientes a cada frecuencia fueron interpolados, usando el programa HGEOM dentro del paquete AIPS, sobre la misma proyección con un tamaño de pixel idéntico y convolucionados a la misma resolución espacial. La resolución angular final es  $50'' \times 90''$ , P.A. =  $76^\circ.96$  para la comparación entre 240 y 610 MHz, y  $93'' \times 78''$ , P.A. =  $72^\circ$  para las bandas en 610 y 1380 MHz. Además, las diferencias en la escala de flujo entre los diferentes conjuntos de observaciones fueron consideradas y corregidas.

La Figura 6.7 muestra la distribución del índice espectral obtenida entre 610 y 1380 MHz con contornos correspondientes a la emisión en 1380 MHz superpuestos a modo de referencia.

El mapa espectral contiene dos regiones espectralmente mal definidas, próximas a las posiciones  $19^{\text{h}} 52^{\text{m}} 16^{\text{s}}$ ,  $32^\circ 50'28''$ , y  $19^{\text{h}} 54^{\text{m}} 6^{\text{s}}$ ,  $33^\circ 17'42''$ . Tales regiones son producidas por la presencia de fuentes brillantes puntuales que no se encuentran relacionadas con el remanente. Estas no serán consideradas en el análisis presentado a continuación. En esta representación del índice espectral hecha en escala de grises, las regiones más oscuras corresponden a los valores de  $\alpha$  más chatos, es decir de valor absoluto menor. Existen dos aspectos que pueden ser notados especialmente en esta figura: (1) la nebulosa central brillante, compuesta por la región del *plateau* y el *core* representa la zona espectralmente más chata en el RSN, con un índice espectral promedio  $\langle \alpha \rangle = -0.25 \pm 0.05$ , mientras que a lo largo de las componentes extendidas del remanente caracterizadas por una emisión débil, el índice se vuelve más agudo (aumentando en valor absoluto) conforme se incrementa la distancia respecto de la posición del pulsar (ver además la Figura 6.8); este comportamiento es similar en chorros extragalácticos asociados con galaxias activas (Katz–Stone y Rudnick, 1997a), y (2) existe buena correspondencia entre las estructuras en radio y la distribución del índice espectral; todas las estructuras más brillantes muestran índices espectrales más chatos que la emisión a su alrededor. Por ejemplo, tal comportamiento puede observarse en la estructura denominada PN (Sección 6.4), así como en regiones internas en el brazo nor–noreste. Otra componente espectral interesante es el filamento de espectro chato a lo largo del borde oeste del remanente, particularmente el arco de emisión formado en el extremo oeste del *plateau*.

La distribución espectral presentada en la Figura 6.7, trazada con muy buena resolución angular y sensibilidad, confirma el escenario presentado originalmente por Fesen, Shull y Saken (1988) en base a observaciones de la emisión en IR, en el cual los brazos de CTB 80 resultan de la inyección de partículas relativistas provenientes del pulsar en el interior de una cáscara donde las líneas de campo magnético se encuentran comprimidas.

No todas las regiones espectralmente chatas observadas alrededor del pulsar (hacia los brazos norte y sudoeste de CTB 80), se encuentran espectralmente conectadas formando un continuo con la nebulosa central. En efecto, filamentos angostos con índices espectrales cercanos a  $\alpha = -0.5$  separan la nebulosa central de la PN, del arco ubicado al oeste del pulsar y de las estructuras brillantes localizadas en el brazo sur. El aumento de emisión

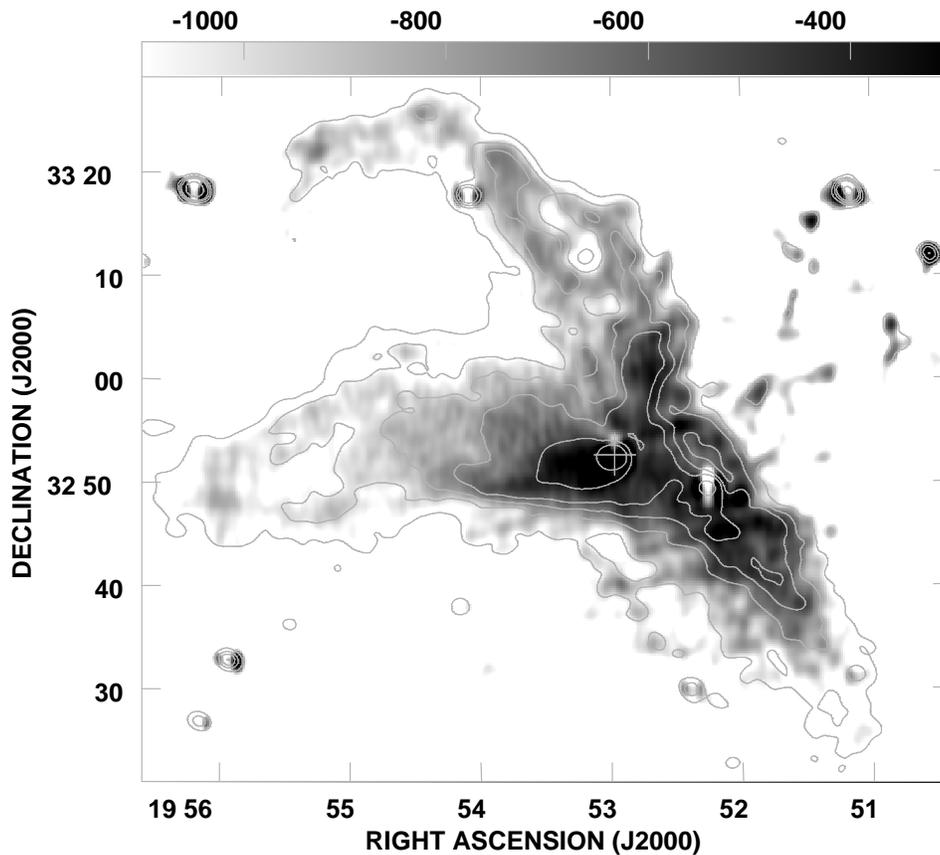


Figura 6.7: Imagen en escala de grises de la distribución espectral sobre el RSN CTB 80 calculada entre 610 y 1380 MHz. La caja rectangular en la región superior de la imagen muestra la escala de grises utilizada en unidades de índice espectral  $\times 10^3$ . El símbolo + en la región central indica la posición del pulsar PSR B1951+32. Los contornos correspondientes a la emisión en 1380 MHz corresponden a 30, 50, 70, 95, 200 y 400 mJy  $\text{haz}^{-1}$ .

observado en continuo de radio, el cual coincide con regiones espectralmente más chatas ubicadas en los brazos norte y sudoeste, probablemente sea el resultado de condiciones locales específicas, como la presencia de choques radiativos, o, una combinación de la influencia del pulsar y las características locales del remanente que lo contiene.

A fin de analizar en detalle las transiciones espectrales entre la nebulosa central y los brazos extendidos, se graficó el índice espectral, entre 610 y 1380 MHz, en función de la distancia sobre cada brazo medida desde el centro (Figura 6.8). Los puntos graficados corresponden a índices espectrales promediados sobre anillos de  $10''$  de ancho, dentro de sectores angulares que cubren aproximadamente los tres brazos del remanente. Como resultado, se observa que el espectro se vuelve gradualmente más agudo a lo largo de cada brazo conforme aumenta la distancia respecto de la componente central, alcanzando valores extremos como  $\alpha \sim -0.96$ . Tal comportamiento presenta, sin embargo, características diferentes a lo largo de cada brazo. La transición hacia valores espectrales más agudos es más rápida a lo largo del brazo norte, alcanzando un índice  $\alpha \sim -0.8$  a una distancia de  $600''$  respecto de la posición del pulsar. A esa misma distancia, en las com-

ponentes este y sudoeste el espectro sólo alcanza el valor  $\alpha \sim -0.5$ . En el brazo este se observan dos picos asociados a un espectro chato que corresponde a estructuras localizadas en el interior de la nebulosa del *plateau*, no obstante lejos de la nebulosa central la variación espectral es suave. Estos resultados son compatibles con el análisis presentado por Sofue, y col. (1983) basado en la comparación de datos entre 2.7 y 10 GHz. Sobre la componente norte, los dos picos de índice espectral más chato están alejados aproximadamente  $900''$  y  $1200''$  de la nebulosa central, y corresponden a la posición donde la emisión en ondas de radio presenta una bifurcación. Estas regiones, espectralmente más chatas que su entorno, podrían indicar zonas donde el plasma emisor ha sido altamente comprimido debido a la interacción de la onda de choque con un medio ambiente de mayor densidad.

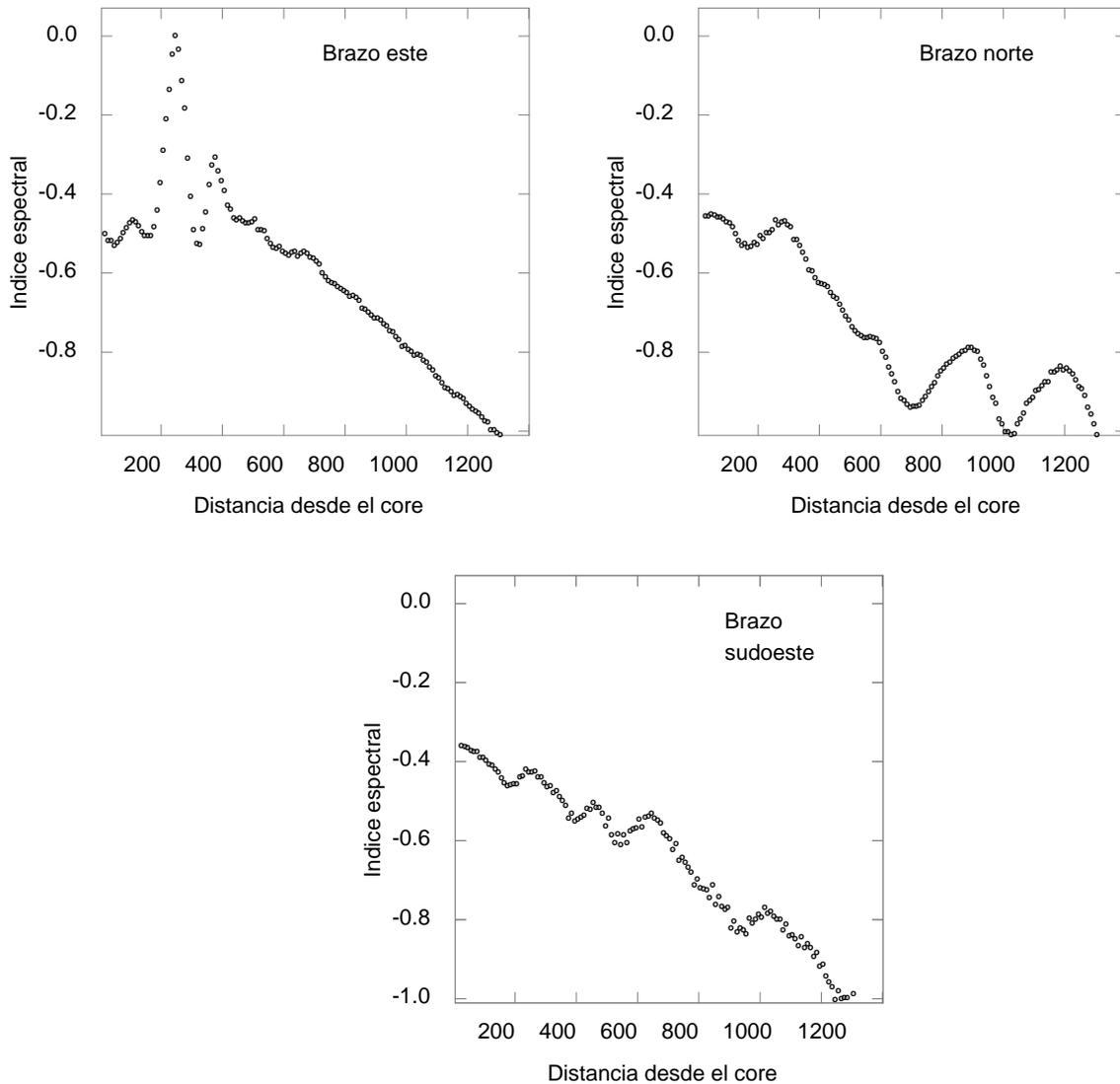


Figura 6.8: Los índices espectrales son calculados entre 610 y 1380 MHz como una función de la distancia medida desde la nebulosa central dentro de sectores angulares que incluyen el brazo este (*arriba izquierda*), norte (*arriba derecha*), y sudoeste (*abajo medio*) en el RSN CTB 80. Las distancias se miden en unidades de segundos de arco.

## Distribución espectral sobre CTB 80: Gráficos S–S

Las variaciones espaciales de  $\alpha$  fueron también investigadas combinando los datos en pares de frecuencias: 240–610 y 610–1380 MHz, a fin de estudiar la curvatura del espectro.

El análisis se basó en la construcción de gráficos S–S para los pares de frecuencias mencionados. El método fue aplicado en 12 regiones rectangulares diferentes, seleccionadas a fin de cubrir las estructuras principales del remanente: la nebulosa central y las tres componentes extendidas. Las zonas fueron seleccionadas de manera de excluir fuentes puntuales y regiones con una relación señal–ruido pobre (cerca de los bordes del remanente). Las regiones analizadas tienen tamaños diferentes, con áreas que varían desde aproximadamente  $5 \times 10^4$  a  $18 \times 10^4$  (segundos de arco)<sup>2</sup> (lo cual equivale a un valor entre 11 y 40 veces la resolución angular efectiva de los datos entre 240–610 MHz, y entre 7 y 25 veces el tamaño del haz para el par de frecuencias 610–1380 MHz).

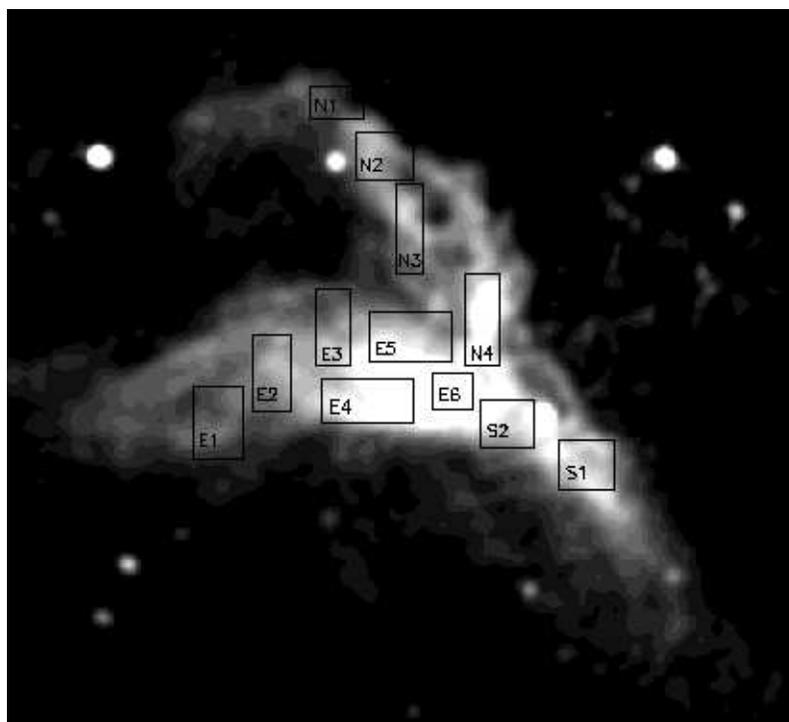


Figura 6.9: Regiones seleccionadas para los cálculos de índice espectral usando gráficos S–S. La imagen de CTB 80 en escala de grises, corresponde a la emisión en 1380 MHz.

En la Figura 6.9, superpuestas a la intensidad total de flujo en 1380 MHz, se muestran las regiones seleccionadas. Las letras N, E, y S en las áreas se refieren a los brazos norte, este, y sureste, respectivamente. A fin de obtener una mejor estimación del índice espectral, la regresión lineal fue hecha dos veces, asumiendo X versus Y y viceversa. De esta manera, el valor final de  $\alpha$  se obtiene a partir del promedio de ambas pendientes. Las incertezas asociadas al índice espectral, medido en cada región, no sólo poseen un origen estadístico inherente al ajuste lineal sino que además incluyen correcciones debido a las diferentes escalas de flujo utilizadas en cada una de las frecuencias (entre 240 y 610

MHz estas correcciones son inferiores al 7%, y al 3% entre 610 y 1380 MHz). El análisis espectral en la nebulosa central es presentado en forma separada en la siguiente sección.

Los gráficos S–S correspondientes a tres regiones son mostrados en la Figura 6.10. Cada gráfico incluye el ajuste lineal realizado sobre los puntos. Para facilitar la comparación entre regiones diferentes ambos ejes coordenados poseen la misma escala. En la Tabla 6.2 se presentan las mediciones de índice espectral obtenidas para cada región.

La aplicación de este método permite establecer una serie de conclusiones. En primer lugar, los resultados mostrados en la Tabla 6.2 confirman el hecho que, en todas direcciones, el espectro se vuelve más agudo a medida que se consideran regiones cada vez más alejadas de la nebulosa central. Las regiones denominadas E4, E5 y E6, ubicadas en el *plateau* poseen un espectro chato en todos los pares de frecuencias considerados, lo cual es más evidente cuanto más próxima se encuentra la región al pulsar. Por otro lado, el valor medio del índice espectral en la región N4, coincidente con la estructura denominada PN, es más agudo que el valor de  $\alpha$  obtenido en la nebulosa del *plateau*, pero más chato que los valores medidos en las regiones vecinas a la PN. Como se mencionara en la Sección 6.5.2 existen filamentos ópticos radiativos y radiación infrarroja intensa asociada con esta estructura. Una explicación posible es que en esta zona el frente de choque en expansión encontró material interestelar de mayor densidad, lo cual originó choques localmente radiativos seguidos de una fuerte compresión del material y el campo magnético presente (Katz–Stone y col., 2000). Los valores observados de  $\alpha$  implican una fuerte discontinuidad en la densidad del plasma, con una tasa de compresión  $r = 5.2$ , obtenido a partir de la ec.(3.10) derivada en el contexto de la teoría lineal de aceleración de partículas en la vecindad de choques difusivos.

Tabla 6.2: Distribución del índice espectral sobre el RSN CTB 80

Brazo este		
Región	$\alpha_{240-610}$	$\alpha_{610-1380}$
E1	$-0.72 \pm 0.12$	$-0.72 \pm 0.04$
E2	$-0.61 \pm 0.12$	$-0.60 \pm 0.03$
E3	$-0.28 \pm 0.09$	$-0.23 \pm 0.03$
E4	$-0.09 \pm 0.08$	$-0.11 \pm 0.03$
E5	$-0.35 \pm 0.09$	$-0.43 \pm 0.03$
E6	$-0.03 \pm 0.08$	$-0.11 \pm 0.04$
Brazo norte		
N1	$-0.75 \pm 0.16$	$-0.10 \pm 0.08$
N2	$-0.41 \pm 0.09$	$-0.17 \pm 0.03$
N3	$-0.96 \pm 0.08$	$-0.31 \pm 0.04$
N4	$-0.48 \pm 0.08$	$-0.36 \pm 0.04$
Brazo sudoeste		
S1	$-0.81 \pm 0.08$	$-0.56 \pm 0.06$
S2	$-0.72 \pm 0.11$	$-0.22 \pm 0.05$

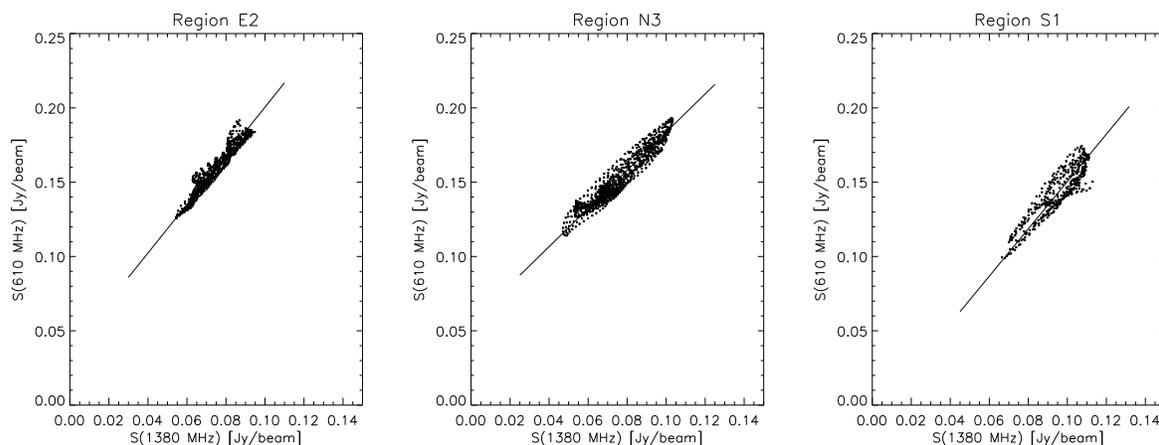


Figura 6.10: Una muestra de tres gráficos S–S trazados entre 610 y 1380 MHz. Los nombres indicados en la parte superior de cada gráfico corresponden a la identificación mostrada en la Figura 6.9. En cada caso se incluye el ajuste lineal realizado sobre el conjunto de puntos.

A lo largo del brazo este, mientras el índice espectral presenta variaciones espaciales significativas para un par dado de frecuencias, el espectro en continuo de radio para cualquier región resulta esencialmente recto entre 240 y 1380 MHz. Contrariamente, en las componentes norte y sudoeste se observan cambios importantes en  $\alpha$  para una misma región según sea el par de frecuencias considerado. En todas estas regiones el espectro se presenta cóncavo, volviéndose más chato en las frecuencias más altas (es decir,  $|\alpha_{240}^{610}| - |\alpha_{610}^{1380}| > 0$ ). Tal como fuera notado por Leahy y Roger (1998) un espectro con estas características puede ser el resultado de un comportamiento espectral similar relacionado con la distribución de energía de los electrones, o, alternativamente puede deberse a la coexistencia de dos poblaciones de electrones diferentes. En este sentido, es probable que la emisión sincrónica originada en los brazos norte y sudoeste de CTB 80 tenga dos componentes: electrones inyectados por el pulsar y partículas aceleradas en el frente de choque en expansión. Cygnus Loop es otro remanente que manifiesta un espectro cóncavo en regiones dominadas por emisión difusa, mientras que un espectro convexo se observa asociado con los filamentos bien definidos vistos en ondas de radio en los bordes del remanente (Leahy y Roger, 1998). Este tipo de emisión más brillante en los bordes, está ausente en CTB 80 donde en general la emisión se debilita suavemente desde la región central hacia los contornos más externos.

#### 6.6.4 Variaciones espaciales del índice espectral sobre la nebulosa central

El comportamiento espectral en la nebulosa central de CTB 80 fue investigado a partir de las nuevas imágenes en 324 y 1380 MHz. Ambas imágenes fueron reducidas a una

misma geometría y resolución angular. En este rango espectral el valor promedio del índice es  $\alpha_{324}^{1380} = -0.28 \pm 0.02$  consistente, dentro de las incertezas, con el valor obtenido en la Sección 6.6.3 a partir de la comparación entre las imágenes en 610 y 1380 MHz ( $\alpha_{610}^{1380} = -0.25 \pm 0.05$ ).

A fin de presentar un análisis detallado de la distribución espectral en esta componente de CTB 80, se consideraron diferentes regiones conteniendo estructuras de interés. En tales zonas, el espectro fue calculado a partir de la construcción de gráficos S–S. Las áreas seleccionadas se muestran en el panel superior de la Figura 6.11, los recuadros indicando cada región están superpuestos a la emisión del remanente en 618 MHz. Los valores de  $\alpha$  medidos son:  $-0.10 \pm 0.05$ ,  $-0.17 \pm 0.10$ ,  $-0.29 \pm 0.05$ ,  $-0.18 \pm 0.06$  y  $-0.20 \pm 0.0$  recorriendo la nebulosa desde el oeste hacia el este (en el sentido derecha–izquierda en la imagen). Estos resultados confirman que el espectro es más agudo a medida que aumenta la distancia al pulsar. Sin embargo, no es en el extremo este del *plateau* donde el módulo de  $\alpha$  es mayor, sino en la posición de un máximo secundario de emisión ubicado aproximadamente en R.A.  $\sim 19^{\text{h}} 53^{\text{m}} 19^{\text{s}}$  y decl.  $\sim 32^{\circ} 52'$ . La resolución angular de la base de datos en 324 MHz y 1380 MHz no es suficiente para determinar la estructura interna en la región del *core*. En base a las imágenes en estas frecuencias, sólo es posible confirmar un índice espectral muy chato ( $\alpha \sim 0.0$ ) asociado a esta componente de CTB 80. En el panel inferior de la Figura 6.11 se compara la emisión proveniente del *plateau* tal como es observada en 618 MHz (contornos negros) con la imagen de la región central obtenida en la línea  $H_{\alpha}$  por Mavromatakis y col. (2001).

Una característica interesante, es la presencia de un sitio brillante en  $H_{\alpha}$  producto de la recombinación del hidrógeno, ubicado justo en el extremo del filamento helicoidal observado en ondas de radio, y donde se forma el máximo secundario. Aún cuando es imposible separar entre las contribuciones en la emisión en  $H_{\alpha}$  procedentes de regiones más distantes que CTB 80, de aquellas ubicadas a lo largo de la línea de vista, en base a las correspondencias morfológicas es posible especular que el nudo de emisión observado en  $H_{\alpha}$  revela la presencia de una nube de material interestelar chocado. De ser así, el aumento observado en el índice espectral correspondiente al máximo secundario sería producido por la coexistencia de dos poblaciones de electrones, una de ellas debido al envejecimiento de los electrones relativistas inyectados por el pulsar y la otra, producida por partículas aceleradas en el frente de choque en el sitio donde la emisión proveniente del pulsar encontró material interestelar denso.

### 6.6.5 Interpretación de las variaciones espectrales

A partir de los resultados presentados es posible concluir que en el brazo este de CTB 80 la fuente dominante de electrones relativistas es el pulsar PSR B1951+32, de modo que el comportamiento espectral observado tiene su origen en el decaimiento energético de los electrones inyectados por esta fuente. En lo que respecta a las componentes extendidas en dirección norte y sudoeste su naturaleza puede ser explicada por la combinación de procesos físicos diferentes: inyección de electrones relativistas provenientes del pulsar, en combinación con la acción de mecanismos de aceleración de partículas en el frente de choque, particularmente en los sitios donde el choque en expansión encontró inhomogeneidades en el plasma interestelar. Si estos resultados son interpretados en el marco del modelo standard, por el cual la aceleración de las partículas se explica sobre la base

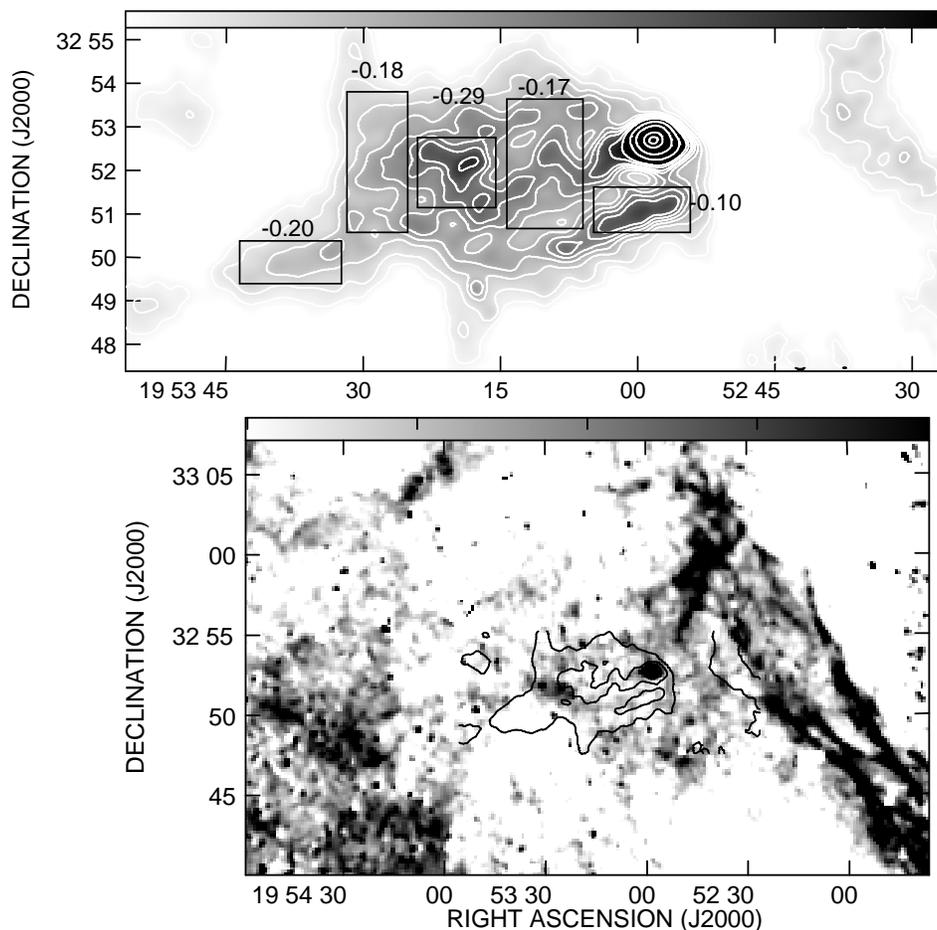


Figura 6.11: (*arriba*) La nebulosa del *plateau* en 618 MHz con las regiones utilizadas para estimar el índice espectral. Los números corresponden al valor local de  $\alpha$  obtenido a partir de la comparación entre imágenes en 324 y 1380 MHz. (*abajo*) Una imagen óptica en la línea de  $H_{\alpha}$  correspondiente a la región central en CTB 80 (Mavromatakis y col., 2001), los contornos superpuestos indican la emisión de la nebulosa en ondas de radio en 618 MHz.

de choques lineales y difusivos, entonces las variaciones espectrales observadas se deben a tasas de compresión diferentes a lo largo de los brazos extendidos del remanente. El espectro agudo detectado en los extremos de cada componente extendida puede ser interpretado como evidencia de choques evolucionados y débiles, caracterizados por números de Mach más bajos.

En relación al análisis espectral realizado en la nebulosa central, éste revela una distribución espacial no uniforme en el valor de  $\alpha$ , alcanzando valores de hasta  $\alpha \sim -0.2$  en el extremo este de la nebulosa. Por otro lado, la proximidad y coincidencia morfológica observada entre la emisión en  $H_{\alpha}$  y el nudo brillante de emisión secundaria (caracterizado por un espectro  $\alpha \sim -0.29$ ), sugiere en este sitio la interacción del plasma de CTB 80 con material interestelar. En este sentido, el comportamiento espectral observado refleja la combinación de electrones inyectados por el pulsar y partículas aceleradas en los sitios donde ocurre procesos de enfriamiento radiativo.



# Capítulo 7

## El Remanente de Supernova Puppis A

Puppis A es un resto de supernova localizado en el hemisferio sur galáctico (G260.4–3.4, R.A.(J2000)= 08<sup>h</sup> 22<sup>m</sup> 10<sup>s</sup>, decl.(J2000)= –43° 00′) a una distancia de  $2.2 \pm 0.3$  kpc. La edad cinemática de esta fuente ha sido estimada en  $(3.7 \pm 0.4) \times 10^3$  años, a partir del movimiento propio de filamentos ópticos ubicados en el cuadrante noreste (Winkler y Kirshner, 1985; Winkler y col., 1988). Se trata de un RSN suficientemente joven para que el material eyectado desde la explosión original pueda ser aún identificado, pero también, suficientemente evolucionado para que el resultado de la interacción mutua entre el remanente y el MIE local se vuelva observacionalmente evidente. En efecto, el análisis del espectro en rayos X (Canizares y Winkler, 1981) y óptico (Winkler y Kirshner, 1985) permitió identificar a Puppis A como uno de los tres restos de supernovas galácticos con un espectro de emisión rico en líneas de oxígeno. La presencia de este tipo de filamentos en RSNs jóvenes representa una fracción del material nuclear procesado en la estrella progenitora y eyectado durante el evento de SN. Muchos de los estudios realizados en diferentes rangos espectrales proponen la existencia de nubes interestelares densas a lo largo de la periferia este y noreste del remanente (Petre y col., 1982; Teske y Petre, 1987; Arendt y col., 1990, etc). Observaciones de la distribución del gas neutro (Dubner y Arnal, 1988; Reynoso y col., 1995) y del gas molecular (Dubner y Arnal, 1988) revelaron la presencia de una cadena de nubes interestelares concentradas a lo largo del borde noreste del remanente.

En ondas de radio, Puppis A se presenta como una cáscara delgada incompleta con un diámetro de aproximadamente 55′, evolucionando asimétricamente con un marcado gradiente en intensidad a lo largo del borde noreste que separa el interior del remanente del material interestelar aún no chocado (Dubner y col., 1991).

En la banda de rayos X las características morfológicas de Puppis A resultan similares a las observadas en ondas de radio. Sitios de emisión brillante, especialmente en el borde este, trazan los lugares en donde el frente de choque en expansión encontró inhomogeneidades en el ambiente interestelar (Petre y col., 1982).

En el régimen de longitudes de onda visibles, Puppis A muestra estructuras filamentosarias de escasa longitud y nudos de emisión. Los filamentos más brillantes están caracterizados por una fuerte emisión de [NII]  $\lambda 6584$ , entre 10 y 20 veces más intensa que la emisión observada en la línea de H $_{\alpha}$  (Dopita, Mathewson y Ford, 1977). Un segundo grupo

de filamentos presenta emisión intensa en las líneas del O, casi sin ninguna contribución de emisión en las líneas de Balmer. Adicionalmente, existe evidencia que el remanente contiene regiones caracterizadas por la presencia de emisión en la línea del [FeXIV]  $\lambda 5303$  (Clark y col., 1979).

Este capítulo está dedicado al estudio global de Puppis A, teniendo como objetivo el desarrollo de un modelo coherente capaz de explicar su evolución anisotrópica. Esta tarea se lleva a cabo en base a las nuevas observaciones en ondas de radio (ver Sección 7.1), las cuales presentan una calidad sin precedente y facilitan tanto el análisis de las correspondencias morfológicas con otros regímenes espectrales, como la identificación de los procesos de aceleración de partículas y mecanismos de compresión de campos magnéticos en el plasma emisor. En la Sección 7.1 se presentan y analizan las nuevas imágenes de Puppis A en 330 y 1425 MHz. La relación entre el RSN y el objeto compacto RX J0822–4300 es considerada en la Sección 7.2. En la Sección 7.3 se discute la morfología del remanente en base a las similitudes y diferencias observadas a través de la emisión en ondas de radio, rayos X, óptico e IR. En particular, la contraparte en rayos X a la emisión en radio es estudiada por vez primera con una resolución mejor que  $1'$ , combinando la imagen en 1425 MHz con observaciones previas realizadas con el telescopio satelital *ROSAT* HRI (Sección 7.3.1). El estudio espectral de la emisión sincrotrónica en la banda de radio es presentado hacia el final del capítulo. En la Sección 7.4 se investiga el espectro global asociado a este remanente, en base a la recolección de datos previamente publicados y las observaciones aquí presentadas. La distribución espacial del índice espectral, usando técnicas diferentes, se analiza en la Sección 7.5. Finalmente, el comportamiento espectral es interpretado, en la Sección 7.6, en el contexto de los resultados obtenidos en las secciones precedentes incluídas en este capítulo.

## 7.1 La estructura del RSN Puppis A en ondas de radio

La Figura 7.1 muestra una representación en escala de grises de la porción central del campo de  $2^\circ.5$  observado en 330 MHz en dirección al RSN Puppis A. La emisión en 1425 MHz es presentada de igual manera en la Figura 7.2. La descripción detallada de las observaciones y procesamiento de los datos, en ambas frecuencias, puede encontrarse en la Sección 5.3.

La primer característica de interés en las imágenes es que la emisión en 330 MHz reproduce idénticamente las estructuras observadas en 1425 MHz, lo cual se muestra con claridad en la Figura 7.3. En este tipo de ilustración la imagen en grises representa la distribución de la intensidad total en 330 MHz, y los contornos trazan la emisión sincrotrónica en 1425 MHz. Tal como puede observarse, los radio contornos en 1425 MHz delinean gran cantidad de las estructuras presentes en 330 MHz.

La apariencia general del remanente es la de una cáscara de emisión no uniforme con numerosas desviaciones respecto de una simetría esférica. Desde el punto de vista morfológico es posible distinguir varias regiones con características diferentes. Las estructuras más brillantes en radio se encuentran a lo largo de la periferia este del remanente, en una banda de emisión que se extiende desde R.A.  $\sim 08^{\text{h}} 23^{\text{m}} 43^{\text{s}}.5$ , decl.  $\sim -43^\circ 16' 00''.5$  hasta R.A.  $\sim 08^{\text{h}} 24^{\text{m}} 09^{\text{s}}$ , decl.  $\sim -42^\circ 53' 19''$ . El ancho máximo alcanzado por esta estructura

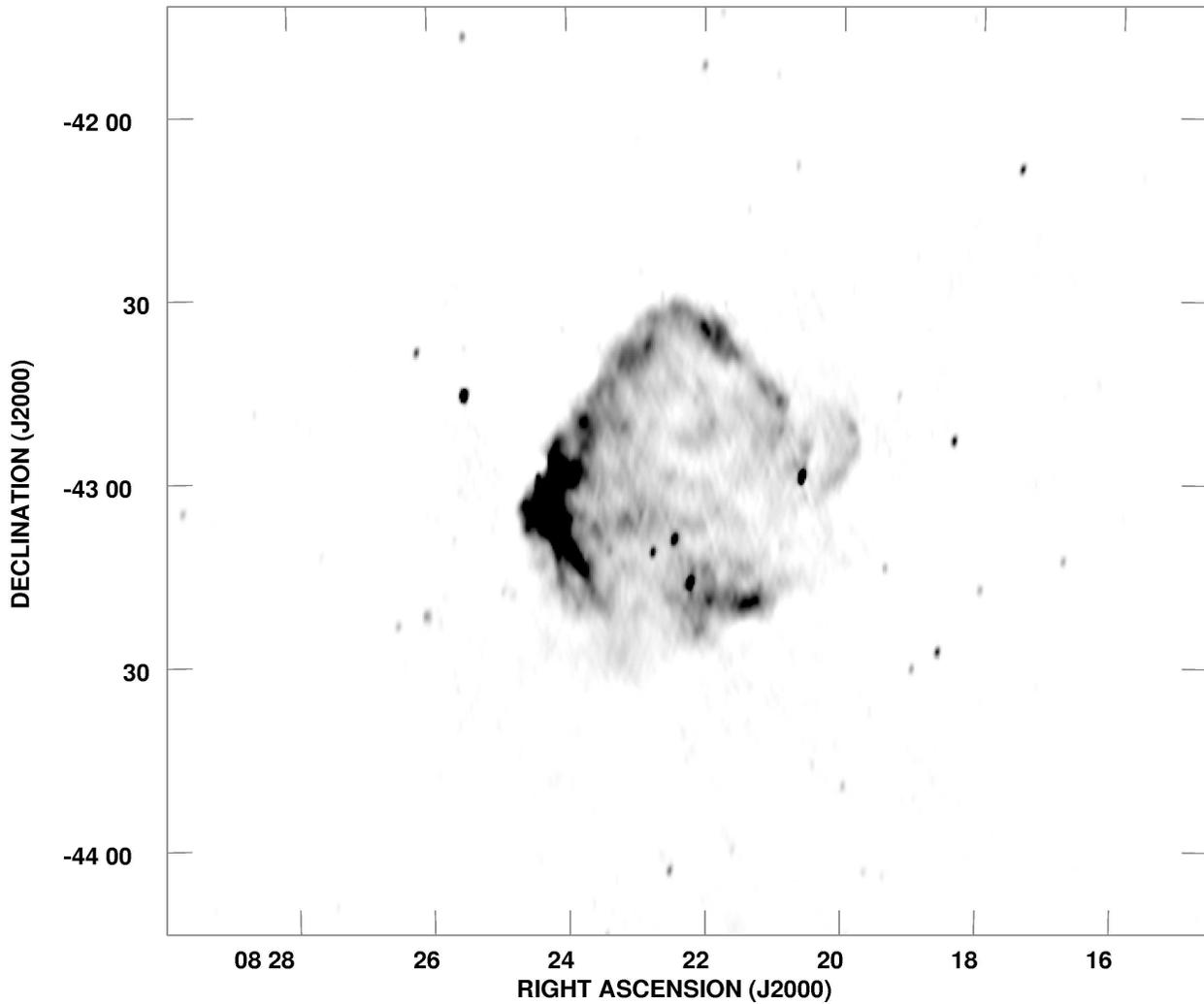


Figura 7.1: El resto de supernova Puppis A en continuo de radio en 330 MHz. La imagen fue obtenida con el interferómetro VLA operando en la configuración híbrida CnB. Las fuentes puntuales son de origen extragaláctico. La escala de grises es saturada con una intensidad en el rango de 30 (*blanco*) a 460 (*negro*)  $\text{mJy haz}^{-1}$ . La resolución angular es  $91'' \times 45''$ , P.A. =  $164^\circ$ , y el nivel de ruido es  $10 \text{ mJy haz}^{-1}$ .

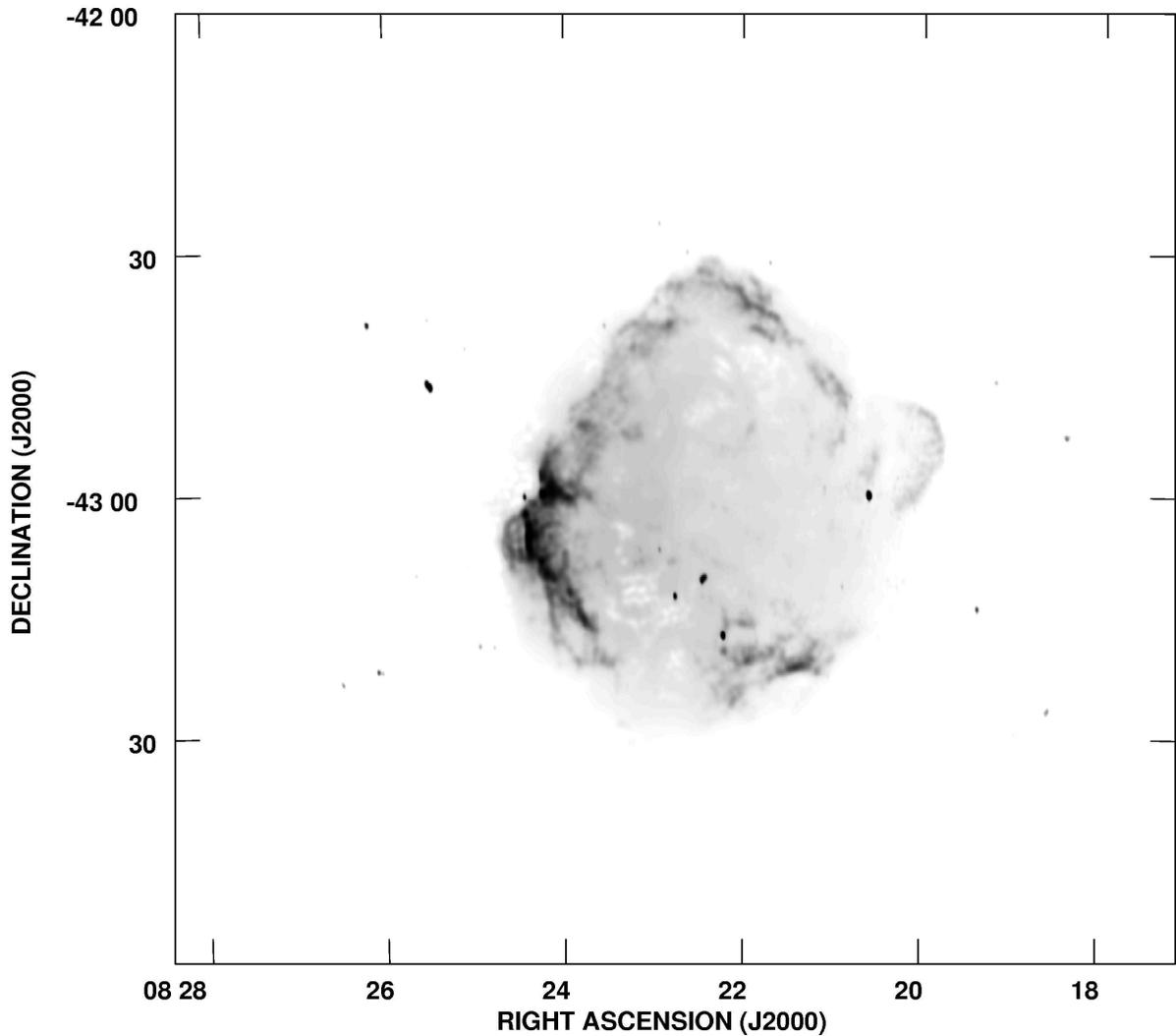


Figura 7.2: El resto de supernova Puppis A en continuo de radio en 1425 MHz. La imagen fue obtenida con el interferómetro VLA luego de concatenar datos provenientes de las configuraciones híbridas CnD y DnC. A fin de recuperar información en todas las frecuencias espaciales, los datos fueron combinados con observaciones de disco simple provenientes del radiotelescopio de Parkes de 64 m de diámetro. Las fuentes puntuales son de origen extragaláctico. La escala de grises es saturada con una intensidad en el rango de 10 (*blanco*) a 140 (*negro*) mJy haz<sup>-1</sup>. La resolución angular es 34".12 × 16".24, P.A.= -174°.12, y el nivel de ruido es 0.5 mJy haz<sup>-1</sup>.

es  $\sim 9'.5$  (decl.  $\sim -43^\circ 06' 7''$ ). En el interior de esta banda de emisión puede observarse, principalmente en 1425 MHz donde la emisión es menos prominente comparada con la imagen en 330 MHz, diversos filamentos con orientaciones y escalas angulares diferentes. Otro aspecto sobresaliente en el borde este de Puppis A, es la presencia, en ambas frecuencias, de una “identación” localizada en R.A.  $\sim 08^h 24^m 21^s$ , decl.  $\sim -42^\circ 48' 22''.5$ . Este tipo de morfología ha sido también detectada en 327 MHz en los RSNs W44 y W28, e interpretada como evidencia de la interacción entre la cáscara en expansión del RSN y nubes moleculares densas ubicadas en su vecindad (Velusamy, 1988). Este podría ser, además, un escenario apropiado para Puppis A.

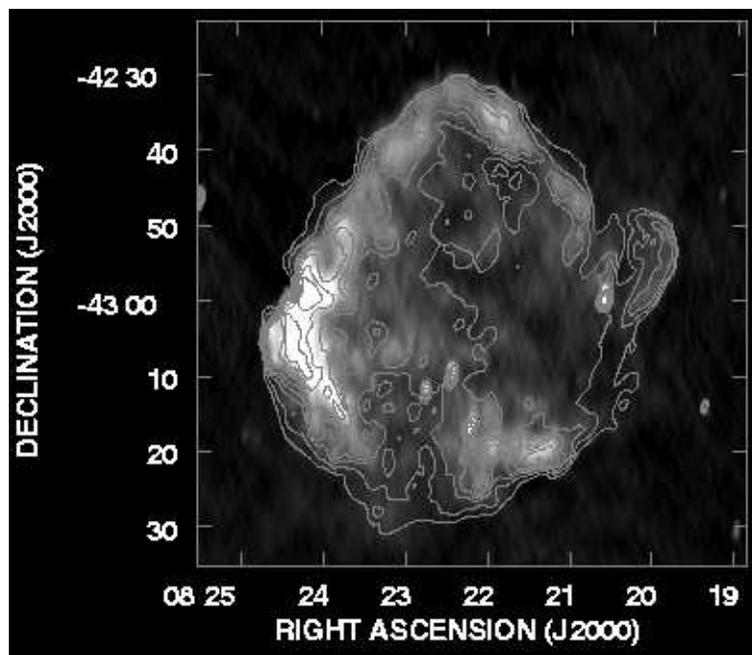


Figura 7.3: Representación combinada en contornos y escala de grises del resto de supernova Puppis A. La gama de grises, considerada entre 30 (*negro*) y 460 (*blanco*) mJy  $\text{haz}^{-1}$ , corresponde a la emisión en 330 MHz. Los contornos trazan la emisión en 1425 MHz en 30, 40, 60, 80, 100, 140, 220, y 320 mJy  $\text{haz}^{-1}$ . Para hacer posible este tipo de representación el haz en 1425 MHz fue convolucionado a la misma resolución angular de la imagen en 330 MHz,  $91'' \times 45''$ .

En la región central del remanente la emisión se vuelve difusa debilitándose significativamente respecto del borde este. Los bordes noreste y noroeste de Puppis A son inusualmente rectos sobre una extensión aproximada de  $30'$  y  $21'$ , respectivamente, y presentan concentraciones donde la emisión sincrotrónica es más intensa. Una estructura particularmente interesante es la región adyacente a la periferia norte de la cáscara, centrada aproximadamente en R.A.  $\sim 08^h 22^m$ , decl.  $\sim -42^\circ 36' 53''.5$ . En su interior se observa un nudo de emisión, referido de ahora en más como “nudo norte” (ver también Figura 7.4). Otra estructura de interés es la extensión u “oreja” localizada en el borde oeste (R.A.  $\sim 08^h 20^m 12^s$ , decl.  $\sim -42^\circ 54' 37''.5$ ). Allí, la emisión es débil y difusa, incrementándose en el borde oeste del remanente. Continuando en dirección sur, se observa

Tabla 7.1: Fuentes puntuales en la región de Puppis A

Posición			Flujo en	Flujo en	Índice	Identificación
R.A.(J2000)	decl.(J2000)		330 MHz(Jy)	1425 MHz(Jy)	espectral	previa
<i>h m s</i>	<i>° ′ ″</i>					
08 20 35.12	-42 59 11.10		1.51	0.30	-1.13	G260.2-3.7
08 22 12.77	-43 16 18.24		0.61	0.16	-0.92	G260.7-3.7
08 22 25.95	-43 09 22.27		0.45	0.14	-0.82	
08 22 44.97	-43 11 30.14		0.41	0.09	-1.04	0823-42

una región aislada donde la emisión se hace más intensa, alrededor de R.A.  $\sim 08^{\text{h}} 21^{\text{m}} 26^{\text{s}}$ , decl.  $\sim -43^{\circ} 20' 17''$ .

Las Figuras 7.1 y 7.2 contienen varias fuentes puntuales, cuatro de las cuales se superponen con la emisión proveniente de Puppis A. Estas fuentes, previamente identificadas por Milne, Goss y Danziger (1983), no se encuentran asociadas físicamente al remanente, sino que son de origen extragaláctico. En la Tabla 7.1 se resume el nombre y posición de cada uno de estos objetos, así como la densidad de flujo e índice espectral estimados a partir de las observaciones en 330 y 1425 MHz aquí presentadas.

## 7.2 Un remanente compacto en el interior de Puppis A?

Aún cuando la mayor parte de las estrellas de neutrones han sido descubiertas como objetos pulsantes en ondas de radio, existe un pequeño número de estos objetos que poseen propiedades observacionales diferentes. Aproximadamente la mitad de estas fuentes son repetidores de rayos  $\gamma$  blandos o pulsares anómalos en la banda de rayos X. El resto de las fuentes se agrupan en las llamadas “estrellas de neutrones radio—quietas” caracterizadas por la ausencia completa de emisión en ondas de radio, un espectro térmico en rayos X con temperaturas típicas de unos pocos millones de grados, y cocientes muy altos entre los flujos observados en rayos X y en el régimen óptico (Caraveo, Bignami y Trümper, 1996; Brazier y Johnston, 1999). Muchas de estas fuentes han sido asociadas con RSNs, de modo que se trata de objetos jóvenes con edades inferiores a 20 mil años. La radiación X detectada en estos objetos ha sido interpretada como radiación térmica proveniente de ENs en proceso de enfriamiento. Sin embargo, la explicación para la ausencia de emisión en ondas de radio es menos evidente. La interpretación más simple es que estas ENs son objetos pulsantes en ondas de radio cuyo eje magnético y de rotación poseen una orientación desfavorable, de modo que el pulso no puede ser visto desde la Tierra (Brazier y Johnston, 1999). Explicaciones alternativas proponen que estas ENs pertenecen a la clase de pulsares anómalos en rayos X, con períodos iniciales largos (superiores a 0.5 s) y/o campos magnéticos intensos ( $\sim 10^4 - 10^5$  G) (Vasisht y col., 1997).

La existencia de un objeto compacto en rayos X en el interior de Puppis A ha sido conocida inicialmente en base a observaciones realizadas con el telescopio orbital *Einstein*

(Petre y col., 1982). Sin embargo, la evidencia contundente de su presencia fue obtenida sólo a través de observaciones realizadas con el telescopio *ROSAT* (Petre, Becker y Winkler, 1996). Esta fuente puntual, denominada RX J0822–4300, es reconocida como el remanente estelar compacto de la supernova y está localizada cerca de la región central (posición indicada por el signo + en la Figura 7.4), aproximadamente 6' al sudoeste del centro cinemático de la explosión de SN (posición indicada con un triángulo en la Figura 7.4)<sup>1</sup>. Posteriormente, Pavlov, Zavlin y Trümper (1999) y Zavlin, Trümper y Pavlov (1999) analizaron datos de archivo correspondientes a observaciones sobre RX J0822–4300 realizadas con el telescopio *ROSAT*, encontrando evidencia de pulsaciones débiles con un período estimado en 75.5 ms, valor que al ser combinado con la edad del RSN implica una intensidad de campo magnético superficial de  $3.4 \times 10^{12}$  G y un período inicial de 55 ms. Estas propiedades son típicamente observadas en pulsares jóvenes y energéticos que emiten en ondas de radio y que se encuentran asociados físicamente con un RSN. Si éste es realmente el caso, entonces, debería ser observable la nebulosa alimentada por RX J0822–4300 resultante del confinamiento, debido a la presión externa, de partículas relativistas sopladas por este remanente compacto. Gaensler, Bock y Stappers (2000), usando el Australia Telescope Compact Array (ATCA), realizaron una búsqueda profunda en radio en 1.4, 2.5, y 4.8 GHz, de la nebulosa de viento del pulsar asociada con RX J0822–4300. Los resultados de ésta búsqueda fueron negativos. Cabe mencionar que las observaciones existentes en ondas de radio realizadas en un rango de frecuencias menores, comparado con el empleado por estos autores, no son sensibles para determinar la presencia o ausencia de una nebulosa alrededor de RX J0822–4300. En tales observaciones, la resolución espacial es menor y el RSN Puppis A posee una intensidad de brillo superior, lo cual confunde la emisión en la posición del objeto compacto siendo difícil diferenciar entre la emisión asociada con la cáscara del remanente y la emisión interna y difusa.

## 7.3 Análisis multiespectral: Inhomogeneidades en el MIE

### 7.3.1 Correlación entre la emisión en ondas de radio y rayos X

A partir de su descubrimiento como fuente de rayos X (Seward y col., 1971) Puppis A ha sido uno de los restos de supernova más ampliamente estudiados en esta banda del espectro electromagnético. La mejor imagen en rayos X del remanente fue obtenida con el telescopio *ROSAT* HRI en la banda de energía de 0.1 a 2 keV, y es reproducida en la Figura 7.4. Cabe mencionar que por su gran tamaño esta fuente no es un objetivo primario para estudios con *Chandra* y *XMM–Newton*. La emisión se encuentra confinada dentro de una cáscara incompleta que posee un radio aproximado de 25'. A lo largo de la periferia este del remanente, donde la emisión es más intensa, así como en la emisión interna restante, se observa una distribución filamentaria compleja conteniendo numerosas irregularidades en densidad con escalas espaciales pequeñas. La imagen muestra con claridad la presencia en el lado este de una región brillante (grises oscuros en la escala utilizada en la representación de la Figura 7.4) de forma irregular con un tamaño aproximado de 4' × 6',

---

<sup>1</sup>Una descripción detallada de la Figura 7.4 se encuentra en la Sección 7.3.1.

centrada en  $R.A. \simeq 08^{\text{h}} 24^{\text{m}} 11^{\text{s}}$ ,  $\text{decl.} \simeq -42^{\circ} 57' 17''.6$ , la cual será referida de aquí en adelante como el “nudo este”. Su contribución al flujo total observado entre 0.1–2 keV es aproximadamente el 3%. Adicionalmente, puede observarse la presencia de un marcado gradiente en intensidad que separa el nudo este del MIE aún no chocado por el frente de supernova en expansión.

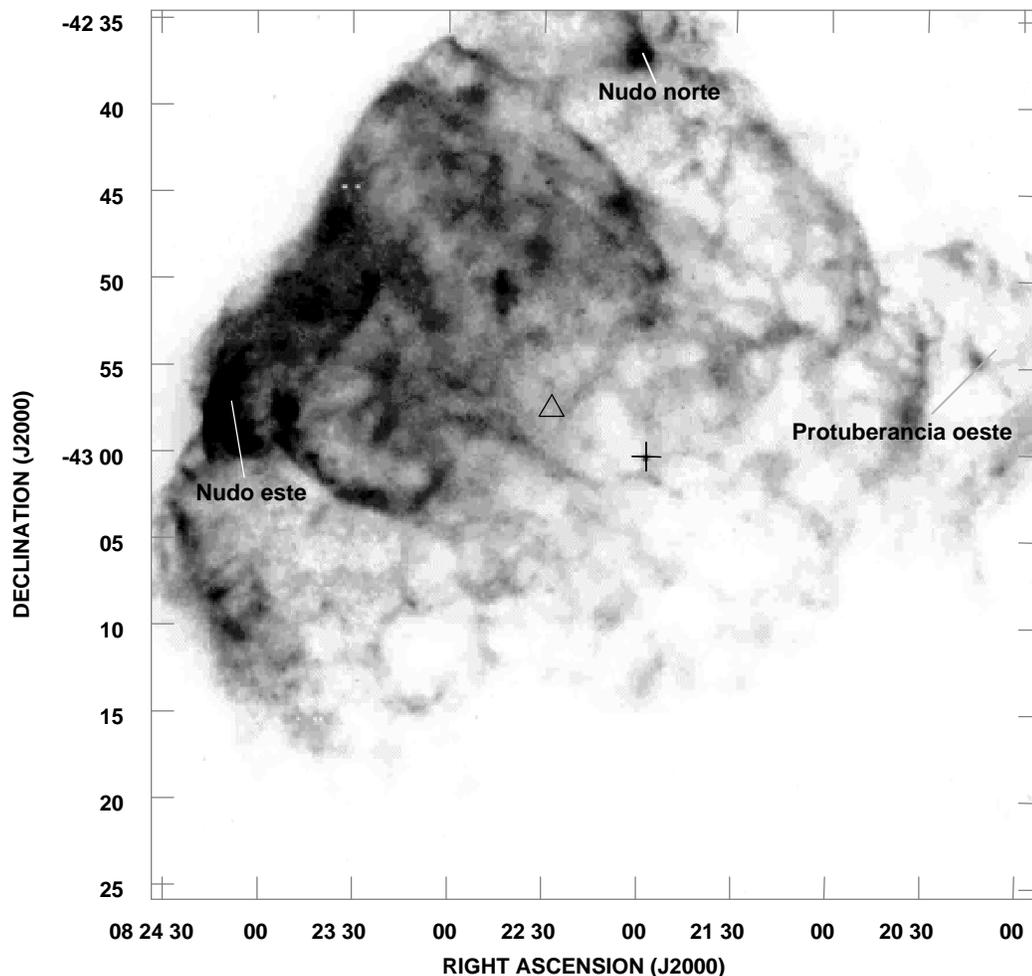


Figura 7.4: Emisión en rayos X del RSN Puppis A en la banda de energía 0.1–2 keV. La selección de la escala de grises es tal que las regiones oscuras corresponden a las zonas donde la emisión es más intensa. La posición del centro cinemático de la explosión de supernova es indicada con un triángulo. El signo + señala la posición de la fuente RX J0822–4300, considerada como el remanente estelar compacto generado en el evento de supernova.

El nudo este brillante visto tanto en rayos X como en longitudes de onda de radio, visibles e IR (más adelante se encuentra la descripción de las correlaciones espaciales entre radio/óptico, y radio/IR) señala la interfase entre el RSN y una inhomogeneidad del MIE. La asociación entre ésta nube interestelar y el remanente ha sido confirmada en base a observaciones de la distribución del gas neutro y el gas molecular realizadas en la región de Puppis A, las cuales demostraron que la velocidad de la nube, estimada en  $\sim 16$  km

$s^{-1}$ , corresponde a la misma distancia cinemática,  $\sim 2.2$  kpc, a la que se encuentra la fuente (Dubner y Arnal, 1988).

El nudo norte, visto en ondas de radio, también es observado en rayos X. Su contribución al flujo total es aproximadamente el 0.4%. El tamaño de la porción más brillante en esta estructura es  $2' \times 2'$ .

Los lados noreste y noroeste del remanente son prácticamente rectos. Otro hecho remarcable es la emisión en la porción sudoeste de Puppis A, la cual se presenta significativamente más débil que en el resto del remanente. Petre y col. (1982) explican la disminución de intensidad en esta región proponiendo la existencia de un gradiente de densidad en el MIE de al menos un factor 4, el cual es deducido teniendo en cuenta el brillo superficial en la emisión X y la diferencia de temperatura entre el noreste ( $2 \times 10^6$  K, Winkler y col., 1981) y el sudeste ( $1.2 \times 10^7$  K, Zarnecki y col., 1978).

A fin de visualizar claramente la correlación morfológica entre la distribución de la emisión en la banda de radio en 1425 MHz y rayos X, tal como es observada por el telescopio *ROSAT*, ambas imágenes son mostradas en superposición en la Figura 7.5. La representación en contornos corresponde a la emisión en ondas de radio, mientras que el despliegue en escala de grises es utilizado para la imagen *ROSAT*.

La correlación de estructuras entre los dos rangos espectrales es excelente; en aquellas regiones donde existe una cáscara en rayos X, también se observa una cáscara en continuo de radio. El acuerdo entre radio y rayos X incluye: (1) una línea de filamentos brillantes en rayos X en el borde noreste de Puppis A (conteniendo el nudo este), la cual se ubica a lo largo de los contornos en ondas de radio, (2) tanto en rayos X como en radio, el lado este de la cáscara en expansión del RSN parece estar retrasada, aproximadamente  $3'$ , respecto de la posición general del frente de choque, justo en el sitio donde éste encontró una nube interestelar densa, formando el nudo de emisión en esta región del remanente, (3) la estructura en los contornos de radio alrededor de R.A.  $\sim 08^h 24^m 26^s.5$ , decl.  $\sim -43^\circ 00' 42''$  que coincide exactamente con un filamento corto y brillante en rayos X, (4) hacia el noroeste, la emisión en rayos X reproduce la distribución de brillo en ondas de radio, la cual se compone de filamentos extendidos  $\sim 20'$  en forma prácticamente lineal. Más aún, la estructura delgada filamentaria y brillante corre paralela a una banda de mayor amplitud en donde la emisión es débil (próximo a R.A.  $\sim 08^h 21^m 30^s.5$ , decl.  $\sim -42^\circ 42'$ ). El extremo sur de esta banda es delimitado por un filamento delgado, brillante tanto en radio como en rayos X, (5) la protuberancia u “oreja” oeste que presenta una morfología comparable y un aumento de emisión en su periferia, en ambos regímenes espectrales.

A pesar de la alta correlación mencionada en la mitad norte del remanente, en la porción sudeste no se observa la contraparte en rayos X a la emisión en radio, que se extiende aproximadamente  $5'$  más allá del límite en rayos X. También es remarcable la ausencia de correspondencia en el cuadrante sudoeste del remanente. Allí, la emisión en rayos X es aproximadamente un factor 8 más débil que en la región noreste, aunque esto puede deberse a la incompletitud de la imagen en rayos X, ya que los apuntamientos del *ROSAT* no cubrieron el sector.

Por otro lado, es de interés notar que los contornos en ondas de radio son externos a la emisión en rayos X a lo largo de la mayor parte de la periferia de Puppis A. Excepciones a este patrón ocurren cerca del sitio en donde se incrementa la emisión X alrededor de R.A.  $\sim 08^h 23^m 30^s$ , decl.  $\sim -42^\circ 46'$  y en el nudo este brillante.

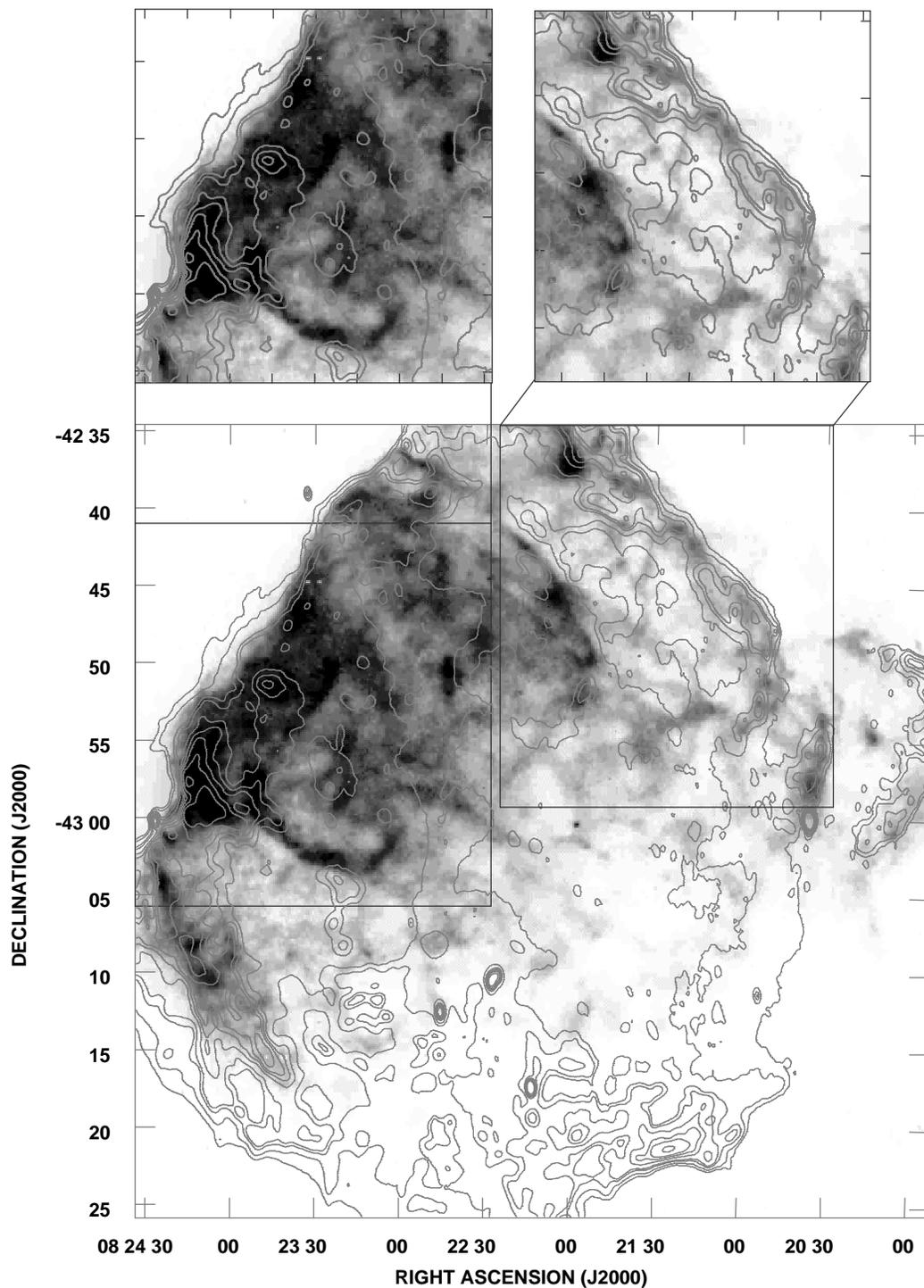


Figura 7.5: La imagen muestra en escala de grises la emisión en rayos X proveniente del RSN Puppis A, en la banda de energía 0.1–2 keV, tal como es observada por el telescopio orbital *ROSAT* HRI. Los contornos, trazados en 6, 7, 8, 10, 15, 20, 25, 35, y 50  $\text{mJy haz}^{-1}$ , corresponden a la emisión en continuo de radio en 1425 MHz. Los paneles superiores muestran en detalle la correspondencia morfológica entre ambos regímenes espectrales en el borde este (*panel superior izquierdo*) y noroeste (*panel superior derecho*) del remanente.

### 7.3.2 Comparación con la emisión en el óptico

Como se mencionara al comienzo de este capítulo, la distribución espacial de la emisión proveniente del RSN Puppis A en longitudes de onda visibles, ocurre en una colección de nudos de emisión y filamentos cortos. La mayor parte de la emisión se distribuye a través del remanente sin ninguna relación clara con las estructuras vistas en otras longitudes de onda (Dubner y col., 1991; Petre y col., 1982).

Dubner y col. (1991) analizaron la correlación espacial entre la emisión en continuo de radio en 1515 MHz y la emisión en las líneas de  $H_\alpha$ + [NII]. En general, los filamentos ópticos no poseen una contraparte en ondas de radio, sólo existen algunas correspondencias generales en el extremo norte del remanente donde la emisión en radio es más intensa (R.A.  $\sim 08^h 22^m$ , decl.  $\sim -42^\circ 36' 53''$ ). Petre y col. (1982) no encontraron evidencias claras que confirmen la asociación entre el nudo norte observado en rayos X y los filamentos ópticos detectados en dicha región. A pesar de la aparente proximidad espacial, los autores sugieren que ambas estructuras son vistas en superposición como resultado de un efecto de proyección. Una coincidencia similar es observada en la región este. Nuevamente un máximo en ondas de radio (R.A.  $\sim 08^h 24^m.5 10^s$ , decl.  $\sim -42^\circ 57'$ ) es visto en superposición con un filamento óptico pequeño. Si bien la región de emisión en el óptico no posee una relación obvia con la imagen de la emisión en X, este filamento óptico también es visto en coincidencia con el nudo este brillante detectado en esta banda del espectro. Tal estructura es interpretada como el resultado de la compresión y del aumento de temperatura ( $\sim 10^4 - 10^5$  K) producido en las regiones internas luego del paso del frente de choque (Petre y col., 1982).

La ausencia de correlación entre las estructuras en ondas de radio y los fragmentos ópticos sugiere que la emisión en estos regímenes espectrales es originada por mecanismos físicos diferentes. La escasa coincidencia espacial indica, además, que los choques son aún no radiativos, lo cual es consistente con la edad del remanente. Por otro lado, el hecho que los filamentos brillantes sean ricos en nitrógeno indica un origen vinculado con episodios de pérdida de masa ocurridos antes de la supernova.

### 7.3.3 Emisión en el infrarrojo y su contraparte en ondas de radio

La Figura 7.6 muestra la emisión infrarroja en dirección al RSN Puppis A observada por el satélite *IRAS* en las bandas de (a)  $25 \mu\text{m}$  y (b)  $60 \mu\text{m}$ , para las cuales la morfología infrarroja del remanente resulta más clara. En la banda de  $25 \mu\text{m}$ , si bien la estructura de Puppis A comparte los rasgos generales observados en  $60 \mu\text{m}$ , la emisión se presenta relativamente más débil.

En la región sudoeste del remanente la emisión IR se presenta como una extensión o “cola” orientada, desde la región central, en dirección sur a través de un máximo de emisión localizado aproximadamente en R.A.  $\sim 08^h 21^m$ , decl.  $\sim -43^\circ 19'$ . Arendt y col. (1990) propusieron un escenario en el cual la “cola” sur es originada por una nube (o cadena de nubes) del MIE interactuando con el RSN. El problema con este escenario es la ausencia de emisión en rayos X en esta parte del remanente, en oposición a lo observado en la región este, donde existe una alta emisión en ambas bandas espectrales.

La Figura 7.7 muestra en escala de grises la distribución de intensidad del RSN Puppis A correspondiente al cociente de color  $60\mu\text{m}/100\mu\text{m}$  con contornos superpuestos de la

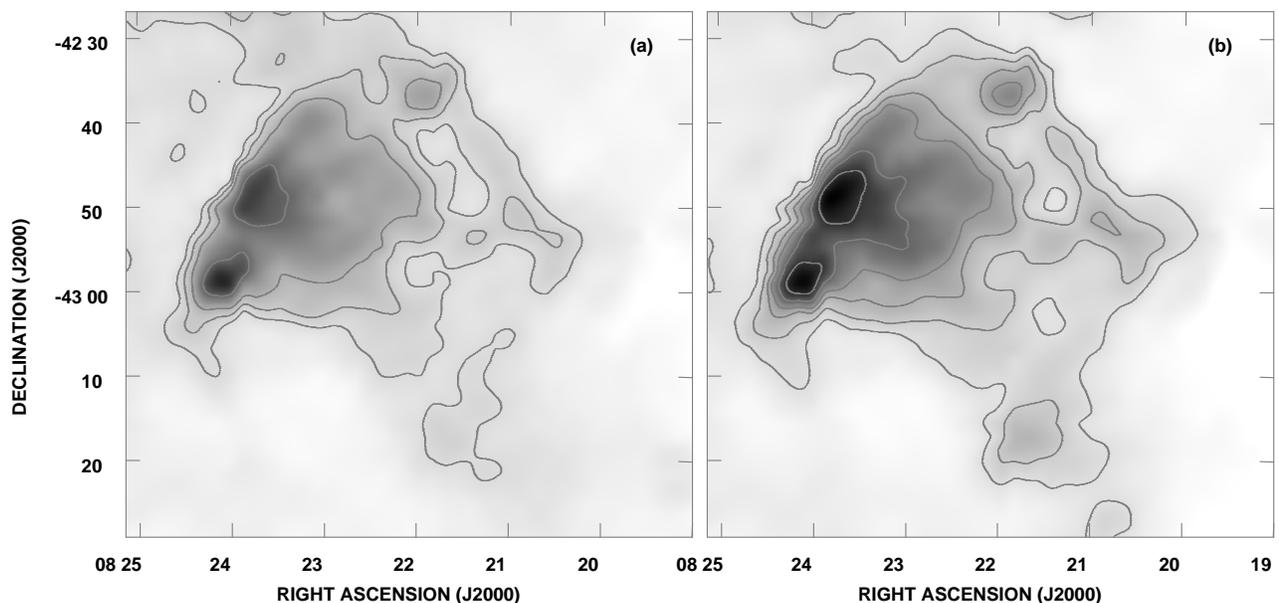


Figura 7.6: Despliegue en escala de grises de la emisión infrarroja proveniente del RSN Puppis A en las bandas de (a)  $25 \mu\text{m}$  con contornos superpuestos en 7, 8, 9 y  $12 \text{ mJy sr}^{-1}$ , y (b)  $60 \mu\text{m}$  con contornos en 15, 18, 22, 26, 34 y  $42 \text{ mJy sr}^{-1}$ . Las observaciones fueron realizadas con el satélite espacial *IRAS*.

emisión en 1425 MHz. En base a esta imagen, resulta evidente que la mayor parte de las estructuras detectadas en radio son también vistas en el infrarrojo, pero con intensidades relativas diferentes. Por ejemplo, la emisión difusa en ondas de radio proveniente del extremo sur del RSN no posee una contraparte infrarroja. Por otro lado, la emisión IR a través de la región central y la porción noreste posee una intensidad mayor, en comparación a lo que se observa en ondas de radio. La región del nudo este es el único sitio de emisión intensa en ambas bandas espectrales.

## 7.4 Espectro integrado en ondas de radio del RSN Puppis A

Diferentes observaciones en continuo de radio realizadas en dirección a Puppis A se encuentran en la literatura en el intervalo de frecuencias entre 19 y 8400 MHz.

Las densidades de flujo integradas sobre el remanente, correspondientes a las nuevas imágenes presentadas en esta tesis son:  $S_{330\text{MHz}} = 242 \pm 17 \text{ Jy}$ , y  $S_{1425\text{MHz}} = 114 \pm 6 \text{ Jy}$ . Estos valores fueron obtenidos considerando la escala de flujo de Perley y Taylor (2003). Los errores provienen de considerar tres componentes principales: las incertezas asociadas con la elección del límite de integración, la contribución debida a la emisión de fondo, y el ruido inherente en cada imagen. La conversión entre la escala de flujo dada por Perley y Taylor (2003) y la de Baars y col. (1977) implican factores de conversión, en

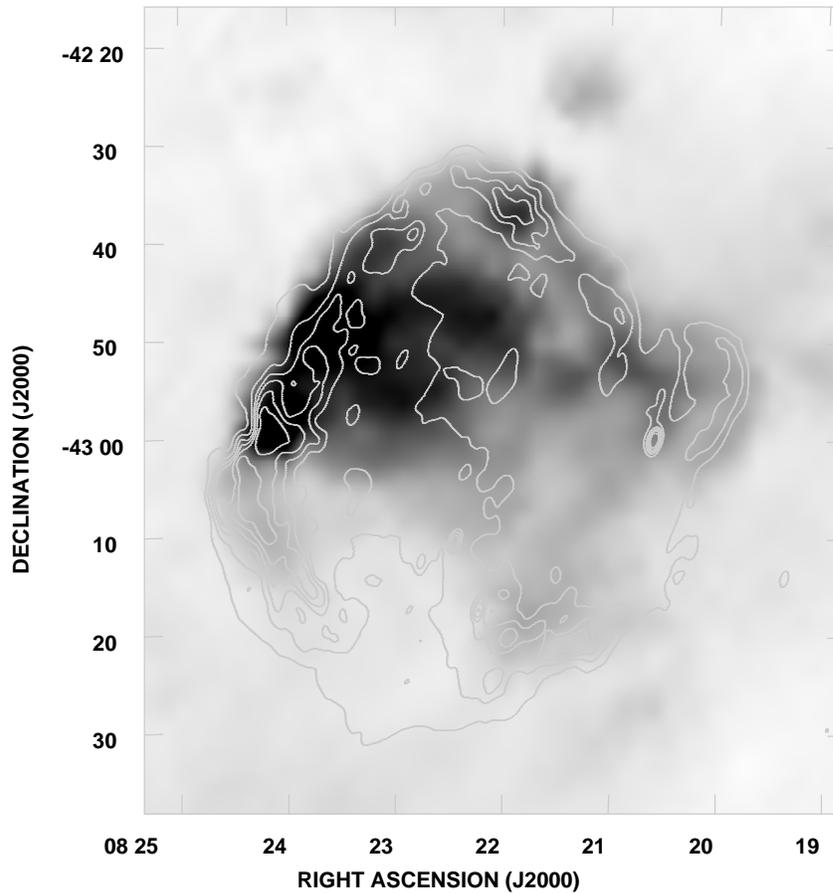


Figura 7.7: Comparación de estructuras entre la emisión en ondas de radio e infrarrojo en el RSN Puppis A. La representación en escala de grises corresponde a la distribución espacial del cociente de emisión IR  $60\mu\text{m}/100\mu\text{m}$ . Los contornos dibujados en 30, 60, 100, 140, 200, y 300  $\text{mJy haz}^{-1}$  delinean la morfología del remanente en 1425 MHz con una resolución angular de  $91'' \times 45''$ .

las densidades de flujo medidas, de 1.038 y 0.999 para las frecuencias de 330 y 1425 MHz, respectivamente. De este modo, la densidad de flujo en 330 MHz, según la escala de Baars y col. (1977) es  $254 \pm 18$  Jy. En 1425 MHz, dado el factor de conversión, la medición de flujo sobre Puppis A está también dada por el valor  $114 \pm 6$  Jy. Estos resultados, junto con otras mediciones de la densidad de flujo integrada sobre el remanente, extraídas de trabajos previamente publicados, se resumen en la Tabla 7.2 y en la Figura 7.8. Todos los valores citados fueron homogeneizados a la escala de flujo dada por Baars y col. (1977).

El espectro resultante para la estructura completa del RSN, obtenido a partir de un ajuste lineal sobre los valores tabulados, está descrito por una ley de potencia con un único índice espectral  $\alpha = -0.49 \pm 0.02$ , y es mostrado por la línea en trazo continuo en la Figura 7.8. Este resultado, consistente con el espectro de energía producido en el mecanismo de aceleración de Fermi de primer orden en presencia de un frente de choque intenso, está en buen acuerdo con estimaciones previas presentadas por Milne y Hill (1969) y Harris (1962) ( $\alpha \simeq -0.50$ ); y Milne (1971a) y Dubner y col. (1991) ( $\alpha \simeq -0.53$ ).

Tabla 7.2: Densidades de flujo integradas estimadas para el RSN Puppis A

Frecuencia (MHz)	Flujo Integrado (Jy)	Referencias
19.....	$800 \pm 160$	Rishbeth (1958)
86.....	$474 \pm 79$	Mills, Slee y Hill (1960)
330.....	$263 \pm 7$	Esta tesis
408.....	$192 \pm 20$	Green (1971)
635.....	$180 \pm 29$	Milne y Hill (1969)
843.....	$144 \pm 10$	Arendt y col. (1990)
960.....	$130 \pm 12$	Harris (1962)
1410.....	$129 \pm 20$	Milne y Hill (1969)
1425.....	$114 \pm 6$	Esta tesis
1440.....	$166 \pm 17$	Mathewson, Healey y Rome (1962)
1515.....	$118 \pm 10$	Dubner y col. (1991)
2650.....	$92 \pm 14$	Milne y Hill (1969)
2700.....	$78 \pm 12$	Milne (1971a)
4750.....	$59 \pm 5$	Milne, Stewart y Haynes (1993)
5000.....	$67 \pm 7$	Milne y Hill (1969)
5000.....	$61 \pm 7$	Milne (1971a)
8400.....	$38 \pm 4$	Milne, Stewart y Haynes (1993)

## 7.5 Análisis de la distribución espacial del espectro sincrotrónico en el RSN Puppis A

En esta sección se investiga la presencia de variaciones espaciales en el índice espectral sobre el RSN Puppis A, usando las nuevas imágenes en continuo de radio en 330 y 1425 MHz. En primer lugar, los cambios espectrales son analizados empleando gráficos  $S-S^2$  en áreas con geometrías diversas (Sección 7.5.1). Sobre la base de esta metodología se construye un mapa espectral, el cual es descrito en la Sección 7.5.2. Los resultados obtenidos son comparados con los producidos a partir de la construcción de imágenes tomográficas. La descripción de esta técnica y sus resultados sobre Puppis A se presentan en la Sección 7.5.3.

### 7.5.1 Gráficos $S-S$ sobre Puppis A

La comparación espectral entre las imágenes en 330 y 1425 MHz se realizó sobre siete regiones diferentes de Puppis A, las cuales se ilustran en la Figura 7.9. Para ello, las imágenes fueron convolucionadas a un mismo haz, dado por la resolución angular de los datos en la frecuencia menor,  $91'' \times 45''$ , P.A.= $164^\circ$ . La credibilidad de los resultados obtenidos mediante esta técnica, así como en la convolución diferencial del índice espectral (ver su implementación a continuación, Sección 7.5.2), está basada en parte, en este tipo de análisis.

<sup>2</sup>La explicación del método se encuentra en la Sección 6.6.2.

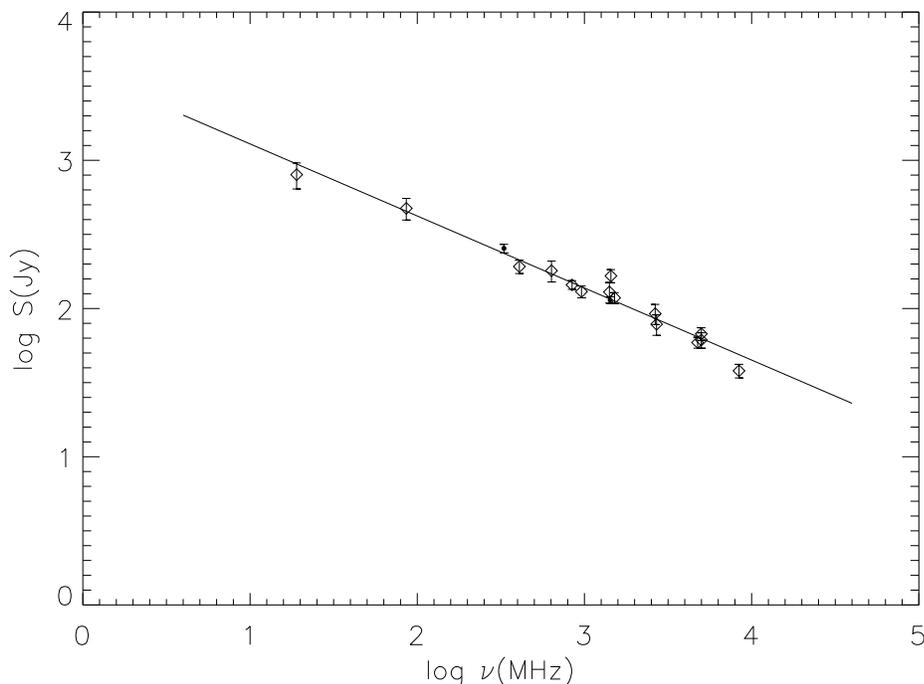


Figura 7.8: Espectro integrado del RSN Puppis A entre 19 y 8400 MHz. Los rombos representan datos previamente publicados (Tabla 7.2), y los círculos negros corresponden a las mediciones de la densidad de flujo en 330 y 1425 MHz presentadas en esta tesis. La recta representa el ajuste por cuadrados mínimos dado por la ecuación  $\log S_\nu = 3.6 - 0.49 \log \nu$ .

Los valores del índice  $\alpha$  para las regiones identificadas con las letras desde A hasta G se resumen en la Tabla 7.3. Estos resultados muestran con claridad que existen variaciones espaciales significativas en el índice espectral entre 330 y 1425 MHz. Las incertezas asociadas a las mediciones tienen un origen estadístico e incluyen correcciones a errores en la calibración de los datos en cada frecuencia.

Los gráficos S–S correspondientes a las distintas regiones seleccionadas son presentados en la Figura 7.10. En cada gráfico, se muestra en trazo continuo la recta que mejor ajusta a los puntos, a partir de la cual se obtiene una medida del índice espectral. Además, a modo de comparación se incluye, en trazo punteado, la recta con la pendiente adecuada correspondiente a  $\alpha = -0.5$ , esto es, el valor más chato posible que se obtendría si el mecanismo de aceleración de las partículas, es Fermi de primer orden en frentes de choque intensos (Capítulo 3). En ciertos casos, es evidente la presencia de cambios espectrales en una escala espacial menor al tamaño de la región. Esto es reflejado en la dispersión de los puntos observados respecto de la recta de ajuste, la cual es demasiado alta para ser explicada en términos del nivel de ruido y las variaciones en la emisión de fondo en las imágenes usadas.

Como fuera descripto en la Sección 7.3, una de las porciones más brillantes del RSN Puppis A es el borde este. Los gráficos S–S construídos sobre dos regiones – E, F–,

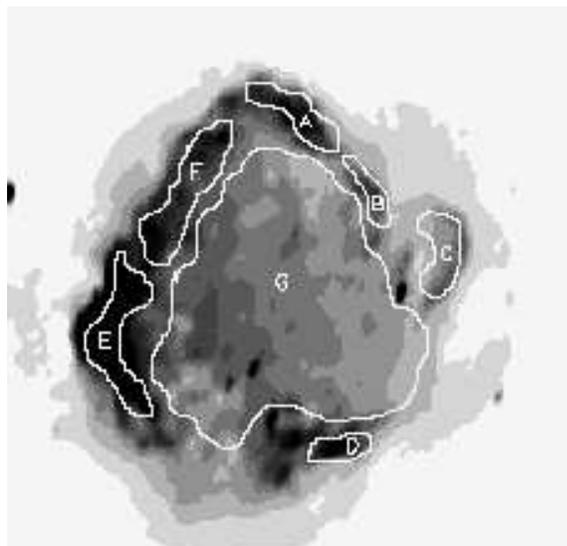


Figura 7.9: Posiciones de las regiones sobre las cuales se analiza el espectro entre 330 y 1425 MHz mediante la construcción de gráficos S–S, mostrados en la Figura 7.10. La representación en escala de grises sobre la cual se superponen las regiones, corresponde a las observaciones realizadas en 1425 MHz.

ubicadas en este lado del remanente muestran la existencia de cambios en el índice espectral entre ellas, con  $\alpha = -0.58 \pm 0.03$  para la región E y  $\alpha = -0.72 \pm 0.03$  para la F. La región espectralmente más chata encierra el filamento curvado donde la emisión en radio alcanza un máximo. De acuerdo a la distribución de puntos correspondiente a la región E, es posible que ocurran variaciones espectrales en el interior de esta estructura, pero que en promedio estén bien representadas por el valor  $\alpha \simeq -0.6$  (ver discusión en las secciones siguientes).

En la porción noroeste del RSN también existen diferencias en el índice  $\alpha$ . La región A posee un  $\alpha = -0.51 \pm 0.04$  y el sector B,  $\alpha = -0.69 \pm 0.03$ . Es decir, la región B tiene un espectro más agudo que el extremo noroeste de Puppis, que incluye la estructura denominada “nudo norte” detectada en continuo de radio y rayos X.

Hacia el sur, sobre el lado oeste del remanente, la región C coincide con la extensión u “oreja” de Puppis A, donde la emisión en ondas de radio se hace más débil. Allí, el índice espectral promedio obtenido del gráfico S–S es  $\alpha = -0.46 \pm 0.03$ . No obstante, que la distribución de puntos en este sector del RSN pueda ser ajustada por una única ley de potencia puede ser un hecho cuestionable (ver Secciones 7.5.2 y 7.5.3).

Parte de las estructuras más brillantes en ondas de radio en el extremo sur del remanente son cubiertas por la región D, la cual se encuentra rodeada por zonas de baja densidad de brillo superficial. El espectro en esta posición tiene una pendiente  $\alpha = -0.41 \pm 0.11$ . Sin embargo, la interpretación de este gráfico es complicada, lo cual es reflejado en la gran incerteza en la estimación de  $\alpha$ . Por tal motivo, el comportamiento espectral en esta parte

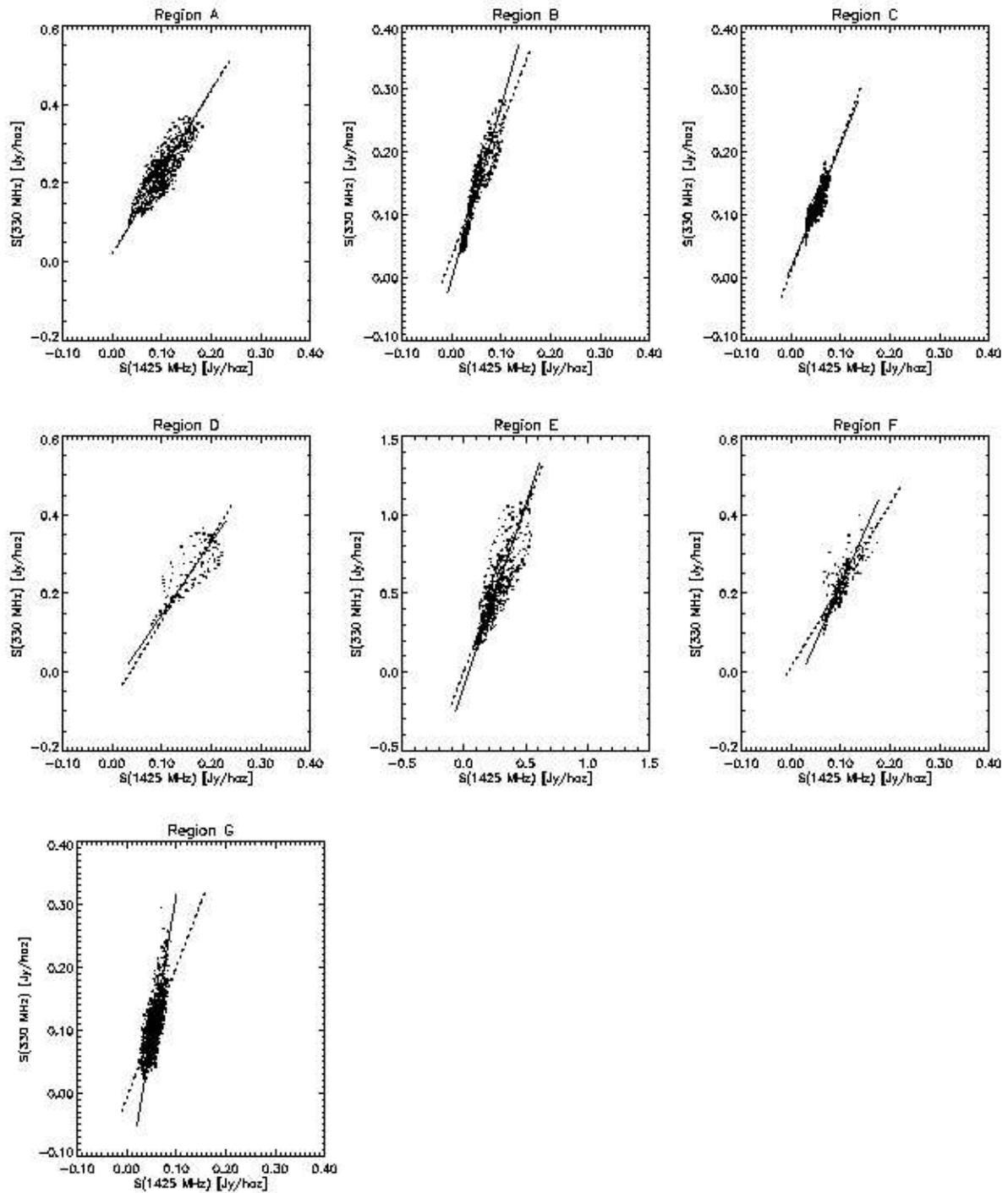


Figura 7.10: Gráficos S–S de las regiones seleccionadas en el RSN Puppis A. La línea en trazo continuo representa el mejor ajuste lineal sobre los puntos, a partir del cual se obtienen los valores de índice espectral (ver Tabla 7.3). La línea de puntos en cada gráfico corresponde a un espectro de emisión con índice  $\alpha = -0.5$ , el valor canónico esperado en el caso en que las partículas son aceleradas por el mecanismo de Fermi de primer orden.

de Puppis A se analiza, además, mediante la construcción de mapas espectrales e imágenes tomográficas.

Tabla 7.3: Distribución espacial del índice espectral sobre Puppis A

Región	$\alpha_{330-1425}$
A	$-0.51 \pm 0.04$
B	$-0.69 \pm 0.03$
C	$-0.46 \pm 0.03$
D	$-0.41 \pm 0.11$
E	$-0.58 \pm 0.03$
F	$-0.72 \pm 0.03$
G	$-0.95 \pm 0.04$

La región de menor brillo superficial se encuentra en la parte central de Puppis A, encerrada por la región G. En este caso, el espectro está caracterizado por una ley de potencia con un índice  $\alpha = -0.95 \pm 0.04$ . Para realizar esta medición, las fuentes compactas brillantes vistas en superposición a la emisión del remanente, las cuales podrían complicar la interpretación del gráfico S–S, fueron eliminadas del análisis. Este valor tan agudo, sin embargo puede tener una incerteza mayor que la estadística, ya que se trata de una región donde la relación señal–ruido es pobre.

### 7.5.2 Convolución diferencial del índice espectral

A fin de chequear la solidez de los resultados encontrados en la sección anterior, la dependencia del espectro con la posición sobre el remanente fue también investigada usando el método de la convolución diferencial del índice espectral (Zhang y col., 1997). Esta nueva técnica permite evaluar la distribución espacial del índice basándose en la construcción de gráficos S–S. En este caso, la región de análisis, en la cual se calcula el valor de  $\alpha$ , es desplazada sobre la imagen en pasos de un pixel. En cada nueva posición se realiza un ajuste lineal por cuadrados mínimos sobre los datos y el índice espectral resultante es asignado al pixel central de la región. Como resultado, se obtiene una imagen espectral con valores de  $\alpha$  asignados a cada pixel, lo cual permite observar variaciones espectrales en una escala espacial menor, comparada con la construcción de gráficos S–S en regiones aisladas sobre la fuente.

El resultado de la convolución espacial del índice, entre 330 y 1425 MHz, se muestra en la Figura 7.11. La gama de grises ilustra las diferencias espectrales en el remanente. De acuerdo a la representación utilizada, las regiones oscuras corresponden a estructuras espectralmente chatas, es decir con valores de  $\alpha$  entre  $-0.4$  y  $-0.2$ . La técnica fue desarrollada teniendo en cuenta una región de análisis rectangular cuyos lados poseen una longitud equivalente a 6 veces el tamaño del haz. El método también fue aplicado sobre regiones de análisis de tamaño menor, lo cual representa un incremento en la resolución

de las variaciones espectrales. Sin embargo, los resultados obtenidos con mayor resolución espacial fueron esencialmente los mismos que se discuten a continuación que se basan en una mejor estadística.

Una de las estructuras sobresalientes vistas en la imagen de la Figura 7.11 es la región asimétrica espectralmente aguda ubicada cerca del centro del remanente, R.A.  $\sim 08^{\text{h}} 21^{\text{m}} 52^{\text{s}}$ , decl.  $\sim -43^{\circ} 03'$ . Esta región tiene un tamaño aproximado de  $12' \times 10'$ . El índice espectral promedio en esta porción de Puppis A es  $\alpha \sim -0.85$ .

Una banda de emisión con índices entre  $-0.6$  y  $-0.9$  delinea el borde noreste de Puppis A. Este resultado es consistente con el obtenido en la Sección 7.5.1, a partir del ajuste lineal sobre los puntos en la región F.

Orientada en forma paralela al borde noroeste del remanente, rodeada por una región con índices entre  $-0.3 < \alpha < -0.2$ , se ubica una de las estructuras espectralmente más agudas. Allí, el espectro está caracterizado por un índice menor que  $-0.8$ .

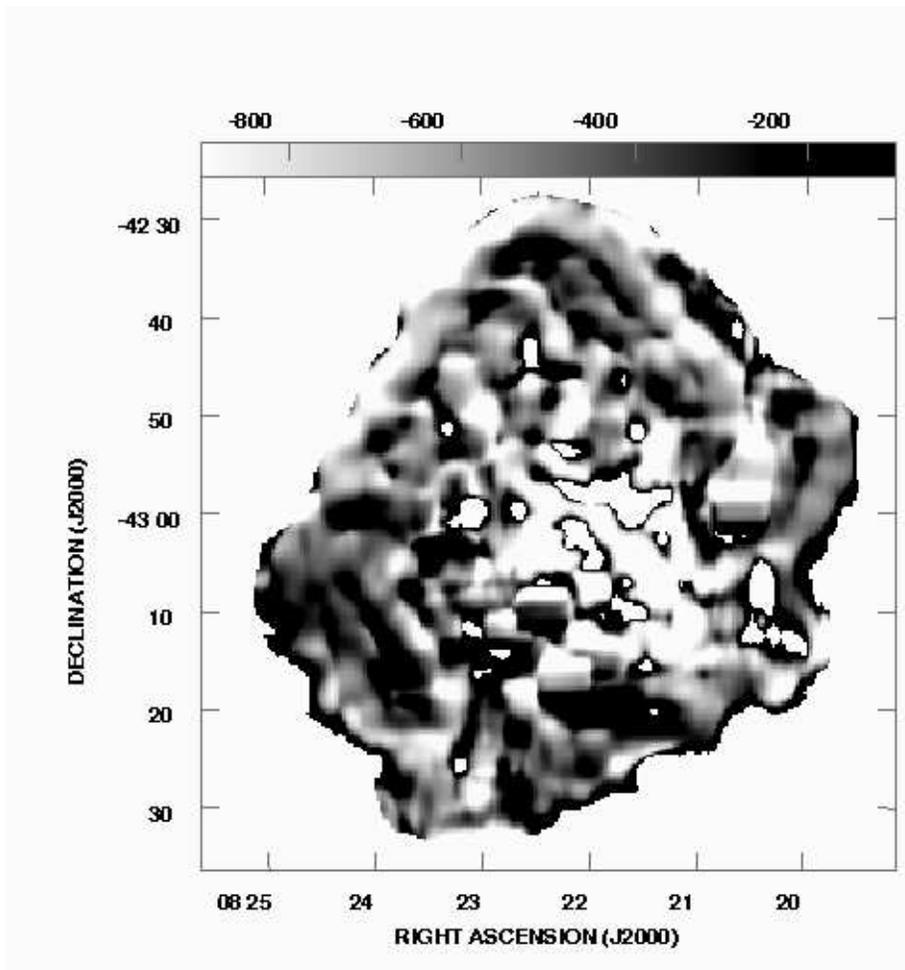


Figura 7.11: Mapa espectral del RSN Puppis A construido entre 330 y 1425 MHz usando el método de convolución diferencial del índice espectral. El rango en el índice espectral es representado por la escala de grises e indicado en la caja superior de la imagen a modo de referencia. Las regiones oscuras (claras) corresponden a estructuras espectralmente chatas (agudas).

Regiones espectralmente chatas, con índices entre  $\alpha \sim -0.2$  y  $\alpha \sim -0.4$  se observan distribuidas en diversas porciones del RSN. En particular, inmediatamente detrás de la posición del frente de choque a lo largo de la mayor parte de la periferia, con excepción del extremo norte y el borde noreste. En la región sudeste del remanente, el filamento curvado, visto como un máximo de emisión tanto en ondas de radio como en rayos X (tal como se muestra en la Figura 7.5), posee valores de índice espectral en el intervalo entre  $-0.6$  y  $-0.2$ . En el extremo sur, la región brillante en continuo de radio ubicada en R.A.  $\sim 08^{\text{h}} 21^{\text{m}} 26^{\text{s}}$ , decl.  $\sim -43^{\circ} 20' 17''$ , se presenta en el mapa como una zona espectralmente chata con  $-0.5 \leq \alpha \leq -0.3$ .

Continuando con la periferia oeste del remanente, la protuberancia oeste u “oreja” es vista en el mapa de la Figura 7.11 como una combinación de estructuras con índices espectrales que varían entre  $-0.5$  y  $-0.3$ .

En general, existe muy buen acuerdo entre los resultados obtenidos mediante la convolución del índice y los encontrados a partir del ajuste lineal en regiones específicas del remanente. Más aún, la presencia de estructuras espectralmente diferentes en regiones como la extensión u “oreja” oeste, sugeridas en base al gráfico S–S (región C) presentado en la Sección 7.5.1, son ahora confirmadas usando la distribución espectral de la Figura 7.11. Algo similar ocurre con la emisión en la parte sur del remanente para la cual el mapa muestra la coexistencia de diferentes componentes espectrales. Esto explicaría, en parte, la distribución de los puntos correspondiente a la región D ubicada en este sector de Puppis A.

Integrando los valores de  $\alpha$  correspondientes a la imagen espectral, se obtiene un índice global  $\alpha = -0.47 \pm 0.05$  entre 330 y 1425 MHz. Este resultado es consistente con el índice integrado calculado en la Sección 7.4 teniendo en cuenta mediciones de densidad de flujo en un rango más amplio de frecuencias (19–8400 MHz).

### 7.5.3 Imágenes tomográficas sobre Puppis A

Las técnicas convencionales empleadas en el análisis de las variaciones espaciales del índice espectral no siempre permiten distinguir regiones donde existe más de una componente espectral a lo largo de la línea de vista. Esto significa que el índice espectral calculado estará dado por algún tipo de promedio ponderado. La construcción de imágenes tomográficas espectrales constituye una herramienta útil para identificar componentes espectrales diferentes en una dada región. Esta técnica ha sido aplicada exitosamente para analizar el espectro de radio galaxias (Katz–Stone y Rudnick, 1997b) y, recientemente, sobre los RSNs de Tycho (Katz–Stone y col., 2000), Kepler (Delaney y col., 2002) y el remanente G292.0+1.8 (Gaensler y Wallace, 2003).

De acuerdo a este método, la tomografía espacial entre dos imágenes,  $S_{\nu_1}$  y  $S_{\nu_2}$  (con  $S_{\nu_i}$  la distribución de intensidad a la frecuencia  $\nu_i$ ), se obtiene escalando la imagen  $S_{\nu_2}$  con un índice espectral  $\alpha_t$  de prueba, y sustrayendo esta nueva imagen de  $S_{\nu_1}$ . Este procedimiento forma una imagen  $S_t$  dada por

$$S_t = S_{\nu_1} - \left(\frac{\nu_1}{\nu_2}\right)^{\alpha_t} S_{\nu_2} \quad (7.1)$$

Así pues, si para alguna posición en la fuente existe sólo una componente con un índice espectral igual al valor  $\alpha_t$  asumido, ésta desaparecerá respecto de su entorno en la imagen

$S_t$ . En caso de existir, además, otra componente superpuesta con un índice espectral diferente, el residuo en la imagen  $S_t$  corresponderá únicamente a ésta segunda componente.

En general, las estructuras que poseen índices espectrales diferentes aparecerán en la imagen de  $S_t$  con distribuciones de intensidad positiva o negativa, dependiendo que el valor absoluto del índice sea mayor o menor que el módulo del valor  $\alpha_t$  considerado. En la práctica, es posible determinar el índice espectral de una estructura identificando aquellos mapas en los cuales la región de interés aparece primero como un residuo positivo y luego como un residuo negativo, conforme se recorre un rango de valores de  $\alpha_t$ ; este procedimiento encierra el valor verdadero del índice espectral correspondiente a dicha estructura.

A fin de asegurar la validez del contenido espectral en una galería tomográfica, es necesario no sólo que las imágenes en ambas frecuencias posean la misma resolución angular, sino también el mismo cubrimiento en el plano- $uv$ . Por esta razón, los datos obtenidos en continuo de radio en 1425 MHz del RSN Puppis A fueron reprocesados restringiendo la muestra de puntos en el plano- $uv$  para que coincida con el cubrimiento en 330 MHz. La deconvolución de los datos reprocesados y la construcción de la nueva imagen en 1425 MHz se realizó de acuerdo a los pasos seguidos en el procesamiento de las observaciones en 330 MHz realizadas en dirección a este remanente (Sección 5.3.1). Esto produce un par de imágenes -330/1425- que resultan idénticas en el muestreo espacial y fidelidad<sup>3</sup>, diferenciándose únicamente en su distribución de brillo.

Usando este par de imágenes se analizó, además, la posibilidad de corrimientos en intensidad, debidos a diferencias en la calibración de la densidad de flujo en ambas frecuencias. Para esto se graficó los datos en 330 MHz en función de los datos reprocesados en 1425 MHz, y viceversa. Una extrapolación hacia el valor cero de densidad de flujo en una frecuencia deberá corresponder a una densidad de flujo nula en la otra frecuencia, de otra manera existe un corrimiento global de punto cero que debe ser corregido (Katz-Stone, Rudnick y Anderson, 1993). El corrimiento en intensidad en los datos a 330 MHz relativo a 1425 MHz es  $\sim 0.3$  mJy haz<sup>-1</sup>, y 0.1 mJy haz<sup>-1</sup> cuando los datos en 1425 MHz son graficados en función de las observaciones en 330 MHz. En ambos casos, esto no representa una diferencia significativa y por lo tanto no necesita ser corregido.

Luego de las consideraciones mencionadas, la imagen reprocesada en 1425 MHz puede ser comparada directamente con la imagen en 330 MHz para caracterizar las propiedades espectrales de la emisión en ondas de radio proveniente del RSN Puppis A.

La Figura 7.12 consiste de doce mapas tomográficos del RSN Puppis A realizados entre 330 y 1425 MHz. Los cambios espectrales son trazados con una resolución de 0.1, teniendo en cuenta valores de  $\alpha_t$  entre +0.1 y -1.0. En el despliegue, las componentes espaciales brillantes corresponden a residuos positivos y poseen índices espectrales más agudos que el valor asumido (es decir, de módulo mayor comparado con  $|\alpha_t|$ ). Las regiones oscuras, por su parte, son zonas negativas, donde el espectro es más chato que el valor considerado para  $\alpha_t$  (esto es, de módulo menor).

Las imágenes claramente demuestran la presencia de variaciones espaciales en la distribución del índice espectral. En el borde este del remanente la estructura sobresaliente es un filamento curvado, que incluye el nudo este brillante (indicado en la Figura 7.4), el cual aparece como un residuo completamente positivo (blanco en la escala de colores) en

---

<sup>3</sup>Con esta palabra se define cuán bien representa la imagen la distribución de brillo sobre la fuente.

los paneles entre  $\alpha_t = +0.1$  y  $\alpha_t = -0.2$ . La presencia de múltiples componentes espectrales en esta porción de Puppis A es revelada en las imágenes correspondientes a  $\alpha_t = -0.3$ ,  $-0.4$  y  $-0.5$ , en donde coexisten estructuras interiores con índices espectrales más agudos que  $-0.3$  (regiones claras) y más chatos que  $-0.5$  (regiones oscuras). El hecho que este filamento sea visto como un residuo prácticamente negativo en el mapa  $\alpha_t = -0.7$ , implica que en este lado del RSN la distribución espectral no posee componentes de emisión con índices más agudos que este valor. Esta estimación concuerda con los resultados obtenidos en base al gráfico S–S de la región E y al método de convolución diferencial.

Los bordes noreste y noroeste de Puppis A también resultan ricos en sus propiedades espectrales. En ambos casos se observan estructuras de corta longitud de residuos positivos, orientadas prácticamente en forma radial desde la periferia del remanente hacia la región central. Puesto que estas estructuras se convierten en residuos negativos a partir del panel con  $\alpha_t = -0.8$ , una estimación razonable del índice espectral podría ser  $-0.75 \pm 0.05$ . La estructura denominada nudo norte (ver Figura 7.4 para su localización) se presenta en la forma de un residuo positivo desde  $\alpha_t = +0.1$  hasta  $\alpha_t = -0.4$ . Esto produce un espectro con un índice  $-0.45 \pm 0.05$  en esta parte del remanente, en coincidencia con los resultados presentados en las secciones precedentes.

La protuberancia u “oreja” oeste es muy débil en la imagen correspondiente a  $\alpha_t = -0.5$ . En su periferia pueden observarse en superposición algunas estructuras de menor tamaño, todas ellas con un espectro más chato que su entorno (regiones más oscuras), para las cuales un índice espectral entre  $-0.3$  y  $-0.4$  parece tener validez. La resolución espectral del mapa presentado en la Figura 7.11 no es suficiente para detectar la contribución debido a estas componentes.

La parte central del remanente no es espectralmente homogénea sino que presenta una combinación de estructuras con índices diferentes. Particularmente interesante resulta una banda de emisión negativa vista entre  $\alpha_t = 0.0$  y  $-0.8$  extendiéndose desde el lado noreste hacia el borde sudoeste, a través de la porción central de Puppis A. Este análisis podría reproducir el comportamiento observado usando la convolución del índice en la región asimétrica ubicada en R.A.  $\sim 08^h 21^m 52^s$ , decl.  $\sim -43^\circ 02' 58'$ .

En el extremo sudoeste del remanente se observa una región aislada, espectralmente aguda, en donde la emisión tiene componentes positivas hasta el mapa  $\alpha_t = -0.9$ .

El despliegue del panel correspondiente a  $\alpha_t = -0.8$  demuestra que la distribución espectral en Puppis A prácticamente no posee componentes más agudas que este valor. Excepciones a esta descripción se encuentran en ciertas posiciones en las periferias noreste y noroeste, y en la porción sur.

Definitivamente, los resultados obtenidos en base a la serie tomográfica confirman la tendencia que fuera notada a partir del examen de los gráficos S–S y del mapa espectral, con la ventaja adicional de hacer posible la medición del índice con una resolución espacial mayor comparada a la obtenida con los métodos precedentes.

Finalmente, la mayor parte de las fuentes puntuales presentes en la región del remanente son vistas como estructuras de emisión positiva a través de los paneles tomográficos hasta  $\alpha_t = -0.9$ , lo que significa que su espectro se encuentra entre  $-0.9$  y  $-1.0$ , confirmando su origen extragaláctico (ver Sección 7.1).

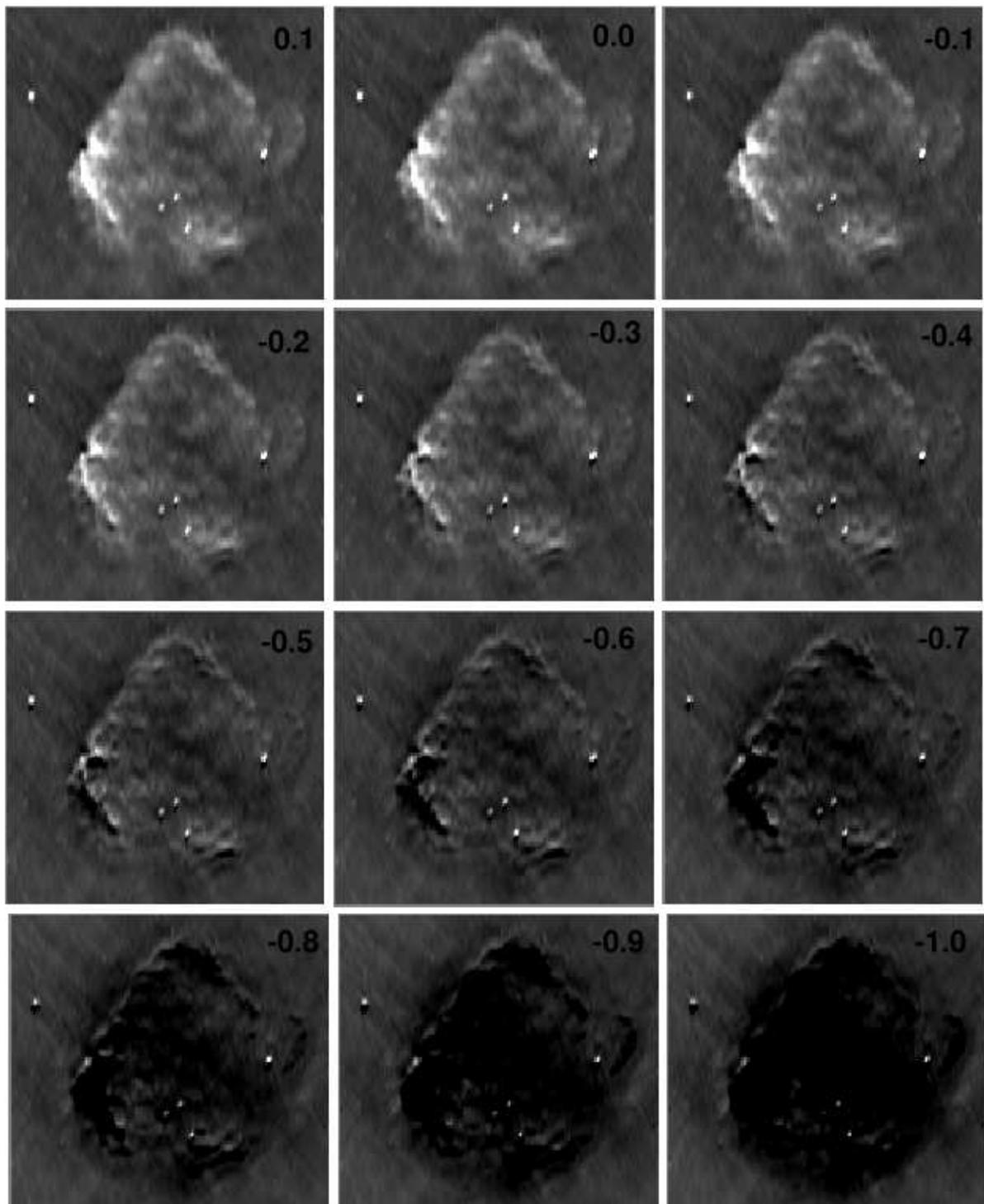


Figura 7.12: Galería tomográfica del RSN Puppis A. La escala de grises muestra una serie de imágenes construídas a partir de los datos en 330 y 1425 MHz, los cuales han sido reprocesados para tener un cubrimiento similar en el plano  $-uv$ . En la esquina superior derecha de cada panel se indica el valor  $\alpha_t$  asumido. Las regiones brillantes (oscuras) son residuos positivos (negativos) en la imagen  $S_t$  y poseen un índice espectral más agudo (chato) que  $\alpha_t$ .

## 7.6 Interpretación de la distribución espectral: El rol de las inhomogeneidades

Los cambios en el espectro en continuo de radio en RSNs son explicados, generalmente, invocando una dependencia espacial en la aceleración de partículas, o electrones localmente acelerados con un espectro curvado de energía visto en regiones con intensidades de campo magnético diversas, o una combinación de ambos.

Como fuera discutido en el Capítulo 3, variaciones en la teoría de aceleración de partículas predice valores diferentes en el índice  $\alpha$  como una función de la tasa de compresión local. De acuerdo con el proceso de aceleración de Fermi de primer orden, bajo la aproximación de partícula de prueba, los choques más intensos producen índices más chatos hasta un valor límite  $\alpha = -0.5$ . En este simple escenario, se espera que las regiones más brillantes en una fuente sincrotrónica sean espectralmente más chatas. Desafortunadamente, la relación funcional entre  $\alpha$  y la emisión puede ser más complicada. La tasa a la que las partículas son inyectadas en el mecanismo de aceleración puede depender, entre otras cosas, de la velocidad del frente de choque y la orientación del campo magnético respecto al frente. La eficiencia en la inyección puede, entonces, afectar la emisión observada de un modo que no es considerado en la versión más simple del modelo de aceleración de primer orden.

Por otro lado, si existe una curvatura en el espectro de energía de los electrones, la misma se reflejará en el espectro sincrotrónico y la frecuencia de corte dependerá de la intensidad del campo magnético. Si el espectro se achata en las frecuencias menores (cóncavo hacia abajo), las regiones en las cuales el campo magnético es más intenso serán más brillantes y tendrán un espectro sincrotrónico más chato. Este tipo de comportamiento espectral es consistente con el espectro de la emisión galáctica de fondo, el cual presenta un corte aproximadamente en 100 MHz (Longair, 1994, y referencias incluidas). Con observaciones sólo en dos frecuencias del RSN Puppis A no es posible determinar si el espectro sincrotrónico posee la curvatura requerida. Sin embargo, el hecho que el espectro integrado, entre 19 y 8400 MHz, sea una ley de potencia con un único índice espectral  $\alpha = -0.49 \pm 0.02$ , podría indicar que éste no es el mecanismo responsable de la distribución espectral observada sobre la fuente.

De acuerdo con los resultados obtenidos en base a la construcción de gráficos S–S, mapas espectrales, e imágenes tomográficas, en el RSN Puppis A parecería no existir una coherencia clara entre la distribución espacial del índice  $\alpha$  y el brillo superficial, puesto que índices espectrales agudos ( $\alpha \leq -0.5$ ) son medidos tanto en regiones de brillo moderado como en la región central donde la emisión es más débil.

En efecto, en la porción este del remanente donde la emisión en radio es más brillante, las regiones E y F (indicadas en la Figura 7.9) poseen un índice espectral  $\alpha = -0.58 \pm 0.03$  y  $\alpha = -0.72 \pm 0.03$ , respectivamente. Adicionalmente, la imagen espectral (Figura 7.11) y la serie tomográfica (Figura 7.12) revelan la coexistencia, en ambas regiones, de componentes espectrales más chatas que los valores promedios citados (ver discusión presentada en las Secciones 7.5.2 y 7.5.3). Dickel y col. (1989) han sugerido que en RSNs menos evolucionados, como Puppis A, la emisión en ondas de radio y el índice espectral están regulados por mecanismos diferentes. En esta interpretación, las variaciones en el brillo deben provenir de una amplificación localizada del campo magnético en los sitios donde el

material eyectado encontró nubes interestelares densas, mientras que el espectro de energía de los electrones está determinado predominantemente por la aceleración de primer orden en el frente de choque (Anderson y Rudnick, 1993).

La explicación más razonable para el comportamiento espectral, observado principalmente a lo largo de la periferia noreste del remanente, es que el frente de choque pudo haber sido desacelerado, tras el encuentro con estructuras preexistentes en el medio circumestelar o interestelar de la estrella progenitora. De este modo, su bajo número de Mach produce un espectro agudo para la aceleración en el choque. Una evidencia en favor de esta interpretación son las observaciones en rayos X, óptico, infrarrojo y milimétrico, las cuales sugieren que Puppis A está interactuando con una nube densa en su borde este, observada en infrarrojo (Arendt y col., 1990), en la línea del hidrógeno neutro y del monóxido de carbono (Dubner y Arnal, 1988). Tal interacción produciría la morfología aplanada e indentada que se observa en la cáscara en ondas de radio en este lado del remanente. Más aún, la ausencia de filamentos ópticos y la falta de correspondencia entre la emisión óptica y en radio, indica que el RSN aún se encuentra en la fase no radiativa de su evolución.

En el resto de la fuente, la intensidad de brillo y el índice espectral presentan una correlación mayor comparado con lo observado a lo largo de la periferia este de Puppis A: las regiones espectralmente más agudas tienden a estar asociadas con regiones más difusas, mientras que los índices más chatos se encuentran casi exclusivamente en las estructuras más brillantes.

En base a la serie tomográfica mostrada en la Figura 7.12, en la protuberancia u “oreja” oeste se han identificado variaciones en el espectro entre  $-0.3$  y  $-0.5$ . Las componentes espectrales más chatas se ubican en la periferia de esta estructura, en coincidencia con el aumento de emisión observado en ondas de radio. Este comportamiento puede originarse debido a la aceleración de los electrones relativistas ocurrido en la vecindad del frente de choque en expansión. Este proceso incrementa la emisión y produce un espectro en la periferia diferente a la emisión difusa local. La amplificación del campo magnético local también podría incrementar la emisión, sin embargo, no existen evidencias que demuestren que esta estructura se encuentre muy magnetizada (Milne, Stewart y Haynes, 1993).

En la discusión anterior se ha examinado como podría explicarse los cambios espectrales sobre Puppis A usando la aceleración de Fermi de primer orden en frentes de choques. Sin embargo, la imagen espectral y la galería tomográfica permiten identificar ciertas componentes más chatas que el valor canónico  $-0.5$ . No es fácil producir componentes espectrales con estas características a partir del mismo proceso de aceleración sugerido para las estructuras más agudas. Tales componentes podrían ser explicadas en base a procesos no lineales que incluyen el escape desde el frente de choque de partículas altamente energéticas, la deformación del choque debido a la presión de las partículas que están siendo aceleradas lo que causa una tasa efectiva de compresión mayor y así un espectro más chato, etc. La consideración de tales efectos produce índices espectrales con valores cercanos a  $\alpha \sim -0.25$  (Ellison y Reynolds, 1991; Bereszhko y Ellison, 1999). Que esto represente o no un escenario posible en el caso de Puppis A, puede ser justificado teniendo en cuenta información adicional proveniente de observaciones en otras frecuencias de radio, puesto que estos procesos físicos predicen un espectro de energía curvado en las partículas que producen la emisión.

Un camino alternativo para obtener índices más chatos que  $-0.5$  puede tener lugar a través de la aceleración en choques difusivos, si la población de partículas encuentra y es acelerada por múltiples choques. En tal situación, teniendo en cuenta sólo cinco choques sucesivos es posible producir un espectro caracterizado por un valor  $\alpha \simeq -0.1$  (Gieseler y Jones, 2000). Una interacción inusual entre Puppis A y el medio interestelar puede presentar la oportunidad para que las partículas sean chocadas y aceleradas en múltiples ocasiones. Una evidencia parcial en favor de esta interpretación es que las estructuras con espectro chato no son observadas formando filamentos discretos sino más bien distribuidos de modo no homogéneo en el interior de estructuras espectralmente más agudas. Esta visión está de acuerdo con la presencia de fluctuaciones pequeñas en densidad detectadas en la posición del filamento curvado ubicado en la región sudeste del remanente. Teske y Petre (1987) presentaron observaciones de la periferia este de Puppis A en las líneas coronales del hierro  $[\text{FeX}] \lambda 6374$  y  $[\text{FeXIV}] \lambda 5303$ . La detección de esta emisión confirma la presencia de gas caliente ( $T \simeq 10^7$  K) en esta región anómala, presumiblemente producida por el paso del frente de choque.

# Capítulo 8

## El Remanente de Supernova W44

W44 (G34.7–0.4) pertenece a un pequeño grupo de restos de supernovas en nuestra Galaxia que contienen un pulsar joven y activo. En ondas de radio, esta fuente se presenta como una cáscara deformada con una nebulosa pequeña en su interior creada por vientos relativistas sopladados por el pulsar (Wolszczan, Cordes y Dewey, 1991; Frail y col., 1996a). La emisión en rayos X es en su mayor parte de origen térmico y se encuentra confinada dentro de la cáscara de radio (Rho y col., 1994; Giacani y col., 1997). Así pues, W44 es uno de los pocos restos de supernova que es clasificado, simultáneamente, como un remanente con morfología compuesta en ondas de radio y como un RSN con una estructura “térmica–compuesta”, debido a la emisión combinada de una cáscara en radio junto con un máximo central de emisión en rayos X.

La distancia a W44 es aproximadamente 3 kpc, estimada a partir de líneas de absorción del HI (Green, 1989), y su edad fue calculada en aproximadamente  $10^4$  años, en base a observaciones en la banda de rayos X (Smith y col., 1989; Rho y col., 1994). Aún cuando el pulsar PSR B1853+01 se ubica aproximadamente a  $9'$  al sur del centro geométrico del remanente, la coincidencia en su edad y distancia (3.2 kpc) indica que la asociación física entre ambos objetos es altamente probable. El interés en W44 es también debido a la coincidencia espacial con la fuente de rayos gama 2EG J1857+0118, localizada al este del remanente. Su asociación física con W44 fue propuesta por Esposito y col. (1996). Posteriormente, De Jager y Mastichiadis (1997) sugirieron un origen, para el espectro en rayos  $\gamma$  de esta fuente, asociado con procesos de bremsstrahlung relativista y Compton inverso en los electrones que emiten en radio.

Se han realizado numerosos estudios en la región de W44 en muchas longitudes de onda, a fin de determinar las características del medio ambiente circundante. Observaciones en las líneas del HI (Koo y Heiles, 1995),  $\text{H}_2\text{CO}$  (Slysh y col., 1980), CO (Wootten, 1977) y  $\text{HCO}^+$  (DeNoyer, 1983) revelan que la evolución de W44 tiene lugar en un medio ambiente con un marcado gradiente en densidad. En efecto, seis nubes moleculares gigantes, con masas entre 0.3 y  $3 \times 10^5 M_\odot$ , fueron observadas en la región del RSN. Tres de ellas, distribuidas a lo largo de la periferia este de W44, muestran signos claros de estar interactuando con el frente de choque generado en el evento de SN (Seta y col., 1998). La detección de la emisión en 1720 MHz proveniente de máseres de OH (Claussen y col., 1997), excelente trazador de la interacción entre gas molecular y RSNs, corroboran esta hipótesis.

Cox y col. (1999) y Shelton y col. (1999) desarrollaron modelos analíticos e hidrodinámicos para explicar las emisiones observadas en W44. Particularmente, Shelton y col. (1999) discuten el origen de la estructura filamentaria observada en ondas de radio del remanente. Los autores concluyen que irregularidades espaciales a pequeña escala, pueden producir un grado elevado de filamentos. De acuerdo con este modelo, el espectro en continuo de radio en los filamentos de W44 debería ser más chato que el medido en las componentes más difusas del remanente debido a que, en promedio, los filamentos han sufrido una compresión mayor.

Este capítulo comienza con una discusión acerca de la complejidad de la región en la cual se encuentra el RSN W44 (Sección 8.1). En la Sección 8.2 se describen las propiedades morfológicas de este remanente según las nuevas observaciones en 74 y 324 MHz realizadas con el VLA (ver Capítulo 5). A continuación, en la Sección 8.3, se discute la emisión en rayos X y óptico, incluyendo un resumen de las características del PSR B1853+01 y la nebulosa de origen no térmico asociada con este remanente compacto. Hacia el final del capítulo, en la Sección 8.4, se analiza la distribución de energía de las partículas relativistas que producen la radiación observada en radio. En primer lugar se investigan las características globales del espectro. Los cambios con la posición y frecuencia en el índice  $\alpha$  son analizados a partir de la combinación de las nuevas imágenes en radio con datos en 1442 MHz (Giacani y col., 1997). Este estudio permite identificar transiciones espectrales entre la componente compacta próxima al pulsar y la cáscara de emisión observada en radio. Adicionalmente, puesto que los filamentos pueden ser resueltos en 74 MHz usando la configuración A del VLA, el estudio espectral permite investigar la validez del modelo propuesto por Shelton y col. (1999), analizando variaciones espectrales entre los filamentos brillantes en radio y la emisión difusa circundante. En la Sección 8.5 se discuten los resultados obtenidos en base a una visión global del RSN W44, que incluye sus propiedades morfológicas espectrales, y el medio interestelar circundante.

## 8.1 El MIE en la región de W44

La estructura del gas interestelar en dirección a W44 ha sido investigada por diferentes autores.

La interacción entre W44 y nubes de gas molecular fue sugerida por primera vez por Wootten (1977), a partir de la observación de  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  y  $^{13}\text{CO}(J=1-0)$ . El fundamento de esta idea se encuentra en el aumento del ancho de la línea de CO, de la densidad de columna y de la temperatura de brillo, en la región próxima al borde este del remanente. El autor interpretó el gradiente en velocidades visto en las líneas de CO como el resultado de la existencia de una cáscara de gran masa ( $M=2.5 \times 10^4 M_{\odot}$ ) expandiéndose con una velocidad de  $4 \text{ km s}^{-1}$  en dirección al observador. Posteriormente, nuevas observaciones en longitudes de onda milimétricas presentadas por Seta y col. (1998) confirmaron la presencia de nubes moleculares de monóxido de carbono, (transiciones  $^{13}\text{CO } J=2-1$  y  $1-0$ ), superpuestas parcialmente sobre el borde sudeste de W44. En este estudio, además, se detectó una estructura elongada de CO con un tamaño aproximado de  $4'.5 \times 9'$ , adyacente al borde noreste del remanente, en coincidencia con varios filamentos brillantes observados en radio. Esta nube de gas molecular está ubicada al norte de dos grupos de máseres de OH detectados en la línea satélite a 1720 MHz (Claussen y

col., 1997), localizados en R.A.  $\sim 18^{\text{h}} 56^{\text{m}} 29^{\text{s}}$ , decl.  $\sim 01^{\circ} 29' 11''$  y R.A.  $\sim 18^{\text{h}} 56^{\text{m}} 36^{\text{s}}$ , decl.  $\sim 01^{\circ} 26' 35''$ . La temperatura de brillo estimada para estas estructuras se encuentra en el rango desde  $2 \times 10^4$  a  $10^8$  K. La presencia de estos máseres es atribuida a moléculas de  $\text{H}_2$  excitadas por colisiones ocurridas tras el paso del frente de choque a través del gas molecular (Frail y col., 1996b, y referencias allí) constituyendo, así, una evidencia independiente de la interacción entre nubes de gas molecular y W44 a lo largo de su borde este.

Koo y Heiles (1991, 1995) detectaron una cáscara de gas neutro moviéndose a una velocidad de  $\sim 150 \text{ km s}^{-1}$  en el interior de W44. La estructura de HI fue interpretada, por estos autores, como una cáscara de viento preexistente soplada por la estrella progenitora, que ha sido rejuvenecida por el paso del frente de choque, mientras que la estructura en continuo de radio fue explicada como una cáscara de RSN compuesta por el material circumestelar barrido.

DeNoyer (1983) investigó si la expansión del frente de choque de W44 producía un aumento de la variedad de especies moleculares (por ejemplo, CS, HCN, y  $\text{HCO}^+$ ), pero al igual que en el RSN W28, el resultado de esta búsqueda fue negativo. La autora cuestiona la interpretación realizada por Wootten (1977) y Slysh y col. (1980), y sugiere que los anchos en las líneas moleculares y los gradientes de velocidad observados, no evidencian un proceso de aceleración sino más bien representan componentes separadas de gas a distintas velocidades que se observan superpuestos.

Giacani y col. (1997) muestran observaciones en un campo amplio alrededor de W44, realizadas con el satélite *IRAS* en  $60 \mu\text{m}$  y  $100 \mu\text{m}$ . Las imágenes revelan emisión débil en el interior de las porciones noreste y sudeste del remanente. La emisión en  $100 \mu\text{m}$  es más brillante que en  $60 \mu\text{m}$ , lo cual es compatible con polvo interestelar chocado y calentado por el frente de choque en expansión (Junkes, Fürst y Reich, 1992). Los autores encuentran una excelente correlación morfológica entre la emisión IR y la distribución de gas molecular, CO, en el costado este. Emisión IR débil es detectada, además, en la porción norte y en el interior de W44 (Figura 7 en el trabajo de Giacani y col. (1997)).

## 8.2 Propiedades del RSN W44 en continuo de radio

Como fuera descrito en la Sección 5.4.1, W44 fue observado en 74 MHz empleando las configuraciones A y B del VLA. Estos datos son sensibles a estructuras de cielo con una extensión máxima de más de medio grado, lo cual permite resolver adecuadamente la emisión filamentaria característica de esta fuente.

Las primeras observaciones de este remanente en 330 MHz fueron realizadas por Kasim (1992) empleando el VLA en su configuración más compacta  $-D-$ . Si bien las imágenes construidas a partir de esa base de datos son sensibles a la emisión extendida de bajo brillo superficial, no proveen información suficiente sobre la estructura fina en la distribución de intensidad, ya que su resolución angular es de sólo  $227'' \times 213''$ . El aporte principal de las observaciones en 324 MHz que se presentan en este trabajo, es la incorporación de datos obtenidos con las cuatro configuraciones del VLA, lo cual permite recuperar la información de la totalidad de las estructuras espaciales presentes en el remanente con muy buena definición espacial.

La Figura 8.1 es una representación en escala de grises de gran parte del campo de vista ( $\sim 12^\circ$ ) observado en 74 MHz. La resolución angular es  $43'' \times 39''$ , P.A. =  $-51^\circ$  y el nivel de ruido es  $57 \text{ mJy haz}^{-1}$ . En la porción superior derecha de la figura, se incluye una imagen detallada de la estructura del remanente en esta frecuencia.

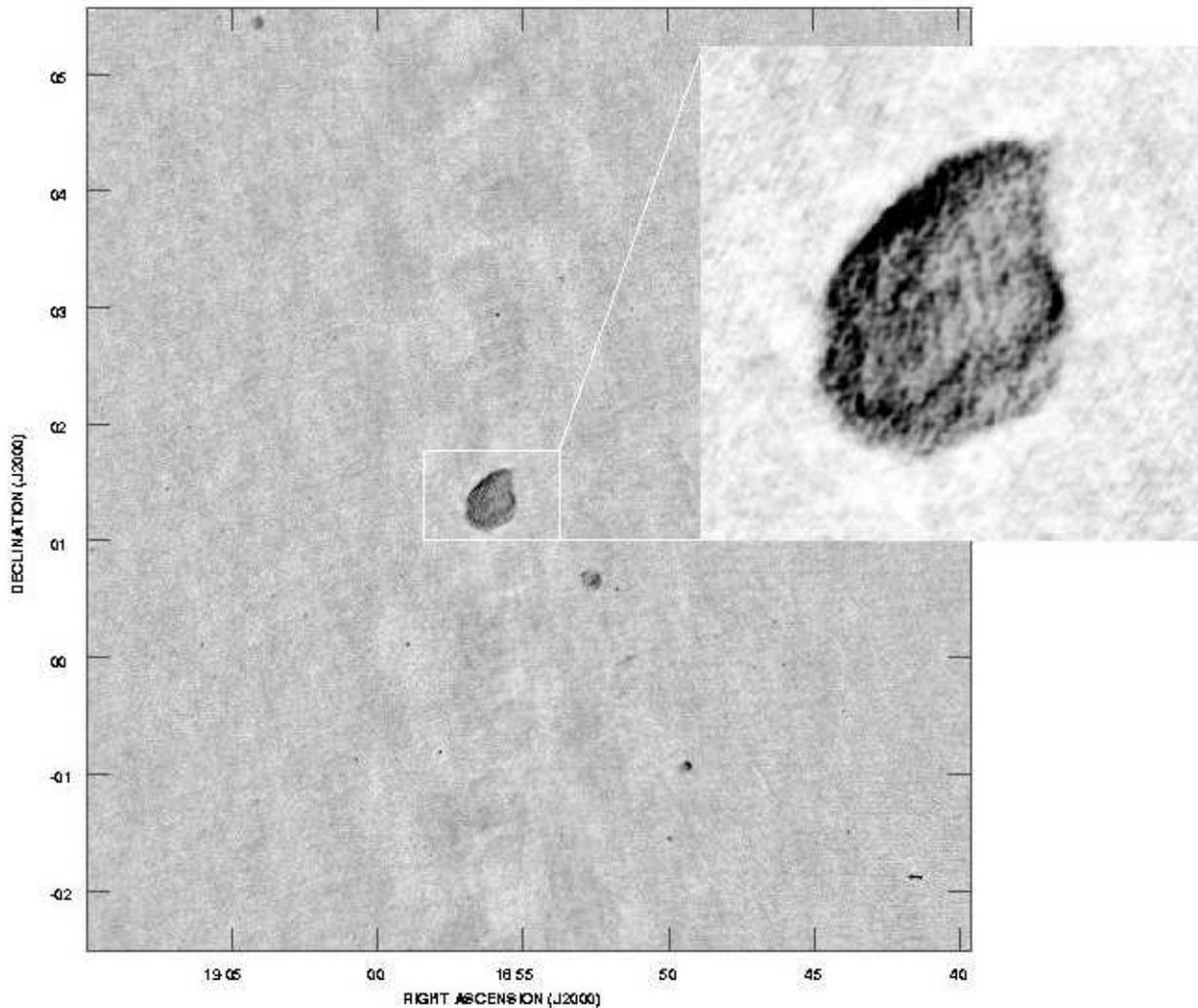


Figura 8.1: Representación en escala de grises de la distribución de brillo superficial en una amplia región alrededor de W44, tal como es observada en 74 MHz. En la esquina superior derecha se muestra en detalle las estructuras correspondientes al RSN W44 observadas a esta frecuencia. La imagen es obtenida a partir de la combinación de datos de observaciones realizadas con las configuraciones A y B del VLA. El rango de grises usado en la imagen se encuentra entre  $-300$  y  $1000 \text{ mJy haz}^{-1}$ . El tamaño del haz es  $43'' \times 39''$ , P.A. =  $-51^\circ$  y el nivel de ruido es  $57 \text{ mJy haz}^{-1}$ .

En la Figura 8.2 se presenta la emisión en 324 MHz del RSN W44 tal como es observada al combinar los datos obtenidos con los arreglos A y B (*izquierda*), las configuraciones C y D (*centro*), y las líneas de base en los arreglos ABCD (*derecha*). Debido a la gran separación entre las antenas del VLA, la combinación de los datos sólo de los arreglos A y B provee información de la estructura fina de la emisión. Las propiedades de la emisión en

las estructuras espaciales más extendidas, en cambio, son resueltas con las configuraciones C y D. La Figura 8.3 es una imagen en escala de grises invertida de la distribución de intensidad correspondiente al campo de vista en 324 MHz ( $\sim 5^\circ$ ) al incorporar únicamente líneas de base de las configuraciones C y D del VLA. La resolución angular es  $150'' \times 130''$  y el nivel de ruido es  $64 \text{ mJy haz}^{-1}$ .

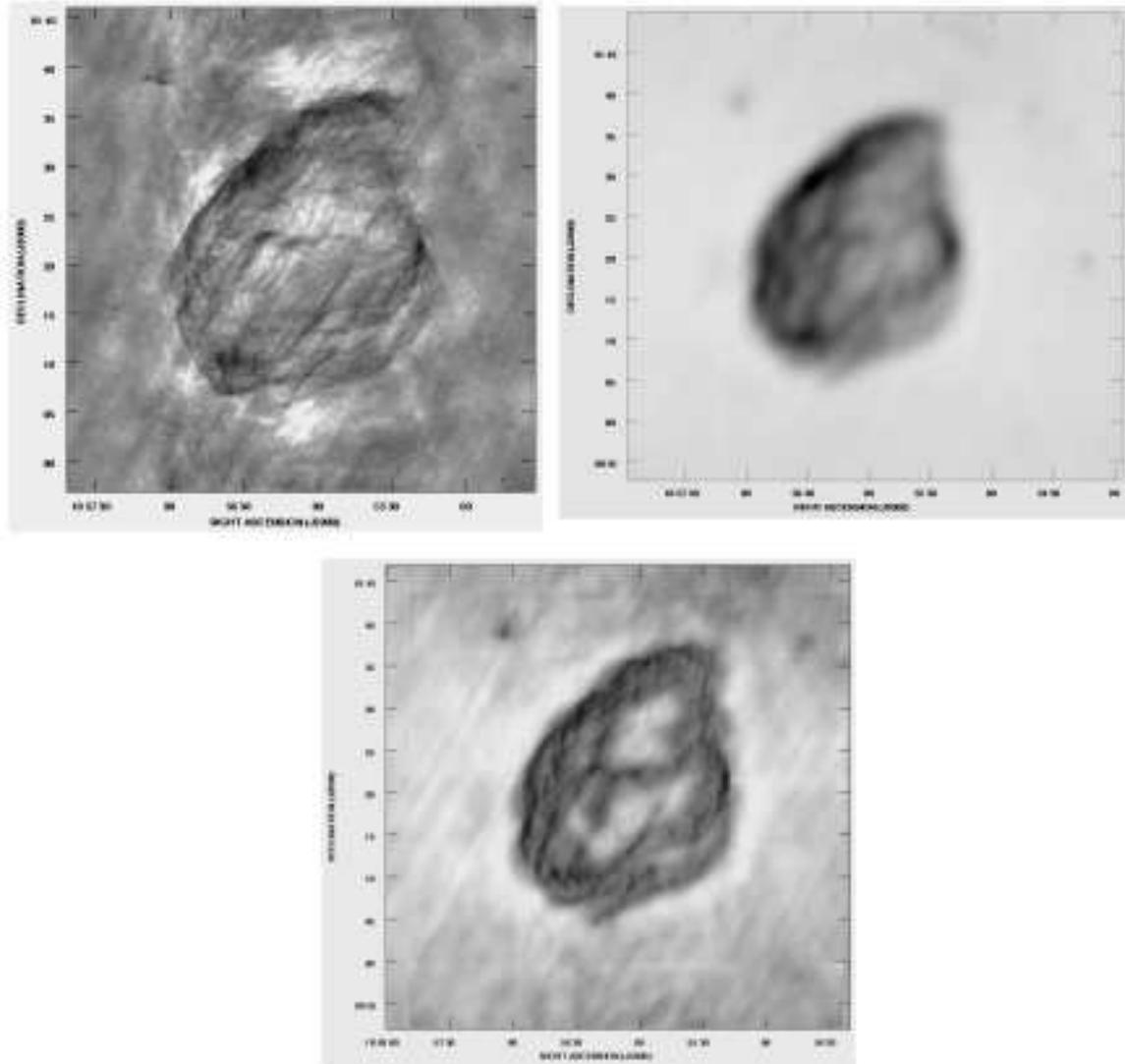


Figura 8.2: Imagen de W44 en 324 MHz obtenida concatenando datos observados con las configuraciones A y B, el tamaño del haz es  $8''.5 \times 7''.5$  (*izquierda*); C y D,  $150'' \times 130''.44$  (HPBW) (*centro*); y ABCD,  $22'' \times 20''$  (HPBW) (*izquierda*) del VLA.

La emisión en 1442 MHz del RSN W44 es presentada en escala de grises en la Figura 8.4. Esta imagen, tomada de Giacani y col. (1997), contiene información de las configuraciones C y D del VLA. La resolución angular es  $30'' \times 30''$  y el nivel de ruido es  $10 \text{ mJy haz}^{-1}$ . La Figura 8.5 muestra perfiles horizontales a través de la emisión en 1442 MHz trazados para enfatizar la presencia y tamaño angular de las estructuras filamentarias.

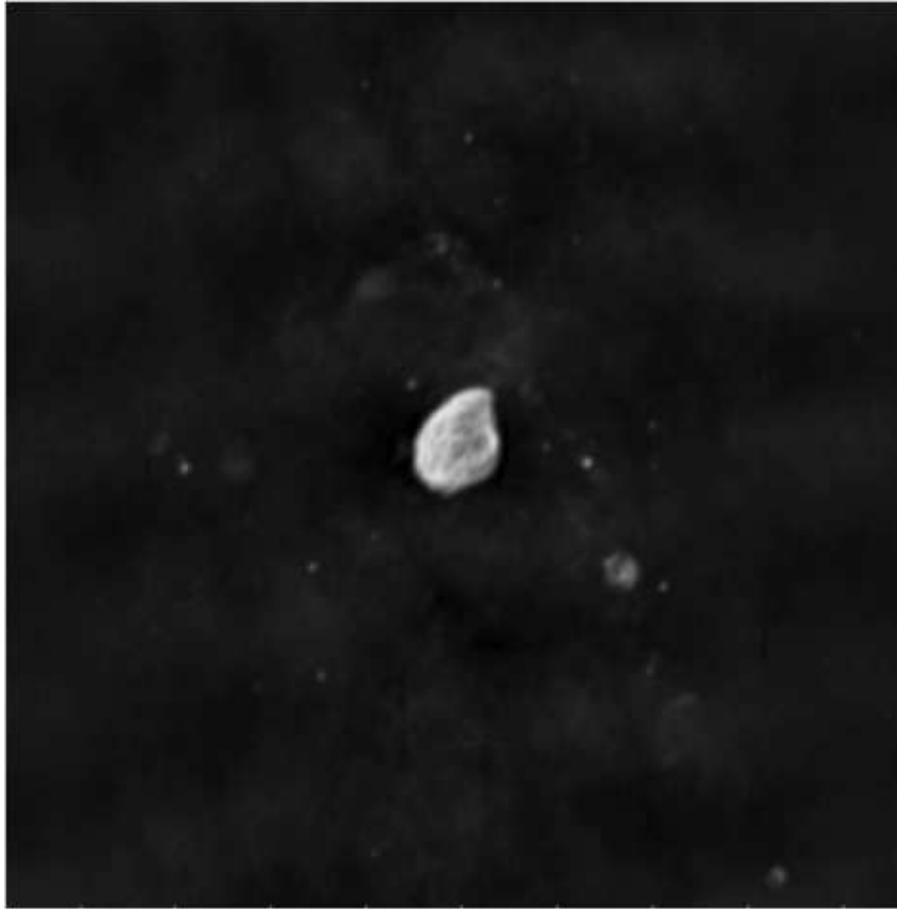


Figura 8.3: Imagen en continuo de radio de la emisión en 324 MHz en la región del RSN W44 construída con las configuraciones C y D del VLA solamente, mostrando la variedad de estructuras en las escalas espaciales más extendidas. La escala de grises empleada se encuentra entre  $-300$  y  $7000 \text{ mJy haz}^{-1}$ .

El signo + en la imagen en 1442 MHz indica la posición del pulsar PSR B1853+01 determinada por observaciones realizadas en la banda de rayos X (Petre, Kuntz y Shelton, 2002). La emisión proveniente de la nebulosa de viento se observa con claridad sólo a esta frecuencia, presentando una morfología de cola extendida hacia el norte desde la posición del pulsar.

En las imágenes en 74, 324, y 1442 MHz, W44 luce como una cáscara deformada en la dirección sudeste a noroeste, con una extensión aproximada de  $25' \times 35'$ . Gran parte de la emisión se concentra en nudos y filamentos delgados de gran longitud, ubicados principalmente en la región más próxima a la cáscara en radio más que en el interior del remanente. A su vez, la cantidad de filamentos es mayor en la porción este del remanente, donde W44 aparece más brillante, y están contenidos dentro de un borde exterior bien definido. Los mismos se observan alineados preferentemente en dirección sudeste a noroeste. Una cantidad menor de filamentos es detectada en la región noroeste del remanente donde, en general, la emisión es más débil. Estructuras de este tipo han sido también detectadas en continuo de radio en imágenes de los RSNs IC433 (Duin y

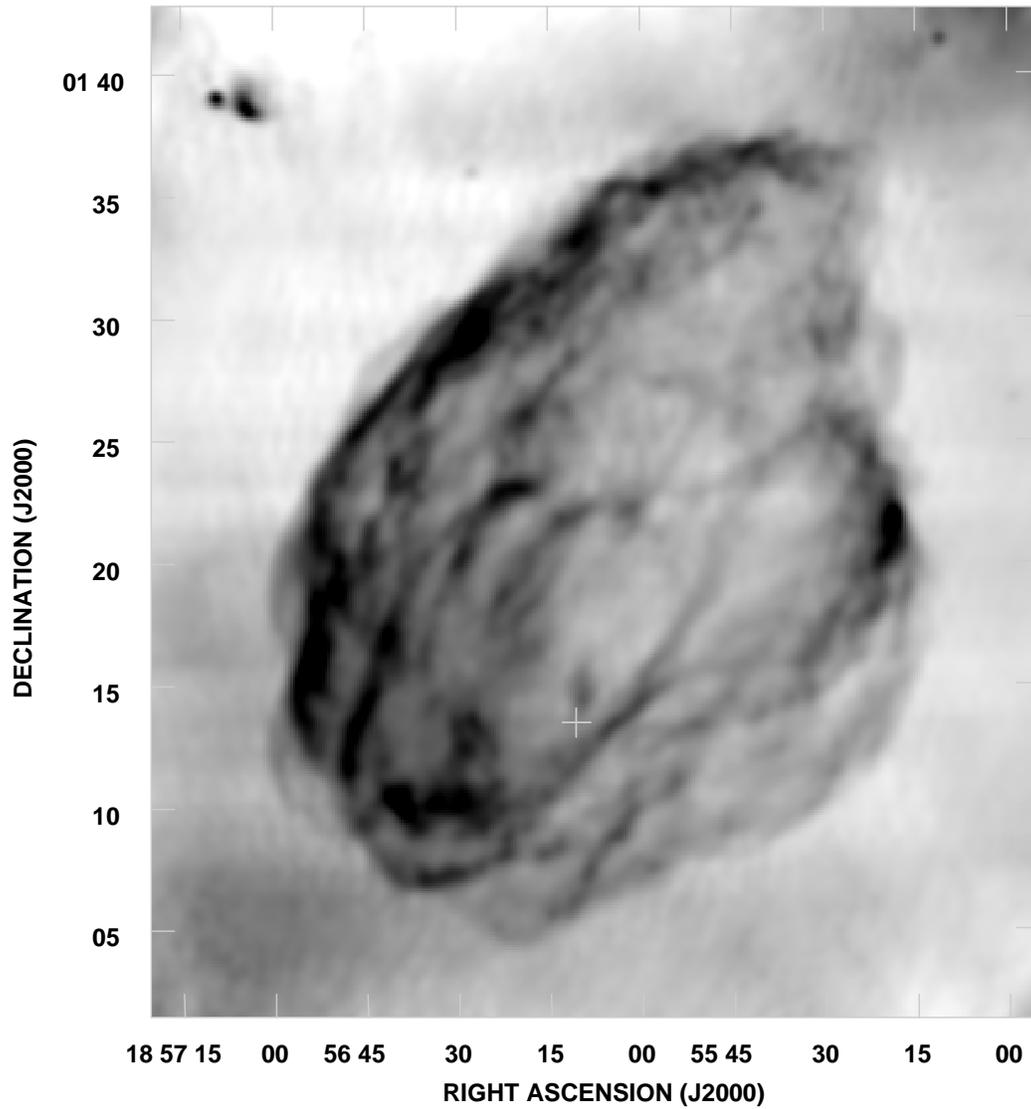


Figura 8.4: Distribución de la emisión en 1442 MHz, tomado de Giacani y col. (1997). La imagen es el resultado de la combinación de datos interferométricos obtenidos con las configuraciones C y D del VLA. La resolución angular de la imagen es  $30'' \times 30''$ , el nivel de ruido es  $10 \text{ mJy haz}^{-1}$ . El rango en la escala de grises comprende valores entre  $-10$  y  $200 \text{ mJy haz}^{-1}$ . La posición del pulsar PSR B1853+01 es indicada en la imagen con el signo +.

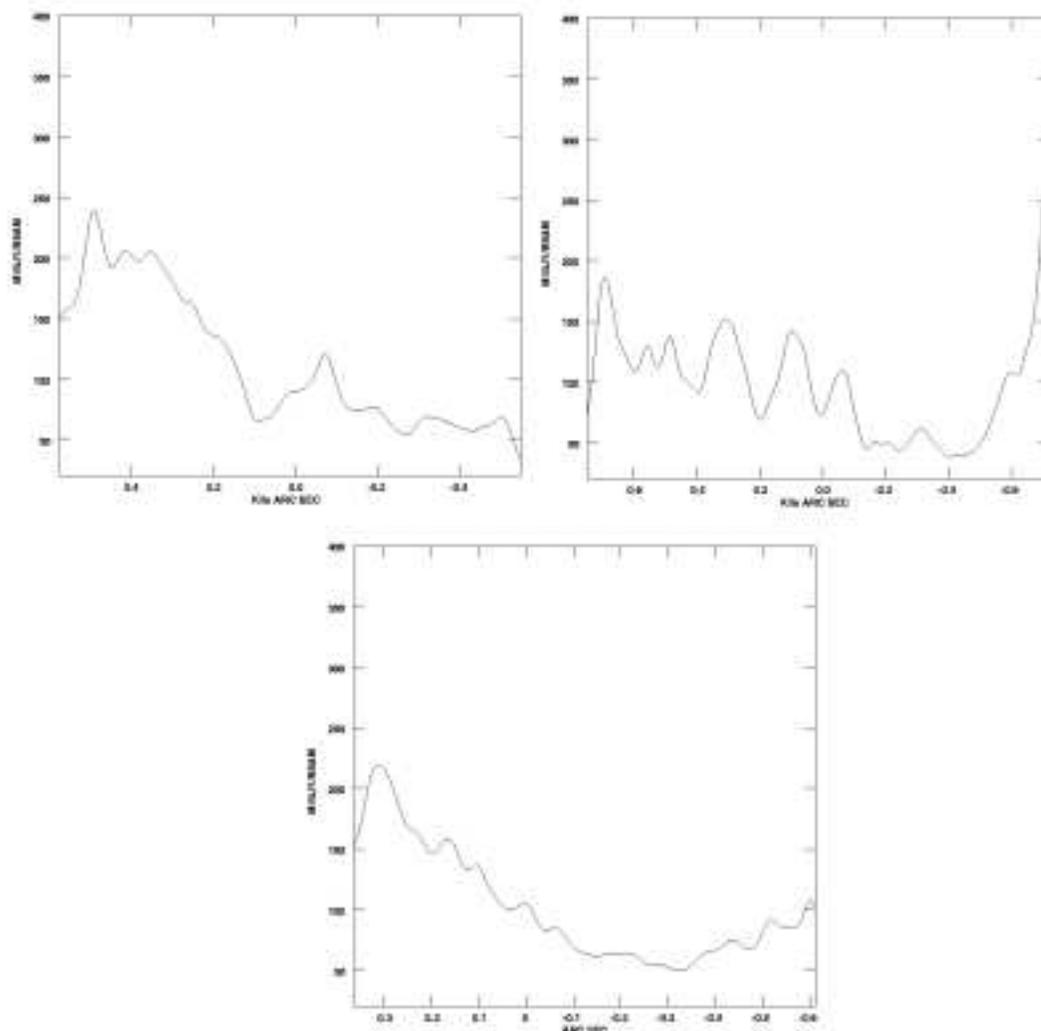


Figura 8.5: Perfiles de la emisión en continuo de radio en 1442 MHz tomados a decl. constante:  $01^{\circ} 09' 57''$  (*arriba izquierda*);  $01^{\circ} 21' 51''$  (*arriba derecha*); y  $01^{\circ} 30' 03''$  (*abajo*). Las crestas coinciden con los filamentos observados en ondas de radio. La gran concentración de estructuras filamentosarias en el lado este de W44 está representada por el aumento en el número de máximos relativos en el intervalo de abscisas positivas de cada perfil.

van der Laan, 1975) y Cygnus Loop (Green y Gull, 1983). La región oeste en W44, por su parte, contiene únicamente una estructura brillante de emisión ubicada cerca de R.A.  $\sim 19^{\text{h}} 56^{\text{m}} 30^{\text{s}}$ , decl.  $\sim 01^{\circ} 23'$ , y tiene un límite exterior más difuso comparado con el lado este del remanente.

## 8.3 Análisis multiespectral en el RSN W44

### 8.3.1 Emisión en rayos X

Observaciones realizadas con los telescopios orbitales *ROSAT* (PSPC) (Rho y col., 1994) y *Einstein* (IPC) (Smith y col., 1989) muestran emisión en la banda de rayos X blandos condensada en la región central de W44, extendida en una región de aproximadamente

$28' \times 34'$ . La Figura 8.6 muestra en contornos la emisión en 74 MHz superpuesta sobre una representación en escala de grises de la emisión en rayos X tal como es observada por el telescopio *ROSAT*. Esta imagen revela que la emisión en rayos X está totalmente contenida dentro de la cáscara de emisión en radio. Es remarcable la ausencia de emisión X a lo largo de la periferia del remanente. Este hecho es interpretado por Rho y col. (1994) como el resultado de la interacción entre el remanente y el gas molecular. Sobre gran parte de la fuente, los sitios brillantes en rayos X corresponden a regiones de bajo brillo superficial en ondas de radio.

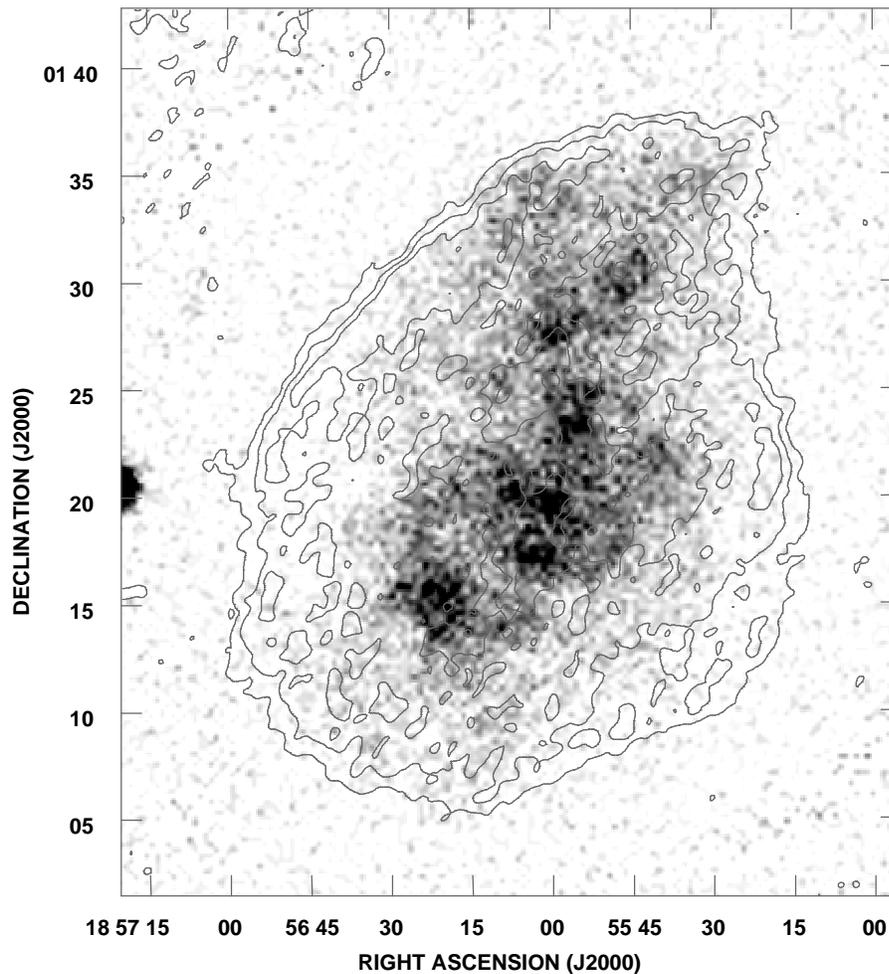


Figura 8.6: Representación en escala de grises de la emisión en rayos X en la banda de energía 0.1–2.4 keV observada con el telescopio orbital *ROSAT*. Los contornos superpuestos trazan la distribución de intensidad en 74 MHz, en los niveles 100, 300, y 600  $\text{mJy haz}^{-1}$ . La emisión más brillante en rayos X se concentra en la región central del remanente y presenta una morfología totalmente irregular. Adicionalmente, se observa emisión X difusa extendiéndose desde el centro hacia el borde norte de W44.

El espectro de W44 en rayos X es predominantemente de origen térmico, lo cual se deduce a partir de la detección de líneas de emisión intensas asociadas con átomos altamente ionizados de magnesio, silicio, azufre e hierro, observadas con el espectrómetro SSS a bordo del telescopio *Einstein*. A partir del análisis espectral de la porción central de

W44, combinando datos provenientes del telescopio *EXOSAT* (ME) y *Einstein* (SSS), Rho y col. (1994) encontraron una distribución uniforme de temperatura sobre el remanente, en el rango  $(0.40-0.49) \pm 0.04$  keV en regiones donde los datos SSS son accesibles y entre  $(0.33-0.65) \pm 0.1$  keV,  $(3.9-7.4 \pm 1.2) \times 10^{12}$  K en otras regiones. La densidad de columna, por su parte, presenta grandes variaciones espaciales, es alta en la región este, sudeste y centro de W44 con valores entre  $(1.9-2.1) \pm 0.01 \times 10^{22}$  cm<sup>-2</sup>, y entre  $(1.57-1.8) \pm 0.1 \times 10^{22}$  cm<sup>-2</sup> en otras regiones del remanente. Estos resultados son consistentes con la presencia de nubes moleculares a lo largo de la línea de vista.

### 8.3.2 Una nebulosa de viento en el RSN W44

La nebulosa de viento creada por el pulsar PSR B1853+01 en W44 es particularmente interesante. Se trata de la NVP de mayor edad asociada con un pulsar activo, conocida al presente.

Frail y col. (1996a) investigaron en ondas de radio, en 4860 y 8440 MHz, la región circundante al PSR B1853+01. Estas observaciones revelaron la presencia de una estructura extendida aproximadamente 2'.5 en cuyo extremo sur se ubica el pulsar (ver Figura 8.4). En base a su morfología cometaria, el índice espectral ( $\alpha = -0.12 \pm 0.04$ ), y el alto grado de polarización ( $17\% \pm 4\%$ ), comparado con la emisión extendida en W44, los autores interpretaron esta estructura como el resultado del movimiento del pulsar a través del interior del remanente. Usando tres técnicas independientes, calcularon una velocidad transversal para el pulsar de aproximadamente 375 km s<sup>-1</sup>. La intensidad de campo magnético en esta región fue determinada entre 70 y 400  $\mu$ G, asumiendo que el corte en el espectro entre las frecuencias de radio y rayos X se produce en  $1.2 \times 10^{14}$  y  $5.7 \times 10^{11}$  Hz, respectivamente.

Harrus, Hughes y Helfand (1996) analizaron la contribución del pulsar a la emisión en rayos X del RSN W44. A partir de observaciones realizadas con el telescopio orbital *ASCA*, los autores comunicaron la detección en la banda de energía entre 4 y 9.5 keV, de una nebulosa compacta coincidente con el PSR B1853+01. El exceso de emisión no térmica observado en el espectro de rayos X fue interpretado, por estos autores, como la contraparte en la banda X de la nebulosa en ondas de radio estudiada por Frail y col. (1996a).

Recientemente, Petre, Kuntz y Shelton (2002) presentaron nuevas observaciones del pulsar y su nebulosa asociada, obtenidas con el telescopio *Chandra* en la banda de energía 2.2–8.2 keV. La imagen en rayos X muestra una morfología diferente a la observada en ondas de radio. En primer lugar, la NVP vista en rayos X es un factor dos más pequeña ( $\sim 15''$ ), extendiéndose hacia el norte en la dirección de movimiento del pulsar. Esta diferencia puede ser atribuida al decaimiento del espectro de los electrones, dado que las pérdidas de energía por radiación sincrotrónica afectan primeramente a los electrones más energéticos. En segundo lugar, la emisión en rayos X alcanza un máximo cerca de la posición del pulsar y decrece luego a medida que aumenta la distancia. La emisión en radio, en cambio, se hace máxima no en la posición del pulsar sino cerca del borde norte de la nebulosa vista en rayos X. En base a esta nueva imagen en rayos X, Petre, Kuntz y Shelton (2002) calcularon una frecuencia de corte  $8 \times 10^{12}$  Hz, a partir de la cual estimaron una intensidad de campo magnético de 160  $\mu$ G en la NVP.

### 8.3.3 Emisión en el óptico

Giacani y col. (1997) presentaron imágenes de W44 en las líneas de  $H_\alpha$  y [SII], cubriendo por vez primera la extensión completa de la emisión óptica asociada con este remanente. En este trabajo, además se investigó la correlación espacial entre la emisión en longitudes de ondas visibles y la radiación sincrotrónica en 1442 MHz. Este tipo de análisis es útil para comprender la evolución del frente de choque, puesto que la emisión en la línea  $H_\alpha$  traza el gas interestelar barrido por el frente, mientras que la imagen en [SII] indica la presencia de choques radiativos (Draine y McKee, 1993).

El estudio muestra que la emisión óptica se encuentra confinada completamente en el interior de la cáscara visible en ondas de radio. La correspondencia espacial es muy buena, principalmente en la región norte del remanente donde los filamentos ópticos brillantes coinciden en posición y forma con las estructuras detectadas en radio. En la mitad este de W44, allí donde la emisión en radio es brillante, la emisión en las líneas ópticas es más débil comparado con lo que se observa en otras regiones de W44. En el interior del RSN la emisión en longitudes de onda visibles es difusa y no existe una correspondencia clara con la radiación sincrotrónica en ondas de radio.

La comparación entre la emisión óptica y en rayos X, en cambio, presentada por estos autores, muestra una pobre correlación espacial entre ambos regímenes espectrales, aún en las estructuras de mayor extensión. Sólo en el borde norte del remanente la radiación difusa en rayos X es similar a la radiación observada en longitudes de onda visibles y de radio.

## 8.4 El espectro sincrotrónico en W44

### 8.4.1 Comportamiento global del índice espectral

La emisión en continuo de radio de W44 ha sido estudiada en un rango amplio de frecuencias entre 74 y 10700 MHz. El límite inferior del espectro observado en este remanente está dado por las observaciones en 74 MHz presentadas en esta tesis.

Las densidades de flujo calculadas a partir de la distribución de intensidad correspondiente a las nuevas imágenes en 74 y 324 MHz son:  $S_{74\text{MHz}}=620 \pm 62$  Jy, y  $S_{324\text{MHz}}=472 \pm 54$  Jy. Las incertezas en la medición tienen en cuenta diversos factores entre los cuales puede mencionarse: el nivel de ruido inherente a cada imagen, errores sistemáticos asociados a la medición de flujo en fuentes extendidas, y errores vinculados al proceso de calibración de la densidad de flujo absoluta. Cabe mencionar que los errores asociados al proceso de construcción de una imagen en las bajas frecuencias de radio, como son 74 y 324 MHz, se manifiestan como un incremento del nivel de ruido en la imagen final.

En la Tabla 8.7 se resumen las densidades de flujo integradas sobre W44 en el intervalo de frecuencias entre 74 y 10700 MHz. Estas mediciones fueron realizadas por diversos autores y obtenidas en base a observaciones con instrumentos diferentes. A fin de homogeneizar esta base de datos, los resultados publicados originalmente fueron reducidos a la escala de flujo propuesta por Baars y col. (1977). Las mediciones de la densidad de flujo en 74 y 324 MHz fueron realizadas en base a la escala absoluta presentada por Perley

Tabla 8.1: Densidades de flujo integradas sobre el RSN W44

Frecuencia (MHz)	Flujo Integrado (Jy)	Referencias
574 . . . . .	$720 \pm 72$	Esta tesis
83 . . . . .	$500 \pm 27$	Kovalenko, Pynzar y Udaltsov (1994)
86 . . . . .	$550 \pm 110$	Mills, Slee y Hill (1958)
102 . . . . .	$434 \pm 70$	Kovalenko, Pynzar y Udaltsov (1994)
111 . . . . .	$500 \pm 70$	Kovalenko, Pynzar y Udaltsov (1994)
159 . . . . .	$680 \pm 95$	Edge y col. (1958)
178 . . . . .	$444 \pm 89$	Bennett (1963)
324 . . . . .	$472 \pm 56$	Esta tesis
330 . . . . .	$469 \pm 93$	Kassim (1992)
330 . . . . .	$410 \pm 82$	Giacani y col. (1997)
408 . . . . .	$338 \pm 68$	Clark, Caswell y Green (1975)
408 . . . . .	$440 \pm 67$	Kesteven (1968)
430 . . . . .	$540 \pm 187$	Dickel y DeNoyer (1975)
513 . . . . .	$297 \pm 30$	Kuzmin (1962)
610 . . . . .	$314 \pm 32$	Moran (1965)
740 . . . . .	$249 \pm 15$	Kuzmin (1962)
750 . . . . .	$256 \pm 25$	Pauliny–Toth, Wade y Heeschen (1966)
960 . . . . .	$208 \pm 8$	Harris (1962)
960 . . . . .	$230 \pm 7$	Kuzmin (1962)
960 . . . . .	$244 \pm 37$	Wilson (1963)
1000 . . . . .	$230 \pm 46$	Milne (1971b)
1390 . . . . .	$330 \pm 66$	Westerhout (1958)
1400 . . . . .	$177 \pm 22$	Pauliny–Toth, Wade y Heeschen (1966)
1410 . . . . .	$215 \pm 43$	Scheuer (1963)
1420 . . . . .	$180 \pm 36$	Leslie (1960)
1442 . . . . .	$210 \pm 20$	Giacani y col. (1997)
2700 . . . . .	$172 \pm 19$	Willis (1973)
2700 . . . . .	$177 \pm 10$	Velusamy y Kundu (1974)
3000 . . . . .	$135 \pm 27$	Scheuer (1963)
5000 . . . . .	$128 \pm 15$	Kundu y Velusamy (1969)
5000 . . . . .	$155 \pm 23$	Milne (1969)
8350 . . . . .	$95 \pm 23$	Hollinger y Hobbs (1966)
10700 . . . . .	$105 \pm 7$	Kundu y Velusamy (1972)

y Taylor (2003), al hacer consistente estos valores con la escala de flujo de Baars y col. (1977) se obtiene:  $S_{74\text{MHz}}^{\text{B}} = 720 \pm 72 \text{ Jy}$  y  $S_{324\text{MHz}}^{\text{B}} = 469 \pm 56 \text{ Jy}$ .

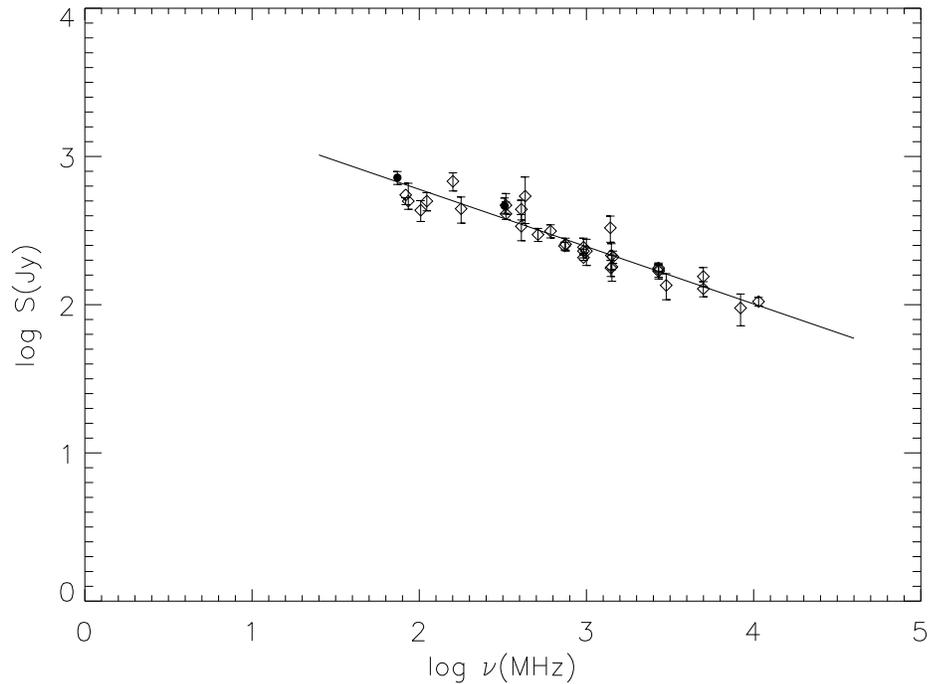


Figura 8.7: Espectro en continuo de radio del RSN W44 obtenido con los datos de la Tabla 8.7. Los símbolos negros corresponden a las densidades de flujo medidas en 74 y 324 MHz, y los símbolos abiertos representan los valores extraídos de la literatura. La recta en trazo continuo muestra el ajuste por cuadrados mínimos a partir del cual se obtiene un índice espectral  $\alpha = -0.39 \pm 0.02$ .

Para determinar el valor del índice espectral integrado sobre W44, las densidades de flujo tabuladas fueron graficadas en función de la frecuencia de observación, tal como se muestra en la Figura 8.7. Los símbolos negros corresponden a las frecuencias en 74 y 324 MHz cuya emisión fue analizada en detalle en las secciones previas de este capítulo. Los símbolos abiertos representan las estimaciones previas de la densidad de flujo extraídas de la literatura. La recta incluida en la Figura 8.7 muestra el mejor ajuste por cuadrados mínimos realizado sobre el conjunto de las observaciones en radio. En base a este gráfico, se obtiene un espectro caracterizado por una única ley de potencia con un índice global  $\alpha = -0.39 \pm 0.02$ . Si bien este resultado es compatible con estimaciones previas realizadas por Kassim (1989), quien sugiere un índice entre  $-0.3$  y  $-0.4$ , y por Kovalenko, Pynzar y Udaltsov (1994) quienes miden un valor  $\alpha = -0.33 \pm 0.05$ , es importante notar la gran dispersión en las densidades de flujo publicadas. A modo de ejemplo, Clark, Caswell y Green (1975), utilizando el telescopio de Molongo, estimaron un flujo integrado en 408 MHz de  $338 \pm 68 \text{ Jy}^1$ , mientras que Kesteven (1968) empleando el mismo instrumento y

<sup>1</sup>La incerteza en la medición fue asumida como el 20% del flujo declarado por los autores.

en la misma frecuencia midió un flujo de  $440 \pm 67 \text{ Jy}^2$ . Sólo por comparación Dickel y DeNoyer (1975), con el telescopio de Arecibo, calcularon un flujo de  $540 \pm 187 \text{ Jy}$  en la frecuencia de 430 MHz.

El índice espectral global en W44 se encuentra más próximo al extremo más chato del espectro típicamente observado en restos de supernovas con morfología de cáscara en ondas de radio ( $\alpha = -0.4$ , Reynolds, 1988). Diversos autores han notado esto en sus trabajos. En realidad, el espectro de frecuencias en W44 debe ser entendido como el resultado de la combinación de partículas relativistas que producen la emisión extendida, —es decir, la emisión difusa entre filamentos y la estructura filamentaria en sí misma—, y una componente compacta representada por la nebulosa de viento formada por el pulsar asociado físicamente con el remanente. Adicionalmente, el comportamiento espectral observado en la Figura 8.7 no muestra evidencia de procesos de absorción extrínsecos a la fuente, de ser así, debería observarse una curvatura espectral en el intervalo de las frecuencias más bajas (ver Apéndice C).

### 8.4.2 Cambios espectrales con la frecuencia y la posición

Las propiedades espectrales del RSN W44 en 74, 324 y 1442 MHz, fueron analizadas empleando galerías tomográficas. En la Sección 7.5.3 de esta tesis, puede encontrarse una explicación detallada sobre la construcción de este tipo de imágenes, su uso, ventajas y limitaciones.

El estudio se realizó combinando las imágenes en radio de a pares: 74–324 MHz, 324–1442 MHz, y 74–1442 MHz. Los datos correspondientes a cada frecuencia fueron interpolados y llevados a una geometría común con idéntica resolución angular, determinada generalmente por la menor de las frecuencias en cada uno de los pares formados. Para los pares de frecuencias 74–324 y 74–1442 MHz, la resolución angular es  $43'' \times 39''$ , P.A. =  $-51^\circ$ . Entre 324 y 1442 MHz el tamaño del haz es  $30'' \times 30''$ , P.A. =  $-85^\circ.71$ .

En las Figuras 8.8 y 8.9 se presentan las series tomográficas que resultan de combinar las nuevas imágenes de W44 en 74 y 324 MHz, y en 324 y 1442 MHz, respectivamente. El despliegue en cada panel incluye a modo de referencia el contorno más externo de la emisión en continuo de radio en 74 MHz. En la parte superior de las figuras se muestra el rango de grises utilizado en cada serie tomográfica. Los sectores más brillantes representan residuos positivos en la imagen y les corresponde un espectro más agudo que el índice de prueba  $\alpha_t$  considerado. Contrariamente, las regiones con emisión negativa, vistas como estructuras oscuras en la tomografía, están asociadas con un índice espectral más chato comparado con  $\alpha_t$ . El valor del índice espectral testigo considerado para la construcción de la tomografía se indica en la esquina superior izquierda de cada panel.

Todos los paneles muestran con claridad una distribución no uniforme del índice espectral sobre el remanente. Esto sugiere un origen diferente para los electrones que producen la emisión sincrotrónica observada en los filamentos y en las estructuras difusas de W44.

El despliegue de la emisión en los paneles con  $\alpha_t = -0.3$  y  $\alpha_t = -0.4$  entre 74 y 324 MHz, sugiere que estos valores son los que mejor representan en promedio el espectro

---

<sup>2</sup>Las densidades de flujo mencionadas en el texto corresponden a la escala de flujo absoluta de Baars y col. (1977). El factor de conversión entre esta escala de flujo y la utilizada por Clark y col. y Kesteven y col. es 1.129.

integrado del remanente. Este resultado es consistente con el espectro global calculado en la Sección 8.4.1, considerando observaciones realizadas por autores diferentes, en un rango extendido de frecuencias de radio. Los mapas mencionados presentan estructuras delgadas, ubicadas principalmente en la mitad este del remanente. Las mismas, vistas como residuos negativos, representan posiciones sobre W44 donde el espectro es más chato que el valor integrado sobre toda la fuente. Esta tendencia se hace más evidente conforme  $\alpha_t$  se vuelve más agudo. Por ejemplo, en el panel correspondiente a  $\alpha_t = -0.7$  se observa con claridad en la región sudeste del RSN, gran cantidad de filamentos oscuros con longitudes diferentes, lo cual sugiere un espectro asociado más chato que la emisión difusa a su alrededor.

Una característica interesante en la serie de imágenes desde  $\alpha_t = -0.5$  hasta  $\alpha_t = -0.8$ , es la diferencia en el índice espectral entre el lado este y oeste del remanente. En efecto, gran parte de la región este de W44 se presenta en la forma de un residuo negativo, con componentes espectrales más chatas que la región oeste del remanente.

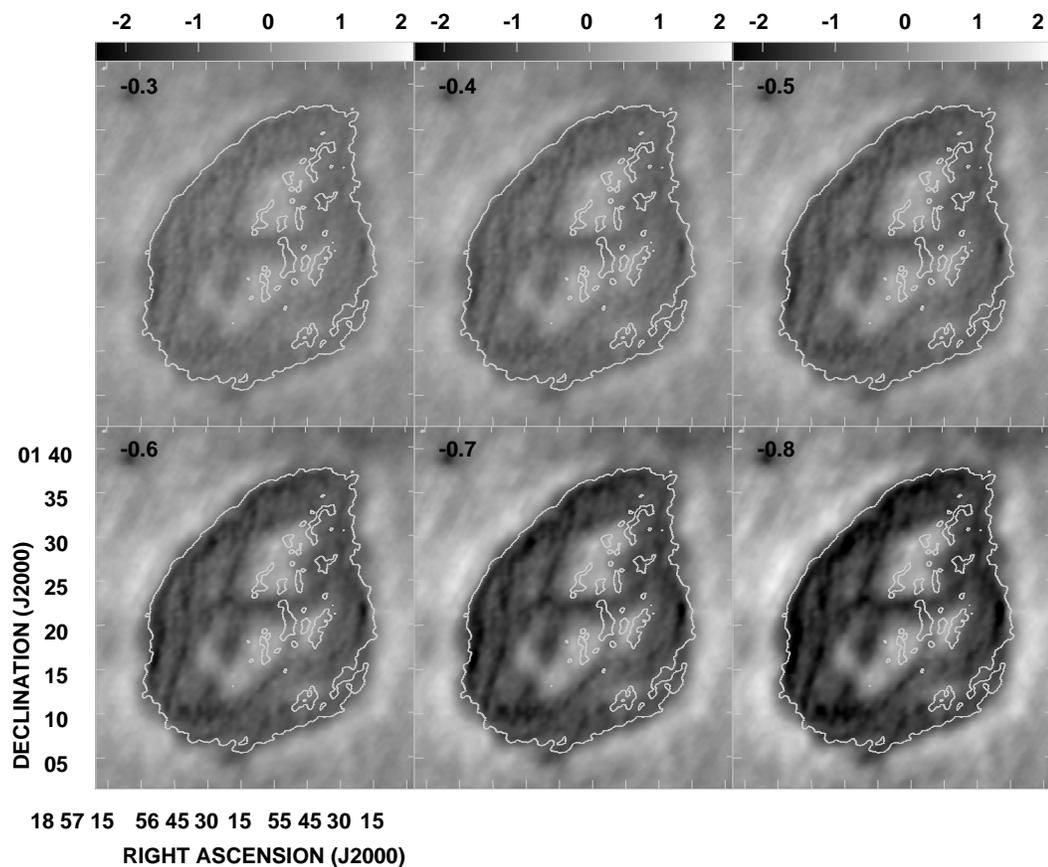


Figura 8.8: Galería de imágenes tomográficas en el RSN W44 entre 74 y 324 MHz. El rango de grises empleado en la construcción de esta serie de imágenes es mostrado en el cuadro superior de la figura, las unidades son  $\text{Jy haz}^{-1}$ . En este par de frecuencias el tamaño del haz es  $43'' \times 39''$ , P.A.  $= -51^\circ$ . En cada panel, las regiones de residuo positivo (negativo) poseen un espectro más agudo (chato) que el índice de prueba  $\alpha_t$  indicado en la esquina superior izquierda en cada mapa, y se visualizan como una región más clara (oscura) en las imágenes.

A través de la galería tomográfica entre 74 y 324 MHz se observan estructuras asimétricas de mayor brillo concentradas en el interior del remanente. Esto sugiere cierta tendencia hacia una componente central espectralmente aguda, aunque este efecto podría no ser real ya que proviene de la comparación de emisiones débiles, con peor relación señal–ruido.

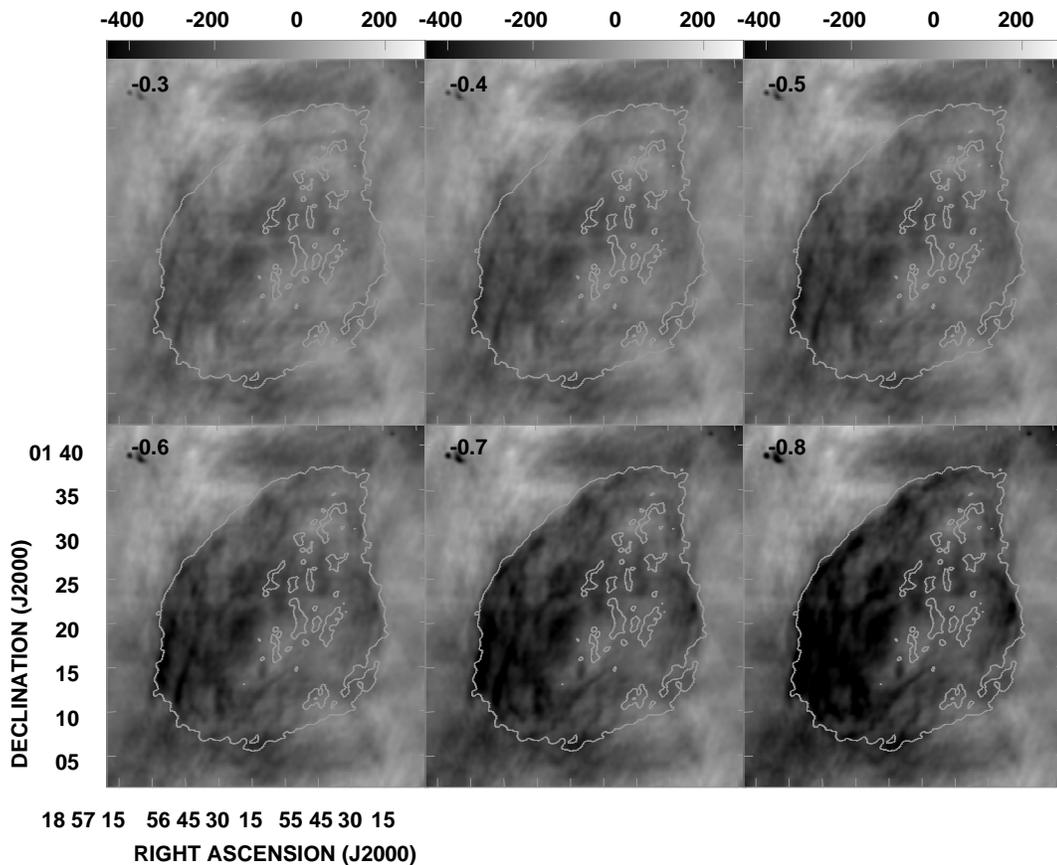


Figura 8.9: Galería de imágenes tomográficas en el RSN W44 entre 324 y 1442 MHz. El rango de grises empleado en la construcción de esta serie de imágenes es mostrado en el cuadro superior de la figura, las unidades son  $\text{mJy haz}^{-1}$ . En este par de frecuencias el tamaño del haz es  $30'' \times 30''$ , P.A. =  $-85^\circ.71$ . En cada panel, las regiones con residuos positivos (negativos) poseen un espectro más agudo (chato) que el índice de prueba  $\alpha_t$  indicado en la esquina superior izquierda en cada mapa y se visualizan como regiones más claras (oscuras) en las imágenes.

Las variaciones espaciales del índice espectral también son evidentes entre 324 y 1442 MHz. La galería de imágenes de la Figura 8.9 muestra diferentes componentes espectrales en el RSN W44. Básicamente, estas tomografías reproducen el patrón observado en el intervalo de frecuencias menores. Nuevamente, la estructura filamentaria de la emisión en ondas de radio es vista a través de la serie en la forma de residuos negativos, rodeados por regiones difusas de residuos positivos. La división espectral entre las porciones este y oeste del RSN, también es evidente entre 324 y 1442 MHz. Numerosas estructuras bien delineadas a las que es posible adjudicar índices entre  $-0.35$  y  $-0.45$ , son observadas en la

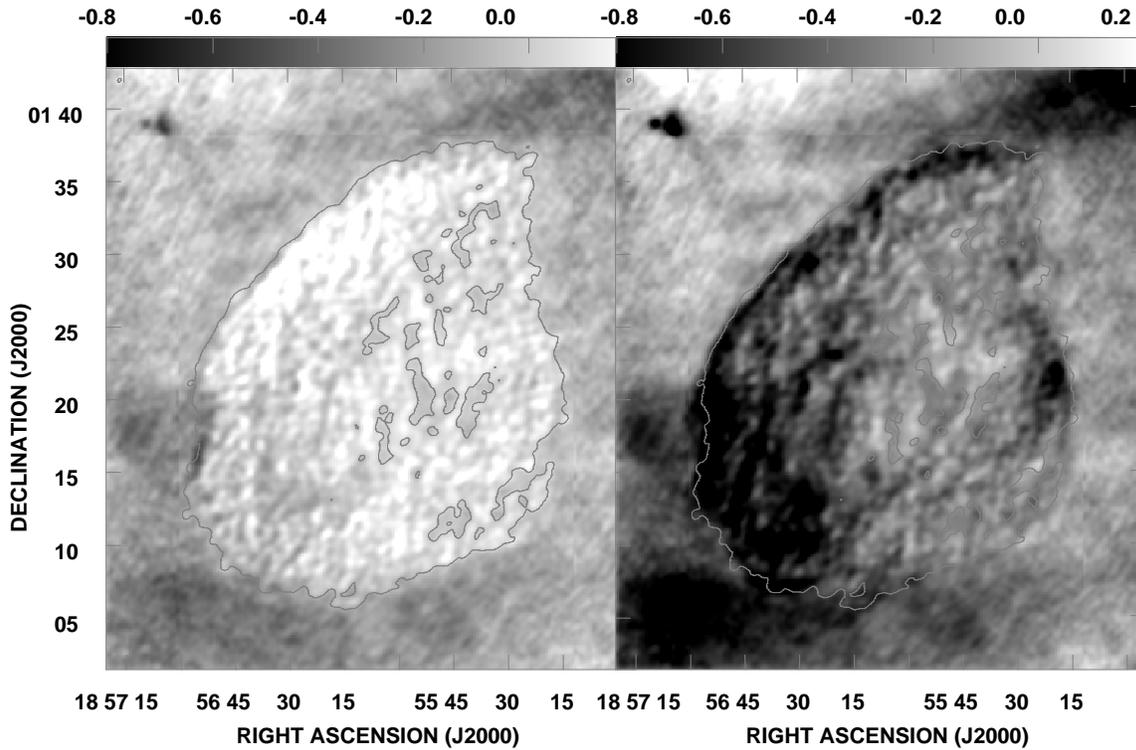


Figura 8.10: Dos imágenes tomográficas representativas del comportamiento espectral entre 74 y 1442 MHz en el RSN W44. *Izquierda*: Las áreas brillantes poseen índices espectrales más agudos que  $-0.2$ . *Derecha*: Las regiones oscuras son espectralmente más chatas que  $-0.5$ . La escala de grises es la misma en ambas imágenes y se muestra en el recuadro superior, las unidades son  $\text{Jy haz}^{-1}$ . El contorno superpuesto traza la emisión en ondas de radio en 74 MHz.

mitad este de W44. En el borde oeste, en cambio, la estructura espectralmente más chata coincide en posición con un nudo de emisión brillante localizado en R.A.  $\sim 19^{\text{h}} 56^{\text{m}} 30^{\text{s}}$ , decl.  $\sim 01^{\circ} 23'$ , cuyo espectro parecería estar acotado entre  $-0.5$  y  $-0.6$ .

De acuerdo al despliegue correspondiente a  $\alpha_t = -0.4$  y  $-0.5$ , en el extremo norte y el borde sudoeste del remanente, una estimación razonable del índice espectral en estas regiones podría ser  $\sim -0.45$ .

En relación a la emisión más difusa en W44, la tomografía muestra regiones interiores a W44 a las que se les puede asignar un espectro con un índice entre  $-0.6$  y  $-0.7$ .

La Figura 8.10 consiste de dos imágenes tomográficas entre 74 y 1442 MHz. El panel izquierdo se obtiene al considerar un índice de prueba  $\alpha_t = -0.2$ . La imagen derecha corresponde a un valor  $\alpha_t = -0.5$ . Puesto que gran cantidad de las estructuras que aparecen como residuos positivos en el panel  $-0.2$ , son vistas como regiones negativas en la imagen con  $-0.5$ , es posible concluir que la mayor parte de los cambios espaciales en el espectro de W44 entre 74 y 1442 MHz pueden ser ajustados con índices espectrales entre  $-0.2$  y  $-0.5$ .

Varias son las propiedades espectrales que pueden deducirse a partir de las tomografías incluídas en la Figura 8.10. En primer lugar, la región noreste de W44 muestra las

estructuras más claras en el mapa correspondiente a  $\alpha_t = -0.2$ , demostrando que en este rango de frecuencias, el espectro en esta región es más agudo que el valor de prueba considerado, tal como se observara en los pares de frecuencias anteriores. El panel de  $\alpha_t = -0.5$  muestra un gradiente de emisión negativa en esta región, esto significa que el índice espectral en los filamentos, contrariamente a la emisión difusa en radio, se vuelve gradualmente más chato hacia la periferia este de W44. Los residuos negativos en el panel de  $\alpha_t = -0.5$  están concentrados principalmente en la región sudeste del remanente, lo cual significa que se trata de una de las componentes espectrales más chatas detectadas en W44. En el lado oeste, y en gran parte de las estructuras interiores del RSN un índice espectral entre  $-0.4$  y  $-0.5$  parece representar adecuadamente el espectro de energías de la región. Una excepción a este resultado es el nudo y el filamento curvado, vistos en la forma de residuos negativos en la mitad oeste de la cáscara.

La NVP vinculada con PSR B1853+01 se hace evidente únicamente en la tomografía correspondiente a  $\alpha_t = -0.5$ , como un residuo negativo con centro en R.A.  $\sim 19^{\text{h}} 56^{\text{m}} 15^{\text{s}}$ , decl.  $\sim 01^{\circ} 15'$ . De este modo el índice espectral allí debe ser más chato que  $-0.5$ , lo cual es característico de las nebulosas sopladadas por pulsares.

En resumen, en los tres pares de frecuencias estudiados se observa una dependencia similar del índice espectral con la posición sobre W44, indicando que si bien el espectro cambia de región en región, éste no muestra curvaturas y localmente puede ser ajustado por una única ley de potencia entre 74 y 1442 MHz.

## 8.5 Interpretación de la emisión y del espectro en el RSN W44

En el modelo propuesto por Sedov (1959) para la evolución de un remanente, el material eyectado en la explosión de SN se propaga a través de un MIE isotrópico y homogéneo (ver Sección 1.1). El material barrido por el frente de choque es calentado hasta temperaturas del orden de  $10^7$  K, lo cual produce una cáscara de emisión térmica en rayos X. La emisión brillante en radio se origina por la compresión del campo magnético interestelar y la aceleración de electrones que ocurre en el frente de choque. Este modelo, aunque describe correctamente las propiedades de varios RSNs con morfologías tipo cáscara, fracasa en remanentes como W44, en los que se observan filamentos en ondas de radio y emisión térmica en rayos X condensada en el interior.

Varios autores intentaron explicar el origen de las estructuras observadas en el RSN W44. Básicamente, existen tres escenarios diferentes: (1) un modelo basado en la evaporación lenta de nubes alcanzadas por el frente de choque en expansión a través de un medio inhomogéneo (White y Long, 1991; Rho y col., 1994); (2) propagación del frente de choque en un medio homogéneo incluyendo efectos por enfriamiento radiativo (Harrus y col., 1997); y (3) evolución del RSN en un medio con un marcado gradiente de densidad, y con una conducción térmica activa en su interior (Cox y col., 1999; Shelton y col., 1999).

El modelo de White y Long (1991) considera la evolución de RSNs en un MIE compuesto por nubes densas frías embebidas en un medio tenue. La onda de choque producida en el evento de SN causa la destrucción por “evaporación” de las nubes presentes. En consecuencia, la densidad de gas caliente en el interior del remanente aumenta originando la emisión térmica observada en rayos X. La aplicación de este modelo sobre W44 predice

una edad para el remanente entre 5000 y 7500 años, mucho menor que la edad característica del pulsar asociado, y una energía en la explosión inicial inusualmente baja de sólo  $(0.11-0.16) \times 10^{51}$  erg. A raíz de estos dos resultados el uso de este modelo en la descripción de W44 se ve fuertemente debilitado.

En el escenario alternativo presentado por Harrus y col. (1997), W44 se encuentra en la fase radiativa de su evolución. En este esquema, el frente de choque inverso ha atravesado la cáscara de material eyectado termalizándolo completamente. La emisión X disminuye en el frente de choque primario y sólo persiste en la región central que representa la única componente observable en esta banda. Debido a que la intensidad del campo magnético y la densidad aumentan a medida que el choque se vuelve radiativo, la cáscara en ondas de radio continúa observándose.

Shelton y col. (1999) elaboraron una nueva variante para W44, que si bien mantiene el espíritu del modelo propuesto por Harrus y col. (1997), además, incluye conducción térmica en el interior caliente del remanente y un medio ambiente más realista con un marcado gradiente en densidad. Si bien el medio debe ser altamente grumoso, el modelo no requiere colisiones con nubes moleculares cercanas. La explosión de SN produce aproximadamente  $10^{51}$  erg de energía mecánica y luego de  $2 \times 10^4$  años (la edad aproximada del pulsar), el remanente se encuentra en la fase radiativa de su evolución, con velocidades en el frente de choque entre 130 y 200 km s<sup>-1</sup>. La temperatura es baja en las regiones más externas, en parte por que el remanente se ha vuelto radiativo. Como resultado, la emisión central en rayos X, que presenta gran luminosidad debido a procesos de conducción térmica, no es acompañada por una cáscara brillante exterior en esta banda de emisión. Por otro lado, el gradiente en densidad propuesto lleva a la formación, en el sector este del RSN, de una cáscara delgada y muy densa que emite en 21 cm, H $\alpha$ , [SII], [OI] e IR, la cual en su expansión barre y comprime el medio ambiente produciendo así radiación sincrotrónica en radio y rayos  $\gamma$ . Como es usual en remanentes radiativos, la cáscara formada es corrugada debido a su evolución en un medio no uniforme, lo cual es visto en la forma de filamentos en la distribución de brillo superficial del remanente (Hester y Becker, 1987).

El análisis de las variaciones espectrales con la posición sobre W44 presentado en la Sección 8.4 ha demostrado que los filamentos observados en la emisión en continuo de radio entre 74 y 1442 MHz, poseen un índice espectral más chato que las componentes de emisión más difusa presentes en el remanente.

Este resultado constituye la primera prueba observacional en radio en favor del modelo propuesto por Shelton y col. (1999). Al presente, el único resultado corroborando la validez de este escenario, estaba dado por el buen acuerdo entre la densidad de flujo en 100 MHz del RSN W44 estimada analíticamente por estos autores y el valor determinado a partir de observaciones.

Tal como mencionara Shelton y col. en su trabajo, la emisión en radio de W44 puede ser explicada en términos del mecanismo de van der Laan que tiene en cuenta los efectos en la distribución de brillo causados por la compresión adiabática del campo magnético y de las partículas presentes en el ambiente, tras el paso del frente de choque (ver Apéndice D). En la cáscara de W44 la emisión en 100 MHz proviene de electrones con energías cercanas a 250 MeV, pero antes de la compresión la energía de estos mismos electrones era entre 7 y 10 veces menor, es decir  $\sim 30$  MeV. Dado que el espectro de los electrones galácticos es más chato en el intervalo de energías más bajas (inferiores a 70 MeV, Webber, Simpson

y Cane (1980)), el espectro chato en ondas de radio medido en los filamentos de W44, donde en promedio la tasa de compresión es más alta, indica que la emisión proveniente de estas estructuras es debida a las partículas menos energéticas del medio. En relación a esta interpretación Shelton y col. sugieren una transición gradual hacia un espectro más agudo para las frecuencias de radio mayores, en acuerdo con el espectro agudo observado en la población de electrones galácticos con energías entre 70 y 2500 MeV. No obstante, el análisis espectral presentado en esta tesis no confirma esta tendencia.

La distribución espacial del índice espectral, sugiere la contribución de procesos adicionales participando en la emisión sincrotrónica de W44. De Jager y Mastichiadis (1997) propusieron que la emisión de espectro chato vista en la cáscara de W44 es producida por la inyección de partículas desde el pulsar PSR B1853+01 asociado con el remanente. En efecto, aún cuando la luminosidad de la nebulosa de viento soplada por esta fuente compacta es despreciable comparada con la emisión total en radio y rayos X de W44 (Harrus, Hughes y Helfand, 1996; Frail y col., 1996a), el pulsar pudo haber acelerado una cantidad importante de electrones los cuales alcanzaron la cáscara en formación, produciendo radiación en un campo magnético muy intensificado. Sin embargo, aún cuando no sea posible eliminar completamente la coexistencia entre partículas en la nebulosa del pulsar y la cáscara de W44, no parece probable que este proceso ocurra especialmente en regiones tan bien definidas como son los filamentos en W44, en particular si se considera su orientación espacial tan bien definida en dirección sudeste–noroeste.

La formación de la cáscara de emisión permite a los electrones participar en procesos de aceleración difusivos. En efecto, el material recientemente barrido se enfría rápidamente y se suma a la cáscara desde el exterior. Por otra parte, el material interior a la misma el cual fue inicialmente calentado, finalmente se enfría y produce un flujo de materia condensada. La convergencia de estos dos flujos no sólo reduce la pérdida de partículas desde las regiones más densas, sino que además constituye un sitio adecuado para su aceleración vía el mecanismo de Fermi de primer orden.

Aún cuando la aceleración difusiva sea un proceso posible en W44, las mediciones del índice espectral obtenidas desde las series tomográficas (ver Figuras 8.8, 8.9, 8.10), sugieren que no es el mecanismo físico dominante en la distribución de energía de las partículas que producen la emisión filamentaria. Una explicación posible para esto puede encontrarse analizando la contribución en las variaciones espectrales debido a el amortiguamiento de las ondas de Alfvén en el plasma, lo cual puede ocurrir debido a la fricción entre iones y partículas neutras en el flujo “upstream”. Las ondas de Alfvén son necesarias para evitar que las partículas que han cruzado el frente de choque escapen, permitiendo así que el proceso de aceleración de primer orden funcione. La ec.(46) presentada en el trabajo de Drury, Duffy y Kirk (1996) establece la energía máxima para que iones y electrones puedan ser reflejados por las ondas de Alfvén

$$\frac{E}{1 \text{ TeV}} < \left( \frac{V_{ch}}{10^3 \text{ kms}^{-1}} \right)^3 \left( \frac{T}{10^4 \text{ K}} \right)^{-0.4} \left( \frac{n_n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \left( \frac{n_i}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{0.5} \left( \frac{P_o}{0.1} \right) \quad (8.1)$$

aquí,  $V_{ch}$  es la velocidad del choque,  $T$  es la temperatura del gas antes del paso del frente de choque,  $n_n$  y  $n_i$  representan la densidad numérica del gas neutro y de los iones, respectivamente, y  $P_o$  es la presión de resonancia adimensional de los rayos cósmicos.

Cualquier partícula con energía mayor que  $E$  podrá escapar de la región “upstream”, disminuyendo la eficiencia del proceso de aceleración.

Para el caso de W44 es posible considerar densidades en el gas neutro e ionizado entre 1 y  $100 \text{ cm}^3$ , velocidades del frente de choque entre  $330 \text{ km s}^{-1}$  y  $630 \text{ km s}^{-1}$  (Rho y col., 1994; Koo y Heiles, 1995), y una temperatura de  $10^4 \text{ K}$ . Luego, si se asume que la aceleración en el frente de choque es eficiente ( $P_o=0.1$ ), la cota máxima de energía se encuentra entre 0.3 y  $2.5 \text{ GeV}$  (sin embargo, es probable que las densidades numéricas y la velocidad del frente de choque estén sobrestimadas, por ejemplo Cox y col. (1999) calcularon una velocidad en el frente de choque de  $200 \text{ km s}^{-1}$ ). Los electrones radiando en  $1440 \text{ MHz}$  tienen energías de  $\sim 0.7 \text{ GeV}$ , considerando un campo magnético en la cáscara de  $200 \mu\text{G}$  (Shelton y col., 1999; Claussen y col., 1997). Este resultado implica que es posible que el amortiguamiento de las ondas de Alfvén ocurra en algún grado en el RSN W44 disminuyendo así la eficiencia del mecanismo de aceleración.

Un aspecto adicional en favor del modelo de compresión está dado por el rol del campo magnético en la distribución de intensidad de W44. La amplificación del campo magnético debido a procesos de compresión, luego del enfriamiento radiativo<sup>3</sup>, es un camino posible para explicar el aumento de emisión en los filamentos de W44. Claussen y col. (1997) calcularon, a partir de mediciones de polarización en máseres de OH, un campo magnético de  $200 \mu\text{G}$  en la cáscara del remanente, esto implica una presión magnética  $p_B = B^2/8\pi = 2 \times 10^{-9} \text{ dyn cm}^{-2}$ . Por su parte, la presión térmica del gas en expansión, estimada a partir del gas caliente emisor de rayos X en el interior del RSN (Jones, Smith y Angellini, 1993) es  $p_g = 2n_e kT = (6 - 8) \times 10^{-10} \text{ dyn cm}^{-2}$ , y la presión del medio interestelar es calculada en  $p_o = 5 \times 10^{-13} \text{ dyn cm}^{-2}$  (Kulkarni y Heiles, 1988). Estos valores demuestran la gran influencia que ejerce el campo magnético tanto en la dinámica como en la estructura del frente de choque. Es también interesante notar que el alto grado de polarización ( $\sim 20\%$ ) medido por Kundu y Velusamy (1972) en  $10700 \text{ MHz}$ , implica un campo magnético espacialmente bien ordenado, y cuya dirección coincide ampliamente con la alineación sudeste–noroeste de la mayor parte de los filamentos observados en W44.

En resumen, las variaciones espectrales en W44 favorecen la hipótesis de Shelton y col. (1999) para explicar la estructura filamentaria del remanente. Sin embargo, otros mecanismos como la inyección de partículas energéticas desde el pulsar y la aceleración de Fermi de primer orden, no pueden ser completamente deshechados. Aún cuando la aceleración difusiva pueda verse disminuída en la cáscara de radio debido a el amortiguamiento de ondas de Alfvén, alguna combinación de este proceso con la inyección de partículas energéticas desde PSR B1853+01, pueden explicar el comportamiento espectral observado en la emisión del remanente, principalmente fuera de los filamentos.

---

<sup>3</sup>El tiempo de enfriamiento radiativo y el tiempo de compresión (es decir, el de formación de la cáscara) no deben ser confundidos entre sí. El enfriamiento rápido del gas en un RSN produce una disminución de la presión en relación a su entorno. Este gas es comprimido y represurizado posteriormente por flujos de gas enfriándose moviéndose en sentidos opuestos. A partir de cálculos con códigos numéricos, Cox y col. (1999) estimaron que  $t_c \sim 7/6 t_e$ , con  $t_c$  y  $t_e$ , el tiempo para formar la cáscara y el tiempo de enfriamiento, respectivamente.



# Capítulo 9

## Conclusiones y trabajos futuros

Desde el punto de vista teórico, se ha realizado un progreso considerable desde la descripción idealizada de un RSN esférico evolucionando en un MIE uniforme. En la actualidad, es claro que cada RSN es un producto único de la historia de su estrella progenitora y la influencia del medio circundante.

A fin de establecer modelos globales, las teorías necesitan del apoyo que brinda la observación de una muestra amplia de RSNs con edades diferentes expandiéndose en ambientes diferentes. En este sentido, la observación detallada de la emisión sincrotrónica asociada a los RSNs en el régimen de las bajas frecuencias de radio, constituye una herramienta excepcional. Dentro de las razones que justifican la observación en este rango del espectro electromagnético, puede mencionarse la posibilidad de “anclar” el espectro en su origen y cuantificar las propiedades espectrales trazando la distribución de energía de los electrones relativistas. Además, permite distinguir entre las componentes de emisión térmica y no térmica y delinear la distribución de gas ionizado en el MIE.

La investigación realizada en esta tesis está centrada en la observación en bajas frecuencias de radio en dirección a tres RSNs galácticos: CTB 80, Puppis A, y W44. Estas fuentes representan ejemplares únicos ya sea por sus propiedades morfológicas, su asociación con pulsares o bien por la manera en que interactúan con el medio interestelar circundante. Para investigarlos se utilizaron las herramientas más poderosas disponibles al presente, grandes radiotelescopios de síntesis operando en ese rango espectral y los mejores algoritmos de deconvolución y auto-calibración de los datos que permitieron construir las mejores imágenes conocidas de las fuentes investigadas.

Las nuevas imágenes, con un detalle sin precedente, fueron combinadas con información en otras bandas del espectro electromagnético. Este análisis junto con el estudio del espectro en ondas de radio, aplicando diferentes métodos de estudio de las variaciones del índice sincrotrónico, permitió esclarecer los procesos físicos responsables de la radiación observada en cada remanente. Cada uno de ellos requirió un modelado diferente, confirmando la hipótesis inicial que una descripción física única, como se ha buscado hasta el presente, es insuficiente para dar cuenta de los complejos mecanismos que controlan la aceleración de partículas en los restos de supernovas. A continuación se sintetizan los hallazgos y conclusiones en cada una de las fuentes estudiadas.

**CTB 80** es sin duda la más exótica de las fuentes analizadas. Su extraña morfología en ondas de radio es difícil de reconciliar con los modelos convencionales. Se trata de un

remanente evolucionado compuesto por tres regiones extendidas de bajo brillo superficial que se intersectan en una nebulosa central brillante originada por el viento relativista del pulsar PSR B1951+32, asociado físicamente al RSN. La alta fidelidad y resolución angular de las nuevas imágenes en 240, 324, 610, y 1380 MHz, presentadas en esta tesis, mostraron la estructura fina y complejidad de la emisión en las tres componentes extendidas de CTB 80. También la nebulosa central presenta características únicas siendo una de las más grandes y brillantes nebulosas de viento de pulsar observadas en ondas de radio.

El estudio del espectro integrado sobre este remanente reveló la acción de procesos de absorción extrínsecos a la fuente, probablemente producidos por la presencia de un plasma térmico denso confinado en una lámina delgada de gas ionizado localizada entre el observador y la fuente. Al ser una fuente extendida, CTB 80 proporciona un laboratorio excelente para el estudio de las variaciones espectrales con la frecuencia y la posición. Este análisis demostró la contribución a la emisión tanto de procesos de aceleración de primer orden en el frente de choque en expansión como a la inyección de electrones relativistas provenientes del pulsar PSR B1951+32. Una investigación detallada de la emisión en rayos X de este RSN permitiría establecer restricciones importantes en la extensión espacial en la cual las partículas inyectadas por el pulsar energizan el plasma circundante. El estudio del espectro en rayos X, además, complementaría las variaciones espectrales estudiadas en ondas de radio. Cabe mencionar que ya se ha solicitado y obtenido tiempo de observación con el telescopio orbital *Chandra*, a través de una colaboración multinacional, para realizar este estudio.

**Puppis A** es un ejemplo claro de como la presencia de inhomogeneidades en el MIE puede perturbar la evolución temporal de los RSNs, en este caso, retardando su expansión en regiones de alta densidad y modificando su forma y la distribución de brillo. La investigación detallada de las variaciones espectrales realizada en esta tesis, al combinar la emisión en 327 y 1425 MHz, ha servido para confirmar que procesos interactivos de este tipo se reflejan en el espectro de energías de las partículas aceleradas en el frente de choque. El estudio de este RSN continuará con la confrontación pormenorizada de variaciones espectrales con estudios milimétricos de alta resolución del gas molecular chocado por Puppis A en su expansión, tratando de identificar los múltiples microcentros de aceleración de partículas.

**W44** es uno de los pocos casos de asociación bien demostrada entre RSNs y nubes moleculares. Se ha propuesto que esta interacción podría, ser responsable de la morfología “térmica–compuesta” observada en ondas de radio y radiación X suave. Otra característica importante en esta fuente es su asociación física con el pulsar PSR B1853+01. El estudio de los cambios espectrales sobre el remanente realizado en esta tesis, en base a observaciones en 74, 330, y 1442 MHz, indicó que la emisión filamentaria en este remanente puede ser explicada en términos de modelos de compresión de partículas y campos magnéticos presentes en el plasma. Sin embargo, aún cuando este fuera el mecanismo dominante que produce la radiación detectada, no puede descartarse la inyección de partículas energéticas desde la nebulosa del pulsar y procesos de Fermi de primer orden, con una eficiencia reducida debido al amortiguamiento de las ondas de Alfvén en el plasma.

Además del trabajo de investigación desarrollado específicamente sobre el RSN W44, las observaciones realizadas pueden ser también empleadas, en el futuro, para aportar información en otro contexto. En efecto, debido a la gran extensión del campo de vista observado con el VLA en 74 MHz, gran cantidad de RSNs, regiones HII y fuentes extragalácticas resultan visibles en la imagen final obtenida en esta frecuencia. Las densidades de flujo medidas en estos RSNs permitirán establecer restricciones sobre la distribución de gas ionizado en el MIE, mientras que mediciones de la profundidad óptica en las regiones HII presentes en este campo podrán ser usadas, por ejemplo, para poner cotas a la temperatura en la componente electrónica del plasma.

Finalmente, debido a la alta calidad de las imágenes obtenidas, éstas constituyen la esperada contraparte observacional a los excelentes datos adquiridos con la generación actual de observatorios orbitales en rayos X (*Chandra* y *XMM-Newton*), conformando un aporte único en el análisis del espectro sincrotrónico a lo largo del espectro electromagnético.



# Apéndice A

## Dispersión por ondas de Alfvén

El modelo teórico del mecanismo de aceleración en frentes de choque asume que las partículas son continuamente dispersadas por inhomogeneidades magnéticas u ondas de Alfvén, las cuales son modos hidrodinámicos transversales e incompresibles conducidos por la tensión  $B^2/4\pi$  en el campo. Estas ondas viajan con una velocidad

$$v_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}} \quad (\text{A.1})$$

Las partículas pueden también ser dispersadas por modos magnetosónicos rápidos. Sin embargo, en los plasmas considerados, la presión del gas excede la presión magnética y los modos magnetosónicos serán amortiguados.

Las ondas de Alfvén poseen una frecuencia menor a la frecuencia de Larmor de un ion  $\Omega = eB/m_p c$ . Una partícula viajando a una velocidad mayor que la velocidad de Alfvén esencialmente verá a ésta como una perturbación magnetoestática. Si el radio de Larmor de la partícula,  $r_L = pc/ZeB$  es comparable con la longitud de onda de la perturbación, es posible que ocurra una interacción resonante, lo cual produce un cambio en el ángulo de "pitch" de la partícula  $\theta = \cos^{-1}[(\vec{p} \cdot \vec{B})/pB]$ . Las interacciones sucesivas con ondas que poseen una distribución aleatoria en sus fases, causa en  $\theta$  una caminata al azar. Luego de aproximadamente  $(B/\delta B)^2$  longitudes de onda, la velocidad de las partículas habrá sido invertida, lo que puede ser considerado como si ésta hubiese sido dispersada.



# Apéndice B

## El algoritmo CLEAN

El cubrimiento parcial del plano- $uv$  causa que el proceso de construcción de una imagen de cielo, a partir del cálculo de las transformadas de Fourier, no sea único. Esto tiene su explicación en el hecho que a un punto no medido podría corresponderle cualquier valor sin que por esto se viole las condiciones generales impuestas por el conjunto de datos observados. Una solución particular es aquella en la cual a las visibilidades no medidas se les asocia un valor nulo. Sin embargo, esto no representa una solución razonable, puesto que se espera una distribución de visibilidades continua. El objetivo primario de la técnica de construcción de imágenes es, entonces, encontrar un algoritmo que permita obtener valores más razonables de los puntos no medidos, por ejemplo excluyendo valores de flujo negativos y maximizando la medición de suavidad en la imagen.

El algoritmo CLEAN (Högbom, 1974) es un procedimiento no lineal cuyo tratamiento matemático no es sencillo. Básicamente, el algoritmo encuentra la intensidad y posición de las fuentes puntuales en la imagen. Este paso puede ser restringido a pequeñas áreas del mapa, en el caso en que se crea que la emisión verdadera está confinada allí. Luego, las visibilidades son substraídas de la imagen sucia. El procedimiento comienza nuevamente a menos que un pico residual se encuentre por debajo del nivel especificado previamente, lo cual es considerado como un residuo. A continuación, el conjunto de puntos correspondiente a la fuente modelo es convolucionado con un haz idealizado, usualmente un haz gaussiano elíptico del mismo tamaño y forma que la porción interior del haz sucio. Finalmente, los residuos obtenidos son sumados a la imagen CLEAN.

A continuación se presenta una descripción matemática más detallada del procedimiento:

CLEAN construye iterativamente funciones discretas  $F(n)$  que se aproximan a la función  $F$  de la ecuación de convolución

$$B * F = D \tag{B.1}$$

donde  $D$  denota la representación discreta de la imagen “sucia”  $I^D$ , y  $B$  la del haz “sucio”. Inicialmente,  $F(0)$  toma el valor cero en todo punto. En la  $n$ -ésima iteración, CLEAN busca el extremo del mapa de residuos  $R$  determinado en el  $(n - 1)$ -ésimo paso

$$R(n - 1) = D - B * F(n - 1) \tag{B.2}$$

Sumando a  $F(n - 1)$  una componente limpia consistente en una función delta centrada en el extremo encontrado y de amplitud igual a  $g$  veces su valor ( $g$  es la ganancia de la vuelta, siempre menor que 1), se obtiene  $F(n)$ . La búsqueda sobre  $R$  está restringida a un área. El proceso se repite hasta cierta iteración  $N$ . Normalmente,  $F(n)$  es convolucionada con un hipotético “haz limpio” gaussiano  $H$  para construir un “mapa limpio” final  $C$

$$C = H * F(N) + R(N) \quad (\text{B.3})$$

Para acelerar el proceso de deconvolución, se introduce el algoritmo propuesto por Clark (1980), el cual consiste en dividir los ciclos iterativos en uno “mayor” y uno “menor”. Cuando comienza un ciclo mayor, se crea un mapa de residuos restringido  $R'(m)$  que contiene únicamente los valores extremos positivo y negativo del mapa de residuos  $R(m)$ . Luego, se realiza un ciclo menor de iteraciones donde se buscan nuevas componentes limpias reemplazando  $R(m)$  por  $R'(m)$  y aproximando el haz sucio por sus valores dentro de un área reducida y por ceros por fuera de este área. Un ciclo menor culmina en la iteración  $n'$  en que el pico en el mapa de residuos restringido cae hasta un dado múltiplo del mayor valor de  $R(m)$  ignorado en la construcción de  $R'(m)$ . Cuando este ciclo finaliza, se calculan las transformadas de Fourier de  $F(n')$  y de  $B$ , las funciones obtenidas se multiplican entre sí, el resultado se vuelve a transformar y finalmente, la función obtenida se resta del mapa sucio  $D$ , resolviéndose así la ec.(B.2). En este último paso, en cierto modo se corrigen los errores introducidos en el ciclo menor por haber usado un área pequeña (restringida) del haz.

El proceso CLEAN concluye cuando se alcanza un número prefijado de iteraciones o cuando el valor residual que está siendo “limpiado” en una iteración menor alcanza un valor determinado.

# Apéndice C

## Gas ionizado en el MIE: sus características

Dentro de las componentes ionizadas del MIE, siguiendo un orden creciente en densidad electrónica,  $n_e$ , se encuentran: 1) el medio interestelar caliente, con una temperatura electrónica  $T_e \sim 10^6$  K y  $n_e \sim 10^{-3}$  cm $^{-3}$ ; 2) el medio ionizado tibio con  $T_e \sim 2000 - 8000$  K y  $n_e \sim 0.3$  cm $^{-3}$ ; 3) los halos extendidos de gas ionizado alrededor de regiones HII con  $T_e \sim 3000 - 8000$  K y  $n_e \sim 0.5 - 10$  cm $^{-3}$ ; 4) las regiones HII normales con  $T_e \sim 5000$  K y  $n_e \geq 50$  cm $^{-3}$ .

El medio interestelar caliente resulta transparente a la emisión en continuo de radio, aún a muy bajas frecuencias. Las propiedades físicas de las regiones HII normales, obtenidas a partir de observaciones realizadas en bajas frecuencias han sido discutidas en numerosos trabajos (Odegard, 1986; Kassim, 1987; Kassim y Weiler, 1990; Kassim y col., 1989).

Evidencias de la existencia del medio ionizado tibio son provistas por observaciones de las líneas ópticas metaestables del OII y NII superpuestas sobre la línea de emisión difusa  $H_\alpha$  de fondo (Reynolds, 1983, 1984, 1988b, y referencias incluídas). Esta componente del MIE, con un factor de llenado  $\geq 10\%$ <sup>1</sup>, requiere para mantenerse, una potencia comparable a la potencia total inyectada al MIE por supernovas ( $\sim 10^{42}$  erg s $^{-1}$ , Reynolds, 1984).

La existencia de una componente difusa de baja densidad en la región interior de la Galaxia ha sido confirmada a partir de observaciones de líneas de recombinación en ondas de radio (LRRs) producidas aproximadamente a 1400 MHz (Hart y Pedlar, 1976; Lockman, 1980; Heiles, Reach y Koo, 1996) y 327 MHz (Anantharamaiah, 1985; Roshi y Anantharamaiah, 2000). Estas LRRs fueron detectadas en la mayor parte de las posiciones observadas (con  $b=0^\circ$  y  $|l| \leq 60^\circ$ ) en el interior de la Galaxia incluyendo aquellas regiones donde no existen fuentes discretas en continuo de radio a lo largo de la línea de vista. Las cortas distancias a las que se produce la detección (entre 50 y 200 pc) y el factor de llenado  $< 1\%$ , sugiere que este gas no puede ser directamente atribuído a una componente del MIE, sino que debe estar asociado con fuentes discretas individuales. Anantharamaiah (1985, 1986), en base a la coincidencia observada entre las velocidades del gas emisor de baja y alta densidad, atribuye las LRRs detectadas a los halos o envolturas de gas ionizado de baja densidad alrededor de regiones HII densas.

---

<sup>1</sup>El factor de llenado representa la fracción del volumen que posee una densidad electrónica uniforme.

Un método para confirmar la existencia o al menos fijar límites sobre el medio ionizado tibio y las envolturas de regiones HII es a través de la medición de sus efectos absorbentes sobre la radiación en ondas de radio en bajas frecuencias. Particularmente útil es la determinación del espectro de RSNs en bajas frecuencias, puesto que es ampliamente aceptado que sus espectros poseen un índice constante a través de la banda de radio. De este modo, cualquier desviación observada en el rango más bajo de frecuencias debe ser causada por el gas absorbente interviniente a lo largo de la línea de vista. Kassim (1989), a partir de la observación de una muestra de RSNs ampliamente distribuidos en el interior de la Galaxia, demostró que la emisión en ondas de radio de aproximadamente las dos terceras partes de todos ellos evidencian curvaturas espectrales ocurridas en frecuencias inferiores a 100 MHz. La Figura C.1, tomada del trabajo de Dulk y Slee (1975), muestra algunos ejemplos de espectros modificados por la presencia de gas totalmente o parcialmente ionizado ubicado en dirección a estos objetos.

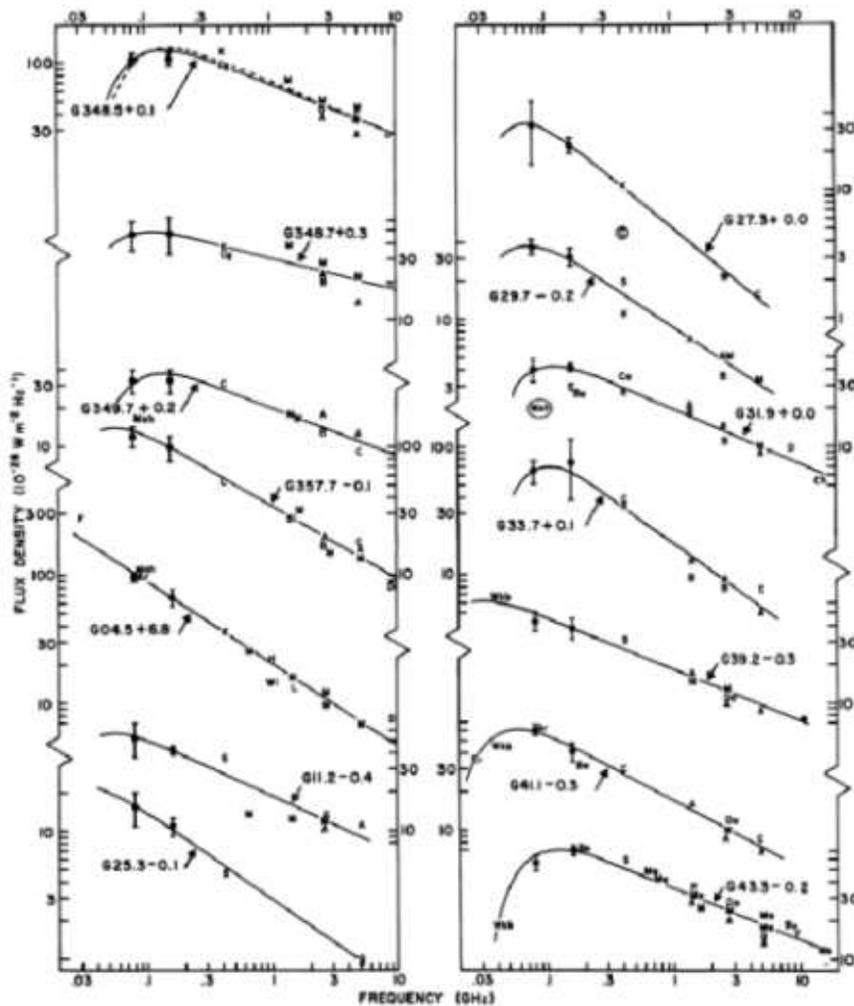


Figura C.1: Espectros de la emisión en continuo de radio proveniente de RSNs galácticos. Las curvaturas observadas en las frecuencias inferiores a 100 MHz son atribuidas a procesos de absorción que tienen lugar en las regiones internas de nuestra Galaxia debido a la presencia de gas ionizado.

# Apéndice D

## El mecanismo de van der Laan

Antes de asumir que la aceleración en choques difusivos juega un papel dominante en RSNs evolucionados, es importante considerar la emisión sincrotrónica que se origina por los electrones del ambiente barridos y comprimidos adiabáticamente dentro de una cáscara densa, tras el paso del frente de choque.

Una partícula relativista en una región comprimida por un factor  $x$  podría tener su energía betatrón aumentada (para una compresión bidimensional) por un factor  $x^{1/2}$ . El efecto neto, en el caso de un resto de supernova con una cáscara enfriada de masa  $M$  y una densidad originalmente  $\rho_o$ , es que los electrones del ambiente, que previamente ocupaban un volumen  $M/\rho_o$  de espacio interestelar, se encuentran ahora comprimidos dentro de una cáscara cuyo volumen es  $x$  veces más pequeño, con la energía incrementada en un factor  $x^{1/2}$ , y radiando en un campo magnético aproximadamente  $x$  veces más intenso comparado con el campo antes de la compresión. La frecuencia característica de la emisión sincrotrónica de un electrón de energía  $E$  en un campo magnético de intensidad  $B$ , es proporcional a  $BE^2$  y es entonces un factor  $x^2$  mayor debido a la compresión. Similarmente, la potencia total por electrón, la cual es proporcional a  $(BE)^2$ , es aumentada por un factor  $x^3$ . Para una distribución de electrones emitiendo radiación sincrotrónica con un espectro de emisión de la forma  $A\nu^{-\alpha}$ , luego de la compresión el espectro es  $A'\nu^{-\alpha}$ , con  $A' = x^{1+2\alpha}A$ , teniendo en cuenta una ganancia total a una frecuencia fija dada por la expresión  $G(x) = x^{1+2\alpha}$

Si se tiene en consideración la condición de isotropía en la distribución de partículas antes, durante, y después de la aceleración, entonces, las estimaciones previas pueden realizarse en forma más precisa. Por ejemplo, al asumir una distribución aleatoria de ángulos entre la velocidad de las partículas y el campo magnético, la ganancia completa por electrón es

$$G(x) = x^{1+\alpha} \left[ \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \frac{x}{(x-1)}^{1/2} \operatorname{sen}^{-1} \left( \frac{x-1}{x} \right)^{1/2} \right]^{2\alpha} \quad (\text{D.1})$$

Luego, excepto por la conversión de unidades requeridas, la densidad de flujo del remanente en continuo de radio para el mecanismo de compresión es

$$S(\nu) = G(x) V_o \epsilon_o(\nu) / d^2 \quad (\text{D.2})$$

donde  $V_o = M_{cas}/\rho_o$  representa el volumen de la cáscara antes de la compresión,  $\epsilon_o(\nu)$  es la emisividad del MIE a la frecuencia  $\nu$ ,  $x$  es el factor de compresión en la cáscara,  $d$  es la distancia a la fuente, y  $G(x)$  es la ganancia según se describió anteriormente.

# Agradecimientos

Al momento de escribir ésta, la última página de mi tesis, no puedo dejar de pensar en todas las personas que me ayudaron a hacer posible este proyecto, sobre todo teniendo en cuenta todos los cambios personales vividos en estos últimos años.

En primer lugar quiero agradecer a mi madre por su amor incondicional, su calor, su compañía constante, por la ayuda inmensa de estos últimos meses en el cuidado de Gaspar mientras yo trabajaba.

A mi padre, quien siempre me dio consejos útiles, estuvo atento a mis pasos, y me prestó y/o regaló la computadora con la cual escribí este trabajo en casa.

A Nacho, por hacerme el espacio en casa y sostener mis ausencias con los chicos.

A Fidel, por su enorme paciencia, por sus abrazos y besos, y los “te quiero mucho mamá”.

A Gaspar, por su sonrisa a la mañana temprano, y a la noche tarde, y a la madrugada....., por estar con nosotros.

A Marta, Alberto, Mariela y Carolina, por tanta ayuda todo el tiempo.

A mis amigas, las que transitan por esta misma carrera y conocen bien de que hablo, y a las de toda la vida, por que las tengo y me hacen feliz.

Además de todos ellos, quiero agradecer a Gloria, por darme un lugar para trabajar en los momentos alegres y también en los otros, por posibilitarme viajar y contactarme con sus colaboradores, por su preocupación grande cuando creyó que me equivocaba.

A Elsa y Estela, por el optimismo, y buena predisposición.

A Sergio, por su compañía diaria y por su paciencia.

Quisiera agradecer también a Miller Goss, y Kumar Golap por su hospitalidad durante mi estadía en el NRAO.



# Referencias bibliográficas

- Acherterberg, A. A. 1983, *A&A*, 119, 274
- Alfvén, H. y Herlofson, N. 1950, *Phys. Rev.*, 78, 616 (Letter)
- Anantharamaiah, K. R. 1985, *Journal of Astrophysics and Astronomy*, 6, 177
- Anantharamaiah, K. R. 1986, *Journal of Astrophysics and Astronomy*, 7, 131
- Anderson, M. C. y Rudnick, L. 1993, *ApJ*, 408, 514
- Angerhofer, P. E., Wilson, A. S. y Mould, J. R. 1980, *ApJ*, 236, 143
- Angerhofer, P. E., Strom, R. G., Velusamy, T. y Kundu, M. R. 1981, *A&A*, 94, 313
- Arendt, R. G., Dwek, E., Petre, R., Dickel, J. R., Roger, R. S., Milne, D. K. y Kesteven, M. J. 1990, *ApJ*, 350, 266
- Arendt, R. G., Dwek, E. y Leisawitz, D. 1992, *ApJ*, 400, 562
- Axford, W. I., Leer, E. y Skadrom, G. 1977, *Proceeding 15th Intl. Cosmic ray Conf.*, 11, 132
- Baars, J. W. M., Genzel, R., Pauliny-Toth, I. I. K. y Witzel, A. 1977, *A&A*, 61, 99
- Ballet, J. 2003, *RevMexAA (Serie de Conferencias)*, 15, 237
- Bell, A. R. 1978a, *MNRAS*, 182, 147
- Bell, A. R. 1978b, *MNRAS*, 182, 443
- Bennett, A. S. 1963, *MNRAS*, 127, 3
- Bereszhko, E. G. y Ellison, D. C. 1999, *Astrophys. J.*, 526, 385
- Bereszhko, E. G. y Völk, H. J. 2000, *A&A*, 357, 283
- Bierman, P. L. y Strittmatter, P. A. 1987, *Astrophys. J.*, 322, 643
- Bisnovatyi-Kogan, G. S., Lozinskaia, T. A. y Silich, S. A. 1990, *ApSS*, 166, 277
- Blair, W. P., Kirshner, R. P., Fesen, R. A. y Gull, T. R. 1984, *ApJ*, 282, 161
- Blandford, R. D. y Ostriker, J. P. 1978, *ApJ*, 221, L29

- Blandford, R. D. 1980, ApJ, 238, 410
- Blandford, R. D. y Eichler, D. 1987, Phys. Rep., 154, 1
- Bodenheimer, P. y Woosley, S. E. 1983, ApJ, 269, 281
- Boyd, T. J. M. y Sanderson, J. J. 1969, Plasma dynamics, Nelson
- Braun, R., Goss, W. M., Caswell, J. L. y Roger, R. S. 1986, A&A, 162, 259
- Brazier, K. T. S. y Johnston, S. 1999, MNRAS, 305, 671
- Bridle, A. 1988, "Synthesis Imaging in Radio Astronomy", eds. R. A., Perley, F. R., Schwab y A. H., Bridle, p. 433
- Burke, J. R. y Silk, J. 1974, ApJ, 190, 1
- Canizares, C. R. y Winkler, P. F. 1981, ApJ, 246, L33
- Caraveo, P. A., Bignami, G. F. y Trümper, J. E. 1996, A&A, Rev., 7, 209
- Caswell, J. L., Kesteven, M. J., Bedding, T. R. y Turtle, A. J. 1989, Proceedings of the Astronomical Society of Australia, 8, 184
- Chang, H. K y Ho, C. 1997, ApJ, 479, L125
- Chevallier, R. A. 1982, ApJ, 258, 790
- Chevallier, R. A. 2004, AdSpR, 33, 456
- Clark, D. H., Caswell, J. L. y Green, A. J. 1975, AuJPA, 37, 1
- Clark, D. H., Murdin, P., Zarnecki, J. C. y Culhane, J. L. 1979, MNRAS, 188, 11
- Clark, B. G. 1980, A&A, 89, 377
- Claussen, J. M., Frail, D. A., Goss, W. M., Gaume, R. A. 1997, ApJ, 489, 143
- Condon, J. J. y Broderick, J. J. 1985, AJ, 90, 2540
- Condon, J. J. y Broderick, J. J. 1986, AJ, 91, 1051
- Constain, C. H. 1960, MNRAS, 120, 248
- Cornwell, T. J. y Evans, K. J. 1985, A&A, 143, 77
- Cornwell, T. J. 1988, A&A, 202, 316
- Cornwell, T. J. y Perley, R. A. 1992, A&A, 261, 353
- Cornwell, T. J., Briggs, D. S., y Holdaway, M. A. 1996, User's Guide to SDE (Socorro, NM:NRAO)
- Cox, D. P., Shelton, R. L., Maciejewski, W., Smith, R. K., Plewa, T., Pawl, A. y Rozyczka, M. 1999, ApJ, 524, 179

- Day, G. A., Caswell, J. L. y Cooke, D. J. 1972, *Aust. J. Phys. Astrophys. Suppl.*, 25, 1
- De Jager, O. C. y Mastichiadis, A. 1997, *ApJ*, 482, 874
- Delaney, T., Koralesky, B., Rudnick, L. y Dickel, J. R. 2002, *ApJ*, 580, 914
- DeNoyer, L. K. 1983, *ApJ*, 264, 141
- Dickel, J. R. y DeNoyer, L. K. 1975, *AJ*, 80, 437
- Dickel, J. R., Eilek, J. A., Jones, E. M. y Reynolds, S. P. 1989, *ApJS*, 70, 497
- Dopita, M. A., Mathewson, D. S. y Ford, V. L. 1977, *ApJ*, 214, 179
- Draine, B. T. y McKee, C. F. 1993, *ARA&A*, 31, 373
- Drury, L. O'C. y Völk, H. J. 1981, *Astrophys. J.*, 248, 344
- Drury, L. O'C. 1983, *Rep. Prog. Phys.*, 46, 973
- Drury, L. O'C., Aharonian, F. A. y Völk, H. J. 1994, *A&A*, 291, 613
- Drury, L. O'C., Duffy, P. y Kirk, J. G. 1996, *A&A*, 309, 1002
- Dubner, G. M. y Arnal, E. M. 1988, *A&AS*, 75, 363
- Dubner, G., Braun, R., Winkler, P. F. y Goss, W. M. 1991, *AJ*, 4, 1466
- Dubner, G. 2002, *RevMexAA*, 14 (Series Conferencias), 43
- Duin, R. M. y van der Laan, H. 1975, *A&A*, 40, 111
- Dulk, G. A. y Slee, O. B. 1975, *ApJ*, 199, 61
- Duncan, A. R., Stewart, R. T., Haynes, R. F. y Jones, K. L. 1995, *MNRAS*, 277, 36
- Dwek, E., Hauser, M. G., Dinerstein, H. L., Gillett, F. C. y Rice, W. L. 1987, *ApJ*, 315, 571
- Edge, D. O., Shakeshaft, J. R., McAdam, W. B., Baldwin, J. E. y Archer, S. 1958, *Mem. R. astr. Soc.*, 68, 37
- Eichler, D. 1979, *ApJ*, 229, 419
- Ellison, D. C., Jones, F. C. y Reynolds, S. P. 1990, *ApJ.*, 360, 702
- Ellison, D. C. y Reynolds, S. P. 1991, *AJ*, 382, 242
- Ellison, D. C. y Double, G. P. 2002, *Astroparticle Physics*, 18, 213
- Esposito, J. A., Hunter, S. D., Kanbach, G. y Sreekumar, P. 1996, *ApJ*, 464
- Falle, S. A. 1981, *MNRAS*, 195, 1011
- Falle, S. A. 1987, *IAU, Collq. 101, Supernova Remnants and the Interstellar Medium*, eds. R., Longers y Landecker, T., Cambridge University Press. Cambridge, 419

- Felli, M., Tofani, G., Fanti, C. y Tomasi, P. 1977, A&AS, 27, 181
- Fermi, E. 1949, Phys. Rev., 75, 1169
- Fesen, R. A., Shull, M. J. y Saken, J. M. 1988, Nature, 334, 229
- Fesen, R. A., Winkler, P. F., Rathore, Y., Downes, R. A., Wallace, D. y Tweedy, R. W. 1997, AJ, 113, 767
- Foellmi, C., Moffatt, A. F. J. y Guerrero, M. A. 2003, MNRAS, 338, 360
- Frail, D. A., Giacani, E. B., Goss, W. M., y Dubner, G. M. 1996a, ApJ, 464, L165
- Frail, D. A., Goss, W. M. Reynoso, E. M., Giacani, E. B., Green, A. J. y Otrupcek, R. 1996b, AJ, 111, 1651
- Fruchter, A. S., Taylor, J. H., Backer, D. C., Clifton, T. R., Foster, R. S. y Wolszczan, A. 1988, Nature, 331, 53
- Gaensler, B. M., Bock, D. C.–J. y Stappers, B. W. 2000, ApJ, 537, L35
- Gaensler, B. M. y Wallace, B. J. 2003, ApJ, 594, 326
- Galt, J. A. y Kennedy, J. E. D. 1968, AJ, 73, 135
- Giacani, E. B., Dubner, G. M., Kassim, N. E., Frail, D. A., Goss, W. M., Winkler, P. F. y Williams, B. F. 1997, AJ, 113, 1379
- Gieseler, U. D. J. y Jones, T. W. 2000, A&A, 357, 1133
- Ginzburg, V. L. y Syrovatskii, S. I. 1965, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 3, 297
- Green, A. 1971, ApJ, 24, 773
- Green, D. A. y Gull, S. F. 1983, en Proc. IAU Symp. 101, Supernova Remnants and their X-ray Emission, (Dordrecht:Reidel), p.329. J. Danziger, P. Gorenstein, eds.
- Green, D. A. 1989, MNRAS, 238, 737
- Green, D. A. 2004, A catalogue of galactic supernova remnants (versión de agosto de 2004), Mullard Radio Astronomy Observatory, Cambridge, United Kingdom (accesible en el sitio "<http://www.mrao.cam.ac.uk/surveys/snrs/>" )
- Gull, S. F. 1973, MNRAS, 254, 686
- Haffner, L. M., Reynolds, R. J. y Tufte, S. L. 1999, ApJ, 523, 223
- Harris, D. E. 1962, ApJ, 135, 661
- Harrus, I. M., Hughes, J. P. y Helfand, D. J. 1996, ApJ, 464, L161
- Harrus, I. M., Hughes, J. P., Singh, K. P., Koyama, K. y Asaoka, I. 1997, ApJ, 488 781
- Hart, L. y Pedlar, A. 1976, MNRAS, 176, 547

- Haslam, C. G. T., Salter, C. J., Stoffel, H., y Wilson, W. E. 1982, *A&AS*, 47, 1
- Heavens, A. F. y Meisenheimer, K. 1987, *MNRAS*, 225, 335
- Heiles, C., Reach, W. T., y Koo, B. 1996, *APJ*, 466, 191
- Hester, J. J. y Cox, D. P. 1986, *ApJ*, 300, 675
- Hester, J. J. y Becker, R. H. 1987, *ApJ*, 314, 203
- Hester, J. J. y Kulkarni, S. R. 1988, *ApJ*, 331, L121
- Hester, J. J. y Kulkarni, S. R. 1989, *ApJ*, 340, 362
- Högbom, J. 1974, *ApJS*, 15, 417
- Holdaway, M. A. 1999 in *ASP Conf. Ser. 180, Synthesis Mapping in Radio Astronomy II*, ed. G. B. Taylor, C. L. Carilli y R. A. Perley (San Francisco:ASP), 40
- Hollinger, J. P. y Hobbs, R. W. 1966, *Science*, N. Y., 153, 1633
- Jackson, J. D. *Classical electrodynamics*. New York: Wiley 1962
- Jones, L. R., Smith, A. y Angellini, L. 1993, *MNRAS*, 265, 631, L. R., Smith, A., y
- Jones, T. W., Rudnick, L., Jun, B., Borkowski, K. J., Dubner, G., Frail, D. A., Kang, H., Kassim, N. E. y McCray, R. 1998, *PASP*, 110, 125
- Junkes, N., Fürst, E. y Reich, W. 1992, *A&A*, 261, 289
- Kassim, N. E. 1987, Ph.D. thesis, University of Maryland
- Kassim, N. E., Weiler, K. K., Erickson, W. C. y Wilson, T. L. 1989, *ApJ*, 338, 152
- Kassim, N. E. 1989, *ApJ*, 347, 915
- Kassim, N. E. y Weiler, K. W. 1990, *ApJ*, 360, 184
- Kassim, N. E. 1992, *AJ*, 103, 942
- Katz–Stone, D. M., Rudnick, L. y Anderson, M. C. 1993, *ApJ*, 407, 549
- Katz–Stone, D. M. y Rudnick, L. 1997a, *ApJ*, 479, 258
- Katz–Stone, D. M. y Rudnick, L. 1997b, *ApJ*, 488, 146
- Katz–Stone, D. M., Kassim, N. E., Lazzio, T. J. W., O’Donnell, R. 2000, *ApJ*, 529, 453
- Kesteven, M. J. 1968, *Aust. J. Phys.*, 21, 369
- Kesteven, M. J. y Caswell, J. L. 1987, *A&A*, 183, 118
- Koo, B. -C. y Heiles, C. 1991, *ApJ*, 382, 204
- Koo, B. -C., Yun, M. S., Ho, P. T. y Lee, Y. 1993, *ApJ*, 417, 196

- Koo, B. -C. y Heiles, C. 1995, ApJ, 442, 679
- Kovalenko, A. B., Pynzar, A. V. y Udaltsov, V. A. 1994, Astron. Rep., 38, 78
- Krymsky, G. F. 1977, Dok. Acad. Nauk. USSR, 234, 1306
- Kulkarni, S. R., Clifton, T. C., Backer, D. C., Foster, R. S., Fruchter, A. S. y Taylor, J. H. 1988, Nature, 331, 50
- Kulkarni, S. R. y Heiles, C. 1988, en Galactic and Extragalactic Radio Astronomy, ed. G. L. Verschuur y K. I. Kellerman (New York: Springer), p.65
- Kundt, W. y Chang, H. K. 1992, ApSS, 193, 145
- Kundu, M. R. y Velusamy, T. 1969, ApJ, 155, 807
- Kundu, M. R. y Velusamy, T. 1972, A&A, 20, 237
- Kuzmin, A. D. 1962, Soviet Astr. AJ, 5, 692
- Lacey, C. K., Lazio, T. J. W., Kassim, N. E., Duric, N., Briggs, D. S. y Dyer, K. K. 2001, ApJ, 559, 954
- Leahy, D. A. y Roger, R. S. 1998, ApJ, 505, 784
- Lee, M. A., 1982, J. Geophys. Res., 87, 5063
- Legg, M. P. C. y Westfold, K. C, 1968, ApJ, 154, 499
- Leslie, P. R. R. 1960, Observatory, 80, 23
- Lingxiang, C., Tipei, L., Xuejun, S., Yuqian, M. y Mei, W. 1993, Ap&SS, 213, 135
- Lockman, F. J. 1980, en ASSL vol. 80: Radio Recombination Lines, 185
- Longair, M. S. 1994, High Energy Astrophysics. Volume 2. Stars, the Galaxy and the interstellar medium, (Cambridge: Cambridge University Press), 2nd edition
- Lozinskaya, T. A. 1986, Soviet Ast. 30, 542
- Lozinskaya, T. A. 1992, Supernovae and Stellar Wind in the Interstellar Medium, (New York: American Institute of Physics)
- Lynds, B. T. 1965, ApJS, 12, 163
- Manchester, R. N. y Durdin, J. M. 1983, en IAU Symp. 101: Supernova Remnants and their X-ray Emission. vol. 101, 421
- Mantovani, F., Reich, W., Salter, C. J. y Tomasi, P. 1985, A&A, 145, 50
- Mastichiadis, A. 1996, A&A, 305, 53
- Mathewson, D. S., Healey, J. R. y Rome, J. M. 1962, Aust. J. Phys., 15, 354

- Mavromatakis, F., Ventura, J., Paleologou, E. V. y Papamastorakis, J. 2001, *A&A*, 371, 300
- McClure–Griffiths, N. M., Green, A. J., Dickey, J. M., Gaensler, B. M., Haynes, R. F. y Wieringa, M. H. 2001, *ApJ*, 551, 394
- McKee, C. F. y Ostriker, J. P. 1977, *A&A*, 218, 148
- Mezger, P. J. y Henderson, A. P. 1967, *ApJ*, 147, 471
- Migliazzo, J. M., Gaensler, B. M., Backer, D. C., Stappers, B. W., van der Swaluw, E. y Strom, R. G. 2002, *ApJ*, 567, L141
- Mills, B. Y., Slee, O. B. y Hill, E. R. 1958, *Aust. J. Phys.*, 11, 360
- Mills, B. Y., Slee, O. B. y Hill, E. R. 1960, *Aust. J. Phys.*, 13, 676
- Milne, D. K. y Hill, E. R. 1969, *Aust. J. Phys.*, 22, 211
- Milne, D. K. 1969, *Aust. J. Phys.* 22, 613
- Milne, D. K. 1971a, *Aust. J. Phys.*, 24, 429
- Milne, D. K. 1971b, IAU, *The Crab Nebula*, eds. Davies y Smith, p.248
- Milne, D. K., Goss, W. M. y Danzinger, I. J. 1983, *MNRAS*, 204, 237
- Milne, D. K. 1987, *Aust. J. Phys.*, 40, 771
- Milne, D. K., Stewart, R. T., y Haynes, R. F. 1993, *MNRAS*, 261, 366
- Moon, D. –S., Lee, J. –J., Eikenberry, S. S., Koo, B. –C., Chatterjee, S., Kaplan, D. L., Hester, J. J., Cordes, J. M., Gallant, Y. A. y Koch–Miramond, L. 2004, *ApJ*, 610, L33
- Moran, J. M. 1965, *MNRAS*, 129, 447
- Odegard, N. 1986, *AJ*, 92, 1372
- O’Dell, S. L. y Sartori, L. 1970, *ApJ*, 161, L63
- Ögelman, H., y Buccheri, R. 1987, *A&A*, 186, L17
- Oliva, E., Moorwood, A. F. M., Drapatz, S., Lutz, D. y Sturn, E. 1999, *A&A*, 343, 943
- Pacholczyk, A. G. 1970, *Radio Astrophysics* (Freeman, San Francisco, CA)
- Pauliny–Toth, I. I. K., Wade, C. M. y Heeschen, D. S. 1966, *ApJS*, 13, 65
- Pavlov, G. G., Zavlin, V. E. y Trümper, J. 1999, *ApJ*, 511, L45
- Perley, R. A. 1997, “Very Large Array Observational Status Summary”, NRAO
- Perley, R. A. y Taylor, G. 2003, *VLA Calibrator Manual*
- Petre, R., Canizares, C. R., Kriss, G. A. y Winkler, P. F. 1982, *ApJ*, 258, 22

- Petre, R., Becker, C. M. y Winkler, P. F. 1996, ApJ, 465, L43
- Petre, R., Kuntz, K. D. y Shelton, R. L. 2002, ApJ, 579, 404
- Ramanamurthy y col. 1995, ApJ, 447, L109
- Reach, W. T. y Rho, J. 2000, ApJ, 544, 843
- Reich, W., Reich, P. y Fürst, E. 1990, A&AS, 83, 539
- Reynolds, R. J. 1983, ApJ, 268, 698
- Reynolds, R. J. 1984, ApJ, 282, 191
- Reynolds, R. J. y Chevalier, R. A. 1984, ApJ, 278, 630
- Reynolds, S. P. 1988a, in Galactic and Extragalactic Radio Astronomy, eds. G. L. Verschuur y K. I. Kellermann, (New York: Springer-Verlag), 439
- Reynolds, R. J. 1988b, ApJ, 333, 341
- Reynolds, R. J. 2004, Advances in Space Research, 34, 27
- Reynolds, S. P. 1988, en Galactic and Extragalactic Radio Astronomy, eds. G. L. Verschuur y K. L. Kellerman (Springer, New York), p.439
- Reynoso, E. M., Dubner, G. M., Goss, W. M., y Arnal, M. E. 1995, AJ, 110, 318
- Rho, J., Petre, R., Schlegel, E. M. y Hester, J. J. 1994, ApJ, 430, 757
- Rho, J. y Reach, W. T. 2003, RMxAC, 15, 263
- Rishbeth, H. 1958, Aust. J. Phys., 11, 550
- Rohlfs, K. 1990, *Tools of Radio Astronomy* (Tools of Radio Astronomy, XV, 319, pp. 127. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Also Astronomy and Astrophysics Library)
- Roger, R., Milne, D. K., Kesteven, M. J., Wellington, K. J. y Haynes, R. F. 1988, ApJ, 332, 940
- Roshi, D. A. y Anantharamaiah, K. R. 2000, ApJ, 535, 231
- Rozyczka, M., Tenorio-Tagle, G., Franco, J. y Bodenheimer, P. 1993, MNRAS, 261, 674
- Safi-Harb, S., Ögelman, H. y Finley, J. P. 1995, ApJ, 439, 722
- Saken, J. M., Fesen, R. A. y Shull, J. M. 1992, ApJS, 81, 715
- Salter, C. J. y Brown, R. L. 1988, en Galactic and extra-galactic radio astronomy (Berlin: Springer, 1988, 2nd ed., editado por Verschuur, Gerrit L.; Kellermann, Kenneth I.), p.1
- Scheuer, P. A. G. 1963, Observatory, 83, 56
- Scheuer, P. A. G. 1968, ApJ, 151, L139

- Schlickeiser, R. y Furst, E. 1989, A&A, 219, 192
- Schott, G. A. 1912, Electromagnetic radiation: Cambridge: Cambridge University Press
- Sedov, L. I. 1959, Similarity and Dimensional Method in Mechanics, Academic Press., New York
- Seta, M., Hasegawa, T., Dame, T. M., Sakamoto, S., Oka, T., Handa, T., Hayashi, M., Morino, J.–I., Sorai, K. y Usuda, K. 1998, ApJ, 505, 286
- Seward, F. D., Burginyon, G. A., Grader, R. J., Hill, R. W., Palmieri, T. M. y Stoering, J. P. 1971, ApJ, 169, 515
- Seward, F. D. 1990, en Imaging X–Ray Astronomy, ed. M. Elvis, (Cambridge: Cambridge University Press), 241
- Shelton, R. L., Cox, D. P., Maciejewski, W., Smith, R. K., Plewa, T., Pawl, A. y Rozyczka, M. 1999, ApJ, 594, 192
- Shklovskii, I. S. 1953, Dokl. Akad. Nauk USSR, 90, 983
- Shull, J. M. 1977, ApJ, 215, 805
- Shull, J. M., Fesen, R. A. y Saken, J. M. 1989, ApJ, 346, 860
- Slysh, V. L., Wilson, T. L., Pauls, T. y Henkel, C. 1980, en ISU, Symp. 87, Interstellar Molecules, ed. B. H. Andrew (Dordrecht:Reidel), p.473
- Smith, A., Jones, L. R., Watson, M. G. y Willingate, R. 1985, MNRAS, 217, 99
- Smith, R. C., Kirshner, R. P., Blair, W. P. y Winkler, P. F. 1991, ApJ, 375, 652
- Sofue, Y., Takahara, F., Hirabayashi, H., Inoue, M. y Nakai, N. 1983, PASJ, 35, 437
- Strom, R. G., Angerhofer, P. E. y Velusamy, T. 1980, Nature, 284, 38
- Strom, R. G., Angerhofer, P. E. y Dickel, J. R. 1984, A&A, 139, 43
- Strom, R. G. 1987, ApJ, 319, L103
- Strom, R. G. y Stappers, B. W. 2000, en IAU Colloq. 177, Pulsar Astronomy: 2000 and Beyond, ed. M. Kramer, N. Wek y N. Wielebinski (ASP Conf. Ser. 202) (San Francisco:ASP), 509
- Swarup, G., Ananthakrishnan, S., Kapahi, V. K., Rao, A. P., Subrahmanya, C. R. y Kulkarni, V. K. 1991, Current Science, 60, 95
- Taylor, A. R., Wallace, B. J. y Goss, W. M. 1992, AJ, 103, 931
- Teske, R. G. y Petre, R. 1987, ApJ, 318, 370
- Thompson, A. R., Moran, J. M. y Swenson, G. W. 1986, Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy, John Wiley & Sons, New York

- Turtle, A. J., Pugh, J. F., Kenderdine, S. y Pauliny-Toth, I. I. K. 1962, MNRAS, 124, 297
- van den Bergh, S. 1980, PASP, 92, 768
- van den Bergh, S. 1988, ApJ, 327, 156
- van der Laan, H. 1962, MNRAS, 124, 179
- Vasisht, G., Kulkarni, S. R., Anderson, S. B., Hamilton, T. T. y Kawai, N. 1997, ApJ, 476, L43
- Velusamy, T. y Kundu, M. R. 1974, A&A, 32, 375
- Velusamy, T., Kundu, M. R. y Becker, R. H. 1976, A&A, 51, 21
- Velusamy, T. y Kundu, M. R. 1983 A&A, 4, 253
- Velusamy, T. 1988 en *Supernova Remnants and the Interstellar Medium*, eds. R. S. Roger y T. Landecker (Cambridge University Press, Cambridge), p. 265
- Völk, H. J., Drury, L. O'C. y McKenzie, J. F. 1984, A&A, 130, 19
- Wallace, B. J., Landecker, T. L. y Taylor, A. R. 1994 A&A, 286, 565
- Wang, Z. R. y Seward, F. D. 1984, ApJ, 285, 607
- Webber, W. R., Simpson, G. A. y Cane, H. V. 1980, ApJ, 236, 448
- Westerhout, G. 1958, Bull. astr. Insts Neth, 14, 215
- Westfold, K. C 1959, ApJ, 130, 241
- White, N. E. y Stella, L. 1988, Nature, 332, 416
- White, R. L. y Long, K. S. 1991, ApJ, 373, 543
- Whiteoak, J. B. Z. y Gardner, F. F. 1968, ApJ, 154, 807
- Whiteoak, J. B. Z. y Green, A. J. 1996, A&ASS, 118, 329
- Willingale, R., West, R. G., Pye, J. P. y Stewart, G. C. 1996, MNRAS, 278, 749
- Willis, A. G. 1973, A&A, 26, 237
- Wilson, R. W. 1963, AJ, 68, 181
- Winkler, P. F., Canizares, C. R., Clark, G. W., Markert, T. H. y Petre, R. 1981, ApJ, 245, 574
- Winkler, P. F. y Kirshner, R. P. 1985, ApJ, 299, 981
- Winkler, P. F., Tuttle, J. H., Kirshner, R. P. y Irwin, M. J. 1988, en *Supernova Remnants and the Interstellar Medium*, IAU Colloquium N° 101, eds. R. S. Roger y T. L. Landecker (Cambridge University Press, Cambridge), p. 65

- Wolszczan, A., Cordes, J. M. y Dewey, R. J. 1991, ApJ, 372, L102
- Woltjer, L. 1972, ARA&A, 10, 129
- Wootten, H. A. 1977, ApJ, 216, 440
- Zarnecki, J. C., Culhane, J. L., Toor, A., Seward, F. D. y Charles, P. A. 1978, ApJ, 219, L17
- Zavlin, V. E., Trümper, J. y Pavlov, G. G. 1999, ApJ, 525, 959
- Zhang, X., Zheng, Y., Landecker, T. L. y Higgs, L. A. 1997, A&A, 324, 641