

Tesis de Posgrado

Interacción de remanentes de Supernova con el medio interestelar circundante

Velázquez, Pablo Fabián

1999

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Velázquez, Pablo Fabián. (1999). Interacción de remanentes de Supernova con el medio interestelar circundante. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_3166_Velazquez.pdf

Cita tipo Chicago:

Velázquez, Pablo Fabián. "Interacción de remanentes de Supernova con el medio interestelar circundante". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1999. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_3166_Velazquez.pdf

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires

Universidad de Buenos Aires
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Tesis Doctoral

**Interacción de Remanentes de
Supernova con el Medio Interestelar
Circundante**

Autor: Pablo Fabián Velázquez

Director: Dr. Gloria Dubner

Lugar de Trabajo: Instituto de Astronomía y Física del Espacio
CC. 67 Suc. 28. Ciudad Universitaria

Trabajo de Tesis para optar por el grado de Doctor en Ciencias Físicas

Agosto de 1999

Indice

| | |
|--|-----------|
| Resumen | 7 |
| Abstract | 9 |
| 1 Supernovas y sus Remanentes | 11 |
| 1.1 Supernovas | 14 |
| 1.2 Remanentes de Supernova | 15 |
| 1.2.1 Etapas de evolución de remanentes de supernova . | 16 |
| 2 Física de las ondas de choque y de las discontinuidades de contacto | 19 |
| 2.1 Choque normal adiabático | 22 |
| 2.1.1 Aproximación de choque fuerte | 24 |
| 2.2 Choque normal radiativo . | 25 |
| 2.3 Aplicaciones a las explosiones de supernova y sus remanentes . . . | 27 |
| 2.3.1 Solución de Sedov para el interior | 29 |
| 2.3.2 La estructura de doble choque . | 31 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 3 | Herramientas observacionales | 33 |
| 3.1 | Estudio del hidrógeno neutro a través de la línea λ 21cm | 33 |
| 3.2 | Radiotelescopios: parámetros fundamentales | 35 |
| 3.2.1 | Antenas | 35 |
| 3.2.2 | Receptores | 38 |
| 3.3 | Interferometría en ondas de radio | 39 |
| 3.4 | Breve descripción de los instrumentos empleados | 40 |
| 3.4.1 | Radiotelescopio de Parkes | 41 |
| 3.4.2 | El Very Large Array | 42 |
| 4 | El remanente de supernova de Tycho | 45 |
| 4.1 | Estudio de inestabilidades | 46 |
| 4.1.1 | Las observaciones | 46 |
| 4.1.2 | Inestabilidad de Rayleigh-Taylor . | 49 |
| 4.1.3 | Efectos de la viscosidad | 51 |
| 4.1.4 | Efectos debidos a campos magnéticos | 54 |
| 4.1.5 | Resultados del análisis de inestabilidad | 56 |
| 4.2 | Estudio del entorno del RSN de Tycho en la línea de 21 cm | 61 |
| 4.2.1 | Observaciones y reducción de los datos | 61 |
| 4.2.2 | Resultados | 62 |
| 4.3 | Discusión de los resultados de HI | 67 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 5 | El RSN W28 | 71 |
| 5.1 | Estudio del radiocontinuo en 20 y 90 cm del RSN W28 | 73 |
| 5.1.1 | Radiocontinuo a 20 cm (1465 MHz) | 73 |
| 5.1.2 | Radiocontinuo en 90 cm (328 MHz) | 76 |
| 5.2 | Resultados | 78 |
| 5.2.1 | Análisis de las imágenes a 328 y 1465 MHz | 78 |
| 5.2.2 | Determinación del índice espectral | 79 |
| 5.3 | Estudio de la distribución del HI en dirección a W28 | 81 |
| 5.3.1 | Resultados | 82 |
| 5.3.2 | Emisión de HI entorno del RSN W28 | 82 |
| 5.4 | Análisis y discusión de resultados | 87 |
| 5.4.1 | Absorción en HI a $v \simeq 7 \text{ km s}^{-1}$ | 87 |
| 5.4.2 | Determinación de las masas de las estructuras observadas | 99 |
| 6 | Los RSN W30 y CTB80 | 105 |
| 6.1 | El RSN W30 | 106 |
| 6.1.1 | Radiocontinuo de W30 en 20 cm (1465 MHz) | 108 |
| 6.1.2 | Radiocontinuo de W30 en 90 cm (328 MHz) | 108 |
| 6.1.3 | Resultados | 110 |
| 6.1.4 | Determinación del índice espectral de W30 | 111 |
| 6.2 | El RSN CTB80 | 111 |
| 6.3 | Radiocontinuo de CTB80 a 20 cm (1365 MHz) | 114 |

| | |
|--|------------|
| 7 El RSN W50 y SS433 | 117 |
| 7.1 Descripción del sistema formado por el RSN W50 y SS433 | 117 |
| 7.2 Modelización del sistema | 120 |
| 7.3 Análisis de inestabilidad . | 124 |
| 8 CONCLUSIONES | 129 |
| Bibliografía | 134 |

REFLEXIONES Y AGRADECIMIENTOS

“El espacio: la frontera final. Estos son los viajes del USS Enterprise. Su continua misión explorar nuevos y extraños mundos...”.

Empecé mis agradecimientos con este párrafo, extraído de la introducción de la serie *“Viaje a las estrellas”*, pues siendo chico era una de mis maneras de “explorar” (con las “alas de la imaginación”) aquello que me atraía: el Espacio. Ahora la exploración continua pero empleando las herramientas de la ciencia.

Por ello le agradezco a mi directora Gloria pues con paciencia me guiaste en ésta, mi primer etapa como científico, brindándome toda tu experiencia profesional y personal, y dándome los medios para que pueda desempeñar mi labor. Además no puedo dejar de agradecerte el haber allanado mi camino de entrada al VLA.

A Andrea Costa y Daniel Gómez con los cuales compartimos algunos trabajos y útiles discusiones. Siempre estuvieron dispuestos a darme una mano y a aconsejarme, ayudándome a tener un punto de vista equilibrado.

A las otras chicas de radio, Elsa Giacani y Estela Reynoso, porque Uds. soportaron estoicamente mis preguntas “multiple choices” y siempre estuvieron allí por si algo necesitaba.

A Diego “Macaya” Arbó, el “Pájaro” Dmitruk y “Leonerd” Milano, por darme su amistad y ser los eternos compañeros de almuerzos, cumpleaños, etc. También le agradezco a Pablo Minnini, por tus consejos en materia de computación y por haber “resucitado” a mi computadora Jansky.

Al director del VLA, Dr. Miller Goss, por haberme permitido visitar en dos oportunidades el *Array Operation Center* y facilitarme sus instalaciones. Al Dr. Mark Holdaway, pues con suma paciencia me explicaste la base del trabajo del SDE y me auxiliaste toda vez que lo necesité.

No puedo dejar de agradecer a Selfa Lucero, Terry López y Terry Romero por toda la ayuda que me prestaron, por brindarme su amistad y por hacer más fácil mi estadía en Socorro.

Al Dr. Alejandro Raga por haberme invitado a trabajar al Instituto de Astronomía de la UNAM y por “iniciarme” en el mundo de la simulación numérica.

A todo el personal del IAFE, desde su directora la Dra. Marta Rovira, pasando por los investigadores, becarios hasta el personal de apoyo por estos años que compartí con Uds., en un agradable ambiente de trabajo.

Por último, pero no menos importante por eso, a mi familia: mis padres (quienes en la medida de sus posibilidades me dieron la mejor educación posible) y mi hermana, quienes son el soporte de todo lo que hago.

Ah, me olvidaba de agradecer a la **Educación Pública** pues sin ella hubiese sido imposible que yo llegase hasta donde llegué.

RESUMEN

El presente trabajo estudia la interacción de remanentes de supernova (RSN) con el medio interestelar circundante como así también la generación y el desarrollo de inestabilidades hidrodinámicas que pueden darse en tales escenarios. Esta tarea se llevó a cabo tanto desde el punto de vista teórico como observacional.

Una supernova es un evento que se produce y desenvuelve en escalas de tiempo sumamente cortas (la explosión en sí se da en cuestión de segundos y la supernova pueden ser visible hasta unos años después de la explosión). Sin embargo sus restos pueden mantenerse durante aproximadamente cientos de miles de años, modificando drásticamente su entorno y emitiendo energía en todo el espectro electromagnético, aunque la característica que identifica unívocamente los restos de supernova es que son fuentes extendidas (no puntuales) de radiación en radiofrecuencias de origen no térmico (emisión sincrotrónica).

A los remanentes se los puede calificar como “laboratorios naturales” donde es posible estudiar diversos fenómenos, entre ellos física de ondas de choque y la evolución de inestabilidades en condiciones imposibles de reproducir en laboratorios terrestres.

Estos objetos astrofísicos evolucionan pero la forma en que lo hacen depende de factores tanto endógenos como exógenos. Hasta el momento se supone que la dinámica de un remanente “joven” se encuentra gobernada por las características propias de la explosión mientras que en un remanente más desarrollado en el tiempo, son las características del medio las que priman.

Para investigar la influencia de los factores internos y externos en la evolución de los RSN, en la presente tesis doctoral se abordó el estudio de cinco remanentes de supernova: Tycho, W28, W30, W50 y CTB80, los cuáles se encuentran en diferentes estados evolutivos y poseen distintas morfologías y características internas. Se realizaron observaciones en continuo de radio de W28, W30 y CTB80 utilizando el interferómetro del *Very Large Array* (Socorro, New Mexico, EUA) y se utilizaron imágenes de radio existentes de Tycho y W50.

Debido a la extensión angular de las fuentes observadas fue necesario aplicar técnicas de mosaico en radio, para obtener imágenes de muy buena resolución angular en la frecuencia de 1465 MHz. Además se complementaron con observaciones en 328 MHz para W28 y W30. Estas observaciones permitieron obtener las mejores imágenes conocidas hasta el presente de estos remanentes en la banda espectral de radio, con una resolución angular nunca alcanzada previamente y con excelente sensibilidad. En base a estos datos en dos frecuencias se pudo investigar los índices espectrales α ($S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$, donde S_ν es el flujo) para W28 y W30.

En los casos de los RSNs de Tycho y W28 se llevó a cabo un examen de la distribución y cinemática del gas en su entorno explorándolo a través de la línea de λ 21 cm del hidrógeno neutro. Los datos fueron adquiridos con el VLA y el radiotelescopio de Parkes (Australia), respectivamente. Para el caso de Tycho se encontró una nubecita o grumo muy denso, parcialmente embebida/o en el frente de choque, posicionalmente coincidente con la región donde la expansión de este remanente está más desacelerada.

En el estudio del entorno de W28, se han hallado aglomeraciones de gas que pueden dar cuenta de la compleja morfología de esta fuente en la frecuencia de 328 y 1465 MHz.

También se realizó un estudio de inestabilidades fluidodinámicas (del tipo de Rayleigh-Taylor y Kelvin Helmholtz entre otros) que se pueden desarrollar en la expansión de los remanentes de supernova, con el fin de encontrar una explicación a ciertas estructuras que son visibles en las imágenes en radio de estos remanentes. Los resultados de los modelos analíticos y numéricos implementados fueron comparados con las observaciones. De esta manera fueron analizados los RSN de Tycho y W50. Hacia el NE del RSN de Tycho se observa una estructura periódica la que fue interpretada como evidencia del desarrollo de la inestabilidad de Rayleigh-Taylor considerando efectos viscosos y magnéticos. Por otro lado, el sistema W50-SS433 muestra en su lóbulo oriental una formación helicoidal. La misma puede ser explicada como resultado de la inestabilidad de Kelvin Helmholtz en simetría cilíndrica y contemplando jets o chorros con velocidades iniciales relativistas.

ABSTRACT

This research deals with the interaction between supernova remnants (SNR) and the surrounding interstellar medium, as well as with the development of hydrodynamical instabilities that may arise in such processes. This work involves both a theoretical and an observational approach.

A supernova is an event that occurs in extremely short timescales (the explosion itself takes just a few seconds, and the supernova can be visible even years after the explosion). However, their remnants can hold on for hundreds of thousand years, drastically modifying their environs and emitting energy in the whole electromagnetic spectrum, although the characteristic feature of SNR is that they are strong sources of radio emission of non-thermal origin (synchrotronic radiation).

SNR can be regarded as “natural laboratories” in which it is possible to study a variety of phenomena, as for instance shock-wave physics and plasma instabilities under conditions that would be impossible to reproduce in terrestrial laboratories.

The way in which these astrophysical objects evolve, depends both on endogenous and exogenous factors. So far, it is accepted that the dynamics of a “young” remnant is governed by the intrinsic characteristics of the explosion, while in a more evolved remnant, the characteristics of the ambient medium are dominant.

In order to disclose the influence of intrinsic and extrinsic factors in the evolution of SNRs, in this PhD Thesis, I have carried out the study of five SNR: Tycho, W28, W30, W50 and CTB80, which are in different evolutive phases and possess different morphologies and internal features. Radio emission was analyzed through high resolution radiocontinuum images obtained with the Very Large Array (VLA; Socorro, New Mexico, USA).

For the present research I have conducted multifrequency radioobservations of W28, W30 and CTB80. Due to the large angular extension of the same, it was necessary to make use of radio mosaicing techniques in order to achieve high resolution images at 1465 MHz.

In addition, observations at 328 MHz were performed for W28 and W30. These observations allowed to obtain the best images ever produced for these remnants in the radio band, with unprecedented angular resolution and with excellent sensitivity. Based on these data in two frequencies, it was possible to investigate the spectral index distribution (α , defined as $S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$, where S_ν is the frequency-dependant flux density) for W28 and W30.

Moreover, for W28 and Tycho's SNR, the distribution and kinematics of the surrounding gas was explored using the λ 21 cm line of neutral hydrogen. The data were acquired with the Parkes (Australia) radiotelescope and the VLA, respectively. In the case of Tycho's SNR, a dense clump was found in positional coincidence with the region where this remnant shows the lowest expansion velocity. The clump appears as partially embedded inside the shock front. The study of the environs of W28, has allowed to detect gas concentrations that may account for the complex morphology this remnant exhibits at the frequencies of 328 and 1465 MHz.

Besides, I have investigated the fluid-dynamic instabilities likely to develop during the expansion of SNR (such as Rayleigh-Taylor and Kelvin Helmholtz instabilities, for instance), with the aim of explaining certain structures that appear in the radio images of these remnants. Analytical and numerical models were compared with observations of W50 and Tycho's SNR. Toward the NE of Tycho's SNR, a quite periodic structure is observed that is interpreted as the development of Rayleigh-Taylor instabilities including viscous and magnetic effects. The W50-SS 433 system shows a helicoidal formation in its eastern lobe, which can be explained as arising in the Kelvin Helmholtz instability in cylindrical symmetry, taking relativistic jets into account.

Palabras claves: *MIE: remanentes de supernova - ondas de choque - hidrodinámica - inestabilidades - MIE: nubes - MIE: HI - radiocontinuo*

Key words: *ISM: supernova remnants - shock waves - hydrodynamics - instabilities - ISM: clouds - ISM: HI - radiocontinuum*

Capítulo 1

Supernovas y sus Remanentes

Cuando una estrella pierde su estabilidad térmica o mecánica en la etapa final de su evolución, pueden ocurrir dos cosas: la disrupción total de la estrella, o bien el colapso del núcleo y la eyección de las capas externas de la estrella. En cualquiera de los casos se está en presencia de uno de los fenómenos más impresionantes de la naturaleza, la explosión de una supernova.

Al producirse la explosión de una supernova en pocos segundos se libera al medio interestelar adyacente una energía de aproximadamente 10^{53} ergios, mientras que masas del orden de $10 M_{\odot}$ ¹ salen eyectadas a velocidades de 5000 a 10000 km/s. El 99% de la energía se pierde al ser transportada por los neutrinos, ya que éstos casi no interactúan con la materia. Sin embargo el 1% de energía restante es suficiente para que la supernova brille más intensamente que el resto de la galaxia a la que pertenece, y para que desencadene toda una serie de procesos que perturbarán el entorno de la estrella durante cientos de miles de años.

La masa expulsada actúa como un pistón supersónico, el cual produce un aumento local de la presión del medio interestelar. Como resultado de este aumento, la región perturbada

¹ $1 M_{\odot} = 2 \times 10^{33}$ g

se expande. Si el aumento de presión excede un valor umbral, se forma un frente de choque en el borde de esta perturbación en expansión y el flujo en las vecindades de este frente se llama choque u onda de choque.

Por otro lado, la masa que se marcha enriquece el espacio con elementos pesados (C, O, S, Fe, etc.), sintetizados en el interior estelar o en el momento mismo de la explosión.

El material eyectado, el frente de choque en expansión con toda la masa del medio interestelar que barre, y el núcleo ultracompacto rotante (pulsar) que pudo haber quedado en su centro, constituyen lo que se conoce como remanente de supernova.

Al principio la dinámica de un remanente de supernova depende fuertemente de las propiedades de la estrella progenitora y de los detalles del colapso. Al cabo de aproximadamente 1000 años, la dinámica es netamente dominada por la interacción del frente de choque con el gas circundante.

El remanente presentará diferentes propiedades físicas según si contiene un pulsar en su interior, proveyendo permanentemente partículas relativistas y amplificando el campo magnético ó si la inyección de energía cesa en el momento de la explosión. En todos los casos los remanentes de supernovas (RSN) son fuentes de radiación sincrotrónica, emitiendo en longitudes de onda de radio. Un cierto porcentaje de los remanentes es visible también en longitudes de onda ópticas, infrarrojas, ultravioletas, rayos X y hasta rayos γ .

La radiación sincrotrónica es un excelente trazador del movimiento del gas o plasma en expansión. Brevemente diremos que, como en la mayoría de los plasmas astrofísicos, las líneas de campo magnético que guían las trayectorias espirales de los electrones relativistas responsables de la radioemisión, pueden ser consideradas congeladas a los elementos de fluido. Si a esto le agregamos observaciones en distintas longitudes de onda del espectro electromagnético (líneas atómicas y/o moleculares) de las adyacencias de la estrella que explotó, podremos obtener una reconstrucción tridimensional del medio circundante. Estas constituyen dos de las herramientas observacionales más útiles con las que se cuenta para estudiar estos objetos.

Además, a los remanentes de supernova se les puede dar el status de “laboratorios naturales”, donde poder estudiar física de ondas de choque en plasmas y/o fluidos. Los RSN originan choques con números de Mach entre 10 y 300. Choques tan intensos son difíciles de encontrar en ningún otra área de astrofísica y pueden, de hecho, ser los choques más fuertes de la naturaleza. Se hace la distinción de “natural”, además, pues se diferencian de las experiencias que pueden hacerse en los laboratorios terrestres en el hecho de que no se puede repetir el experimento para obtener nuevos datos de él. Entonces se hace necesario observar toda una serie de objetos, en diferentes estados evolutivos con el fin de aprender de ellos. Los resultados de estas observaciones se utilizan para fijar variables en modelos teóricos los cuales finalmente son confrontados con las observaciones. De esta interacción entre teoría y observación surgen modelos cada más precisos que podrían plantear nuevos interrogante y así motivar la realización de nuevas observaciones.

Por ello en la presente tesis doctoral se abordó el estudio de cinco remanentes que exhiben diferentes características (de origen endógeno y exógeno) y se encuentran en distintos estados evolutivos. Los RSN que fueron estudiados son: el RSN de Tycho, un remanente que puede ser considerado “joven” (en las próximas secciones se explicará que se entiende por “un remanente joven”) que no ha dejado un residuo compacto en su interior; el RSN W28, un remanente viejo con un pulsar cuya asociación no es firme; el RSN W50, un remanente avanzado que posee en su interior un objeto compacto (SS 433) que inyecta poderosos chorros de materia y energía; el RSN W30, que tiene un pulsar asociado; y el RSN CTB80, un remanente con un pulsar interno de un alto movimiento propio.

La estructura de este trabajo es: en las secciones §1.1 y §1.2 se hace una breve descripción de las explosiones de supernova y sus remanentes; en el **Cap.2** se lleva a cabo la descripción teórica del problema; en el **Cap.3** se explican las herramientas observacionales empleadas y se da una breve descripción de los radiotelescopios; en el **Cap.4** se presenta al RSN de Tycho; en el **Cap.5** se muestra el trabajo realizado sobre el RSN W28; el **Cap.6** está dedicado al estudio del radiocontinuo de los remanentes W30 y CTB80; el **Cap.7** se trata del RSN W50; y en el **Cap.8** se presentan las conclusiones.

1.1 Supernovas

Las estrellas con masas mayores que $8 M_{\odot}$, pueden desembocar en el final de sus días en una explosión de supernova (Wheeler & Swartz 1994).

En cuestión de segundos se libera en una región prácticamente puntual del MIE una energía equivalente a la que una estrella del tipo solar irradiaría en 10^{12} años. Sólo la diezmilésima parte de dicha energía se emite en luz visible, pero es suficiente para que la estrella que explotó brille como todas las estrellas que conforman una galaxia normal juntas. Este último hecho permite a los astrónomos distinguir explosiones de supernova en otras galaxias muy distantes.

En los últimos 1000 años el hombre ha registrado pocas explosiones de supernova en nuestra propia galaxia. Podemos nombrar la SN 1006AD, la supernova del año 1054, que dejó un resto de la explosión conocido como la “nebulosa del Cangrejo”, la SN de Tycho del año 1572, observada por el astrónomo Tycho Brahe, y la observada por su discípulo Kepler, acontecida en el año 1604.

Hasta el momento no hay una clasificación de las supernovas que se encuentre sólidamente fundamentada en términos de los procesos físicos que en ellas se desarrollan, siendo la existente puramente empírica.

La tarea de clasificar los remanentes observados según el posible origen de la explosión no es una tarea sencilla ni totalmente resuelta. Brevemente podemos decir que las supernovas denominadas de tipo I son las que surgen al producirse el desequilibrio de las reacciones nucleares que ocurren en el centro de la estrella, mientras que llamamos supernovas de tipo II, son el producto del colapso gravitacional del núcleo estelar.

1.2 Remanentes de Supernova

Los 10^{51} ergios depositados en el espacio al momento de la explosión dan nacimiento a toda una gama de eventos que modificarán el medio interestelar circundante, y harán brillar los restos de supernova durante cientos de miles de años. Dicha energía se transforma en energía cinética del material expulsado, la que poco a poco será cedida al MIE, convirtiéndose en energía interna del gas barrido por el frente de choque. Los remanentes pueden radiar en distintas longitudes de onda del espectro electromagnético, pero la marca inconfundible de la presencia de un remanente de supernova es que son radiofuentes no térmicas que emiten radiación sincrotrónica y como se mencionó anteriormente, esta radiación constituye un marcador del movimiento del fluido.

En particular la radiación sincrotrónica puede ser más intensa allí en el frente de choque y en zonas donde se engendran inestabilidades y/o turbulencias, ya que éstas poseen la propiedad de amplificar la intensidad del campo al aumentar la densidad de las líneas magnéticas.

La emisión observada en rayos X blandos (energías ≤ 10 keV) da cuenta de regiones de baja densidad calentadas a altas temperaturas por el paso de la onda de choque principal o una secundaria, producto de la reflexión del choque principal al colisionar con alguna inhomogeneidad presente en el seno del MIE.

La radiación observada en longitudes de onda visibles se debe generalmente al posterior enfriamiento radiativo, provocado por el paso de la onda de choque a través de regiones densas del MIE.

La emisión infrarroja ocurre debido a la interacción de las ondas de choque con zonas ricas en polvo cósmico, adyacentes al RSN.

Los remanentes se clasifican de acuerdo a la morfología que exhiben en radio. Dicha clasificación se divide en:

- de cáscara: con morfología de centro hueco.
- de centro lleno o pleriones
- compuesto o híbridos: donde se combinan características de los anteriores.

1.2.1 Etapas de evolución de remanentes de supernova

Canónicamente se describe la evolución estándar de un RSN caracterizándola por medio de cuatro etapas sucesivas. Este esquema fue propuesto por Woltjer 1970 y en los siguientes 25 años ha sufrido pocas modificaciones. Dichas etapas son:

- Etapa 1: denominada de expansión libre o contra vacío, debido a que la masa eyectada es mucho mayor que la masa del MIE barrido por la onda de choque, por lo que la desaceleración que la última puede imprimirle a la primera es prácticamente despreciable.

La dinámica de la evolución del remanente es dominada por la masa del material expulsado, M_* , así como por las características propias de la explosión. Este gas expulsado juega el rol de un pistón supersónico que comprime el medio circundante. Por eso, en lo subsiguiente, muchas veces emplearemos como sinónimo de “material expulsado” la palabra “pistón”.

La duración de esta fase es de típicamente 100 años (para dar un límite más preciso se toma el tiempo de duración de esta fase como aquel en que se igualan las masas expulsada y barrida).

La región externa del remanente se expande siguiendo una ley de evolución respecto del tiempo del tipo: $R_s \propto t$, donde R_s es el radio de la onda de choque, mientras que t es el tiempo transcurrido desde la explosión de la supernova.

- Etapa 2: en esta fase del desarrollo del RSN, la dinámica comienza a ser gobernada por la masa del MIE chocada pues ésta supera la masa eyectada.

La temperatura alcanzada detrás del choque es tan alta que las pérdidas radiativas pueden despreciarse, es decir τ_{rad} (el tiempo dinámico característico de enfriamiento radiativo) es mucho mayor que el tiempo dinámico característico de propagación de la onda de choque, τ_{exp} . Además la región delgada y densa entre el pistón y el choque se dilata adiabáticamente debido a que el medio es ópticamente opaco. Por este motivo, a esta etapa se la denomina “expansión adiabática”.

Shklovskii (1962) encontró que el radio de la onda de choque se propaga en el tiempo como:

$$R_s = 0.34 \left(\frac{E_{51}}{\mu n_0} \right)^{0.2} [t(\text{años})]^{0.4} pc \quad (1.1)$$

en la que la abreviatura pc significa parsec², $E_{51} = \frac{E}{10^{51} \text{ergios}}$, μ es el peso molecular promedio, y n_0 es la densidad media del MIE.

La ley $R_s \propto t^{2/5}$ que sigue el radio de la onda de choque, es un comportamiento distintivo de los regímenes autosimilares estudiados por Sedov 1959 y Taylor 1950.

- Etapa 3: ahora la desaceleración que el MIE chocado le imprime al pistón es apreciable. Deja de valer la adiabaticidad de la etapa anterior, ya que son importantes las pérdidas radiativas. Esto causa un rápido enfriamiento de la capa entre el pistón y el choque, además de una fuerte compresión de la misma. Así se genera un efecto que se conoce en la literatura como “efecto barrenieve”. La estructura del remanente puede ser visualizada como una delgada capa densa y fría, con un interior caliente. El radio del frente va como $R_s \propto t^{1/4}$. Dicho comportamiento se deriva de la conservación del momento radial y de considerar sólo la masa barrida del MIE ($M_s \gg M_*$).

Falle (1981, 1988) determinó teóricamente la edad, velocidad y radio del choque para un remanente que ingresa a esta fase. Sus cálculos dan:

$$t = 2.7 \times 10^4 E_{51}^{0.24} n_0^{-0.52} \text{ años} \quad (1.2)$$

²pc: parsec, distancia a la cual la separación angular entre la Tierra y el Sol se hace igual a 1". Equivale a 3.1×10^{18} cm

$$R_s = 20 E_{51}^{0.295} n_0^{-0.409} pc \quad (1.3)$$

$$V_s = 280 E_{51}^{0.055} n_0^{0.111} km/seg \quad (1.4)$$

- Etapa 4: La expansión global del sistema cesa cuando la presión interna se hace comparable a la del MIE. El remanente pierde su identidad al adquirir una velocidad de expansión comparable con la velocidad del sonido del MIE.

Capítulo 2

Física de las ondas de choque y de las discontinuidades de contacto

En el nacimiento y evolución de un remanente de supernova se pueden producir dos tipos de discontinuidades en las propiedades físicas del gas en movimiento. Estas discontinuidades son las de contacto (o tangencial) y las ondas de choque.

La onda de choque surge del aumento local de presión en el medio circumestelar producido por el material expulsado a velocidades supersónicas en la explosión. Esta onda de choque comprime, calienta y acelera el material delante de ella, al propagarse en él.

En cuanto a la discontinuidad tangencial, se puede decir que se localizará en la interfase entre el material expulsado y el medio interestelar barrido, o en la superficie que delimita regiones de diferente densidad inicialmente en equilibrio (por ejemplo una nube o “grumo” del MIE), que el fluido en expansión halla a su paso.

El tratamiento para ambos tipos de discontinuidades es el mismo y está basado en la conservación del flujo de masa, momento (o impulso lineal), y energía a través de la superficie de discontinuidad. El espesor de estas discontinuidades es despreciable frente a

las otras longitudes características del problema (esta aproximación es válida en la gran mayoría de los casos de interés).

Las ecuaciones básicas que se plantean son:

$$\partial_t \rho + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad \text{conservación del flujo de masa} \quad (2.1)$$

$$\partial_t (\rho \mathbf{u}) + \nabla \cdot \mathbf{\Pi} = 0 \quad \text{conservación del flujo de impulso} \quad (2.2)$$

$$\partial_t E + \nabla \cdot [\mathbf{u}(E + p)] = \mathbf{Q}_e \quad \text{conservación de flujo de energía} \quad (2.3)$$

en la que ρ , \mathbf{u} y p son la densidad, velocidad y presión del fluido, $\mathbf{\Pi} = \rho \mathbf{u} \mathbf{u} + p \mathbf{1}$ es el tensor de momento o impulso, $E = \frac{\rho \mathbf{u}^2}{2} + \frac{p}{\gamma - 1}$, es la suma de energía cinética más térmica y \mathbf{Q}_e es un término de ganancia y/o pérdida de energía.

A continuación se toma un sistema de referencia móvil, solidario con la superficie de discontinuidad, la cual separa dos medios, 1 y 2. Se considera un volumen de integración en forma de cilindro, tal como se muestra en la Figura 2.1. Además se tiene en cuenta el caso estacionario $\partial_t = 0$, aproximación que es válida aún para fluidos dependientes del tiempo siempre que el tiempo característico de cambio temporal sea menor que el tiempo de cruce de la superficie. El término \mathbf{Q}_e se lo iguala a cero, lo cual es válido en astrofísica siempre que los volúmenes contemplados sean pequeños.

Las ecuaciones que resultan son de la forma:

$$\int_V \nabla \cdot \mathbf{\Phi} dV = 0 \quad (2.4)$$

siendo estas ecuaciones reducibles a integrales en superficie, al emplear el teorema de la divergencia de Gauss:

$$\int_{S(V)} \mathbf{\Phi} \cdot \hat{\mathbf{n}} dS = 0 \quad (2.5)$$

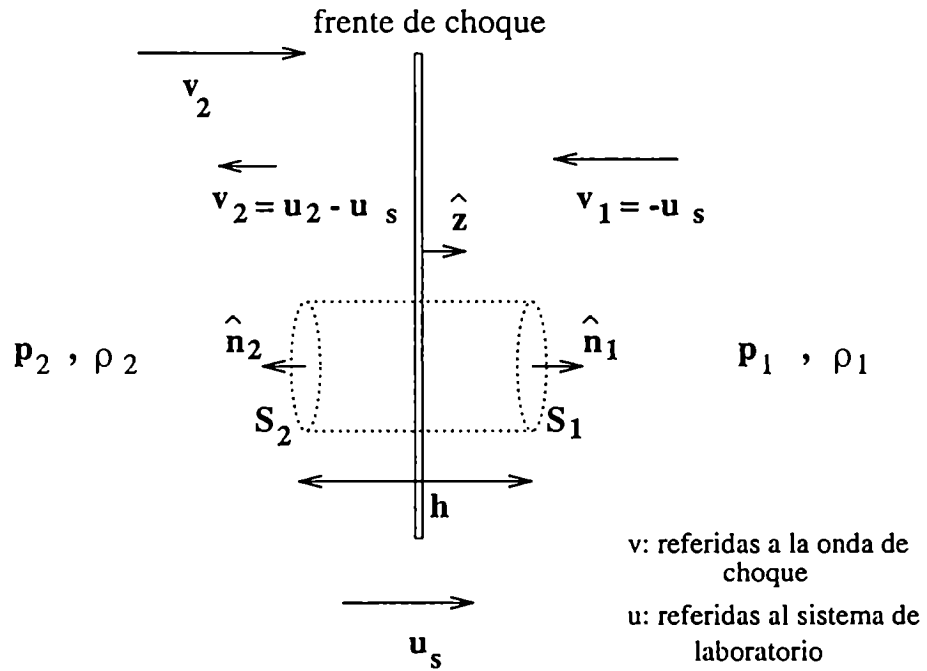


Fig. 2.1: propagación de ondas de choque

donde Φ representa a ρv , Π o $u(E + p)$. Con el límite de $h \rightarrow 0$, sólo quedan las integrales sobre las “tapas” del cilindro, por lo que se obtiene:

$$\Phi_1 \cdot \hat{n}_1 S = \Phi_2 \cdot \hat{n}_2 S \quad (2.6)$$

como $\hat{n}_2 = -\hat{n}_1 = -\hat{z}$, el salto de la magnitud Φ a través de la superficie, se escribe:

$$(\Phi_1 - \Phi_2) \cdot \hat{n} = [\Phi] \cdot \hat{n} = 0 \quad (2.7)$$

Volviendo al caso de una onda de choque, el fluido en general poseerá una velocidad referida a la superficie, cuya componente normal a la misma es distinta de cero. Las condiciones de contorno que se satisfacen están determinadas por:

$$[\rho u] \cdot \hat{n} = 0 \Rightarrow [\rho u_n] = 0 \quad (2.8)$$

$$[\Pi] \cdot \hat{n} = 0 \Rightarrow ([\rho u u] + [p1]) \cdot \hat{n} = 0 \quad (2.9)$$

A partir de la última ecuación podemos considerar dos situaciones:

$$[\rho u_n^2 + p] = 0 \quad (2.10)$$

la que plantea la conservación del flujo de impulso normal a la superficie de discontinuidad.

$$[\rho \mathbf{u}_\perp u_n] = 0 \Rightarrow [\mathbf{u}_\perp] = 0 \quad (2.11)$$

expresándose en esta ecuación la continuidad de la velocidad tangencial.

Para el flujo de energía se tiene:

$$[\mathbf{u}(E + p)] \cdot \hat{\mathbf{n}} = 0 \quad (2.12)$$

o teniendo en cuenta la conservación del flujo de masa, queda:

$$\left[\frac{u^2}{2} + \frac{\gamma p}{(\gamma - 1)\rho} \right] = 0 \quad (2.13)$$

Cuando no existe flujo de masa a través de la interfase, se está ante una discontinuidad tangencial o de contacto. Las condiciones de contorno cambian respecto a las de una onda de choque y teniendo en cuenta que $u_n = 0$, dichas condiciones se escriben como:

$$u_n = 0 \Rightarrow [p] = 0 \quad (2.14)$$

es decir que la presión es continua, pero la densidad, energía y la componente tangencial del campo de velocidades pueden ser discontinuas.

2.1 Choque normal adiabático

Dado que, de acuerdo a las ecuaciones obtenidas anteriormente, en una onda de choque la velocidad tangencial se conserva al pasar de un medio a otro, se puede elegir un referencial

adecuado de modo que la velocidad paralela a la interfase se anule. De esta forma el campo de velocidades posee únicamente componente normal, y las condiciones escritas en las Ecs. (2.8), (2.10) y (2.13) toman la forma:

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 \quad (2.15)$$

$$p_1 + \rho_1 u_1^2 = p_2 + \rho_2 u_2^2 \quad (2.16)$$

$$w_1 + \frac{1}{2}v_1^2 = w_2 + \frac{1}{2}v_2^2 \quad (2.17)$$

con $w = (\gamma p)/((\gamma - 1)\rho)$ como la entalpía.

Despejando u_2 de la Ec.(2.15) y reemplazando el resultado en la Ec.(2.16) se obtiene:

$$p_1 + \rho_1 u_1^2 = p_2 + \frac{\rho_1^2}{\rho_2} u_1^2 \quad (2.18)$$

Sustituyendo los dos últimos resultados en la Ec.(2.17) y multiplicando ambos miembros por $2 \times (\gamma - 1) \times \rho_2^2$, se arriba a una cuadrática en la densidad post-choque:

$$\rho_2^2 \left[(\gamma - 1)u_1^2 + 2\gamma \frac{p_1}{\rho_1} \right] - \rho_2 \left[2\gamma(\rho_1 u_1^2 + p_1) \right] + (\gamma + 1)\rho_1^2 u_1^2 = 0 \quad (2.19)$$

Resolviendo la Ec.(2.19) se obtienen como soluciones: $\rho_2 = \rho_1$, que es una solución trivial implicando la no existencia del choque, y

$$\rho_2 = \frac{(\gamma + 1)\rho_1 u_1^2}{(\gamma - 1)\rho_1 u_1^2 + 2\gamma p_1} \times \rho_1 \quad (2.20)$$

Suponiendo que el fluido puede ser tratado como un gas ideal, y empleando la expresión del número de Mach $M_1 = v_1/c_1$, con $c_1 = \sqrt{\gamma p_1/\rho_1}$ denotando la velocidad del sonido del medio no perturbado por el choque, la Ec.(2.20) puede reescribirse como:

$$\rho_2 = \frac{(\gamma + 1)M_1^2}{(\gamma - 1)M_1^2 + 2} \times \rho_1 \quad (2.21)$$

Los correspondientes saltos en velocidad y presión, están determinados por:

$$u_2 = \frac{(\gamma - 1) M_1^2 + 2}{(\gamma + 1) M_1^2} \times u_1 \quad (2.22)$$

$$p_2 = \frac{2\gamma M_1^2 - \gamma + 1}{\gamma + 1} \times p_1 \quad (2.23)$$

en las que γ simboliza el cociente de los calores específicos a presión y a volumen constante. Para un gas monoatómico su valor numérico es igual a 5/3.

2.1.1 Aproximación de choque fuerte

Se denomina "choque fuerte" a un choque donde se satisface que $M_1 \gg 1$. Dentro de esta aproximación las Ecs.(2.21-2.23) se reducen a:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{u_1}{u_2} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \quad (2.24)$$

$$p_2 = \frac{2\rho_1 v_1^2}{\gamma + 1} \quad (2.25)$$

De las relaciones de las densidades y presiones, y dentro de la aproximación de choque fuerte, se puede obtener cuánto vale la temperatura post-choque. Empleando la ecuación de gas ideal, $p = (\rho k T)/(\mu m_H)$, donde k es la constante de Boltzman, μ es el peso molecular medio y m_H es la masa del átomo de hidrógeno, la temperatura justo detrás de la onda de choque resulta:

$$T_2 = \frac{2(\gamma - 1) \mu m_H v_1^2}{(\gamma + 1)^2 k} \quad (2.26)$$

Para el caso en que la región pre-choque se trate de una región de hidrógeno neutro (HI), con una composición típica de 90% de H y 10% de He (o sea $\mu = 1.3$), se obtiene una expresión aproximada para la Ec.(2.26):

$$T_2 \simeq 1.5 \times 10^5 K \left(\frac{u_1}{100 \text{ km s}^{-1}} \right) \quad (2.27)$$

En un remanente en sus fases iniciales de evolución, la velocidad de propagación de la onda de choque es mayor o igual a 1000 km s^{-1} . Reemplazando este valor en la Ec.(2.27) obtenemos que la temperatura post-choque será de aproximadamente $T_2 \simeq 10^7 K$.

2.2 Choque normal radiativo

Resulta de interés extender el análisis de las ondas de choque a situaciones donde el gas comprimido se enfría por radiación. En esta situación, detrás de la onda de choque el gas alcanza la temperatura dada por las condiciones de Rankine-Hugoniot del caso adiabático. Debido a las altas temperaturas alcanzadas el gas se ioniza por colisiones con los electrones y la temperatura decae. Cuando la temperatura resulta menor que 10^6 K , las pérdidas radiativas son importantes y la temperatura disminuye abruptamente hasta estabilizarse en 10^3 - $10^4 K$, pues para estos valores la función de pérdidas radiativas se hace ineficiente (decae por varios órdenes de magnitud).

Podemos esquematizar la estructura de un choque radiativo dividiéndolo en tres zonas. Ahora llamamos con los subíndices 0, 1 y 2 a las regiones pre-choque, post-choque y donde la temperatura alcanza su valor de equilibrio. Nuestro propósito es vincular las variables pre-choque con las de la zona rotulada como 2.

Las ecuaciones de conservación del flujo de masa y del flujo de momento siguen siendo válidas entre las zonas 0 y 2, no así la de la energía. En su reemplazo empleamos como dato la temperatura T_2 que el gas alcanza luego de enfriarse

Entonces tenemos:

$$\rho_0 u_0 = \rho_2 u_2 \quad (2.28)$$

$$p_0 + \rho_0 u_0^2 = p_2 + \rho_2 u_2^2 \quad (2.29)$$

Junto con las Ecs.(2.28) y (2.29) consideramos la ecuación de la velocidad del sonido en un medio isotérmico c , que viene dada por $c^2 = p/\rho$. Podemos escribir la presión en la zona 2 como:

$$p_2 = \rho_2 c_2^2 \quad (2.30)$$

Reemplazando la ecuación anterior en (2.29) y combinándola con (2.28) obtenemos una expresión para ρ_2 :

$$\rho_2 = \rho_0 \frac{M_0'^2}{2} \left[\left(1 + \frac{1}{M_0^2} \right) + \sqrt{\left(\frac{1}{M_0^2} \right)^2 - \frac{4}{M_0'^2}} \right] \quad (2.31)$$

donde $M_0'^2 = u_0/c_2$ y $M_0^2 = u_0/c_0$ son los números de Mach respecto a los medio 2 y 0 respectivamente.

Cuando la temperatura final resulta igual a la pre-choque, es decir el gas recupera su temperatura inicial, el choque radiativo se denomina isotérmico. En este caso $M_0' = M_0$ y a partir de las Ecs. (2.31) y (2.28) tenemos:

$$\frac{\rho_2}{\rho_0} = M_0^2 = \frac{u_0}{u_2} \quad (2.32)$$

Si $M_0', M_0 \gg 1$ (choque fuerte), (2.32) se expresa como:

$$\frac{\rho_2}{\rho_0} = M_0'^2 = \frac{u_0}{u_2} \quad (2.33)$$

La aproximación de choque plano resulta válida si la distancia de enfriamiento radiativo d_c resulta mucho menor que el radio de curvatura del choque. Esta distancia es proporcional al producto $\tau_{rad} V_s$, donde τ_{rad} es el tiempo característico de enfriamiento radiativo y V_s es la velocidad del choque. El τ_{rad} viene dada por:

$$\tau_{rad} = \frac{\frac{3}{2} n_1 k T_1}{L_1(n_1, T_1)} \quad (2.34)$$

con n_1 y T_1 son la densidad y la temperatura justo detrás del choque (ver Ecs.(2.24) y (2.26)), y L_1

$$L_1 = n_1^2 \Lambda(T_1) \quad (2.35)$$

que expresa la tasa de enfriamiento por unidad de volumen y tiempo.

Considerando las Ecs.(2.26), (2.34) y (2.35), la distancia de enfriamiento puede escribirse como:

$$d_c = \frac{\text{Funcion}(V_s)}{n_1} \quad (2.36)$$

Mediante comparaciones con resultados numéricos (Raga & Binette 1991), se obtiene:

$$d_c = 8 \times 10^{10} \text{ cm} \frac{V_s^2}{n_1} 10^{2920/V_s^2} \quad (2.37)$$

2.3 Aplicaciones a las explosiones de supernova y sus remanentes

Como se mencionó en el capítulo anterior, la inyección de energía en una explosión de supernova es de tal magnitud que desencadena toda una serie de procesos, entre ellos la generación de una onda de choque.

A nosotros nos interesa determinar la evolución temporal del radio de la onda de choque R_s , su velocidad v_s como también conocer el comportamiento de la velocidad $v(r, t)$, la densidad $\rho(r, t)$ y la presión $p(r, t)$ en el interior del remanente.

La solución que describe la onda de choque generada por una fuerte explosión, fue encontrada numéricamente por Taylor y analíticamente por Sedov, en la década del '50 investigando la física de las explosiones atómicas. Este modelo describe bien la evolución de un remanente en la fase *adiabática*

Las hipótesis en que se basa el modelo son:

- (1) la masa inyectada en el evento explosivo es muy inferior a la masa que se pone en movimiento.
- (2) la energía total radiada por el gas caliente es mucho menor que la energía E de la explosión.
- (3) la presión hidrodinámica del gas entrante al frente de choque, $\rho_1 v_s^2$, resulta mucho mayor que la presión térmica p_1 , donde con el subíndice 1 se denota las variables en el medio no perturbado.

Entonces los únicos parámetros que nos interesan para caracterizar una fuerte explosión son la energía inicial de la misma y la densidad del medio no chocado ρ_1 .

Mediante cálculos dimensionales podemos dar una expresión para el radio R_s en función de E , ρ_1 y t :

$$R_s = \xi_0 E^n \rho_1^m t^l \quad (2.38)$$

donde ξ_0 es una constante adimensional que determinaremos más tarde. Dado que las unidades de las distintas cantidades son: $[R_s] = L$, $[E] = M L^2 T^{-2}$, $[\rho_1] = M L^{-3}$ y $[t] = T$, la Ec.(2.38) puede reescribirse en unidades como:

$$L = M^{n+m} L^{2n-3m} T^{l-2n} \quad (2.39)$$

A partir de la Ec.(2.39) planteamos el siguiente sistema de ecuaciones para determinar los exponentes l , m , n .

$$\begin{cases} L : & 2n - 3m = 1 \\ M : & n + m = 0 \\ T : & l - 2n = 0 \end{cases} \quad (2.40)$$

Luego de resolver el sistema de Ecs.(2.40) obtenemos:

$$R_s(t) = \xi_0 \left(\frac{E}{\rho_1} \right)^{1/5} t^{2/5} \quad (2.41)$$

2.3.1 Solución de Sedov para el interior

Se tiene una onda de choque esférica, propagándose a velocidad $v_s \gg c_1$ (c_1 es la velocidad del sonido en medio no chocado) en un gas de densidad ρ_1 . La energía de la explosión resulta igual a E . La velocidad v_s la podemos expresar a partir de la Ec.(2.41) como:

$$v_s = \frac{2 R_s}{5 t} \quad (2.42)$$

Los valores de velocidad (referida a un sistema en reposo), presión y densidad justo detrás de la onda de choque están dados por:

$$\rho_2 = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \rho_1; \quad v_2 = \frac{2}{\gamma + 1} v_s; \quad p_2 = \frac{2}{\gamma + 1} \rho_1 v_s^2 \quad (2.43)$$

Para el interior de la esfera tenemos que resolver las Ecs.(2.1-2.3) en simetría esférica. La ecuación de la conservación de la energía puede ser reemplazada por la de conservación de la entropía:

$$\left(\partial_t + v \partial - r \right) \left(\frac{p}{\rho^\gamma} \right) = 0 \quad (2.44)$$

Ahora llevaremos a cabo un cambio de las variables $v(r, t)$, $\rho(r, t)$ y $p(r, t)$ a las variables adimensionales $V(\xi)$, $G(\xi)$ y $Z(\xi)$ definidas como:

$$v = \xi v_s V; \quad \rho = \rho_1 G; \quad c_s^2 = v_s^2 \xi^2 Z = \frac{\gamma p}{\rho} \quad (2.45)$$

donde $\xi = r(t)/R(t)_s$ es el radio adimensional. En la onda de choque se satisface que $\xi = 1$ y:

$$V(1) = \frac{2}{\gamma + 1}; \quad G(1) = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}; \quad Z(1) = 2\gamma \frac{\gamma - 1}{(\gamma + 1)^2} \quad (2.46)$$

Reemplazando las Ecs.(2.45) en Ec.(2.1), Ec.(2.2) y Ec.(2.44) se arriban a las siguientes expresiones:

$$Z = \frac{\gamma(\gamma - 1)(1 - V)V^2}{2(\gamma V - 1)} \quad (2.47)$$

$$\xi^5 = \left[\frac{1}{2}(\gamma + 1)V \right]^{-2} \left\{ \frac{\gamma + 1}{7 - \gamma} [5 - (3\gamma - 1)V] \right\}^{\nu_1} \left[\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} (\gamma V - 1) \right]^{\nu_2} \quad (2.48)$$

$$G = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \left[\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} (\gamma V - 1) \right]^{\nu_3} \left\{ \frac{\gamma + 1}{7 - \gamma} [5 - (3\gamma - 1)V] \right\}^{\nu_4} \left[\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} (1 - V) \right]^{\nu_5} \quad (2.49)$$

donde los exponentes están dados por:

$$\begin{aligned} \nu_1 &= \frac{13\gamma^2 - 7\gamma + 12}{(1 - 3\gamma)(2\gamma + 1)}; & \nu_2 &= \frac{5(\gamma - 1)}{2\gamma + 1} \\ \nu_3 &= \frac{3}{2\gamma + 1}; & \nu_4 &= \frac{\nu_1}{\gamma - 2}; & \nu_5 &= \frac{2}{\gamma - 2} \end{aligned} \quad (2.50)$$

La constante ξ_0 se calcula con la condición de que la energía total encerrada en la esfera de radio R_s se mantenga constante:

$$\xi_0^5 \frac{16}{25} \pi \int_0^1 G(\xi) \left(\frac{1}{2} V^2 + \frac{Z(\xi)}{\gamma(\gamma - 1)} \right) \xi^4 d\xi = 1 \quad (2.51)$$

Esta integral puede ser más fácilmente calculada expresando todas las variables como funciones de la velocidad adimensional V :

$$\xi_0^5 \frac{16}{125} \pi \int_{1/\gamma}^{2/(\gamma+1)} G(V) \left(\frac{1}{2} V^2 + \frac{Z(V)}{\gamma(\gamma - 1)} \right) \frac{\partial f}{\partial V} dV = 1 \quad (2.52)$$

donde empleamos $f(V) = \xi^5(V)$.

Para el caso de un gas monoatómico, $\gamma = 5/3$, el valor de ξ_0 es de 1.15337.

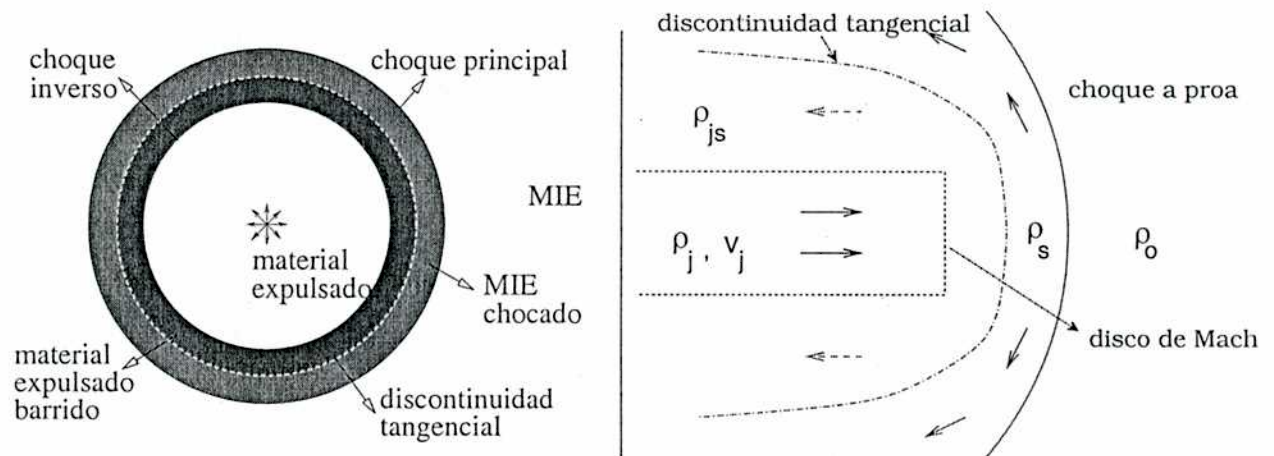


Fig. 2.2: estructuras de doble choque en RSN (izquierda) y chorros astrofísicos (derecha)

2.3.2 La estructura de doble choque

Esta estructura de doble choque se da en muchos casos astrofísicos como ser los RSN, jets o chorros, interacción de vientos estelares con el medio circundante, etc.

En la subsección anterior se describió un modelo para las fases evolutivas tempranas de un RSN. Sin embargo, la estructura que presenta un remanente en sus dos primeras etapas de evolución es más compleja. Como se ha mencionado anteriormente, el material de la estrella expulsado en la explosión de la supernova se comporta como un *pistón supersónico* que genera una onda de choque esférica al propagarse en el MIE circundante. Este choque recibe el nombre de choque principal. A su vez, el material del medio ambiente frena el avance del *pistón* y como producto de esta desaceleración se genera otra onda de choque, el choque inverso. Entre ambas ondas de choque se establece una discontinuidad tangencial la cual separa el gas del medio ambiente chocado por el choque principal, del gas del pistón barrido por el choque inverso (ver Fig.2.2). Una manera de entender como se generan estas dos ondas de choque es apelar a analogías con problemas de mecánica de fluidos.

Supongamos que en un tubo tenemos un fluido que se mueve supersónicamente y que choca contra el extremo tapado del tubo. El fluido próximo al tapón tiene velocidad nula. Se demuestra que para este caso se forma una onda de choque entre el fluido que se desplaza con velocidad v y densidad ρ , y el que permanece en reposo en las adyacencias del tapón. Algo semejante ocurre en un tubo con un pistón móvil. El fluido delante del pistón se encuentra en reposo, mientras que los elementos de fluido cercanos al pistón se mueven con la velocidad del mismo, v_p . Si esta velocidad resulta mayor que la velocidad del sonido $v_p > c_s$, se genera una onda de choque que barre el medio en reposo. Se pueden unir estos dos problemas si permitimos que el pistón del primer problema descrito se mueva. Es decir tenemos un fluido supersónico que choca contra un pistón generando una onda de choque entre ambos pero ahora también lo empuja a una velocidad v'_p . Si esta velocidad es supersónica, delante se generará la segunda onda de choque.

La estructura de doble onda de choque también se produce en la interacción de vientos estelares con el medio ambiente con la diferencia que en esta situación el material de la estrella es expulsado a una tasa más o menos constante y esto provoca que el choque inverso sea el más intenso que el choque externo.

También se puede citar el caso de un jet o chorro astrofísico propagándose en el MIE. La diferencia es que aquí la geometría deja de ser la esférica para dejar lugar a la cilíndrica dado que existe un eje privilegiado, el del jet. La configuración para este caso es la de la Fig.2.2. En este caso la estructura de doble choque recibe el nombre de superficie de trabajo. El choque que se propaga en el medio ambiente recibe el nombre de choque a proa (en inglés *bow shock*) debido a que se asemeja a la estela que deja un barco al navegar. El choque entre el material del chorro y el gas del chorro chocado se denomina choque del jet o Disco de Mach.

Capítulo 3

Herramientas observacionales

3.1 Estudio del hidrógeno neutro a través de la línea λ 21cm

El hidrógeno neutro en forma atómica (HI) es el componente principal del MIE. Este último es lo suficientemente transparente a la emisión en HI en la longitud de onda de 21cm, como para permitir la investigación de la Galaxia hasta grandes distancias a través de observaciones radioastronómicas en dicha longitud de onda. Este tipo de inspección del cielo constituye una forma muy útil de abordar el estudio de la interacción de un remanente de supernova con el gas que lo circunda. Tal tipo de examen nos revela la distribución del gas neutro y la cinemática involucrada de las regiones en expansión, al hacer mapas a velocidades constantes.

La línea de emisión en λ 21cm del hidrógeno neutro debe su existencia a la transición entre los dos niveles de la estructura hiperfina $1^2S_{1/2}$, $F=0$ y $F=1$, donde F es el espín total del sistema protón-electrón. El caso $F=1$ corresponde a la situación en que el espín de ambos componentes están igualmente orientados (siendo esta la configuración de mayor energía),

mientras que $F=0$ representa la situación en que los espines se oponen. La frecuencia de la línea resultante es:

$$\nu_{10} = 1420.41\text{MHz} \Rightarrow \lambda = 21\text{cm} \quad (3.1)$$

Esta transición es prohibida con probabilidad de que suceda 10^{23} menor que la de una permitida y su tiempo típico de decaimiento es del orden de 10^7 años. Debido a que la abundancia relativa de los dos subniveles energéticos, está en gran medida determinada por las colisiones entre los átomos, este tiempo se reduce notablemente. Para densidades típicas del MIE del orden de 0.4 cm^{-3} , los choques conducirán a la reorientación del espín de un átomo de hidrógeno cada 300 o 400 años (Burton,1988).

La temperatura de excitación que da la población relativa de los niveles se llama temperatura de espín, T_s , la que es un valor intermedio entre la temperatura cinética y la temperatura de brillo, T_B , aunque en general puede hacerse la siguiente suposición $T_s \simeq T_B$. Además se puede relacionar la temperatura de brillo con la intensidad I_ν a través de la ecuación de Rayleigh-Jeans:

$$T_B = \frac{c^2}{2k\nu^2} I_\nu \quad (3.2)$$

con c la velocidad de la luz, k la constante de Boltzmann y ν la frecuencia de radiación.

La ecuación de transporte para el caso de una nube de HII homogénea y aislada es:

$$T_B(\nu) = (T_s - T_{bg})(1 - e^{-\tau(\nu)}) \quad (3.3)$$

donde T_{bg} es la temperatura de radiación de fondo de 3°K , y τ es el espesor óptico de la columna de gas, definido como:

$$\tau(\nu) = \int_0^d \kappa_\nu dx$$

con κ_ν es el coeficiente de absorción a lo largo de la visual y d es la distancia de la fuente. En el caso de nubes galácticas se da que $T_s \gg T_{bg}$ por lo que esta última puede despreciarse.

Se define como la densidad columnar al número de átomos de hidrógeno contenido en una columna transversal unitaria a lo largo de la visual, es decir:

$$N_H = 1.823 \times 10^{18} T_s \int_{-\infty}^{\infty} \tau_\nu dV \text{ cm}^{-2} \quad (3.4)$$

en la que V se expresa en km s^{-1} . Ahora si en la Ec.(3.3) se tiene en cuenta el caso ópticamente delgado ($\tau \ll 1$), condición que es generalmente válida en nuestra galaxia (Burton, 1972) y se desprecia T_{bg} frente a T_s , la misma se reduce a:

$$T_B = T_s \tau \quad (3.5)$$

la que reemplazada en la Ec.(3.4) determina:

$$N_H = 1.823 \times 10^{18} \int_{-\infty}^{\infty} T_B(V) dV \text{ cm}^{-2} \quad (3.6)$$

en la que T_B es la magnitud que se observa.

A partir de la Ec.(3.6) se pueden calcular las densidades columnares y si al observar en el cielo determinada estructura a la cual se puede asociar una forma geométrica, entonces es factible hallar su densidad volumétrica y su masa.

3.2 Radiotelescopios: parámetros fundamentales

Un radiotelescopio es un sistema capaz de recibir y medir el ruido cósmico en ondas de radio. Consta de tres partes fundamentales: antena, receptor y, el sistema de adquisición y procesamiento de datos.

3.2.1 Antenas

La antena recoge la energía de las ondas de radio cósmicas incidentes y las entrega al receptor, limitando además la porción del cielo examinada. La respuesta de la antena a la

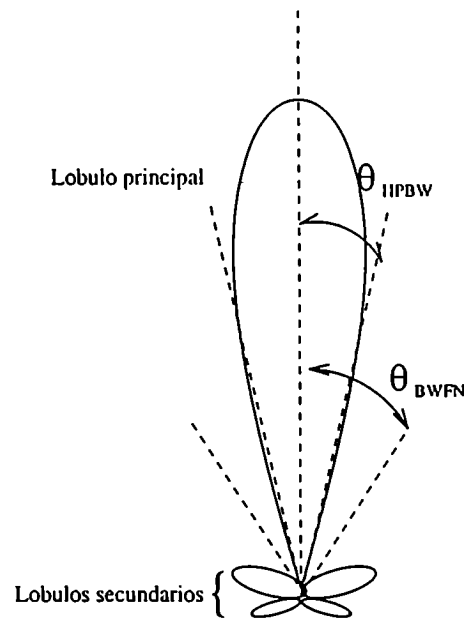


Fig. 3.1: *diagrama de antena*

radiación como función de la dirección está representada por el diagrama de antena, $P_n(\theta, \phi)$, siendo la dirección de apuntamiento $\theta = 0$ y $\phi = 0$. Los parámetros que caracterizan una antena son:

- el ángulo sólido del haz, $\Omega_A = \int \int_{4\pi} P_n(\theta, \phi) d\Omega$
- el ángulo sólido del lóbulo principal, $\Omega_M = \int \int_{lob.ppal} P_n(\theta, \phi) d\Omega$
- la eficiencia del haz, $\eta_M = \frac{\Omega_M}{\Omega_A}$
- y la directividad, $D = \frac{4\pi}{\Omega_A}$

La extensión angular del haz principal se describe usualmente mediante el “ancho del haz a potencia mitad” (HPBW), que es el ángulo entre los puntos donde el diagrama de antena cae a la mitad de su valor pico. Algunas veces se utilizan el “ancho del haz entre los primeros ceros” (BWFN) y el “ancho equivalente del haz principal” (EWMB) definido como $EWMB = \sqrt{\frac{12}{\pi} \Omega_M}$.

La fracción de la potencia de una onda incidente que es extraída por la antena se denomina “apertura efectiva” de la antena, A_e , y es equivalente a la sección eficaz de choque en la física de partículas. Definimos la “eficiencia de apertura” η_A :

$$\eta_A = \frac{A_e}{A_g} \quad (3.7)$$

donde A_g representa la apertura real o geométrica.

Además existe una relación entre la apertura efectiva y el ángulo sólido del haz dada por:

$$A_e \Omega_A = \lambda^2 \quad (3.8)$$

Si la distribución del brillo en el cielo es $B_\nu(\theta, \phi)$, teniendo en cuenta las definiciones anteriores la potencia total por unidad de ancho de banda que entrega la antena es:

$$W = \frac{1}{2} \eta_R A_e \int \int B_\nu(\theta, \phi) P_n(\theta, \phi) d\Omega \quad (3.9)$$

en la que η_R define la “eficiencia de radiación” (es el cociente entre la potencia absorbida por la antena y la entregada por la misma), y el factor $\frac{1}{2}$ se debe a que sólo se recibe un estado de polarización. Suponiendo que la antena se comporta termodinámicamente como un cuerpo negro, se puede introducir el concepto de “temperatura de antena” T_A :

$$W = k T_A \quad (3.10)$$

donde k es la constante de Boltzmann. Además se puede relacionar el brillo del cielo con la temperatura de brillo, aplicando la aproximación de Rayleigh-Jeans (la que es válida para radiofrecuencias):

$$T_A(\theta, \phi) = \eta_R \frac{\int T_B(\theta, \phi) P_n(\theta - \theta_0, \phi - \phi_0) \sin\theta d\theta d\phi}{\int P_n(\theta, \phi) d\Omega} \quad (3.11)$$

la cual es la convolución entre la temperatura de brillo y el diagrama de antena del telescopio. Dado que la cantidad que se mide es T_A pero la que se desea conocer es T_B , la última

ecuación debe ser invertida. El resultado de la inversión será exacto si se conocen $T_A(\theta, \phi)$ y $P_n(\theta, \phi)$ en todo el rango de θ y de ϕ . Como esto no es posible, en la práctica la inversión puede hallarse sólo en forma aproximada. La calibración de la antena consiste precisamente en relacionar T_A y T_B , por medio de la observación de “fuentes patrón”.

3.2.2 Receptores

Los receptores de ondas de radio constan básicamente de tres partes:

- a) el filtro de recepción, que define el rango espectral al cual responderá el equipo,
- b) un detector que produce una salida proporcional a la potencia media en la banda de recepción, y
- c) un circuito integrador que determina la respuesta temporal de la salida.

Las partes que componen el receptor emiten inevitablemente una señal de ruido por efectos térmicos, por lo cual aún cuando no exista señal de entrada, se registrará una salida. Otras fuentes de ruido son señales espúreas de la atmósfera, la radiación proveniente de la tierra que es captada por los lóbulos laterales y la atenuación en las guías de onda de los cables coaxiales. Todos estos efectos pueden ser sumados para determinar la *temperatura de ruido del sistema* T_{sis} , que caracteriza la calidad del receptor. La sensibilidad de un sistema o fluctuación r.m.s. se calcula como:

$$r.m.s. = \frac{\kappa T_{sis}}{\sqrt{\Delta\nu\tau}} \quad (3.12)$$

en la que $\Delta\nu$ es el ancho de banda, τ es el tiempo de integración y κ es una constante que depende del tipo de receptor.

3.3 Interferometría en ondas de radio

La resolución angular de un radiotelescopio es, para una dada frecuencia, inversamente proporcional al diámetro de la antena. Entonces, para mejorar la resolución de un telescopio, bastaría con aumentar el tamaño de la antena tanto como fuera necesario. Obviamente esto no resulta práctico pues el tamaño de la antena no puede aumentar ilimitadamente.

Una forma de mejorar el poder resolutivo de un instrumento dejando de lado este inconveniente es el combinar dos o más telescopios en un arreglo interferométrico.

Entonces consideremos un par de puntos situados en \mathbf{r}_1 y \mathbf{r}_2 sobre un plano normal a la dirección de la radiofuente. El campo eléctrico asociado con esta fuente se propagará llegando a los puntos \mathbf{r}_1 y \mathbf{r}_2 con valores $\mathbf{E}(\mathbf{r}_1)$ y $\mathbf{E}(\mathbf{r}_2)$. La correlación entre los campos eléctricos, $\langle \mathbf{E}(\mathbf{r}_1)\mathbf{E}(\mathbf{r}_2)^* \rangle$, también denominada *función de autocorrelación espacial o de coherencia espacial*, está dada por:

$$V_\nu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \simeq \int I_\nu(\mathbf{s}) e^{-2\pi i \nu \mathbf{s} \cdot (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)/c} d\Omega \quad (3.13)$$

donde \mathbf{s} es el vector en la dirección de la observación e I_ν es la intensidad de radiación. Un interferómetro es entonces un dispositivo que mide la función de coherencia V_ν .

En interferometría, las coordenadas del vector $\mathbf{b} = (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ se expresan como $\lambda(u, v, 0)$ y las del vector \mathbf{s} como $(l, m, \sqrt{1 - l^2 - m^2})$, donde l y m son los cosenos directores, λ es la longitud de onda de la observación, y la última componente de \mathbf{b} , w , vale cero porque estamos considerando un interferómetro en un plano. En un sistema coordenado donde \mathbf{s} se puede aproximar a $(0, 0, 1)$, la Ec.(3.13) puede escribirse como:

$$V_\nu(u, v) = \int \int I_\nu(l, m) e^{-2\pi i (ul + vm)} dl dm \quad (3.14)$$

La Ec.(3.14) es la transformada de Fourier de la distribución de intensidad de radiación en el cielo $I_\nu(l, m)$, que es lo que queremos conocer.

En la práctica, la función $V_\nu(u, v)$ no se conoce en todos los puntos del cielo, sino que se tiene una función de muestreo, $S(u, v)$, de algunos sitios particulares del plano (u, v) . Teniendo en cuenta este hecho, al antitransformar la Ec.(3.14) se obtiene la imagen “sucia” I^D :

$$I_\nu^D(l, m) = I_\nu * B = \int \int V_\nu(u, v) S(u, v) e^{2\pi i (ul+vm)} du dv \quad (3.15)$$

donde B es el haz sintetizado dado por:

$$B(l, m) = \int \int S(u, v) e^{2\pi i (ul+vm)} du dv \quad (3.16)$$

Existen métodos para calcular la intensidad I_ν a partir de la imagen “sucia” y el haz sintetizado.

Otro hecho ha tener en cuenta es que las antenas de los interferómetros no son puntuales sino que poseen dimensión finita, y que su sensibilidad depende de la dirección de llegada de la radiación según el diagrama de antena $P_n(\theta, \phi)$ el cual interviene en la Ec.(3.14) de la siguiente manera:

$$V_\nu(u, v) = \int \int P_n(\theta, \phi) I_\nu(l, m) e^{-2\pi i (ul+vm)} dl dm \quad (3.17)$$

Para recuperar $I_\nu(l, m)$ hay que antitransformar la Ec.(3.17) y dividir el resultado por $P_n(\theta, \phi)$. Dado que $P_n(\theta, \phi)$ decae a medida que nos alejamos de la dirección de apuntamiento $s=(0,0,1)$, el efecto que tendrá al dividir por ella es elevar los valores de I_ν lejos de dicha dirección (o sea aumentar el ruido hacia los bordes del campo observado).

3.4 Breve descripción de los instrumentos empleados

En la presente tesis doctoral se emplearon datos provenientes del radiotelescopio de disco simple de Parkes (Australia), del arreglo interferométrico de 27 antenas Very Large Array,

del Observatorio Nacional de Radio Astronomy (NRAO, Estados Unidos de América) y datos de archivo. A continuación se da una breve descripción de estos instrumentos.

3.4.1 Radiotelescopio de Parkes

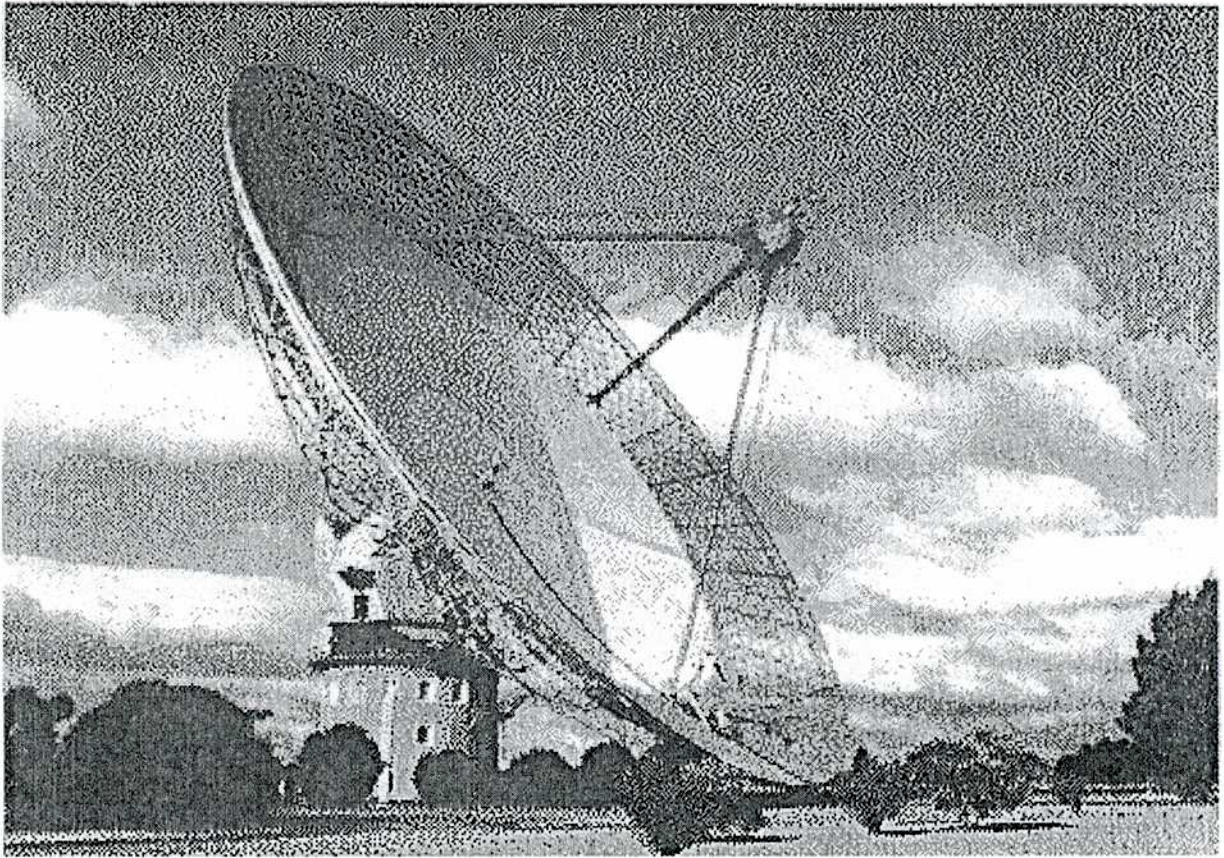


Fig. 3.2: Fotografía de la antena de 64 m del radio observatorio de Parkes, S.E. de Australia

El radiotelescopio de Parkes está situado en el S.O. de Australia. El mismo consiste en un disco simple de 64 m de diámetro, con montura alt-azimutal, con un haz de $14'.7$, a la longitud de onda de 21 cm del hidrógeno neutro. La temperatura del sistema en la frecuencia observada es de 85° K.

El receptor de este instrumento consiste de un banco de 2048 canales distribuidos sobre un total de 4 MHz de ancho de banda. Los canales se hallan espaciados por 1.95 kHz, correspondiendo esta separación en frecuencias a un intervalo de velocidades de 0.4 km/s, a la frecuencia de emisión del hidrógeno neutro.

3.4.2 El Very Large Array

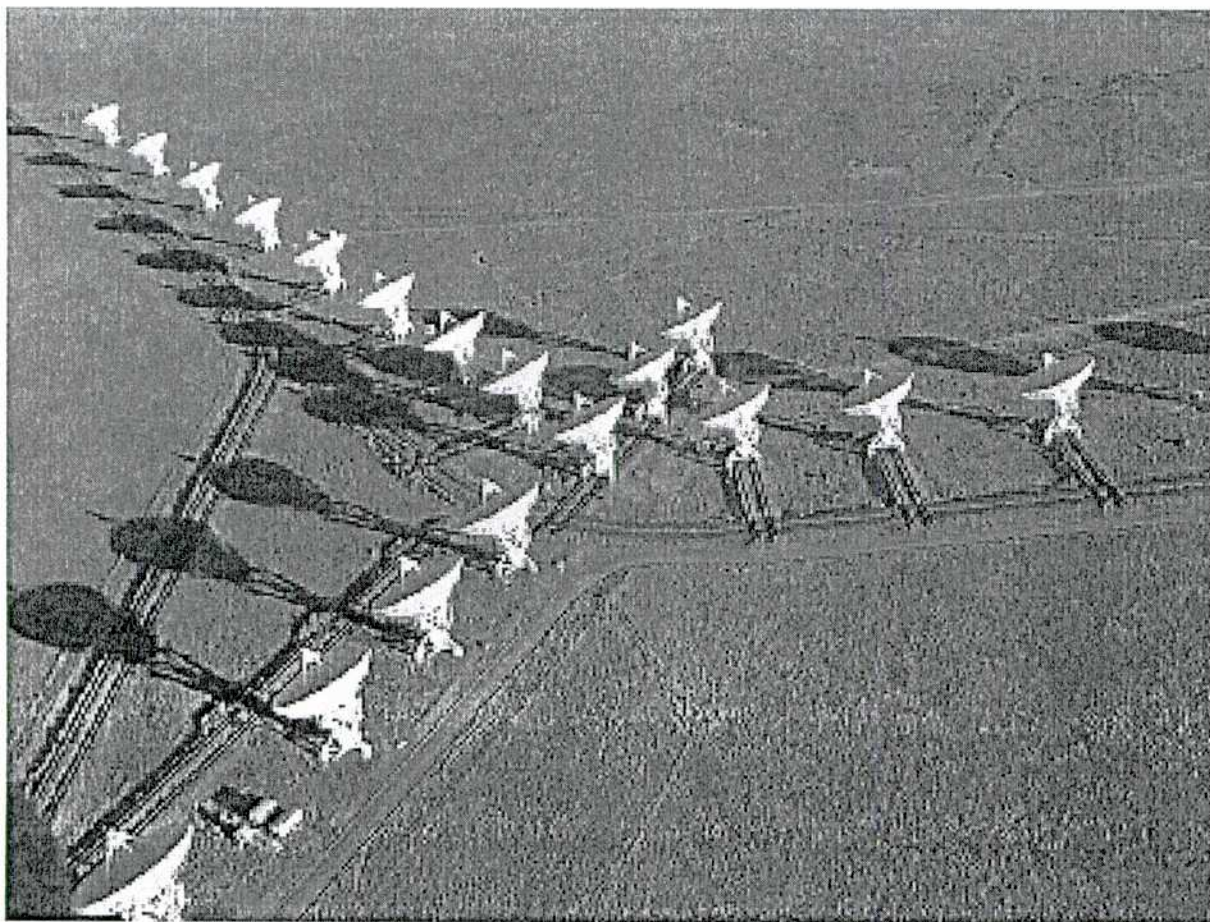


Fig. 3.3: Fotografía del Very Large Array, Socorro, Nuevo México

El Very Large Array es un arreglo interferométrico compuesto por 27 antenas dispuestas de manera que forman una gigantesca "Y" teniendo una máxima separación entre antenas

de 36 km. Se encuentra situado en las planicies de San Agustín, Socorro (Nuevo México, EUA).

Cada una de las antenas posee un diámetro de 25 metros. El VLA puede adquirir datos en un amplio rango de frecuencias desde 300 a 50000 MHz (en longitudes de onda 90 a 0.7 cm, respectivamente)

| Configuración | A | B | C | D |
|------------------------|------|------|-------|-------|
| Máxima separación (km) | 36.4 | 11.4 | 3.4 | 1.03 |
| Mínima separación (km) | 0.68 | 0.21 | 0.073 | 0.033 |

Tabla 3.1: Configuraciones del VLA

Opera en cuatro modos o configuraciones básicas: A, B, C y D, siendo la "A" la de mayor resolución angular mientras que la "D" posee la menor resolución. En la Tabla 3.1, se dan las máximas y mínimas separaciones entre antenas para cada configuración.

La resolución angular del sistema de antenas del VLA está dada aproximadamente por la siguiente expresión (Bridle 1988):

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

Tabla 3.2: Frecuencias de trabajo del VLA

$$HPBW = 1''.25 \times \frac{1.480}{\nu_0} \times 3.285^{n-1} \quad (3.18)$$

donde ν_0 es la frecuencia de observación en MHz, y n toma los valores 1, 2, 3 o 4 para las configuraciones A, B, C y D respectivamente.

En la Tabla 3.2 se listan las frecuencias con las que el VLA trabaja, el tamaño del haz primario y las resoluciones alcanzadas para cada una de las frecuencias.

Capítulo 4

El remanente de supernova de Tycho

El remanente de la supernova observada por Tycho Brahe en 1572, también denominada 3C10, es el resultado de una explosión de supernova que fue clasificada como tipo Ia por Baade (1945). En el radiocontinuo, este remanente muestra una apariencia de una cáscara bastante esférica con una extensión angular de $\sim 8'$ de diámetro.

Estudios previos de la expansión basados en datos provenientes del radiocontinuo (Strom et al. 1982, Tan & Gull 1985 y Reynoso et al. 1997) y del óptico (Kamper & van den Bergh 1978), indican que este remanente se encuentra globalmente en una fase de evolución cercana a la adiabática, también denominada de Sedov.

Reynoso et al. 1997 estudiaron la expansión del remanente de Tycho realizando la comparación de observaciones de radio a la frecuencia 1375 MHz adquiridas con una separación temporal de 12 años. La resolución angular fue de $\sim 1''$. Ellos encontraron que el parámetro que define la relación entre el radio de la onda de choque y el tiempo transcurrido de la explosión $R_s \propto t^\nu$ en promedio es $\nu = 0.47$, aunque a lo largo de la periferia, este parámetro presenta variaciones que van de 0.2 and 0.8. El menor índice de expansión se produce en dirección al NE de la periferia del remanente. En ese mismo cuadrante también se observa

la presencia de ciertas estructuras onduladas periódicas justo detrás del choque principal (ver Fig 4.1).

Es generalmente aceptado que remanentes en fases evolutivas avanzadas sufran la influencia del medio ambiente circundante, ya que en ellas la dinámica es gobernada por la interacción con el mismo. En cambio en los remanentes jóvenes el papel del MIE no parece ser el preponderante para determinar su dinámica, sino que ésta se encuentra relacionada con las características propias de la explosión. Sin embargo en trabajos recientes se mostró que el medio externo sí puede influenciar en la propagación y la morfología de RSN aún en etapas de evolución tempranas. Tal es el caso de Cassiopea A. Keohane et al. 1996 mostraron que este joven remanente se encuentra interactuando con una densa nube densa hacia el oeste. También en el RSN de Tycho, se demostró la existencia de una densa y compacta nube justo en el sitio donde la expansión de la onda de choque resulta menor (Reynoso et al. 1999).

En este capítulo haremos un estudio del RSN de Tycho. En la primer sección se explica el análisis de inestabilidades fluídodinámicas realizado, con el fin de dar cuenta de las estructuras observadas al NE de Tycho (Velázquez et al. 1998). En la segunda sección de este capítulo se desarrolla el trabajo basado en el relevamiento del medio circundante de este remanente, explorado en la línea del Hidrógeno Neutro (HI) con el fin de buscar alguna causa externa para la asimetría en la propagación de la onda de choque del remanente (Reynoso et al. 1999) y el probable origen de la inestabilidad observada.

4.1 Estudio de inestabilidades

4.1.1 Las observaciones

Las observaciones en radiocontinuo fueron hechas con el VLA (Very Large Array, Socorro, New Mexico) en sus cuatro configuraciones en las frecuencias de 1375 y 1635 MHz, en 1994

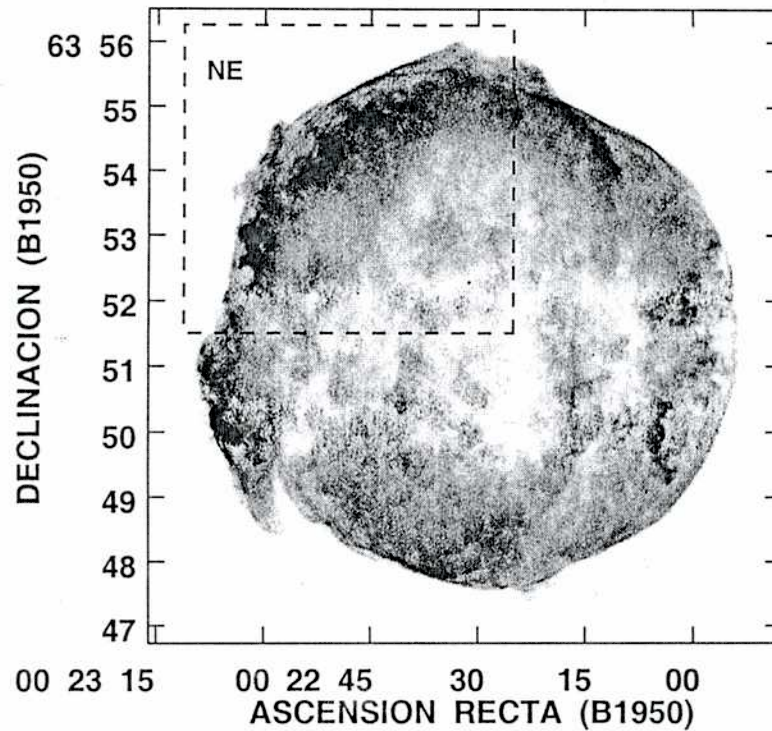


Fig. 4.1: Imagen del RSN de Tycho a la frecuencia de 1.4 GHz, obtenida con las configuraciones A, B, C y D del VLA (Velázquez et al. 1998). El recuadro interno indica la región mostrada en la Fig.4.2

y 1995, por Reynoso et al. 1997. El haz final sintetizado fue de $1.4''$, el cual es equivalente a 0.03 pc, adoptando una distancia al RSN de Tycho de 4.6 kpc (Schwarz et al. 1995).

En la Fig.4.1 se muestra la imagen del remanente obtenida con el VLA. Se muestra que el remanente es altamente simétrico en la mayoría de su periferia, mostrando un apartamiento de la simetría esférica en su parte oriental. A lo largo del NE se observa una estructura ondulada. Esta estructura formada por pequeñas proyecciones regularmente espaciadas está localizada detrás de la onda de choque principal.

En la Fig.4.2 se muestra una ampliación del cuadrante NE, desplegado con una escala de grises adecuada para enfatizar las estructuras periódicas. El conjunto de flechas equiespaciadas apunta a las crestas de las ondas. El espaciamiento es denotado por λ . Aunque

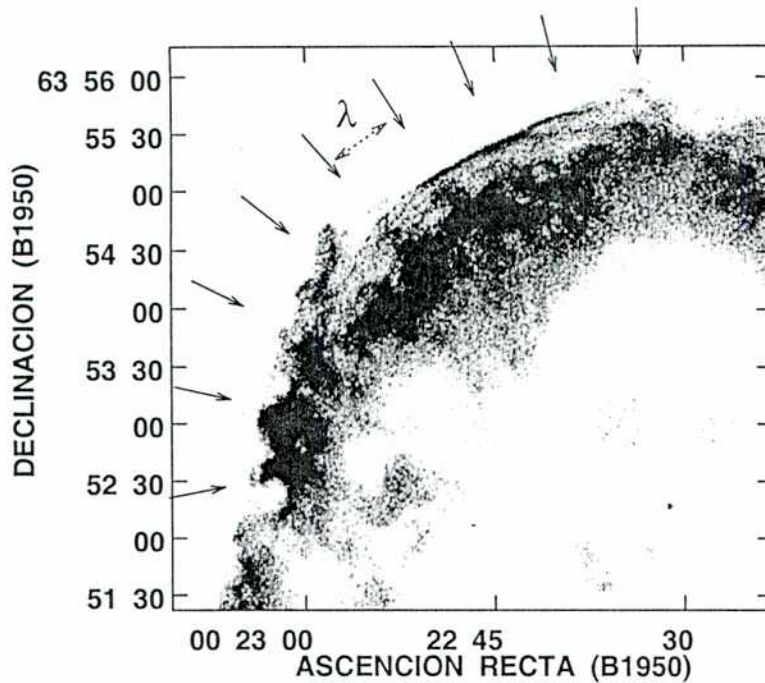


Fig. 4.2: Imagen del cuadrante NE del remanente de Tycho en la frecuencia de 1.4 GHz, observado con las configuraciones A, B, C y D del VLA.

efectos de proyección pueden alterar su morfología, es llamativa la uniformidad de estas estructuras. Se interpreta esta estructura ondulada periódica como las cabezas de incipientes “dedos” de Rayleigh-Taylor, los cuáles están creciendo hacia el exterior. Las únicas irregularidades en el patrón son la segunda cresta (contada desde el norte), cuyo crecimiento parece estar retrasado respecto de los otros, y la presencia de una extensión o pluma en la cresta número seis, cuyo origen no es claro

Hay que destacar que la presencia de estos dedos hacia el NE del remanente de Tycho es consistente con los resultados de Reynoso et al. 1997 en el que se concluye que esta región se está expandiendo más lentamente que el resto de la periferia de Tycho. A este hecho hay que agregar dos evidencias observacionales más. La primera es la presencia de emisión óptica, en forma de filamentos, cuya posición y morfología es interpretada como un aumento local en la densidad corriente arriba. El segundo hecho observacional es la presencia de una nube de Hidrógeno Neutro (HI) descubierta a través de un examen de la

distribución de gas neutro alrededor de este RSN (Reynoso et al. 1999). La posición de la nube densa de HI coincide con el mínimo de la velocidad de expansión.

Por lo tanto, si el frente de choque encuentra en su camino regiones más densas, resulta natural que ahí se desarrollen inestabilidades del tipo Rayleigh-Taylor pues allí el gas es más fuertemente desacelerado. Además la presencia de esta nube densa podría ser la iniciadora de la perturbación que origina la inestabilidad.

4.1.2 Inestabilidad de Rayleigh-Taylor

El análisis teórico de inestabilidades en el fluido se realizó en colaboración con los Drs. Daniel Gómez y Andrea Costa. Los resultados fueron publicados en la revista Astronomy & Astrophysics (Velázquez et al. 1998)

La inestabilidad de Rayleigh-Taylor se produce cuando un fluido más denso se encuentra sobre otro menos denso en presencia de un campo gravitacional. Debido al Principio de Equivalencia, se deduce que esta inestabilidad también tiene lugar si el fluido más denso es acelerado por otro menos denso.

Esta inestabilidad se desarrolla en una amplia variedad de escenarios astrofísicos incluyendo explosiones de supernova (Fryxell et al. 1991), interacción de ondas de choques con nubes densas del MIE (Stone & Norman 1992) y en las etapas iniciales de evolución de un RSN (Chevalier et al. 1992, Jun et al. 1995).

Este problema ha sido estudiado desde los puntos de vista analítico, experimental y numérico. Un buen resumen de todos estos estudios y su aplicación a casos astrofísicos se encuentra en el trabajo de Jun et al. (1995).

Para comenzar consideraremos un modelo muy sencillo para esta inestabilidad el cual puede ser comparado con observaciones de alta calidad de RSN. El mismo consiste en tener dos fluidos desmagnetizados y no viscosos de densidades ρ_1 y ρ_2 , separados por una

discontinuidad de contacto perpendicular al campo gravitacional efectivo g , donde ρ_1 y ρ_2 son las densidades de los fluidos menos y más denso respectivamente.

La tasa de crecimiento de la inestabilidad de Rayleigh-Taylor está dada por:

$$\gamma(k) = \sqrt{k g (\alpha_2 - \alpha_1)} \quad (4.1)$$

donde k es el número de onda de la perturbación, $\alpha_{1,2} = \rho_{1,2}/(\rho_2 + \rho_1)$ y g representa la intensidad del campo gravitatorio efectivo. A partir de esta ecuación se nota que la tasas de crecimiento $\gamma(k)$ diverge para $k \rightarrow \infty$ ($\lambda \rightarrow 0$).

El desarrollo de este tipo de inestabilidad puede verse influenciado por varios factores, que han sido ignorados en la derivación de la Ec.(4.1), tales como la viscosidad, la compresibilidad y los campos magnéticos, los cuales juegan un rol estabilizador, es decir tienden a disminuir la tasa de desarrollo de la inestabilidad.

La viscosidad es un mecanismo disipativo que produce una extinción preferencial de los modos de perturbación con longitudes de onda pequeñas (Plesset & Whipple 1974). La compresibilidad del fluido también inhibe el desarrollo de la inestabilidad pero su efecto se hace despreciable para perturbaciones de longitud de onda corta (Blake 1972). Los efectos debidos a la influencia de campos magnéticos en el régimen lineal de la inestabilidad fueron estudiados analíticamente por Chandrasekhar 1961. Si la dirección del campo magnético es paralela a la interfase que separa los dos medios, su rol es análogo al de una tensión superficial, y el fluido resulta estabilizado. Cuando el campo es normal a la superficie, éste tiende a inhibir el desarrollo de la inestabilidad y su papel es efectivo para las perturbaciones de longitudes de onda largas. La situación se hace más compleja cuando es necesario tener en cuenta los efectos no lineales. En este caso, los campos magnéticos radiales tienden a favorecer el desarrollo de extensiones de gas conocidas como "dedos" de Rayleigh-Taylor (Jun et al. 1995), los cuáles son estructuras no lineales generadas como resultado de la penetración de un fluido con el otro. Este tipo de estructuras no lineales fue observada en la Nebulosa del Cangrejo (Hester et al. 1996). Imágenes ópticas tomadas del instrumento

WFPC2 del *Hubble Space Telescope* muestran de largos “dedos” de Rayleigh-Taylor apuntando hacia el interior de la nebulosa. Tales dedos se originaron debido a la interacción de la cáscara sincrotrónica y el material expulsado en la explosión de la supernova, los cuáles son acelerados por el viento del púlsar interno.

4.1.3 Efectos de la viscosidad

Los efectos viscosos no pueden ser ignorados en perturbaciones de longitud de onda corta. De la Ec.(4.1) se observa que la tasa de crecimiento $\gamma(k)$ mostraría un comportamiento divergente para $k \rightarrow \infty$ ($\lambda \rightarrow 0$). Las correcciones debida a la viscosidad pueden ser consideradas mediante argumentos físicos simples (Plesset & Whipple 1974 y Cowie 1975). La tasa de desarrollo esta dada por la raíz positiva de

$$\gamma^2 + 2\nu k^2 \gamma - k g (\alpha_2 - \alpha_1) = 0 \quad (4.2)$$

donde ν es la viscosidad cinemática.

A partir de la Ec.(4.2) se deduce que la viscosidad atenuará los modos estables e inestables puesto que se asemeja a la familiar expresión de un oscilador armónico amortiguado.

Se puede verificar fácilmente que $\gamma(k)$ tiene un máximo cuando k vale:

$$k_* = \frac{2\pi}{\lambda_*} = \frac{1}{2} \left(\frac{g}{\nu^2} (\alpha_2 - \alpha_1) \right)^{1/3} \quad (4.3)$$

y

$$\gamma_* = \frac{1}{\tau_*} = \frac{1}{2} \left(\frac{g^2}{\nu} (\alpha_2 - \alpha_1)^2 \right)^{1/3} \quad (4.4)$$

con γ_* como el valor máximo de γ .

La existencia de este máximo es determinada por la viscosidad del fluido, la cual es una función fuertemente dependiente de la temperatura.

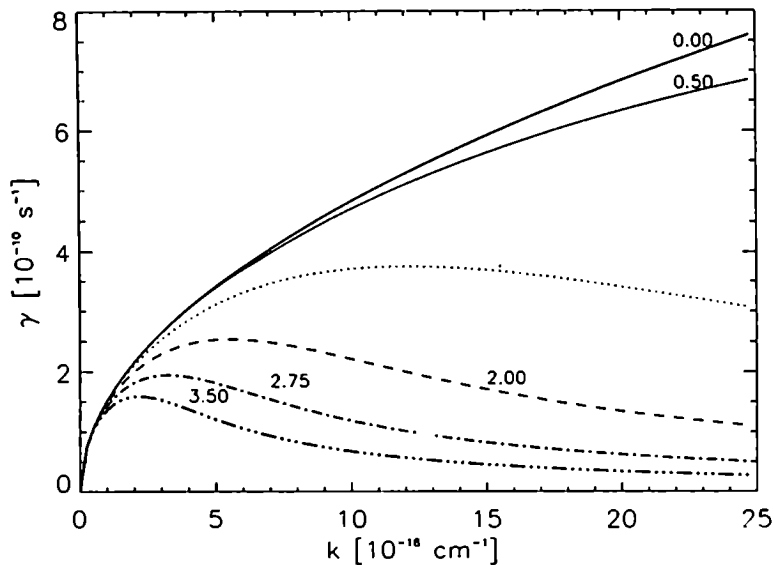


Fig. 4.3: *Inestabilidad de Rayleigh-Taylor incluyendo viscosidad con $g_2=7.0$, $d_1 = 1.9$, $\alpha=0.33$. Los rótulos corresponden a diferentes valores de la temperatura T_7 . El trazo grueso corresponde al caso libre de viscosidad (Velázquez et al. 1998)*

Para el caso particular de los RSN, el material del pistón resulta continuamente desacelerado por el gas del MIE barrido por la onda de choque principal y por lo tanto la superficie de contacto se hace susceptible de inestabilizarse. Esta desaceleración será sufrida por el fluido en la interface como un campo gravitatorio efectivo, vía el Principio de Equivalencia.

Mientras la densidad del “pistón” permanezca mayor que la densidad del medio circundante chocado, la inestabilidad de Rayleigh-Taylor crecerá con una tasa dada por la Ec.(4.2).

Para temperaturas altas y densidades bajas, el coeficiente de viscosidad es (Spitzer 1962):

$$\nu = 3.5 \times 10^7 \frac{T_p^{5/2}}{4 n_p} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \quad (4.5)$$

donde T_p y n_p son respectivamente la temperatura y densidad del pistón.

Las consecuencias observacionales de las Ecs.(4.3) y (4.4) son las siguientes: el modo de perturbación de la interfase con la longitud de onda $\lambda_* = 2\pi/k_*$ se desarrollará más rápido que cualquier otro modo. Su crecimiento se hará notable en escalas de tiempo típicas $\tau_* = 1/\gamma_*$.

Estas cantidades se pueden expresar en términos de parámetros que son inferidos directamente de las observaciones. A continuación se definen las siguientes cantidades adimensionales:

$$T_7 = \frac{T_p}{10^7 K}, \quad (4.6)$$

$$n_1 = \frac{n_p}{1 \text{ cm}^{-3}}, \quad (4.7)$$

$$g_2 = \frac{g_{eff}}{10^{-2} \text{ cm.s}^{-2}}, \quad (4.8)$$

$$\alpha = \frac{\rho_p - \rho_s}{\rho_p + \rho_s} = \frac{n_p - n_s}{n_p + n_s} \quad (4.9)$$

donde ρ_s y ρ_p representan las densidades delante y detrás de la interfase. Los valores en los denominadores del lado derecho de las Ecs.(4.6-4.8) son típicos en remanentes “jóvenes” como el caso del RSN de Tycho. Finalmente en término de estas cantidades se tienen:

$$\lambda_* = 0.39 \left(\frac{T_7^5}{g_2 \alpha n_1^2} \right)^{1/3} \text{ pc}, \quad (4.10)$$

$$\tau_* = 190 \left(\frac{T_7^{5/2}}{n_1 \alpha^2 g_2^2} \right)^{1/3} \text{ años} \quad (4.11)$$

En la Fig.4.3 se comparan las tasas de crecimiento de la inestabilidad de Rayleigh-Taylor con viscosidad y sin viscosidad. Para el caso viscoso se han considerado diferentes valores de temperatura. De la Fig.4.3 se observa que para altas temperaturas el fluido resulta más estabilizado y el máximo λ_* se corre hacia las longitudes de onda largas.

4.1.4 Efectos debidos a campos magnéticos

La presencia de campos magnéticos tienen dos efectos en la evolución de la inestabilidad de Rayleigh-Taylor: (1) las ecuaciones de fluidos a ser satisfechas en la vecindad de la discontinuidad de contacto deben incluir fuerzas magnéticas por lo cual se hace necesario agregar una ecuación de inducción para describir la dinámica del campo; (2) el transporte microscópico de momento se hace anisótropo, requiriendo reemplazar el coeficiente de viscosidad por una magnitud tensorial que refleje esta anisotropía.

Efectos sobre la dinámica de la interfase

El rol de un campo magnético uniforme \mathbf{H} formando un ángulo β con la normal a la discontinuidad de contacto, ha sido estudiado por Chandrasekhar 1961. Para este fin las ecuaciones de fluidos necesitan ser extendidas a las ecuaciones de la magnetohidrodinámica (MHD) para describir la dinámica del campo de velocidad y el campo \mathbf{H} .

Usando las ecuaciones de la MHD ideal (es decir sin disipación, el rol de la viscosidad será discutido en la próxima subsección) para determinar las condiciones de empalme a través de la superficie de la discontinuidad de contacto, se arriba a la siguiente ecuación que describe la tasa de inestabilidad.

$$\gamma^3 + c_2 \gamma^2 + c_1 \gamma + c_0 = 0 \quad (4.12)$$

donde

$$c_2 = 2 k V_A \cos\beta \chi (\sqrt{\alpha_1} + \sqrt{\alpha_2}) - 4 i \tan\beta V_A \cos\beta k \frac{\sqrt{\alpha_1 \alpha_2}}{\sqrt{\alpha_1} + \sqrt{\alpha_2}} \quad (4.13)$$

$$c_1 = 2(k V_A \cos\beta \chi)^2 - 4 i \tan\beta \chi (V_A \cos\beta k)^2 - k g (\alpha_2 - \alpha_1) \quad (4.14)$$

$$c_0 = 2 k^2 V_A \cos\beta \chi (\sqrt{\alpha_2} - \sqrt{\alpha_1}) - 4 i \frac{\tan\beta \chi^2 (k V_A \cos\beta)^3}{\sqrt{\alpha_1} + \sqrt{\alpha_2}} \quad (4.15)$$

La constante V_A en las Ecs.(4.12-4.15) es la velocidad de Alfvén ($V_A = H/\sqrt{4\pi(\rho_2 + \rho_1)}$), y $\chi = 1 - i \tan\beta$. A medida que $H \rightarrow 0$, la Ec.(4.12) se reduce a Ec.(4.1)

Anisotropización de la viscosidad

Las fuerzas viscosas son la manifestación microscópica del transporte de momento llevado a cabo por las partículas y conducido por los gradientes en el campo de velocidades. En ausencia de campo magnético, la intensidad de este transporte es totalmente descrita por el coeficiente de viscosidad dado por Ec.(4.5). La presencia de campos magnéticos quiebra la isotropía del transporte de momento, y por lo tanto el rol de la viscosidad pasa a ser representado por el tensor de esfuerzos viscosos. Físicamente la anisotropía es causada por el movimiento espiral de las partículas cargadas a lo largo de las líneas magnéticas. Aunque el transporte a lo largo de las líneas de campo no es afectado, el transporte en la dirección perpendicular al campo puede ser drásticamente reducido ante la presencia de campos magnéticos intensos. Más específicamente, el tensor de esfuerzos viscosos tiene cinco coeficientes independientes:

$$\nu_0 = \nu ; \nu_1 \sim \nu_2 \sim \frac{\nu}{(\omega_c \tau)^2} ; \nu_3 \sim \nu_4 \sim \frac{\nu}{\omega_c \tau} \quad (4.16)$$

(ver Braginskii 1966).

La limitación en el transporte transversal está determinada por el factor adimensional $\omega_c \tau$, donde $\omega_c = \frac{eH}{m c}$ es la frecuencia de ciclotrón iónica (e es la carga electrónica y m es la masa iónica) y τ es el tiempo característico de colisiones. En el límite $\omega_c \tau \gg 1$, los iones completan toda una serie de órbitas alrededor de las líneas magnéticas antes de colisionar.

Para parámetros típicos del plasma en RSN jóvenes, y con intensidades $H \simeq 10^{-4}$ Gauss, se tiene:

$$\omega_c \tau \sim 10^{10} \gg 1 \quad (4.17)$$

resultando todos los otros coeficientes despreciables frente a ν_0 .

Para el caso de un campo magnético \mathbf{H} uniforme formando un ángulo β con la normal a la interfase, el rol de ν en la Ec.(4.2), debería ser reemplazado por $\nu \rightarrow 3 \nu \sin^2\beta \cos^2\beta$. En este caso los efectos viscosos son típicamente del mismo orden que el caso donde \mathbf{H} está ausente. No obstante, hay que notar que para los casos singulares donde el campo es tangencial a la interfase ($\beta = 90^\circ$) o normal a la misma ($\beta = 0^\circ$), los efectos viscosos son completamente inhibidos.

En suma, para incluir apropiadamente los efectos viscosos en la tasa de inestabilidad de Rayleigh-Taylor cuando hay fuertes campos magnéticos (i.e. $\omega\tau \gg 1$), se debe sumar al coeficiente c_2 un término extra [ver Ec.(4.13)],

$$c_2 \nu = 6 \nu \sin^2\beta \cos^2\beta k^2 \quad (4.18)$$

La Fig.4.4 muestra la tasa de inestabilidad como función del número de onda k , para varias intensidades de campo magnético. En particular, los valores de k_* y γ_* (los cuales corresponden a los máximos de estas curvas) permanecen virtualmente sin cambios ante la presencia de \mathbf{H} .

4.1.5 Resultados del análisis de inestabilidad

En esta subsección vamos a asignar valores a los varios parámetros de las Ecs.(4.10) y (4.11), para estimar la longitud de onda y el tiempo de crecimiento del modo de perturbación más inestable.

Para determinar las densidades y temperaturas se emplean distintos estudios en rayos X. Los estudios espectrales se utilizan para determinar las temperaturas, mientras que para la distribución de densidades nos basamos en imágenes de alta resolución tomadas en rayos X.

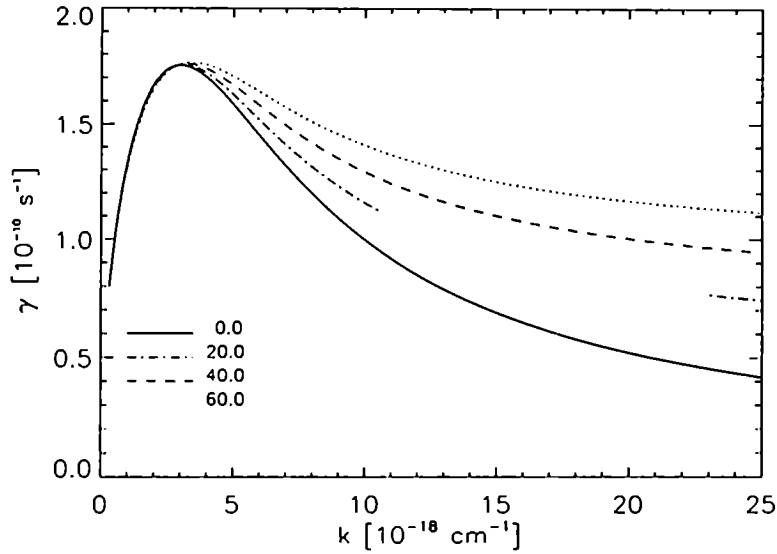


Fig. 4.4: Inestabilidad de Rayleigh-Taylor incluyendo campos magnéticos oblicuos y efectos viscoso, con $g_2 = 7.0$, $d_1 = 1.9$, $\alpha = 0.33$, $T_7 = 3.0$. Los diferentes trazos corresponden a diferentes intensidades de campo magnético en unidades de 10^{-6} gauss (Velázquez et al. 1998).

A partir de datos obtenidos con el satélite *Einstein*, Seward et al. 1983 generaron imágenes de alta resolución del RSN de Tycho. Ellos identificaron tres orígenes distintos para esta radiación con características morfológicas diferentes, los cuales asociaron con: a) MIE chocado por el choque principal, b) una zona de material expulsado (ejecta) difuso y c) “grumos” densos (*clumps* en inglés). Considerando que la luminosidad en rayos X, L_X , es producida por un bremsstrahlung ópticamente fino,

$$L_X = n^2 P(T) V \quad (4.19)$$

donde n es la densidad de partículas, V es el volumen del gas emisor y $P(T) \propto T^{-1/2}$ es la función de pérdidas radiativas para un plasma a la temperatura T . Seward et al. 1983 midió L_X y V para cada una de las fuentes en sus imágenes. La densidad de partículas en Eq.(4.19) puede obtenerse a partir de la determinación de la temperatura de las fuentes que emiten en X.

Más tarde, Tsunemi et al. 1986, Smith et al. 1988, Fink et al. 1994 y Vancura et al. 1995 realizaron observaciones de alta resolución espectral de este remanente. Los espectros observados en X se ajustaron con varios modelos de espectro teóricos. Tsunemi et al. 1986 utilizó datos provenientes del satélite *Tenma* en el rango de energías de 1 keV a 10 keV. Ellos ajustaron el espectro de rayos X observado suponiendo una componente de bremsstrahlung térmica y un modelo de ionización apartado del equilibrio para las líneas espectrales. El mejor ajuste se logra con una temperatura $T \sim 2.9$ keV. Empleando datos del *EXOSAT* para un rango angosto (de 5 keV a 10 keV), Smith et al. 1988 obtuvieron una temperatura de $T \sim 6.5$ keV. Fink et al. 1994 demostraron que el espectro observado por *Ginga* en el rango de 2 keV a 20 keV, no puede ser ajustado mediante un modelo de cuerpo negro de temperatura única. En vez de eso, ajustaron el espectro considerando dos componentes: una caliente ($T \sim 11$ keV) generalmente asociada con el choque principal, y una componente relativamente más fría ($T \sim 2.7$ keV), la cual correspondería al material eyectado difuso y a los grumos densos. La componente caliente domina el espectro a energías por arriba de los 10 keV, y se hace despreciable gradualmente para energías más bajas. Este efecto podría explicar las diferencias entre las temperaturas predichas por Tsunemi et al. 1986 y Smith et al. 1988. El análisis de Vancura et al. 1995 a partir de datos del *BBXRT (Broad Band X-Ray Telescope)* en el rango 1-9 keV conduce a una estimación para la temperatura de 1.7 keV.

En este trabajo, se combinan los resultados derivados de estudios observacionales de alta resolución espectral con los de alta resolución espacial, para obtener estimaciones de las temperaturas y del contraste de densidades en la discontinuidad de contacto del remanente de la supernova de Tycho. Para este fin se consideran las siguientes hipótesis de trabajo: (i) igualdad de presiones a ambos lados de la discontinuidad, (ii) la zona de baja densidad y alta temperatura en la región del pistón se asocia con la componente de rayos X del eyecta

difuso, (iii) la zona de alta densidad y baja temperatura se vincula con los grumos. Bajo estas hipótesis se derivan expresiones aproximadas para el contraste de densidades:

$$\left(\frac{n_p}{n_s}\right)^{5/2} = \frac{(L_X/V)_p}{(L_X/V)_s} \quad (4.20)$$

dado que el equilibrio de presiones implica:

$$\frac{T_p}{T_s} \simeq \frac{n_s}{n_p} \quad (4.21)$$

Las densidades n_p and n_s se obtienen a partir de la Ec.(4.19), empleando las luminosidades y volúmenes estimados por Seward et al. 1983, los cuáles se recalculan considerando la distancia de 4.6 kpc que se emplea, y las temperaturas de los diferentes estudios espectrales (ver Tabla 4.1)

Como aceleración efectiva de la gravedad, se emplea un valor de $g_2=7$, derivado a partir de cálculos numéricos de Gull 1973, Gull 1975 y Dickel et al. 1989.

Luego de reemplazar estos valores en las Ecs.(4.10) y (4.11), se calculan los valores de la longitud de onda y el tiempo característico de crecimiento del modo más inestable. Los resultados obtenidos se encuentran resumidos en la Tabla 4.1, donde también se incluyen los valores obtenidos directamente de las observaciones en radio. Las distintas magnitudes obtenidas dependen de la distancia empleada. Las densidades n_p and n_s van como $d_{4.6}^{-1/2}$, mientras que la longitud de onda teórica λ_* y el tiempo característico de crecimiento τ_* , dependen de la distancia como $d_{4.6}^{1/3}$ y $d_{4.6}^{1/6}$, respectivamente. El parámetro adimensional $d_{4.6}$ indica el cociente de la distancia expresada en pc sobre los 4.6 kpc considerados ($d_{4.6} = d/4.6kpc$).

Midiendo el espacio entre crestas sucesivas de la estructura observada en el cuadrante NE de frente de choque del remanente (ver Fig.4.2), y considerando una distancia para el RSN de Tycho de 4.6 kpc (Schwarz et al. 1995), se puede derivar la longitud de onda:

$$\lambda_{obs} = (40 \pm 3)'' = (0.89 \pm 0.08) \times d_{4.6} \text{ pc} \quad (4.22)$$

| n_p (cm^{-3}) | n_s (cm^{-3}) | $T_7(\text{K})$ | $\lambda_*(\text{pc})$ | $\tau_*(\text{años})$ | Referencias |
|-------------------------------|-------------------------------|---------------------|------------------------|-----------------------|-------------|
| 3.1 | 1.5 | 3.4 ± 0.3 | 1.00 ± 0.20 | 200 ± 20 | a |
| 3.2 | 1.5 | 3.8 ± 0.3 | 1.20 ± 0.30 | 210 ± 20 | b |
| 3.1 | 1.5 | $3.1^{+1.3}_{-1.8}$ | $0.91^{+0.60}_{-0.80}$ | 190^{+70}_{-110} | c |
| 2.7 | 1.3 | 2.0 | 0.50 | 140 | d |
| | | | 0.89 ± 0.08 | 120 | e |

Tabla 4.1: (a) Tsunemi et al. 1986; (b) Smith et al. 1988; (c) Fink et al. 1994; (d) Vancura et al. 1995 and (e) Observaciones del VLA

donde el error corresponde a dos haces sintetizados del VLA. El tiempo de crecimiento puede ser comparado con el tiempo transcurrido desde que el remanente ha entrado a la fase denominada de Sedov. Una cota inferior se estima a partir de $\Delta\tau = t_{\text{explosion}} - t_c \approx 120$ años con

$$t_c = \left(\frac{1}{2 E_*} \right)^{1/2} \left(\frac{3 M_*^{5/2}}{4 \pi n_{is}} \right)^{1/3} = 208 \frac{(M_*/M_\odot)^{5/6}}{E_{51}^{1/2} n_{is}^{1/3}} \text{ años.} \quad (4.23)$$

donde $M_* = 1.9 M_\odot$, $E_{51} = E_*/(10^{51} \text{ ergs}) = 1.4$ y $n_{is} = 0.5 \text{ cm}^{-3}$ a partir de los resultados de Seward et al (1983) pero considerando una distancia de 4.6 kpc. El tiempo t_c corresponde a la situación donde la masa del MIE barrida por la onda de choque se hace comparable con la masa expulsada M_* de la estrella progenitora. En esta fase, la desaceleración que el material barrido por la onda de choque le imprime al pistón no es despreciable, y por lo tanto los modos de la inestabilidad de Rayleigh-Taylor entran en su régimen inestable.

4.2 Estudio del entorno del RSN de Tycho en la línea de 21 cm

Este trabajo fue realizado en colaboración con los Dres. Estela Reynoso y Miller Goss. Los resultados fueron publicados en el Astronomical Journal (Reynoso et al. 1999)

En parte este estudio se efectúa motivado por dos cuestiones: (1) ¿Por qué la región NE de este remanente exhibe un coeficiente de expansión menor que en resto de periferia de Tycho?, (2) ¿Las estructuras asociadas a “dedos de Rayleigh-Taylor” pudieron ser excitadas por alguna clase interacción con inhomogeneidades del MIE circundante?

Una herramienta observacional que permitiría contestar estas preguntas es investigar el medio ambiente del remanente a través de la línea del hidrógeno neutro (HI).

Se analiza la distribución del gas atómico en un campo de $0^{\circ}.5$ en el entorno del RSN de Tycho con el objetivo de detectar estructuras de HI presentes en el MIE probablemente asociadas. Para detectar aglomeraciones de gas de pequeña y gran escala, fusionamos observaciones de alta resolución angular del VLA con datos de disco simple del relevamiento de Berkeley en λ 21 cm (Weaver & Williams 1973).

Estudios previos de absorción de HI en dirección a este remanente, predicen que su velocidad sistemática está comprendida en el intervalo entre -50 km s^{-1} (Albinson et al. 1986) y -59 km s^{-1} (Schwarz et al. 1995). Nosotros investigamos la distribución del HI en el rango de velocidades -41 a -106 km s^{-1} , y focalizamos nuestra atención en la velocidades que probablemente corresponden a la velocidad sistemática

4.2.1 Observaciones y reducción de los datos

Los datos interferométricos descritos por Schwarz et al. 1995 fueron extraídos de los archivos del VLA. Las observaciones fueron tomadas en 1993 empleando las configuraciones

C y DnC del VLA. El haz final sintetizado es de $14.9'' \times 11.5''$ con un ángulo de posición de -39° . El número total de canales observados fue de 127 en el rango comprendido entre -122.5 y $+42.5$ km s^{-1} , con una resolución de 1.3 km s^{-1} . El nivel de ruido (rms) fue de 1.7 mJy/beam. Se produjo una imagen del continuo promediando 8 canales libres de emisión de línea, y esta imagen se le sustrajo de todos los otros canales.

Para agregar la información de estructura de gran escala, sumamos a los datos anteriores observaciones de disco simple del relevamiento en HI de Weaver & Williams 1973, quienes emplearon el telescopio de 26 m Hat-Creek. La resolución angular es de $35.5'$. Se construye una imagen en un campo amplio que se extiende en longitud galáctica l entre 129° y 132° y latitud galáctica b entre 0° y $+3^\circ$ (el RSN de Tycho está centrado en $l = 120^\circ.1$, $b = +1^\circ.4$) empleando 91 apuntamientos en l, b . Cada apuntamiento era un perfil con 200 canales de velocidades espaciados en $\Delta v = 1.06$ km s^{-1} . Finalmente de este cubo en l, b, v se utilizó una subimagen para combinarla con los datos interferométricos.

Estos datos fueron sumados en el plano de visibilidades interferométricas u, v usando la rutina IMERG del paquete informático AIPS. Para transformar densidad de flujo a temperatura de brillo se empleó el factor 3.7 K/mJy (Schwarz et al. 1995) para los datos del VLA, mientras que para pasa de temperatura de antena a temperatura de brillo en los datos de Hat Creek, se empleó $T_b/T_A \simeq 1.18$ (Weaver & Williams 1973). Finalmente para el análisis fueron considerados los canales con velocidades de -41 a -105 km s^{-1} .

4.2.2 Resultados

En la Fig.4.5 se muestran los espectros promedios obtenidos en dirección al remanente de Tycho (trazo continuo) y de su entorno (trazo a rayas). El pico de emisión cercano a -60 km s^{-1} , corresponde al brazo de Perseo. Luego de examinar todo el rango de velocidades, se detectan algunas concentraciones de gas en emisión fuera del rango de velocidades de interés (~ -50 a -59 km s^{-1}), que probablemente no estén conectadas físicamente con el remanente.

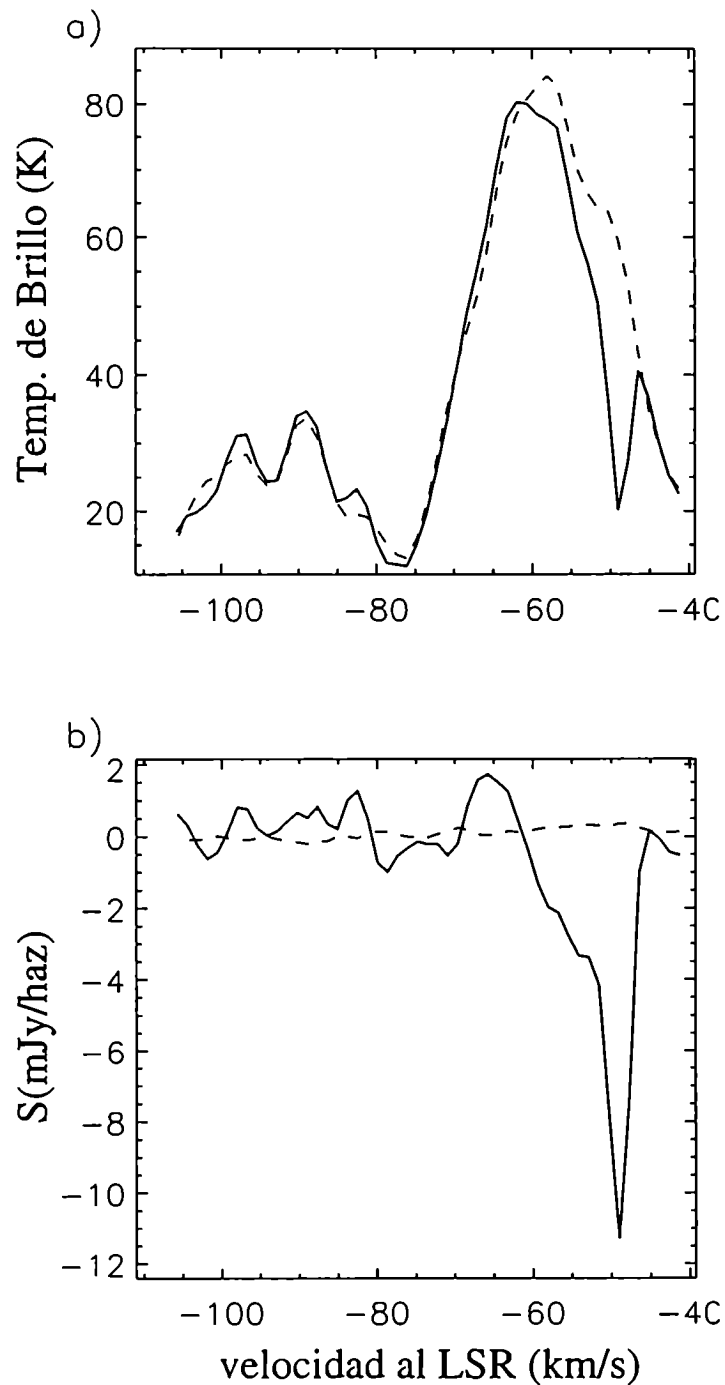


Fig. 4.5: (a) Espectro promedio en la región del RSN de Tycho, luego de unir los datos del VLA con los de Hat Creek. En trazo continuo se representa el espectro en dirección al RSN, mientras que en el trazo a rayas se muestra el espectro promedio del medio circundante. (b) Lo mismo que en (a) pero usando solamente los datos del VLA

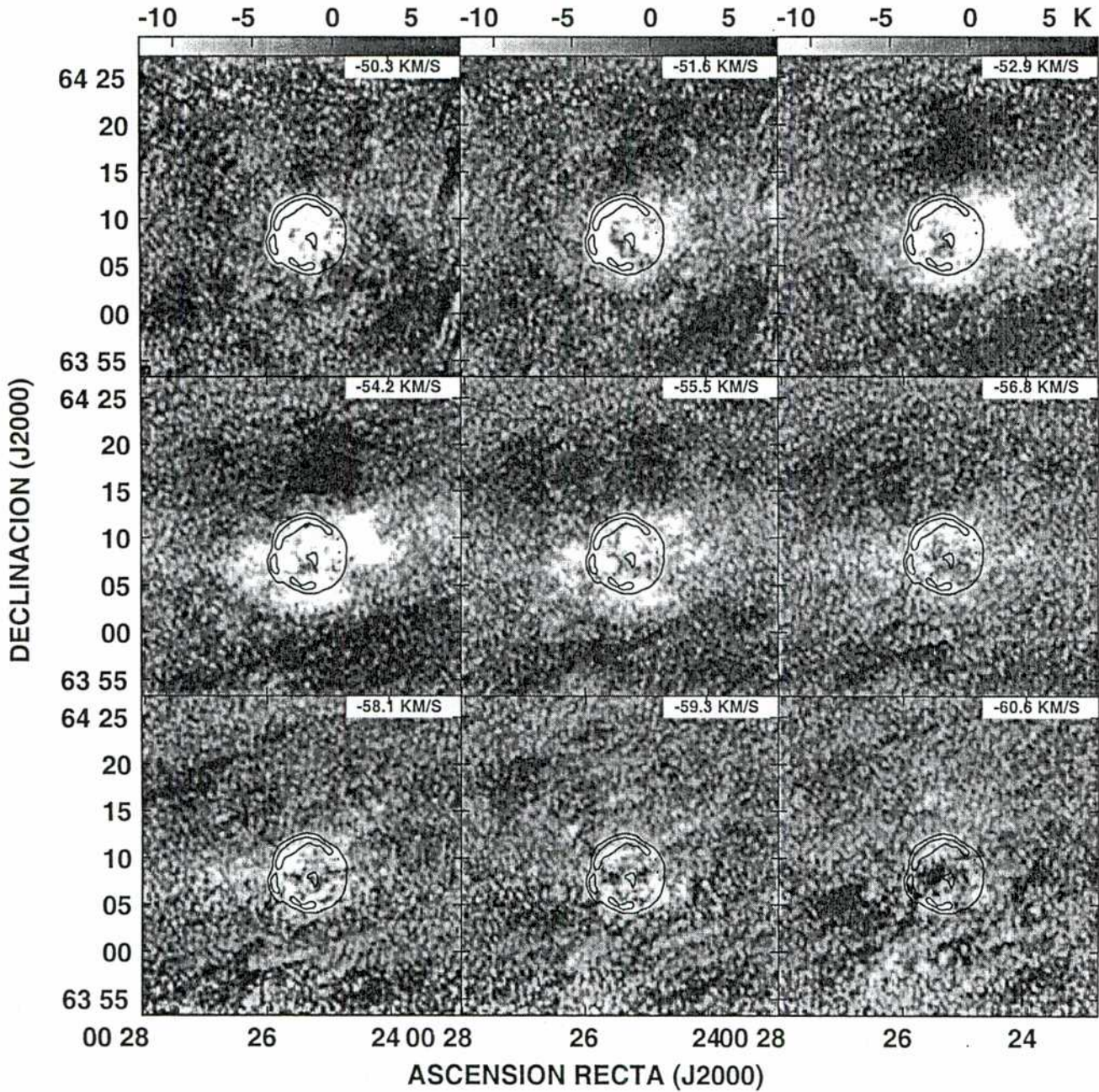


Fig. 4.6: Imágenes en grises del medio circundante al RSN de Tycho en la línea del HI. En trazo continuo se representan los contornos de 60 y 200 mJy/haz, correspondientes a la emisión en continuo del remanente.

En la Fig.4.6 se muestra la distribución de la densidad de columna de HI para el intervalo $[v = -50.3, -60.6]$ km s⁻¹, luego de sumar los datos del VLA con los de disco simple. Para uniformar la escala de grises y mejorar la presentación, se calculó un perfil promedio sobre toda el área y luego se lo restó de los datos de HI. Las imágenes fueron suavizadas mediante un haz gaussiano de $30'' \times 30''$. Los contornos negros corresponden a la emisión de continuo de radio.

A partir de la Fig.4.6 se observa una concentración de HI (en negro), observada hacia el norte de la cáscara del remanente, visible en los canales de velocidad entre -51.6 y 56.8 km s⁻¹, y que se encuentra aproximadamente centrada en RA(J2000)= $0^h25^m30^s$, decl.(J2000)= $64^\circ15'$. La “mancha” blanca visible al noroeste del remanente (en los canales -52.9 al -54.2 km s⁻¹) representa una región de baja emisión en HI.

Para entender completamente la cinemática de la distribución de HI, se construyeron imágenes de profundidad óptica τ en el rango de velocidades de interés. Los cálculos de opacidad fueron hechos a partir de los datos de alta resolución del VLA, empleando la relación $\tau = -\ln\left(\frac{I_L}{I_C} + 1\right)$, donde I_L y I_C son las densidades de flujo de la línea de HI y del continuo, respectivamente.

En la Fig4.7 se muestran los mapas de opacidad generados para el intervalo $[-46.4, -56.7]$ km s⁻¹, donde se pueden detectar indicios de absorción en HI.

El resultado principal es la presencia de regiones de gas densas hacia el este del remanente, exactamente donde el coeficiente de expansión de la cáscara sincrotrónica resultó menor. En las coordenadas RA(J2000)= $0^h25^m47^s.5$, decl.(J2000) = $+64^\circ10'4''$, se puede ver una fuerte absorción en HI entre las velocidades $v = -50.3$ y -52.9 km s⁻¹. Esta región la llamaremos de ahora en más “el grupo oriental”, el cuál se encuentra a 62° del Norte, dentro del sector donde la velocidad de la onda de choque alcanza su menor valor.

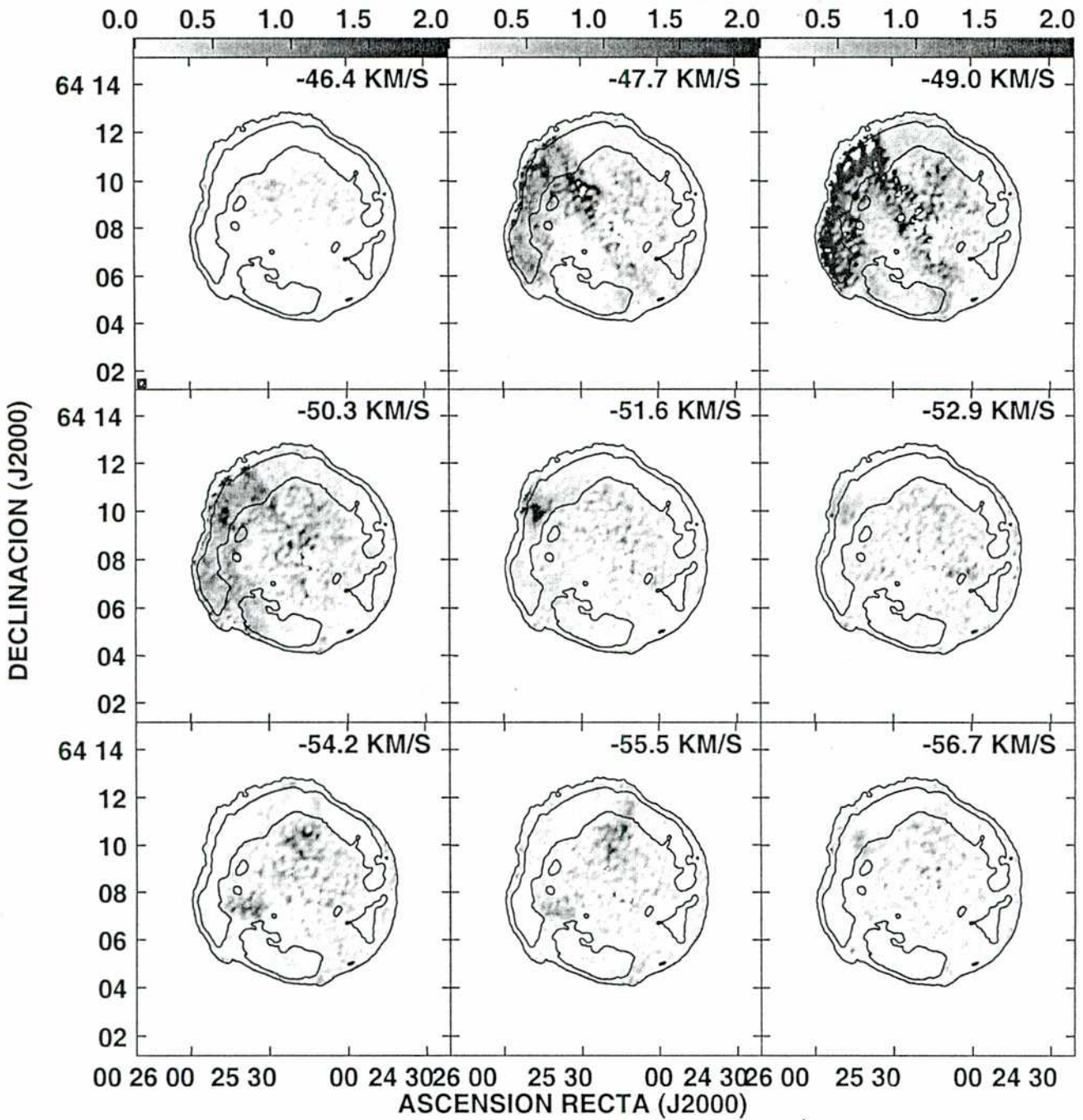


Fig. 4.7: Distribución de las profundidades ópticas sobre el RSN de Tycho, para el rango de velocidades $v = -46.4$ and -56.7 km s^{-1} . La escala de grises está indicada sobre los planos superiores y hemos incluido los contornos del continuo 20 y 40 mJy/haz, para delimitar al RSN.

4.3 Discusión de los resultados de HI

En el trabajo de Reynoso et al. 1997 se mostró que parte de la región NE del RSN de Tycho se está expandiendo a una velocidad menor. Debido a su posición y velocidad (cercana a la sistemática del remanente), se interpreta que la presencia del grupo oriental es causa de la desaceleración inusual del frente de choque del RSN.

Los resultados provenientes del estudio de absorción de HI han demostrado la existencia de una extensa estructura a lo largo del borde oriental de la cáscara, entre las velocidades -47.7 and -50.3 km s $^{-1}$ (ver Fig.4.7). A la velocidad de $v=-50.3$ km s $^{-1}$, el grupo oriental aparece como parte de esta compleja estructura. Sin embargo a $v=-51.6$ km s $^{-1}$ la estructura extensa desaparece y el grupo aparece sólo como una aglomeración de gas independiente. Para determinar sin ambigüedad los límites espectrales del grupo, se compararon dos perfiles: 1) en dirección al grupo y 2) en dirección a las inmediaciones del grupo, sobre la estructura extendida detectada. El último perfil fue restado del primero para obtener de esta manera el perfil debido sólo al grupo oriental. A éste se le aplica un ajuste gaussiano resultando un pico de opacidad de 1.6 a $v = -51.5$ km s $^{-1}$, con un ancho a mitad de altura de 0.9 km s $^{-1}$. Si este ancho se debe a ensanchamiento térmico, la temperatura de spin puede ser estimada como $T_s \leq 21.8 \Delta v^2 = 18$ K.

El diámetro angular del grupo oriental es de $\sim 31''$. Para calcular la masa y la densidad, llevamos a cabo la integración $\int \tau dv$ luego de substracer el espectro de fondo y de ajustar el perfil resultante por uno gaussiano. Se obtiene así una densidad atómica de $n_{\text{HI}} \simeq 160 \left(\frac{T}{25}\right) \text{ cm}^{-3}$ y una masa $M \simeq 0.04 \left(\frac{T}{25}\right) M_{\odot}$ si se considera que el RSN de Tycho se encuentra a 4.5 kpc. Otros autores, por diferentes métodos, le otorgan a este remanente distancias menores de hasta 2.2 kpc. Para este último valor, la densidad y la masa del grupo resultan: $n_{\text{HI}} \simeq 325 \left(\frac{T}{25}\right) \text{ cm}^{-3}$ y $M \simeq 0.01 \left(\frac{T}{25}\right) M_{\odot}$. Estas cantidades están multiplicadas por un factor dependiente de la temperatura de spin de $T=25$ K para el gas neutro asociado con el RSN de Tycho, para comparar con resultados previos de Schwarz et al. 1995. Si la temperatura de spin fuese menor que 18 K, como sugerimos previamente, entonces los valores determinados

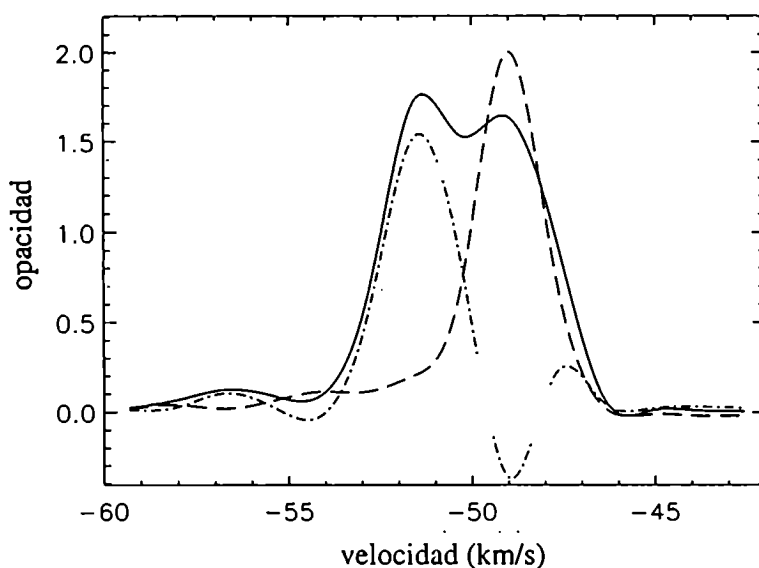


Fig. 4.8: *Perfiles de opacidad en dirección al grupo oriental (línea continua) y en dirección a su vecindad (línea a rayas. El trazo a rayas y puntos representa el perfil diferencia*

se reducirían un poco. Sin embargo la densidad determinada para el grupo resulta mucho más alta que la considerada para el pistón en el análisis de inestabilidad. La cuestión es que para el estudio de la inestabilidad de Rayleigh-Taylor, se necesitaba información de la densidad sobre una región extensa la que se extrajo de observaciones en rayos X. En cambio, la densidad que posee el grupo detectado se mide en una región prácticamente “puntual”, por lo cual este resultado no puede ser generalizado a otras regiones del RSN de Tycho.

El grupo oriental también se ubica al extremo sureste de un débil filamento observado en la línea $H\alpha$, el cual se extiende bastante paralelo al borde NE de la cáscara del remanente. También desde ahí comienza un filamento más prominente, el cuál se extiende hacia el sur. Dentro de este filamento Kamper & van den Bergh 1978 encontraron un brillante nudo (*knot* en inglés) de $H\alpha$ al que denominaron “g”. Aunque este nudo no es posicionalmente coincidente con el grupo observado en HI, ambos se encuentran en la zona donde la velocidad de expansión resulta menor.

Volviendo al grumo detectado en HI, la distancia entre el pico del grumo oriental y la onda de choque es de $\sim 65''$. Del trabajo de Reynoso et al. 1997, la velocidad de expansión es de $1.5''/\text{año}$, podemos estimar que este grumo fue alcanzado por la onda de choque hace aproximadamente 50 años. El grumo oriental no es observado en el visible ni en rayos X, debido a que el paso de la onda de choque no produjo en grumo una apreciable evaporación.

Capítulo 5

EL RSN W28

El remanente de supernova W28 fue identificado como tal por Courtes et al. (1964) y se lo cataloga como G6.4-0.1. Las primeras observaciones en radio de RSN W28 fueron obtenidas y presentadas por Goudis (1976), y abarca una extensión angular de 45'.

Este remanente se encuentra ubicado en una región “compleja” del plano galáctico. En sus cercanías se hallan las nebulosas M8 (también llamada la nebulosa Trífida de la Laguna a aproximadamente un 1° en dirección al SE) y M20 (que recibe el nombre de nebulosa Trífida, a 0.5° al NE). También existe una región de hidrógeno ionizado (HII), W28-A2 a menos de 1° de la parte sur de W28. La posible asociación física entre estas fuentes térmicas y el remanente fue discutida por Goudis (1976), Wooten (1981), Venger et al. (1982), y Hartl et al. (1983). También puede citarse el trabajo de Andrews et al. (1985), quienes llevaron a cabo un estudio en radio en las longitudes de onda de 22, 20, 6 y 2 cm, de una fuente compacta, denotada como G6.6-0.1, cercana al centro del remanente. El índice espectral α ($S \propto \nu^{-\alpha}$) fue estimado en 0.41 por Milne & Wilson 1971 y Goudis (1976).

De acuerdo a lo analizado por Lozinskaya 1974, la velocidad radial media de W28, referida al LSR¹, es 18 ± 5 km/seg, velocidad que corresponde a distancias cinemáticas comprendidas entre 3.5 y 5 kpc. Sin embargo otros trabajos, basados en observaciones en III (Venger 1982), OH, H₂CO, y líneas de recombinación en radio, proponen para W28 distancias entre 2.8 y 3.9 kpc. Generalmente se adopta para la distancia de W28 un valor del orden de 3.6 kpc.

Adyacente al brillante borde en radio del remanente se encontró una nube de OH de 4×10 pc de tamaño (a partir de observaciones de 1612 MHz), cuya forma se asemeja a una medi-aluna, con su parte cóncava hacia el centro de W28. Esto ha sugerido la posible conexión física entre la nube de OH y el remanente (Pashchenko and Slysh 1974; Slysh 1975). Además la forma del borde del remanente sugiere una colisión con esta nube (Velusamy 1988). La velocidad de dispersión de la nube, $\Delta v = 50$ km s⁻¹, es consistente con la velocidad de expansión del remanente determinada a partir del ensanchamiento de la línea de H_α (Lozinskaya 1973). La abundancia del OH sugiere una densidad $n_H = 10^3$ cm⁻³ para la zona de la nube perturbada por el choque del remanente.

Hacia ese sector, en la frecuencia de 1720 MHz, se observa emisión de máseres de OH. La hipótesis que se sustenta es que la inversión de población necesaria fue excitada por el paso de la onda de choque del remanente (Frail et al. 1994, Claussen et al. 1997). Las fuentes de OH están centradas a velocidades cinemáticas, respecto al LSR, comprendidas entre los 5 km/s y los 15 km/s.

También es probable que exista algún tipo de conexión entre este remanente y el pulsar PSR 1758-23 de período igual a 0.415 segundos, descubierto por Manchester et al. (1985). Frail et al. (1993) sugieren que debido a su alto movimiento propio el pulsar se encuentra escapando de W28. La distancia estimada de este pulsar es de 4.5 kpc, del orden de la distancia asignada al remanente, teniendo en cuenta los márgenes de error en la determi-

¹LSR: del inglés "Local Standard of Rest", es el sistema de referencia para velocidades galácticas convencionalmente definido por el movimiento estándar del Sol hacia el punto en coordenadas ecuatoriales (B1950) $\alpha, \delta = 18^h, 30^\circ$.

nación de las distancias. La edad calculada para este pulsar es de 58000 años, edad que resulta comparable con la que Lozinskaya (1992) le asigna a W28 (aproximadamente 60000 años). De acuerdo a esto y de los cálculos de Falle (1981,1988), suponiendo una densidad del MIE no perturbado de 1 cm^{-3} y una energía inicial del orden de 10^{51} ergios, podemos deducir que este remanente posiblemente se halla en su fase radiativa de evolución pues la edad estimada de tales cálculos para el ingreso a la fase radiativa es de 21000 años.

En el rango del espectro de los rayos X, la región central de W28 (de aproximadamente $50''$) fue investigado con el satélite *Einstein* junto con observaciones de alta resolución realizadas con el VLA (Andrews et al. 1983). Basado en la presencia de una nebulosa en radio de origen no térmico y con espectro plano junto con una fuente de rayos X puntual en el interior de W28, Andrews et al. (1983) sugieren una similitud entre los remanentes de Vela y W28.

van den Bergh et al. 1973 publicaron un estudio de H_{α} llevado a cabo con el telescopio de 48 pulgadas de Monte Palomar (USA). La emisión óptica consiste en filamentos cortos sobre una emisión difusa de manera similar a la distribución de la emisión en X.

En este capítulo se presentan los estudios del radiocontinuo y de la distribución del III alrededor de W28.

5.1 Estudio del radiocontinuo en 20 y 90 cm del RSN W28

5.1.1 Radiocontinuo a 20 cm (1465 MHz)

Debido a la gran extensión angular de W28 (cerca de $45'$ de diámetro), para poder obtener imágenes de alta resolución angular se hace necesario apelar a técnicas de mosaico. Las observaciones fueron realizadas con el VLA el cual posee un campo de visión de $30'$ a 1465

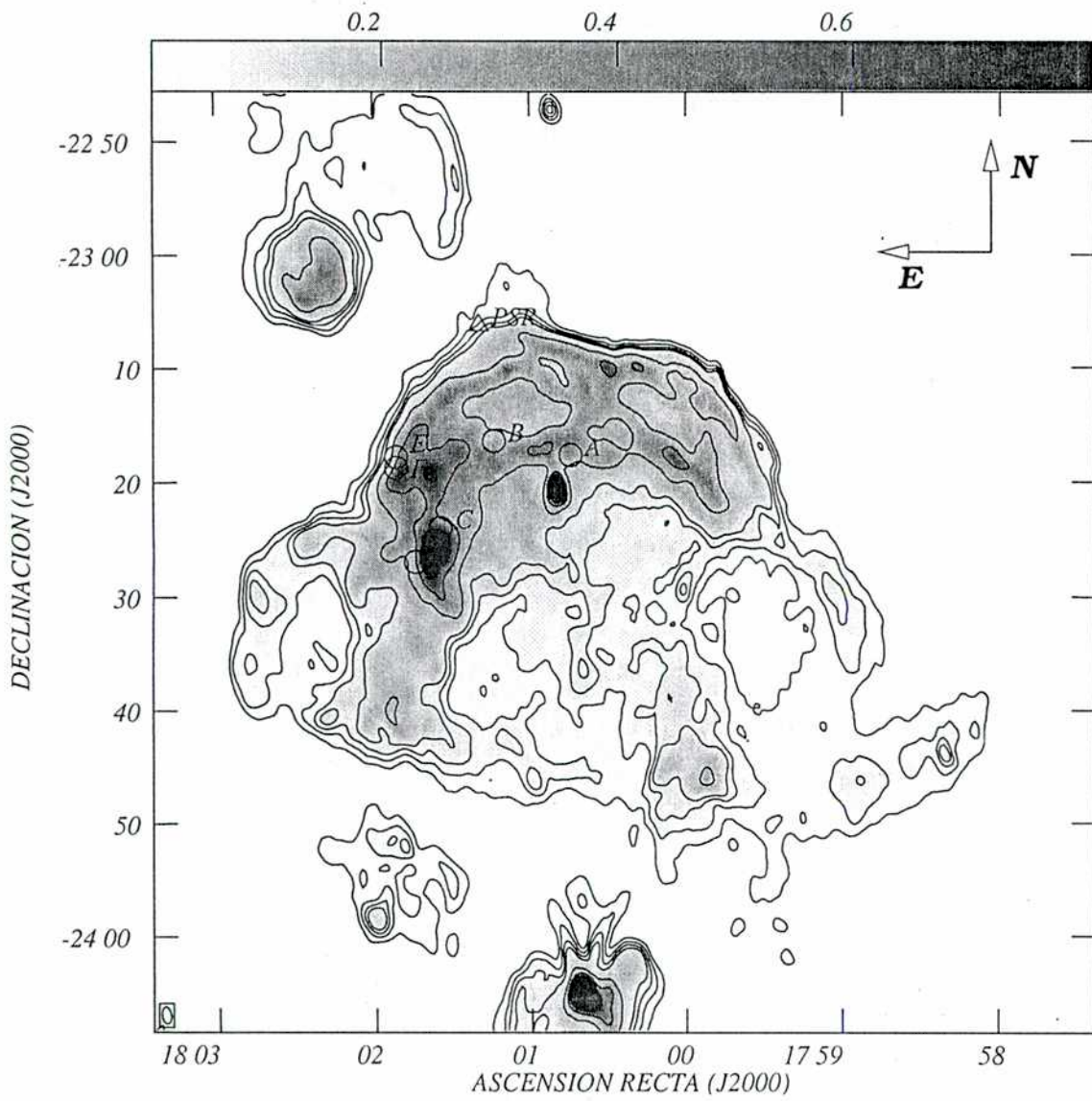


Fig. 5.1: Imagen del RSN de W28 a la frecuencia de 1465 MHz, obtenida con las configuraciones C y D del VLA. Los contornos corresponden a los niveles 0.02, 0.06, 0.1, 0.14, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9, 1.1, 1.5 Jy/haz. El rango de grises va de 0.01 a 0.8 Jy/haz. En la esquina inferior izquierda, se indica el haz con el que se observó. Con un triángulo se indica la posición del pulsar J1801-2306 mientras con círculos se señalan las regiones A-F donde se observa emisión de máseres de OH (Claussen et al. 1997)

MHz. Los distintos puntos que conforman el mosaico se encuentran separados por $\lambda/2D$ de acuerdo con el criterio de muestreo de Nyquist. Se realizó un total de 50 apuntamientos.

Cuarenta de los cincuenta posiciones fueron observadas por cerca de 5 horas el 30 de octubre de 1997, y por 2 horas el 9 de enero de 1998. Las 10 posiciones restantes, ubicadas hacia el este de W28 fueron observadas el 19 de febrero de 1999, con la configuración D del VLA en dos bandas de 50 MHz centradas a 1365 y 1465 MHz.

Con el fin de combinar los múltiples apuntamientos y generar una imagen única, se emplea el paquete informático SDE (en inglés "*Software Development Enviroment*", Cornwell, Briggs & Holdaway 1996). Este programa fue desarrollado por el NRAO con el fin de aplicarlo en futuros arreglos interferométricos milimétricos como el ALMA (*Atacama Large Millimetric Array*, Chile). Todos los campos observados son limpiados y calibrados individualmente como si fuese una imagen del VLA completa pero "vista" desde diferentes perspectivas. La combinación se realiza en el espacio de Fourier (plano uv) basándose en el Algoritmo o Método de Maximización de la Entropía (MEM, Cornwell (1988)). Para llevar a cabo esta tarea, el método precisa tener como guía una imagen previa (por ejemplo una imagen obtenida con observaciones de disco simple). Esta técnica es reciente y el programa se encuentra en desarrollo, siendo pocos los adiestrados en su manejo.

Entonces los datos fueron calibrados con las rutinas estándar del programa AIPS. La calibradora primaria de la densidad de flujo fue 1328+307 (3C286) (con una densidad de flujo estimada $S = 14.55$ Jy). La calibradora de fase fue 1830-210 (con un flujo $S = 10.9$ Jy a la frecuencia de 1465 MHz).

Las bases de datos uv (ver sección 3.3) de las diferentes fechas observadas, fueron combinados mediante la rutina "MOSCAT" del SDE. Para recuperar la información de estructuras extendidas se empleó la imagen de disco simple proveniente del radiotelescopio de Bonn, de 100 metros de diámetro, en la frecuencia de 1408 MHz (Reich et al. 1990), obtenida del catálogo del Max Plank Institute für Radioastronomie. El factor de conversión para el flujo en un haz en la imagen de disco simple es: $T_B/S = 1.96$, con un ruido estimado de 40 mK

en temperatura de brillo. La imagen de disco simple fue empleado como "imagen a priori" por el programa "MOSAICM" del SDE, el cuál genera el mosaico en base al algoritmo de máxima entropía MEM de Cornwell (1988). La resolución final de la imagen es de $85'' \times 45''$ y un nivel de rms de 3 mJy/beam (ver Fig.5.1).

5.1.2 Radiocontinuo en 90 cm (328 MHz)

W28 fue observado con el VLA en la configuración C en agosto de 1997, en ocho barridos de 15 minutos cada uno. La fuente fue observada a 328 MHz en modo espectral, eliminando unos pocos canales que presentaban interferencia en radiofrecuencia. 3C286 and 1859-235 fueron usadas como calibradoras primaria y de fase, respectivamente (con $S=26$ Jy y 14 Jy para 3C286 y 1859-235 a 328 MHz). La información de frecuencias espaciales cortas fue tomada de observaciones del VLA de W28 en la configuración D, realizada por Kassim (1999, comunicación privada) en septiembre de 1996.

Los datos combinados en bandas C y D fueron procesados usando el algoritmo DRAGON (Cornwell & Perley 1992) que trabaja con imágenes multifacetadas con el fin de solucionar el problema planteado por las líneas de base no-coplanares. Cuando las fuentes observadas son mayores que la medida de la faceta empleada por DRAGON, hay algunos errores residuales causados por la superposición de facetas adyacentes. Haciendo tres imágenes con DRAGON, con diferentes tamaños de facetas, enmascarando las regiones afectadas por este problema de superposición, y combinando linealmente las imágenes enmascaradas, es posible reconstruir una imagen libre de los defectos causados por el facetado.

Luego de combinar la imagen en baja con la de alta resolución se obtiene una imagen de una resolución angular de $97'' \times 52''$ y un nivel de ruido rms de 40 mJy/haz (ver Fig.5.2).

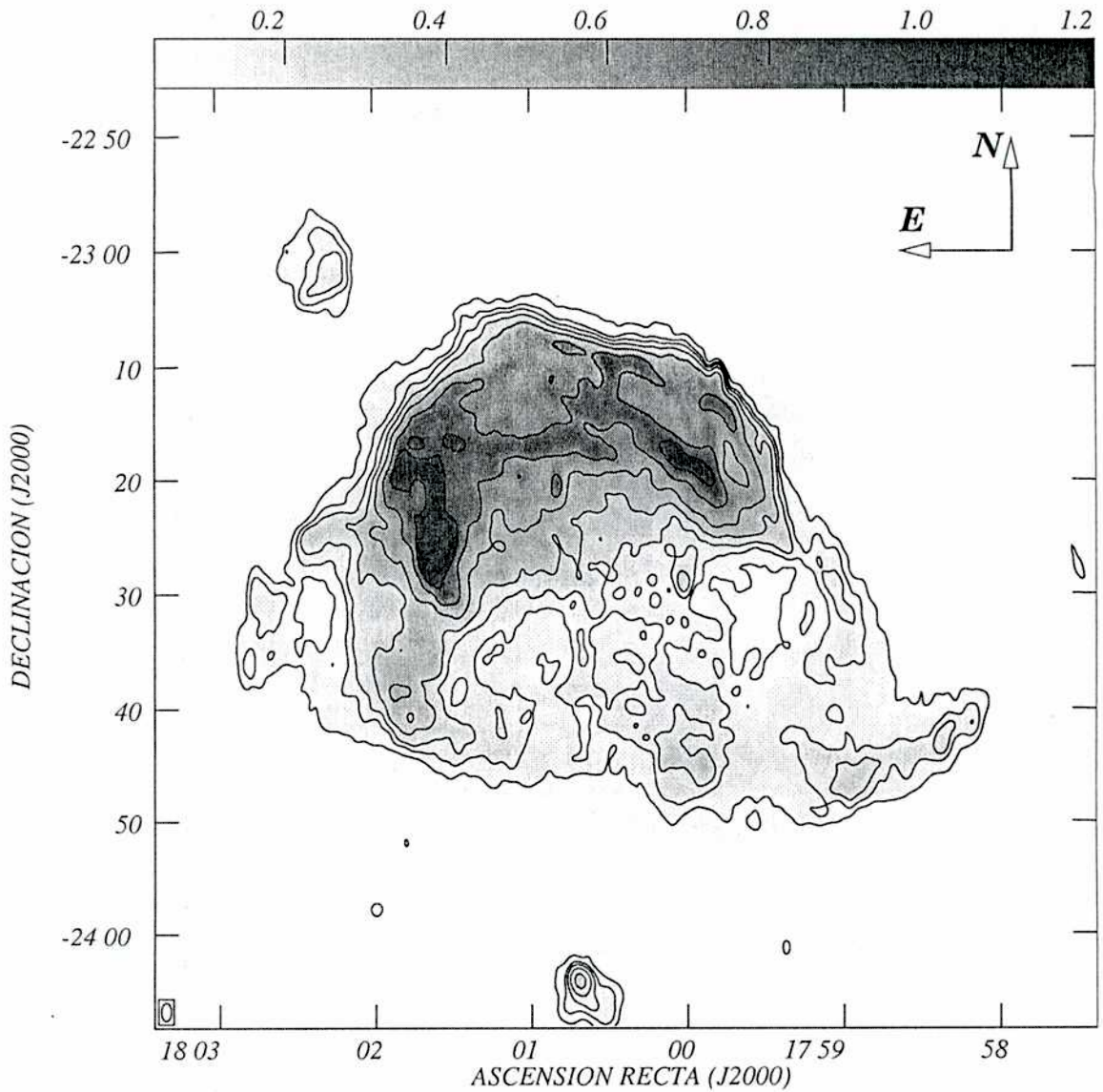


Fig. 5.2: Imagen del RSN de W28 a la frecuencia de 328 MHz, obtenida con las configuraciones C y D del VLA. Los contornos corresponden a los niveles 0.12, 0.18, 0.24, 0.34, 0.50, 0.75, 1.00 Jy/haz. El rango de grises va de 0.04 a 1.2 Jy/haz. En la esquina inferior izquierda, se indica el tamaño del haz con el que se observó.

5.2 Resultados

5.2.1 Análisis de las imágenes a 328 y 1465 MHz

Las imágenes de alta resolución angular revelan una morfología similar tanto a 328 como a 1465 MHz (ver Figs.5.2 y 5.1, respectivamente). Dichas imágenes muestran emisión en sincrotrón intensa hacia el N y el NE del remanente con forma de cuarto creciente, con estructura filamentosa. La intensidad y distribución de los “filamentos” es comparable en las dos frecuencias.

El cuerpo principal del remanente puede ser enmarcado en un círculo con un radio de $21' 15''$ centrado en las coordenadas $RA(J2000)=18^h00^m43.5^s$, $decl(J2000) = -23^\circ25'30''$.

Hacia el E, se observa un “ala” u “oreja”, la cual rompe la simetría casi esférica que presentaba el borde de W28. Esta oreja resulta visible en las dos frecuencias observadas, aunque se encuentra mejor delimitada en la imagen de la banda L.

En dirección al oeste se encuentra otra estructura que se asemeja a una “trompa de elefante” la que no presenta un cambio sustancial en apariencia de una frecuencia a otra.

Estas imágenes, de muy alta calidad, revelan por primera vez la presencia de estas dos estructuras. Para determinar si estas estructuras son parte del remanente, se lleva a cabo un estudio del índice espectral el que se describe en la próxima sección. El origen de tales apartamientos de la simetría esférica puede deberse a que la onda de choque encuentra cavidades de menor densidad existentes previamente, y empieza a desplazarse a mayor velocidad llenándola.

La fuente compacta G6.6-0.1 ($RA(J2000)= 18^h00^m50^s$, $Decl(J2000)= -23^\circ20'42''$) se observa como un nudo intenso en la banda de λ 20 cm, siendo menos notoria en la observación a 90 cm.

Los flujos totales S_ν de W28 a 328 MHz y 1465 MHz fueron medidos sobre la fuente, luego de las correcciones debidas a la contaminación por emisión de fondo. Se obtuvieron los siguientes resultados: $S_{328\text{MHz}} = 425 \pm 50$ Jy y $S_{1465\text{MHz}} = 188 \pm 60$ Jy, donde la fuente de error se debe a la indeterminación del último contorno trazado a 5σ del ruido.

5.2.2 Determinación del índice espectral

Los flujos medidos a 328 y 1465 MHz fueron combinados con mediciones de flujos disponibles en otras frecuencias de manera de poder determinar el índice espectral global de W28. En la Figura 5.3 se muestran el espectro en radio resultante, con el ajuste de cuadrados mínimos superpuesto. Los datos a 83, 102 y 111 MHz fueron obtenidos del trabajo de Kovalenko et al. (1994), mientras que los flujos a 2695 y 4850 MHz fueron tomados del atlas de Condon et al. (1991). El valor final obtenido para el índice espectral del remanente completo es $\alpha = 0.61^{+0.10}_{-0.06}$ (con $S \propto \nu^{-\alpha}$).

En la Fig.5.1 se observa que el pulsar J1801-2306 (B1758-23) se encuentra cerca del borde del remanente de W28. La asociación del RSN W28 con este pulsar continúa siendo discutible. Estas observaciones revelaron por primera vez la existencia de una prolongación de la emisión sincrotrónica de forma más o menos triangular, justo al oeste del pulsar.

Frail et al. (1993) conjeturaron que el PSR J1801-2306 se encontraría escapando de la cáscara del remanente debido a su alto movimiento propio. Si este fuese el caso se esperaría una variación en la distribución del índice espectral del remanente en dirección al pulsar, tal como se mostro en el caso del RSN G5.4-0.1 y el PSR B1754-24 (Frail et al. (1994b)).

Considerando sectores circulares de $5'$ centrados en $RA(J2000)=18^h00^m43.5^s$, $decl(J2000)=-2:$ y midiendo sus flujos para 328 y 1465 MHz, se determina el comportamiento del índice α respecto del ángulo ϕ , donde este ángulo se mide desde el norte.

De la Tabla 5.1 el índice espectral muestra una tendencia a hacerse más plano ($\alpha \rightarrow 0$) pero no en dirección al pulsar ($\phi = 22^\circ.5$) sino hacia donde se observa la prolongación de

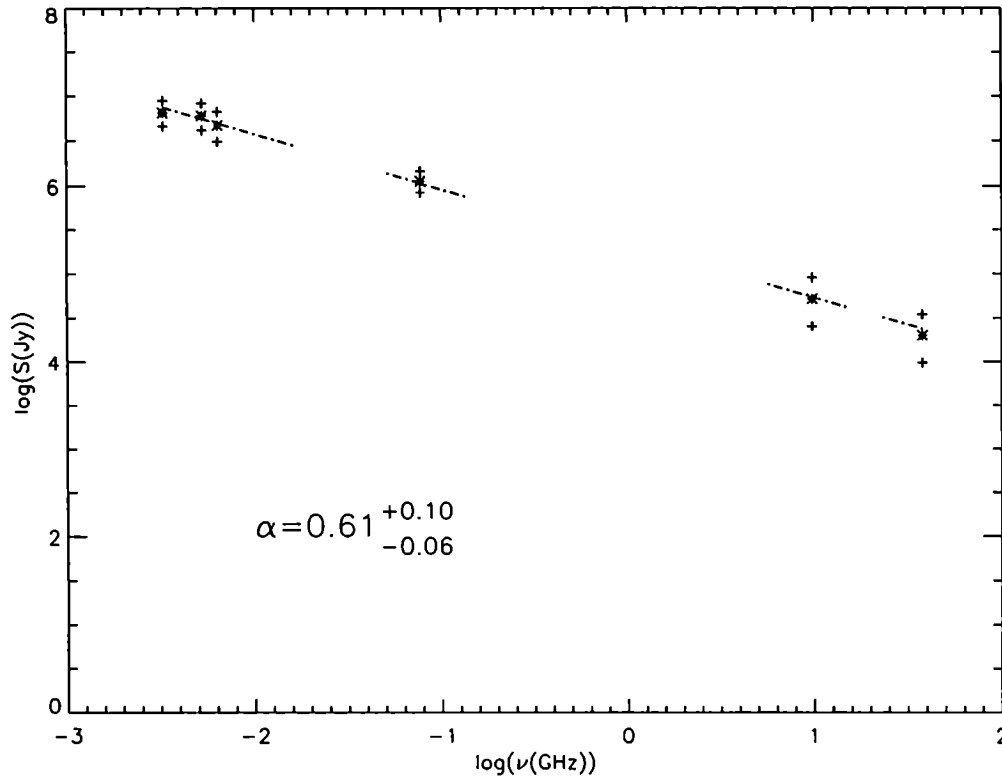


Fig. 5.3: *Espectro de radio global de W28. Los asteriscos * indican los valores medidos a 0.085, 0.101, 0.111 (de Kovalenko et al. (1994)), 0.328, 1.465 (nuestras mediciones), 2.695 y 4.850 GHz (atlas de Condon et al. 1991). Los signos + señalan las barras de error. La línea trazada a rayas y puntos es la que resulta del ajuste de cuadrados mínimos.*

la emisión sincrotrónica de W28. Esta estructura posee un índice prácticamente nulo por lo cual podría tratarse de una nebulosa alimentada por el pulsar. De ser así, esto iría en contra de la asociación entre PSR J1801-2306 con W28 pues su dirección de movimiento resultaría ser de NO a SE, por lo que el pulsar no sería originario de la explosión que dió origen a este remanente.

| ϕ | α |
|--------|----------|
| 37.5 | 0.25 |
| 32.5 | 0.21 |
| 27.5 | 0.24 |
| 22.5 | 0.18 |
| 17.5 | 0.13 |
| 12.5 | 0.15 |
| 7.5 | 0.20 |
| 2.5 | 0.25 |

Tabla 5.1: variación del índice espectral α vs ϕ

5.3 Estudio de la distribución del HI en dirección a W28

Las observaciones en la línea λ 21 cm del HI fueron llevadas a cabo con el radiotelescopio de Parkes entre el 23 y 24 de junio de 1995.

Se examinó un área de $2^{\circ}.5 \times 2^{\circ}.5$, centrada en $l = 6^{\circ}.5$ y $b = 0^{\circ}$. Un total de 289 puntos fueron observados con 100 segundos de integración cada uno. Estos puntos se dispusieron en una grilla tal que se encontraban separados por $7'.5$ en longitud y latitud. Para mejorar la relación señal ruido, el número de canales se redujo a 1024 (es decir una resolución de 0.8 km/s). Los perfiles fueron suavizados al aplicarles una función de *Hanning*.

El procesamiento preliminar de los datos se realizó con el paquete informático desarrollado por Staveley-Smith del ATNF (*Australia Telescope National Facility*). De las observaciones se extraen perfiles de línea (curvas de intensidad vs. velocidad) para cada punto relevado. Estos perfiles son combinados para generar imágenes del ciclo en forma de una

matriz o cubo de datos (l, b, v) de $41 \times 41 \times 1024$ pixels, empleando el programa SDCUBE. El tratamiento posterior de los datos se llevó a cabo con el programa AIPS.

5.3.1 Resultados

Emisión en HI en la dirección $l = 6^\circ.5$

En el panel superior de la Fig.5.4 se muestra el perfil promedio de la emisión en HI de toda el área observada de en el rango de velocidades $[-100, +200]$ km s^{-1} . En el panel inferior se observa la curva de rotación galáctica obtenida en la dirección indicada, de acuerdo al modelo de Fich et al. (1989).

De la figura resulta notable la presencia de un angosto y profundo “valle” de absorción. Esto fue reportado por Riegel & Jennings (1969) como una característica de esta región. Sin embargo en dirección a W28, se hace más pronunciado.

5.3.2 Emisión de HI entorno del RSN W28

Se realizó un amplio examen de la emisión en la línea de 21 cm considerando el intervalo de velocidades comprendido entre -100 km/s a 200 km/s. Este examen permitió limitar el área de interés al rango $[-50, 50]$ km/s.

En las Figs.5.5 y 5.6 se muestran los mapas de HI, una vez que los datos fueron procesados. En este caso los datos se despliegan en coordenadas galácticas (l, b) en lugar de ecuatoriales (RA, Dec) , ya que así resulta más fácil identificar el gas asociado al objeto estudiado. En grises y contornos blancos se grafica la emisión en HI, y superpuestos a ellos la emisión sincrotrónica de W28, a la frecuencia de 328 MHz, empleando contornos negros.

El primer plano de la Fig.5.5 y los dos últimos planos de la Fig.5.6 son el resultado de sumar la emisión a lo largo de un intervalo de velocidad de 30 km s^{-1} . En el resto de los planos desplegados, el intervalo de integración fue de 5 km s^{-1} . La velocidad central de

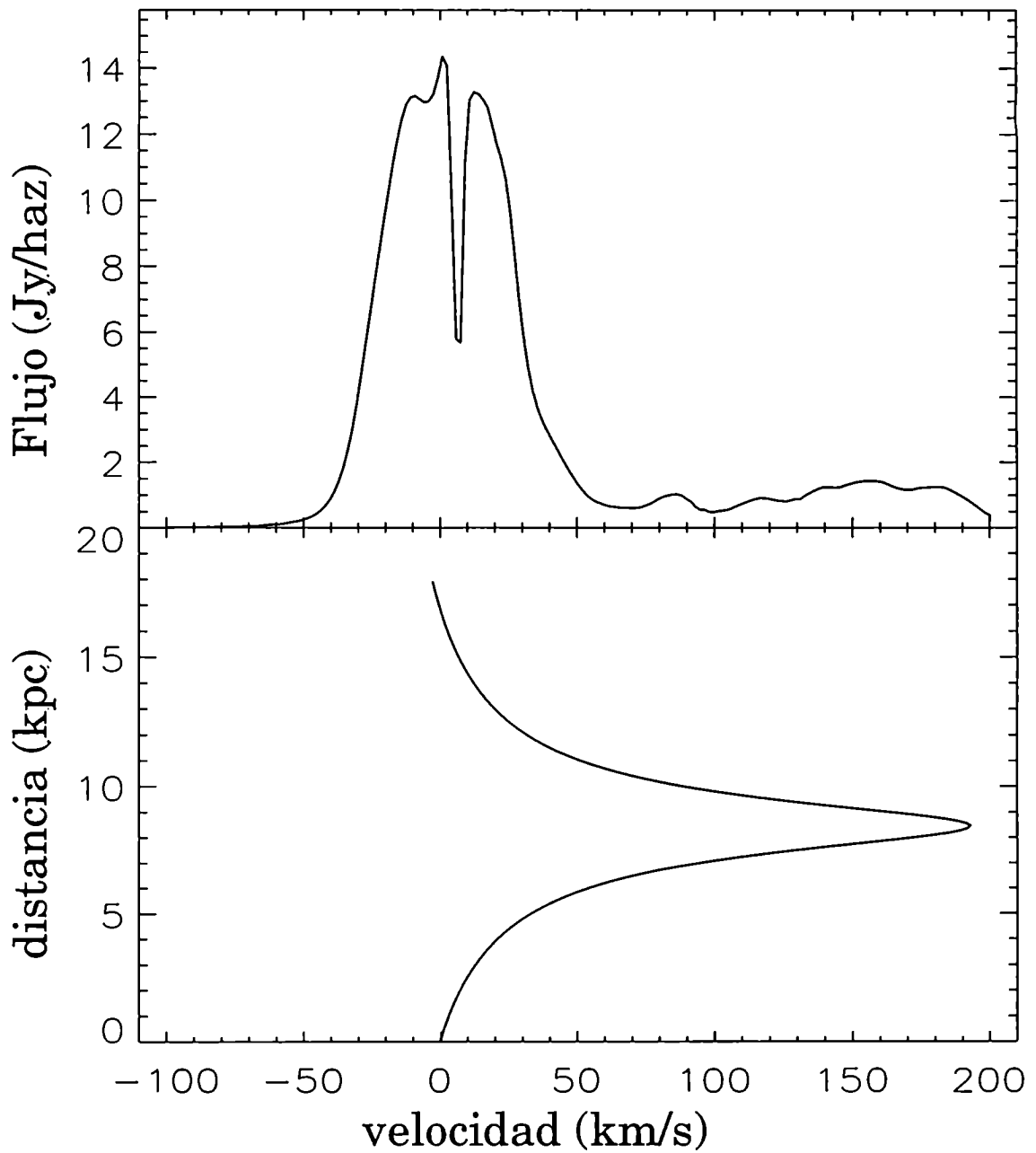


Fig. 5.4: Panel superior: *espectro promedio de la emisión en HI*. Panel inferior: *curva de rotación galáctica en dirección al centro de W28*.

cada intervalo de integración se encuentra indicada en el borde superior derecho de cada mapa. La emisión promedio fue sustraída de cada plano con el único propósito de mejorar la presentación.

Se investiga la distribución del gas neutro buscando morfologías tales como agujeros, nubes cercanas o cáscaras que permitan suponer algún tipo de conexión física con el RSN de W28.

A partir de nuestros datos podemos hacer el siguiente análisis: Para el rango de velocidades comprendidas entre -32.5 and -2.5 km s^{-1} , se observan formaciones de gas que tienden a alinearse con el plano galáctico. Estas aglomeraciones podrían corresponder a emisión galáctica proveniente del brazo espiral de Norma (a una distancia de 17 kpc) o a gas del brazo local. Montadas sobre estas estructuras se aprecian una serie de nubes observadas en emisión. Por ejemplo se puede remarcar las nubes localizadas a la derecha del radiocontinuo de W28 (entre las velocidades -32.5 y -27.5 km s^{-1}). Sin embargo, debido a que estas nubes no muestran una variación de posición que permita suponer algún tipo de evolución dinámica al pasar de un canal de velocidades a otro, probablemente no tienen conexión con el RSN W28.

El plano a $v=+ 2.5$ km s^{-1} descubre la existencia de una cáscara rodeando al remanente. Además resulta llamativo la coincidencia entre los contornos del radiocontinuo de W28 con dos nubes situadas a la derecha del remanente. Esto da la imagen de que parte del remanente ha pasado por el espacio existente entre dichas nubes.

En el mapa correspondiente a $+7.5$ km s^{-1} es notable la presencia de un hueco en HI cuya morfología encaja muy bien con el radiocontinuo. Además este agujero incluye a la región HII denominada W28 A2. También es remarcable como las líneas de emisión de HI se apiñan o comprimen hacia la izquierda de W28 donde se encuentra una región de emisión que resulta perpendicular al plano galáctico. En esa dirección la emisión sincrotrónica es más intensa por lo que se puede suponer que el frente de choque del remanente encontró esta región más densa, trayendo aparejada una mayor compresión de las líneas de campo

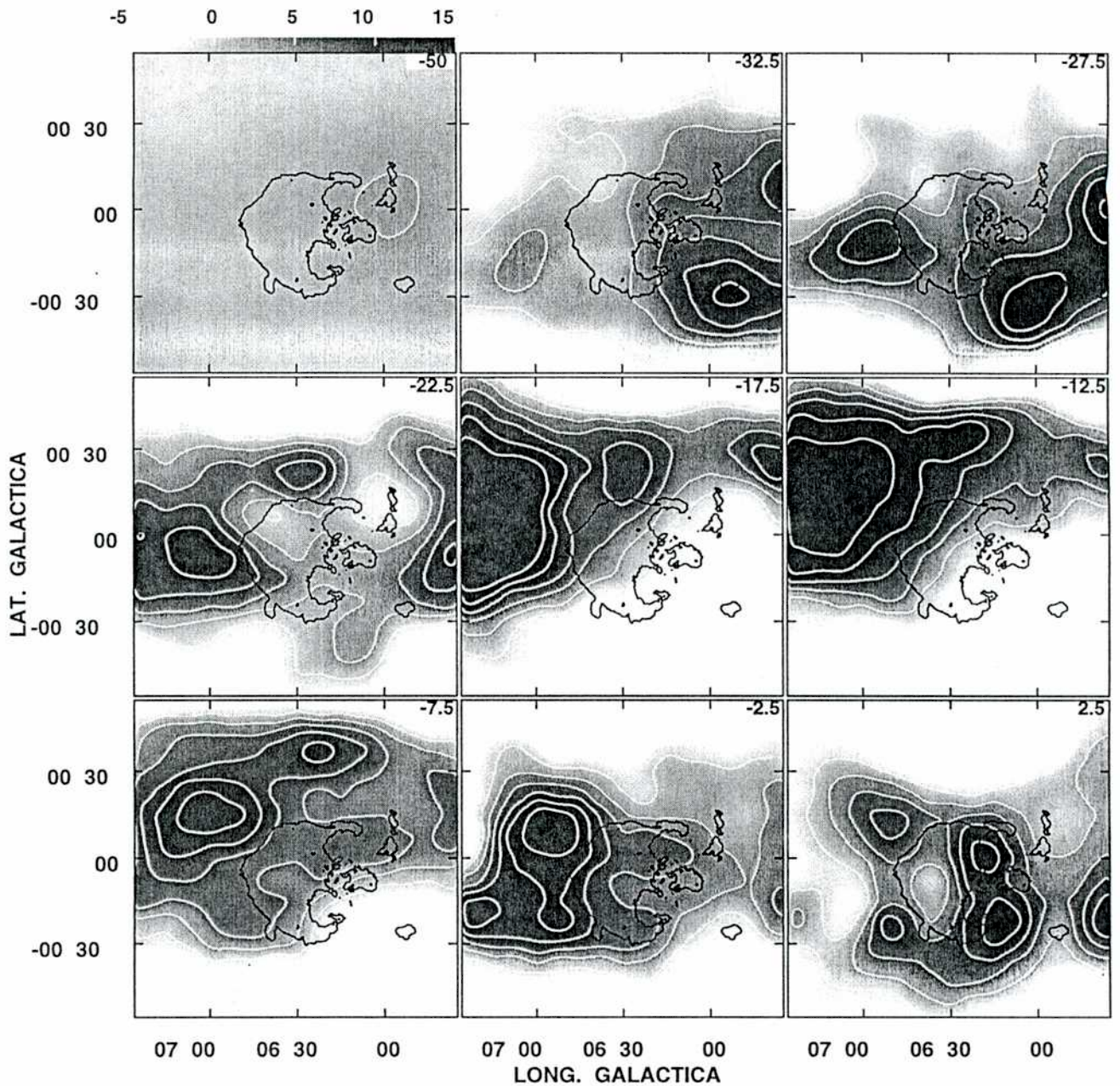


Fig. 5.5: Mapas de HI generados al integrar a lo largo de la línea de vista intervalos de velocidad de 5 km s^{-1} , exceptuando el primer plano en el se empleó un intervalo de 30 km s^{-1} . En grises y contornos blancos se representa la emisión en HI. Los contornos blancos corresponden a los niveles $-2, 2, 6, 10, 14$ and 18 Jy/haz . En líneas negras se muestran los contornos 0.1 y 0.13 Jy/haz del radiocontinuo de W28 a 328 MHz . En la esquina superior derecha figura la velocidad radial media del intervalo integrado.

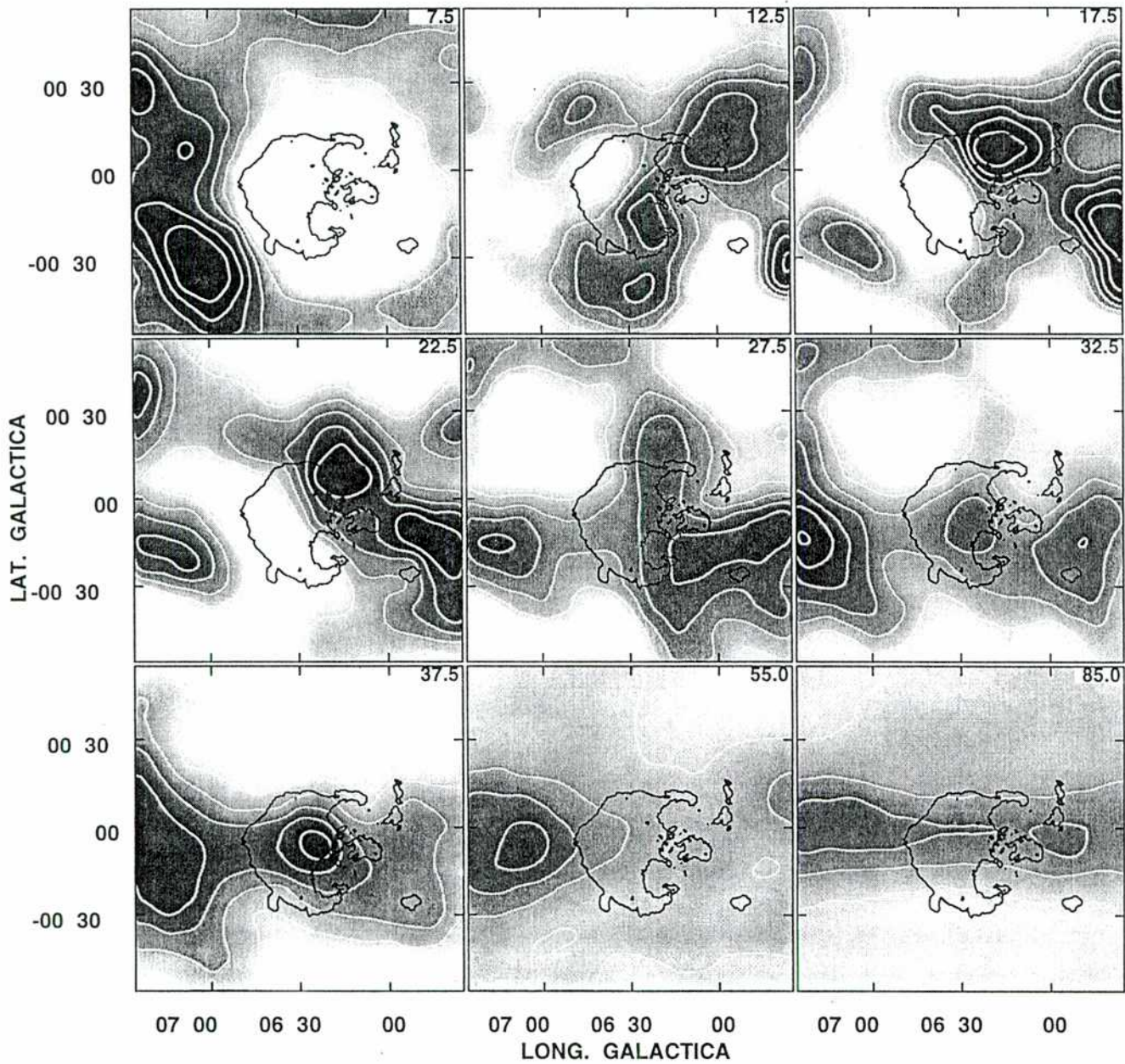


Fig. 5.6: *Idem a la Fig.5.5 pero en este caso los dos últimos paneles corresponden a un intervalo de integración de 30 km^{-1}*

magnético. También en esta zona se observa emisión de máseres de OH (1720 MHz), detectados por Frail et al. (1994) y Claussen et al (1997), cuyas velocidades radiales resultan compatibles con la del hueco. Una posible explicación para el hueco de HI es que se trate de un proceso de autoabsorción tal como el reportado por Riegel & Jennings (1969).

Entre las velocidades $+10$ y $+20$ km s⁻¹ se observa una cáscara incompleta que envuelve a W28. Su velocidad central, $+17$ km s⁻¹, es totalmente consistente con la velocidad sistemática de (18 ± 5) km s⁻¹ determinada por Lozinskaya (1974) a partir de la velocidad de expansión media de filamentos en H α . El centro geométrico de esta cáscara se encuentra en $l = 6^\circ 40'$ and $b = -0^\circ 12'$. La región incompleta de la cáscara parece producirse donde se observa la extensión del continuo de W28 a 1465 MHz.

Entre $+30$ y $+40$ km s⁻¹, se observa una nube en emisión posicionalmente coincidente con el centro de este RSN. Esta nube podría constituir la “tapa” de la cáscara identificada a $+17$ km s⁻¹, la cual es acelerada por la onda de choque hasta estas velocidades.

5.4 Análisis y discusión de resultados

5.4.1 Absorción en III a $v \simeq 7$ km s⁻¹

Riegel & Jennings (1969) reportaron a partir de datos de HI el descubrimiento de un complejo de nubes extraordinariamente frías. Este conjunto se ubica en dirección al centro galáctico y se extiende sobre al menos 20° en longitud (aproximadamente de $l = 353^\circ$ a $l = 11^\circ$).

El complejo de nubes sería el causante de la profunda depresión en la emisión del gas atómico a $v \simeq +7$ km s⁻¹. Basados en distintos argumentos ellos concluyen que la distancia a este particular conjunto es de 1 kpc y que el mínimo de emisión observado se debe al mecanismo de autoabsorción.

En nuestros datos, el perfil de absorción se observa en todo el campo examinado a aproximadamente la misma velocidad que la reportada por Riegel & Jennings (1969). En orden de estudiar este hecho se consideraron los espectros promedios de 100 zonas, las cuales forman una grilla centrada en el continuo en radio de W28 (ver Fig. 5.7). Los espectros se muestran en las Figs. 5.8-5.11. Se observa que el perfil de absorción se hace más profundo en dirección al remanente, especialmente en aquellos sitios donde la emisión en sincrotrón es máxima.

El mecanismo de autoabsorción se describe mediante la siguiente ecuación de transferencia:

$$T_{obs} = T_{esp}e^{-\tau} + (T_s - T_c)(1 - e^{-\tau}) \quad (5.1)$$

donde todas las temperaturas están expresadas en °K y T_{esp} es la temperatura de brillo que debería observarse si no existiese absorción, T_{obs} es la temperatura observada, T_c es la temperatura del continuo, T_s es la temperatura de espín y τ representa la opacidad del medio.

Muchos de los perfiles presentan cambios de pendientes internos revelando la posibilidad de que el proceso de autoabsorción sea múltiple, lo cual también fue notado por Riegel & Jennings (1969). Este comportamiento se ve más pronunciado en dirección a W28. En principio se podría especular que el remanente aceleró una nube a lo largo de la línea de vista, y que la absorción producida por ésta se superpondría al perfil de autoabsorción reportado por Riegel & Jennings (1969).

Entonces se simuló la autoabsorción de un perfil de emisión gaussiano debida a dos nubes interpuestas a lo largo de la línea de vista del observador, considerando los casos con y sin una fuente de continuo brillante detrás. La opacidad total es la suma de las opacidades de cada nube, $\tau(\nu) = \tau_1(\nu) + \tau_2(\nu)$.

En la Fig.5.12 se muestra el resultado de esta simulación. En rojo se representa el perfil de emisión, en verde y negro se grafican los perfiles que deberían observarse debido a cada

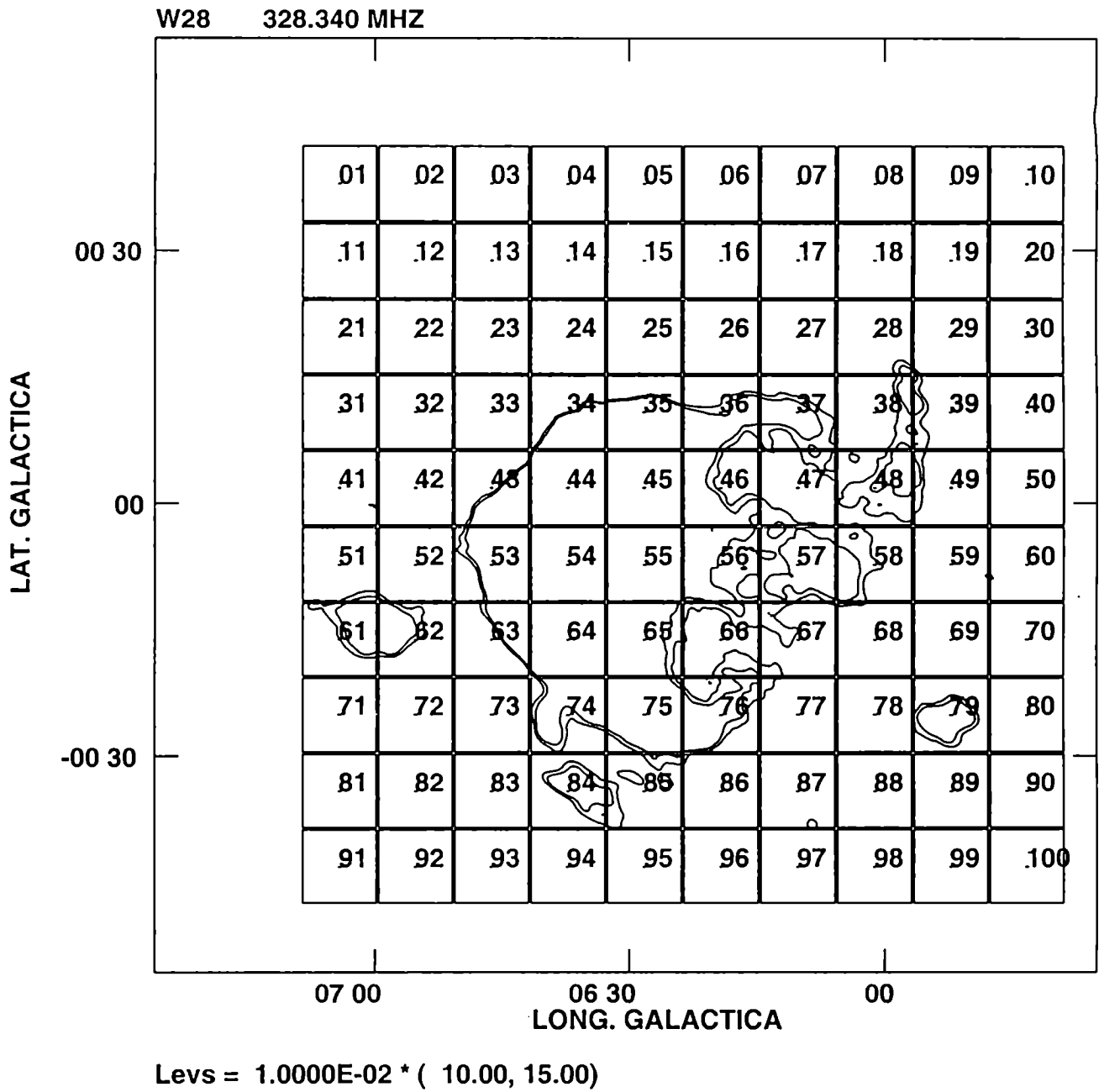


Fig. 5.7: zonas consideradas para estudiar la autoabsorción

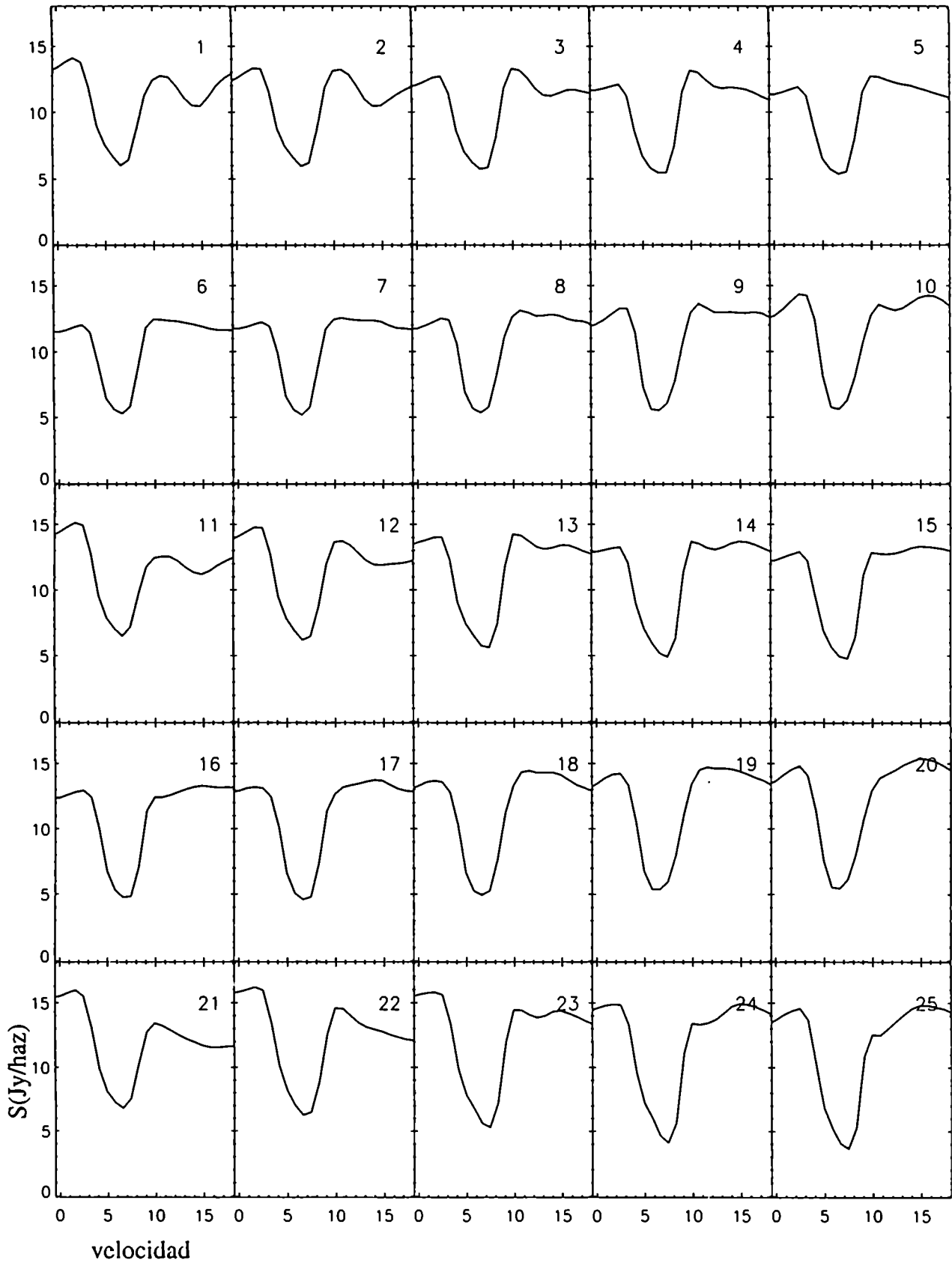


Fig. 5.8: *perfiles de emisión de HI en dirección a W28. Se grafica el intervalo de velocidades [0,15] km s^{-1} . En el borde superior izquierdo se indica la zona de la Fig. 5.7 considerada*

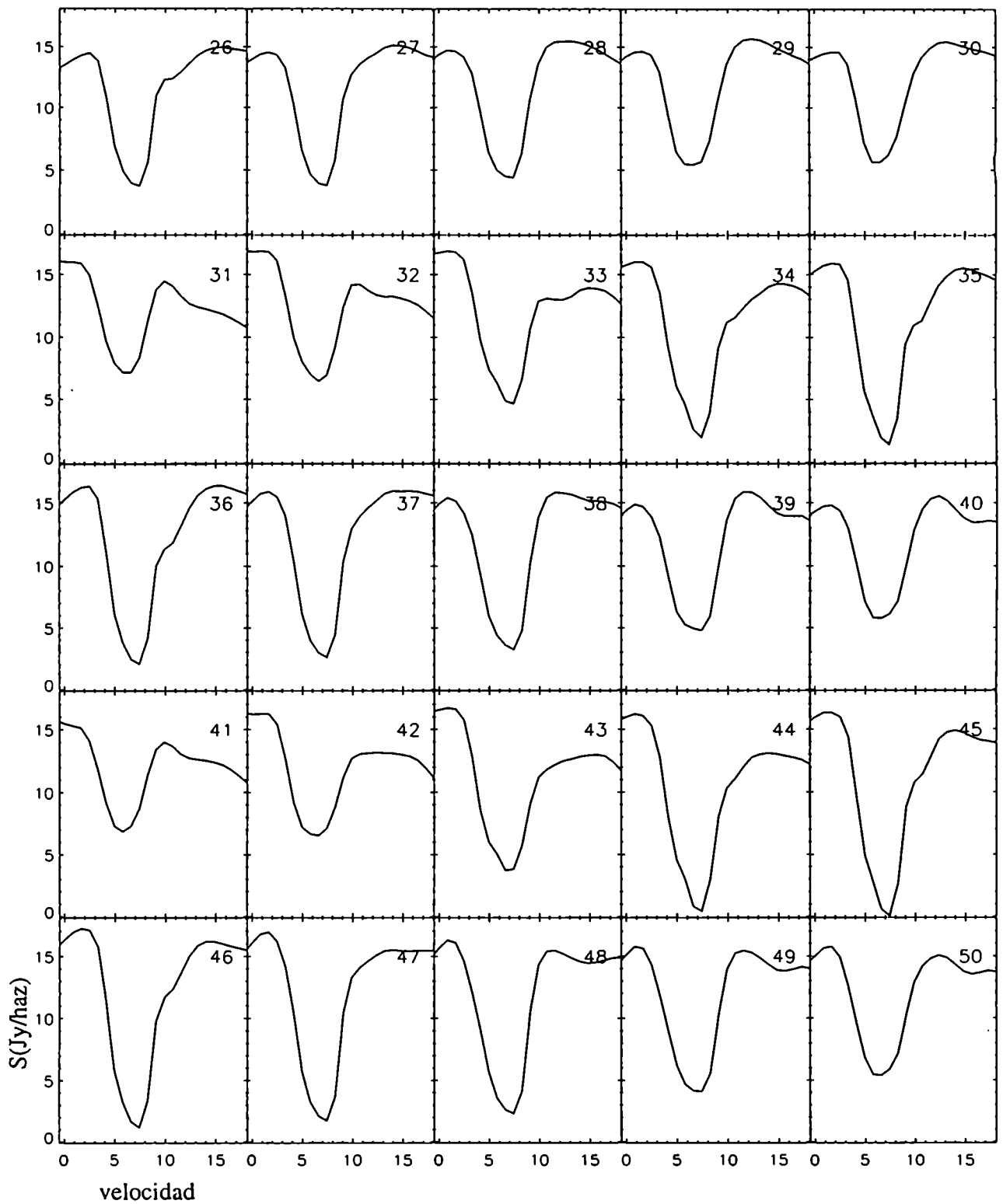


Fig. 5.9: *perfiles de emisión de HI en dirección a W28. Se grafica el intervalo de velocidades [0,15] km s⁻¹. En el borde superior izquierdo se indica la zona de la Fig. 5.7 considerada*

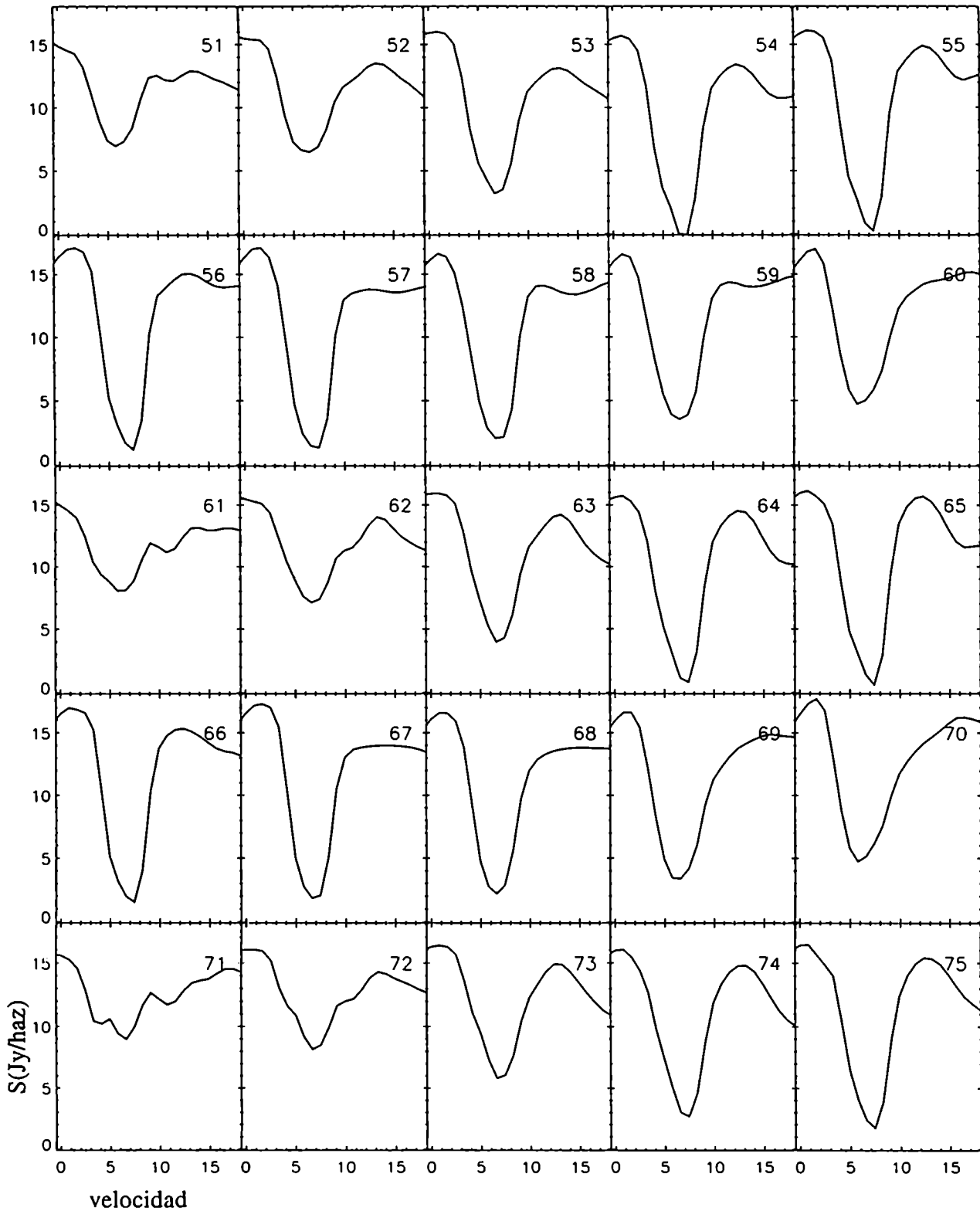


Fig. 5.10: *perfiles de emisión de HI en dirección a W28. Se grafica el intervalo de velocidades $[0,15]$ km s^{-1} . En el borde superior izquierdo se indica la zona de la Fig. 5.7 considerada*

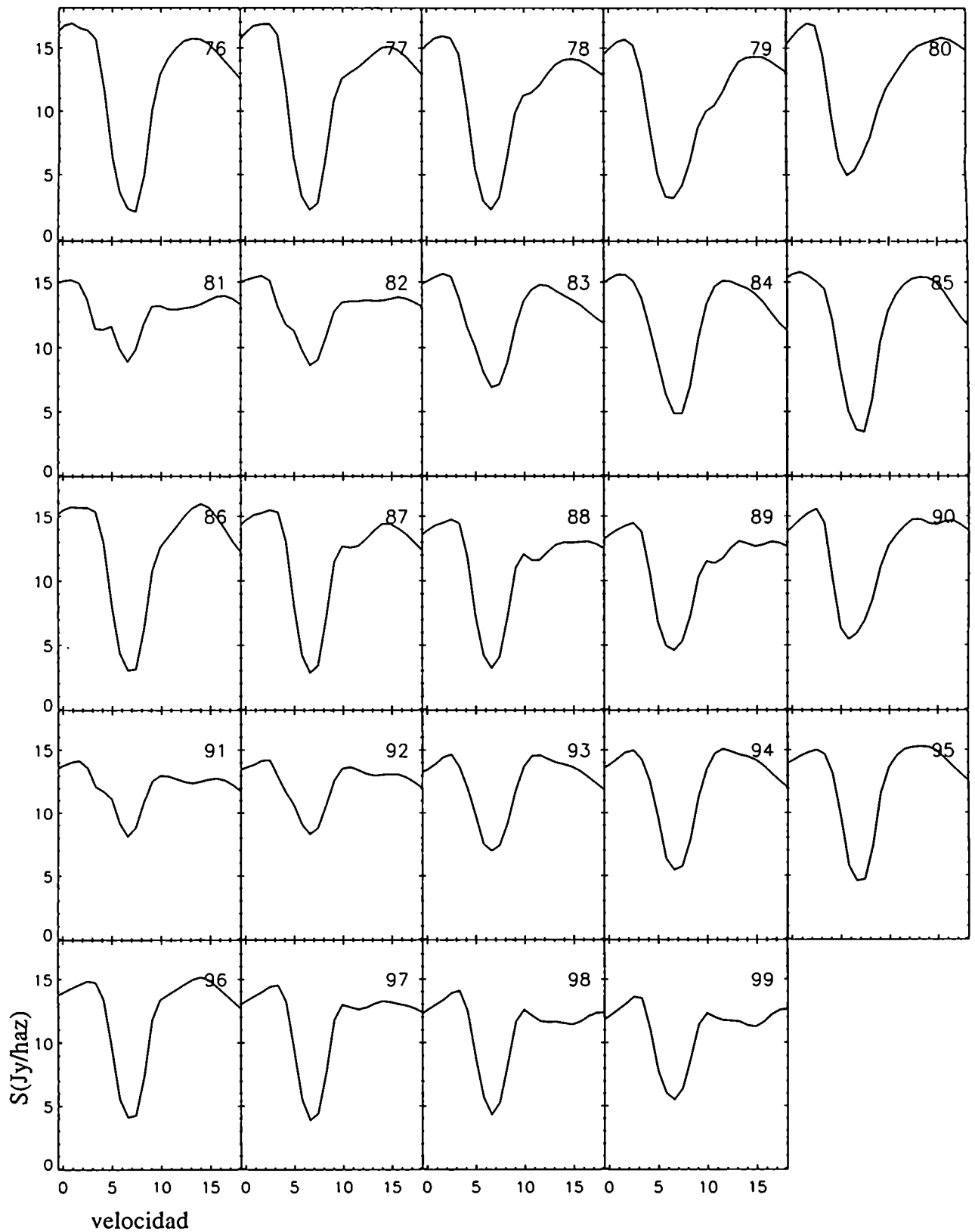


Fig. 5.11: perfiles de emisión de HI en dirección a W28. Se grafica el intervalo de velocidades $[0,15]$ km s^{-1} . En el borde superior izquierdo se indica la zona de la Fig. 5.7 considerada

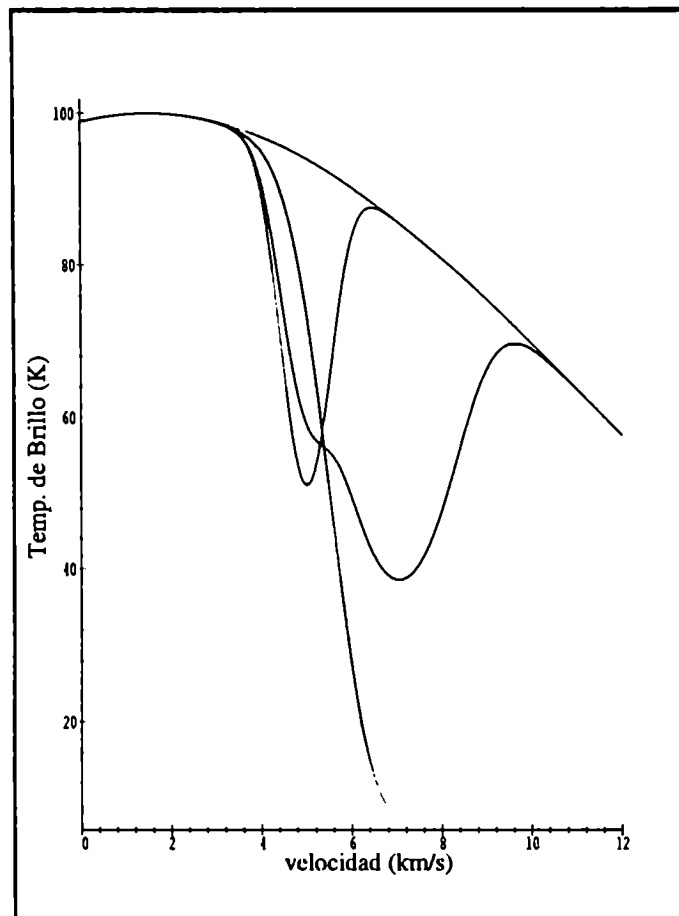


Fig. 5.12: *simulación del proceso de doble autoabsorción*

componente por separado. En cambio en amarillo y azul se muestran lo que resultaría del doble proceso de autoabsorción en dirección a W28 y fuera de la fuente respectivamente.

Por otro lado, a partir de la Ec.(5.1) es inmediato derivar una expresión para τ en función de T_{esp} , T_{obs} , T_c y T_s . La temperatura de brillo esperada T_{esp} puede ser calculada por medio de una interpolación lineal a través del perfil de absorción (Riegel & Jennings (1969)). La temperatura de brillo del continuo fue medida en imágenes en 1420 MHz del Relevamiento de Bonn, al cual se puede acceder por Internet. La temperatura de espin es un parámetro que fue fijado en 25°K de acuerdo con el trabajo de Riegel & Jennings (1969). Las opacidades obtenidas se representan en las Figs. 5.13-5.16

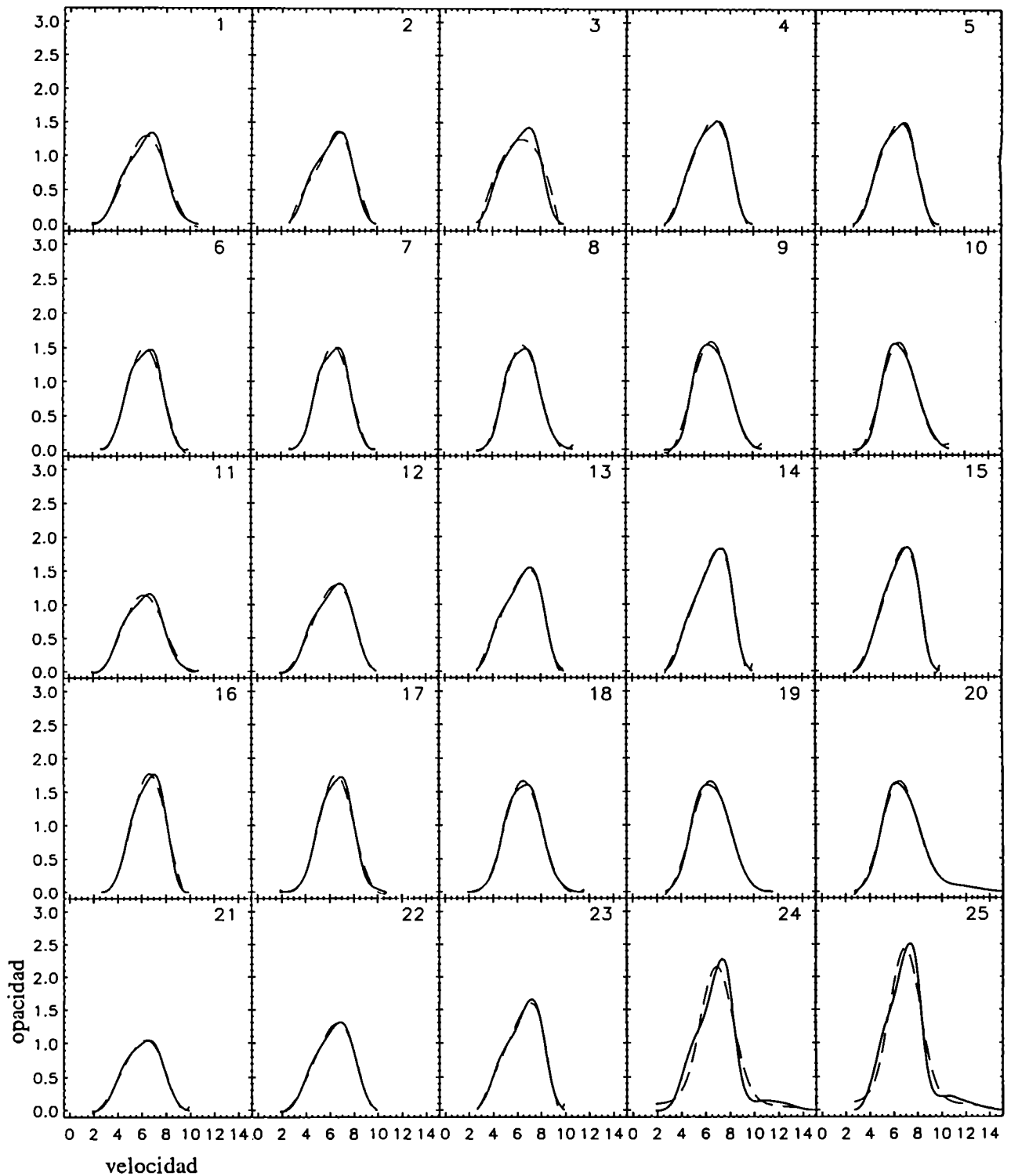
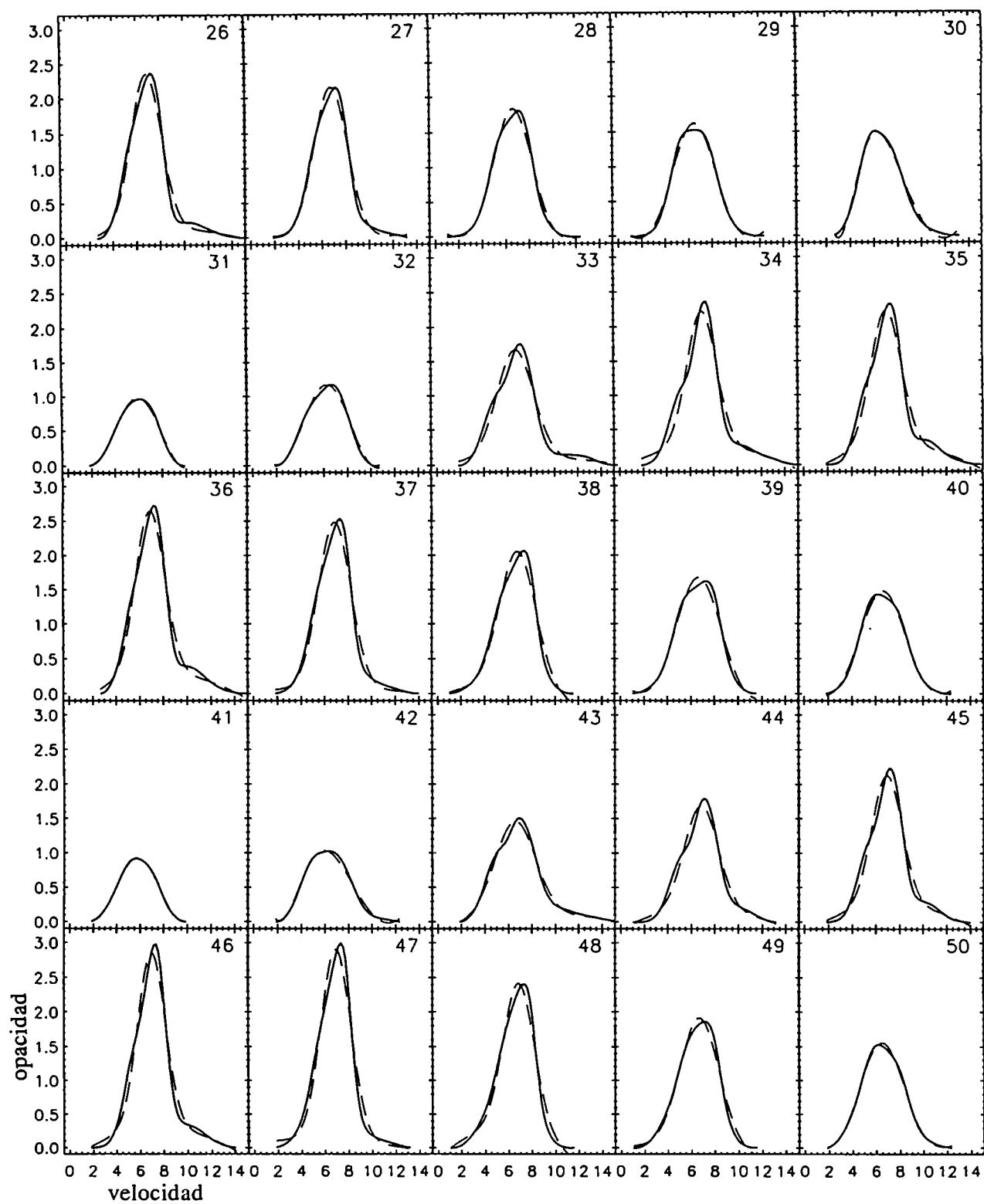


Fig. 5.13: perfiles de opacidad en dirección a W28 (trazo continuo). Se grafica el intervalo de velocidades $[0,15]$ km s^{-1} . En el borde superior izquierdo se indica la zona de la Fig. 5.7 considerada. En trazo a rayas se grafica el ajuste mediante una gaussiana más una parábola.

Fig. 5.14: *Idem Fig. 5.13*

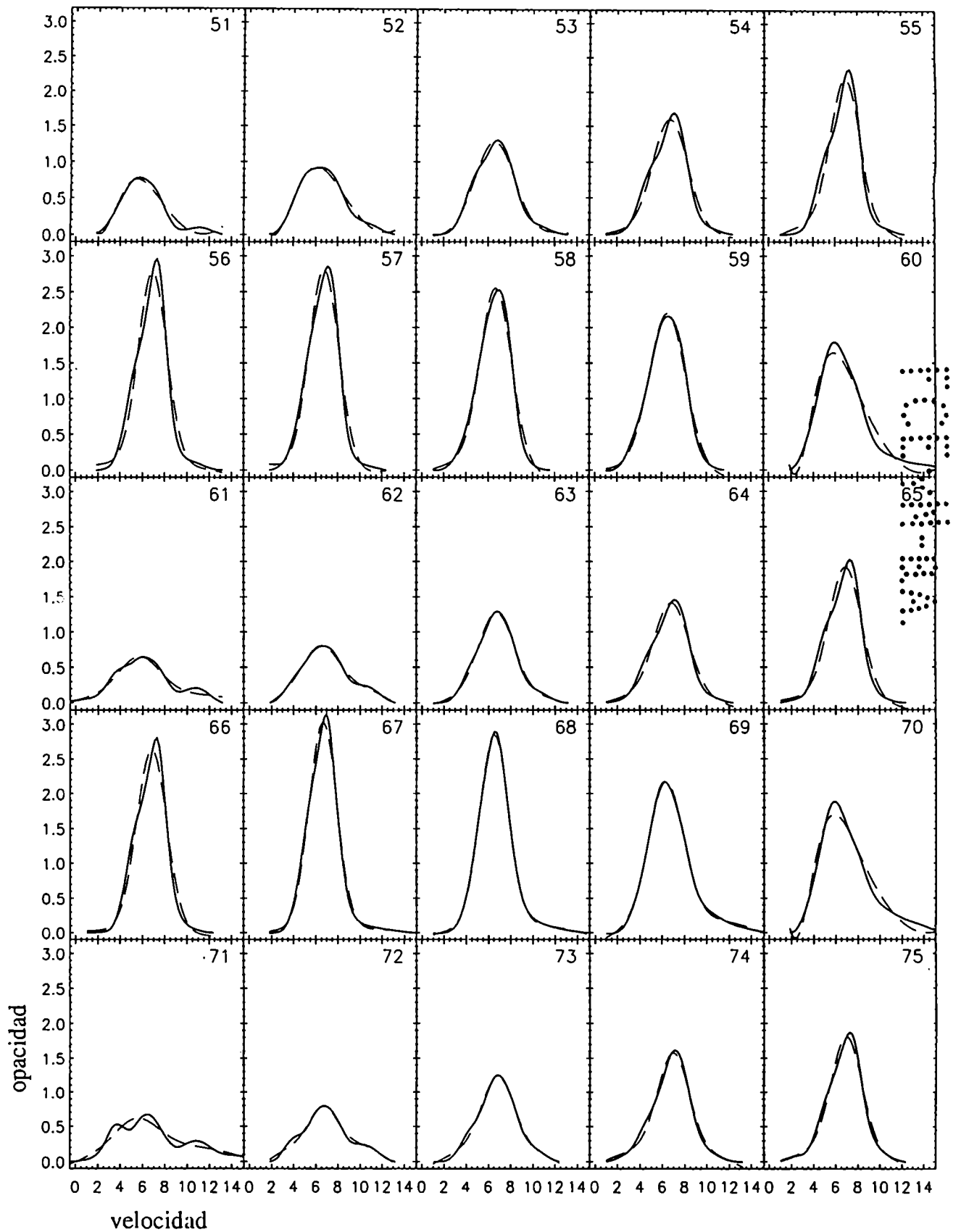


Fig. 5.15: *Idem Fig. 5.13*

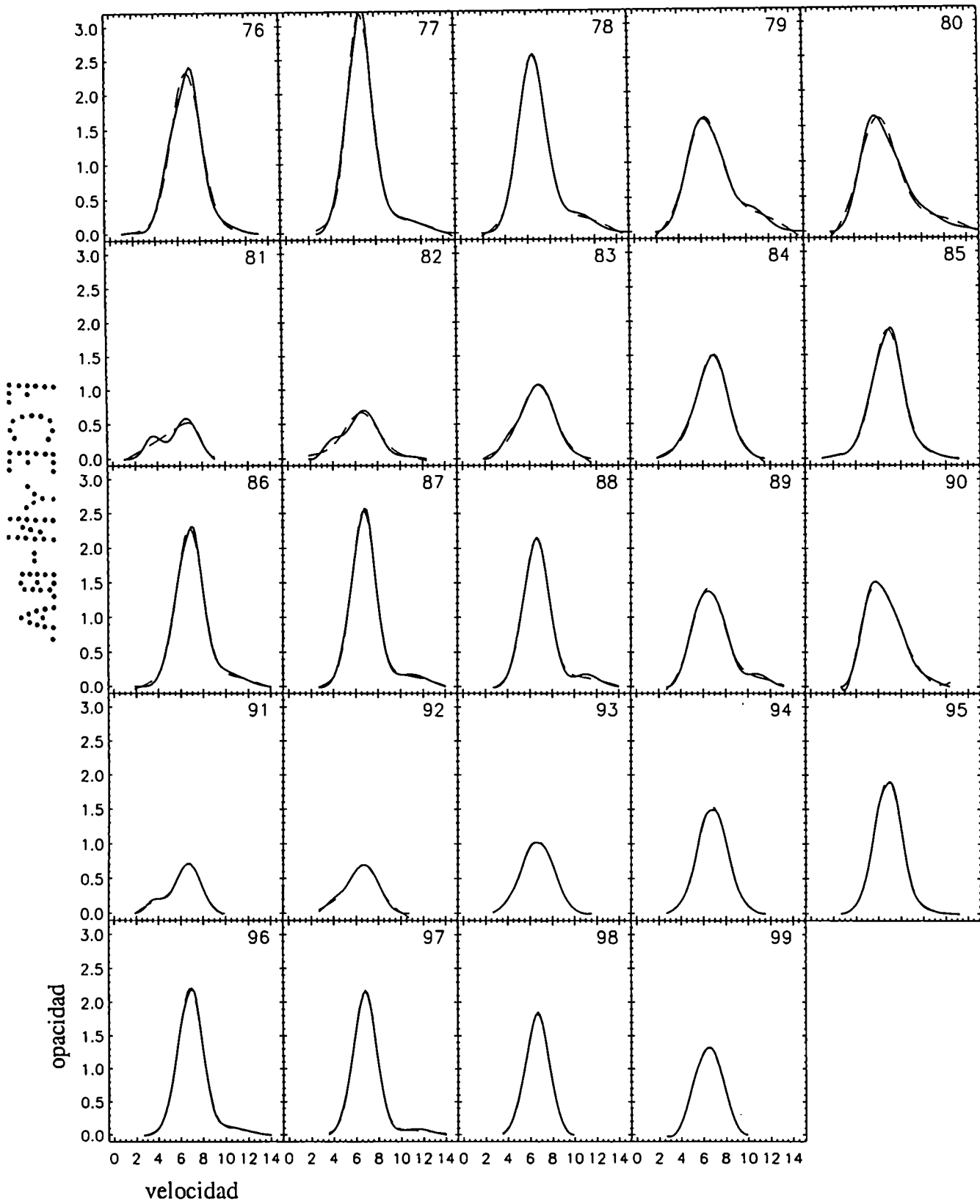


Fig. 5.16: Idem Fig. 5.13

De estos resultados se desprende que el doble proceso de autoabsorción puede ser el responsable del profundo pico de absorción observado. El área donde se produce resulta mayor que el continuo del RSN W28 (Figs. 5.8 -5.11) y las velocidades donde se producen cambios de pendiente en los perfiles y en los gráficos de opacidades (Figs. 5.13-5.16), no evidencian cambios sustanciales al observar en la dirección del remanente y fuera de la misma. Entonces la autoabsorción sería una característica particular de la región estudiada y la emisión sincrotrónica actuaría como un “intensificador” de la autoabsorción.

Además, en las Figs. 5.13-5.16 se observa que el valor máximo de opacidad no es coincidente con el máximo del continuo de W28 sino que existe un corrimiento hacia la derecha (ver paneles numerados con 36,37,46,47,56,57,67 y 77).

5.4.2 Determinación de las masas de las estructuras observadas

| Estructura | V_c (km s ⁻¹) | M ($M_\odot \times d_{3.6}^2$) |
|-----------------------|-----------------------------|------------------------------------|
| cáscara | 2.5 | 8272 |
| hueco (masa faltante) | 7.5 | 1050 |
| cáscara | 15.0 | 10880 |
| tapa o nube | 35.5 | 2550 |

Tabla 5.2: Determinación de masas de HI

Nuestro análisis de la emisión de HI nos permitió circunscribir la búsqueda de estructuras para la determinación de las masas al intervalo de velocidades $[-4, +40]$ km s⁻¹. En la Fig. 5.17, 5.18 y 5.19 se muestran los mapas empleados. Entre cada panel existe una separación de 1.6 km s⁻¹. Nuevamente a cada panel le fue sustraído un nivel de fondo con el sólo propósito de presentar la emisión en todo el rango de velocidades utilizando la misma escala de grises.

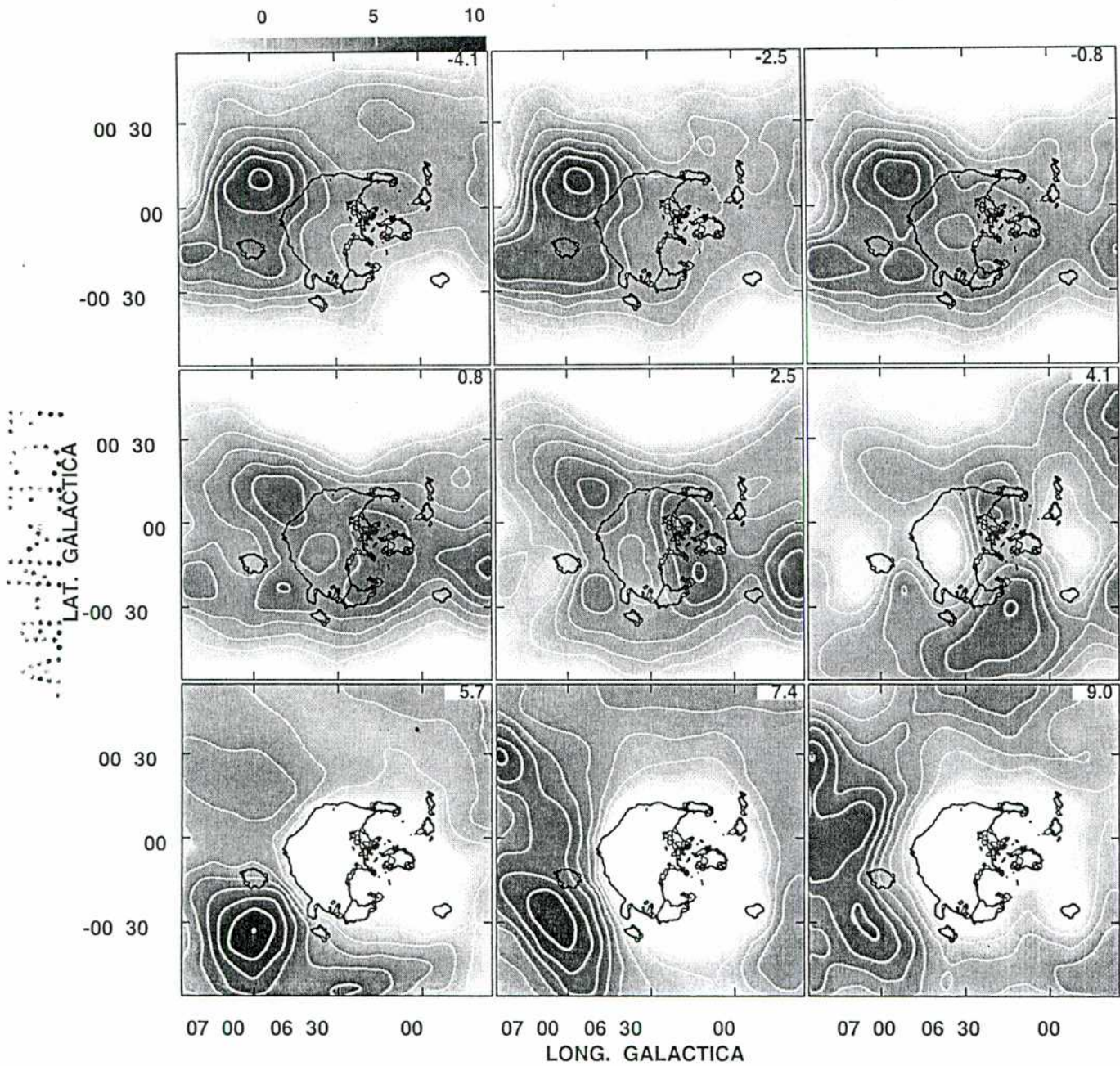


Fig. 5.17: mapas de HI generados a intervalos de 1.6 km s^{-1} . En grises y contornos se presenta la emisión en HI para el intervalo -4 km s^{-1} a 9 km s^{-1} . Los contornos blancos corresponden a los niveles $-3.0, -1.5, 0.0, 1.5, 3.0, 4.5, 6.0, 7.5$ y 9.0 Jy/haz . Los contornos negros muestran los niveles 0.1 y 0.13 Jy/haz del radiocontinuo de W28 a 328 MHz .

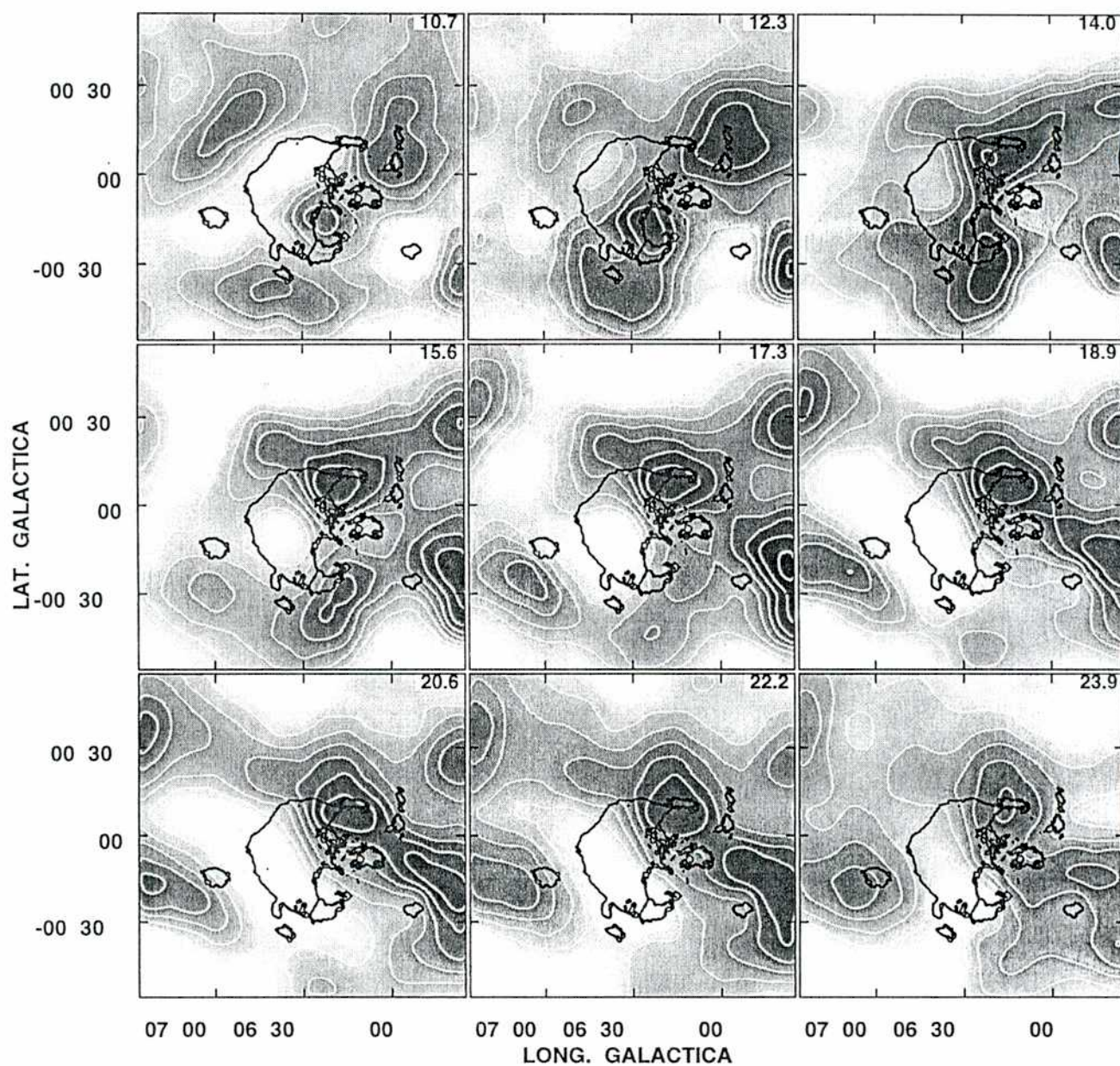


Fig. 5.18: mapas de HI generados a intervalos de 1.6 km s^{-1} . En grises y contornos se presenta la emisión en HI para el intervalo 10.7 km s^{-1} a 23.9 km s^{-1} . Los contornos blancos corresponden a los niveles $-3.0, -1.5, 0.0, 1.5, 3.0, 4.5, 6.0, 7.5$ y 9.0 Jy/haz . Los contornos negros muestran los niveles 0.1 y 0.13 Jy/haz del radiocontinuo de W28 a 328 MHz .

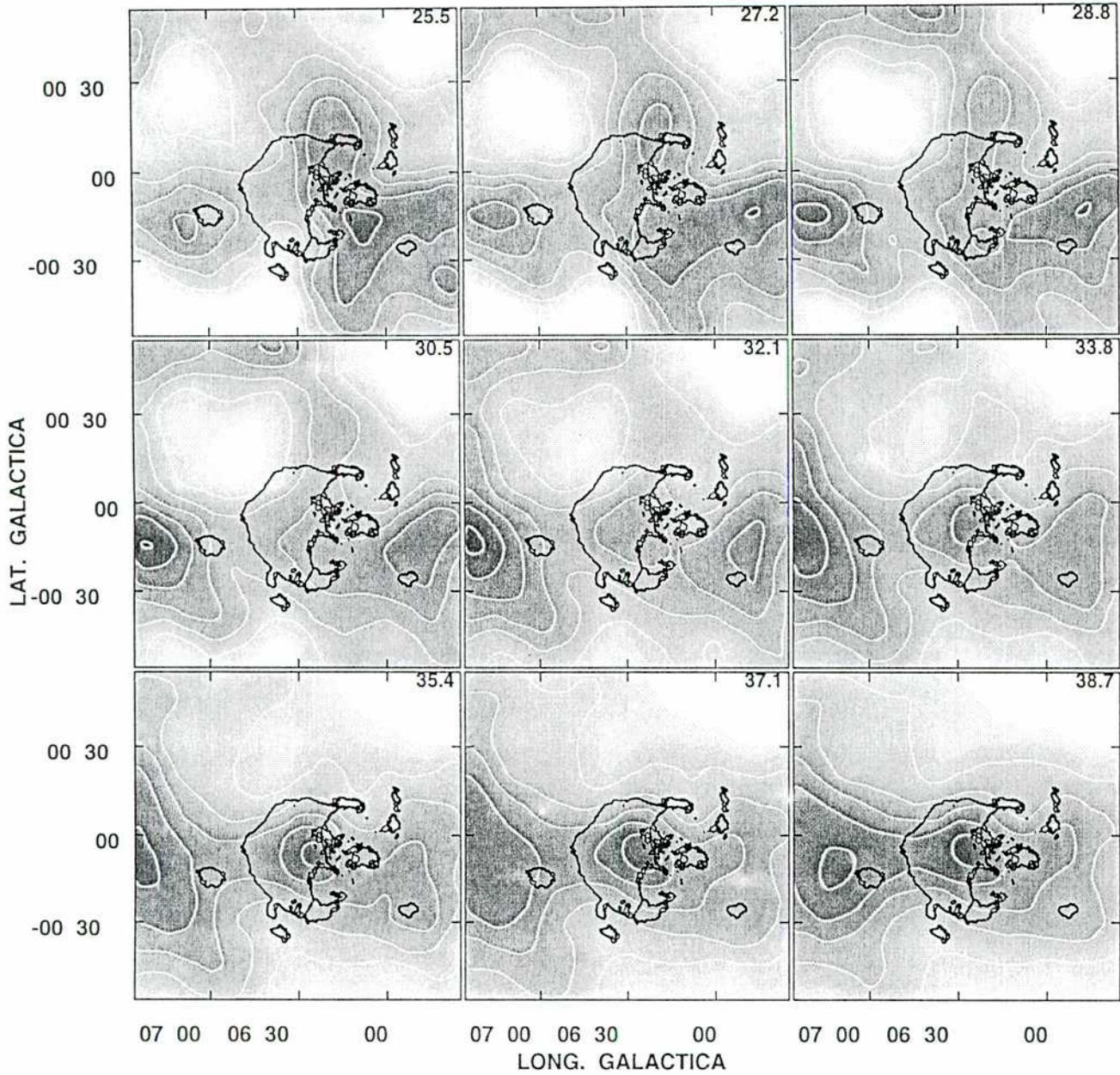


Fig. 5.19: mapas de HI generados a intervalos de 1.6 km s^{-1} . En grises y contornos se presenta la emisión en HI para el intervalo 25.5 km s^{-1} a 40 km s^{-1} . Los contornos blancos corresponden a los niveles $-3.0, -1.5, 0.0, 1.5, 3.0, 4.5, 6.0, 7.5$ y 9.0 Jy/haz . Los contornos negros muestran los niveles 0.1 y 0.13 Jy/haz del radiocontinuo de W28 a 328 MHz .

Para transformar densidad de flujo S (Jy/haz) a temperatura de brillo T_b (°K) se empleó:

$$T_B(^{\circ}K) = 7.4 S(Jy/haz) \quad (5.2)$$

En el cálculo de la densidad de columna de HI se utilizó la Ec.(3.4). En las determinaciones de áreas, volúmenes, masas y densidades se consideró que la distancia del remanente es de 3.6 kpc, la cuál se deriva a partir del modelo de Fich et al. (1989) de rotación galáctica considerando como velocidad sistemática a 18 km s^{-1} .

Además si se considera que toda la masa asociada se hallaba uniformemente distribuida en el volumen de una esfera de radio máximo igual a 40 pc (dado por el radio mayor de la cáscara de HI observada a $v \simeq 17 \text{ km s}^{-1}$ y una velocidad de expansión media de $18 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$, se obtienen los siguientes valores para la densidad inicial del MIE, la energía cinética y la energía total inicial de la explosión: $1\text{-}2 \text{ cm}^{-3}$, $5.1 \times 10^{49} \times d_{3.6}^2 \text{ erg}$ y $4.9 \times 10^{50} \text{ erg}$, respectivamente.

La densidad de columna total medida en el intervalo donde se detectaron estructuras es de N_{HI} de $7.7 \times 10^{20} \text{ cm}^2$ y la masa total barrida es de $22750 M_{\odot} \times d_{3.6}^2$.

De todos estos resultados se pueden calcular el tiempo y radio de entrada del remanente a la fase radiativa, R_{rad} y t_{rad} , respectivamente. Los mismos son iguales a 14 pc y 21000 años. Dado que el radio medio del remanente, determinado en base a los estudios de radiocontinuo es de 21 pc (20.5') se concluye que W28 se encuentra en la tercer fase de evolución. La edad de este objeto astrofísico se la puede estimar de la siguiente expresión:

$$R_s = R_{rad} \left(\frac{8}{5} \frac{t}{t_{rad}} - \frac{3}{5} \right)^{1/4} \quad (5.3)$$

resultando ser igual a unos 80000 años.

Para un remanente de edad avanzada se espera que la dinámica del mismo se vea fuertemente influenciada por el medio circundante. W28 no es la excepción a este "regla".

Las depresiones observados en las imágenes de radiocontinuo (especialmente en la frecuencia de 1465 MHz) de W28 son posicionalmente coincidente con la presencia de dos nubes de HI detectadas a 2.5 km s^{-1} y 4.1 km s^{-1} (ver Fig. 5.17), dando la apariencia de que el remanente en expansión las rodeo.

La mayor emisión en sincrotrón hacia el N y NE de W28 (hacia arriba y la izquierda en coordenadas galácticas) puede deberse a que la onda de choque barre material con regiones más densas a su paso, tal como parece desprenderse de los planos a velocidades $2.5, 5.7, 7.4, 9.0, 10.7$ y 17.5 km s^{-1} .

Las nuevas estructuras observadas al este y al suroeste de W28 en el radiocontinuo no muestran un fuerte cambio en los valores de sus índices espectrales comparados con el total del remanente, por lo que serían parte del mismo y no fuentes distintas.

La extensión en sincrotrón detectada al norte de W28 podría tratarse de la nebulosa del pulsar J1801-2306. Su ubicación iría en contra de la hipótesis de que este pulsar se encuentra escapando del remanente debido a su alto movimiento propio. En este caso, el pulsar hubiese dejado un "rastro" al producir un achatamiento en la emisión sincrotrónica desde el centro del remanente hasta su posición actual, cosa que no se detecta.

Capítulo 6

Los RSN W30 y CTB80

La investigación de los RSN “compuestos”, o sea que poseen algún tipo de influencia central, es un campo poco explorado con resultados potenciales de gran interés tanto desde el punto de vista del estudio evolutivo de los restos de supernovas como de los procesos físicos involucrados (mecanismos de aceleración de las partículas provenientes de pulsares, el proceso de acoplamiento entre el viento del pulsar y el material expulsado por el remanente, el origen de la emisión en rayos X de estos remanentes, etc).

El reconocimiento de la variedad y complejidad de procesos físicos que pueden producir las morfologías observadas en estos RSNs es un hecho relativamente reciente, que recibió un gran impulso en los últimos 6 y 7 años, principalmente con los telescopios orbitales *ASCA* y *ROSAT*. Este crecimiento cuantitativo de la información en altas energías, no ha sido acompañado por una evolución pareja en las frecuencias de radio, por lo que una investigación desde este punto de vista permitirá un avance en el conocimiento de estos objetos tan particulares.

Por ello en este capítulo se presentan las imágenes obtenidas en radio de los RSN W30 y CTB80, dos remanentes “compuestos”, con un pulsar en su interior. El análisis de las

mismas no es completo pero son el punto de partida de estudios futuros que permitan avanzar en su entendimiento.

6.1 El RSN W30

W30 es una región compleja cerca del plano galáctico con un tamaño aproximado de 1° . Esta compuesta por emisión extendida con un número de pequeñas fuentes superpuestas (Reich et al 1984, Handa et al. 1988). Algunas de esas fuentes fueron identificadas como regiones HII pero la naturaleza de las fuentes restantes, particularmente la emisión extendida, no resulta del todo clara. A través de observaciones en la frecuencia de 57.5 MHz del Clark Lake TPT synthesis array (Erikson et al. 1982) se estableció la naturaleza no térmica de la región norte, clasificándose a W30 como el RSN G8.7-0.1. La región sur se observa en absorción a esa frecuencia, poniendo en evidencia la existencia de una zona de regiones HII interpuesta y limitando la determinación exacta de la distribución térmica y no térmica sobre W30. Observaciones de CO muestran también nubes moleculares asociadas con la región (Blitz et al. 1982).

A altas frecuencias, relevamientos de disco simple del plano galáctico (Altenhoff et al 1978, Reich et al 1984, Handa et al 1988) no permiten clarificar la naturaleza de la emisión de W30. Observaciones de alta resolución realizadas con el VLA a 90 y 20 cm (resoluciones de $\sim 3'.5$ y $\sim 1'.4$, respectivamente)(Kassim et al 1990) confirmaron que G8.7-0.1 es un RSN galáctico.

Debido a la asociación de W30 con las regiones HII de distancia conocida, se estimó una distancia de 6 ± 1 kpc para G8.7-0.1. Esta distancia permitiría vincular el PSR 1800-21 con W30, cuya distancia es muy similar (Kassim et al. 1990).

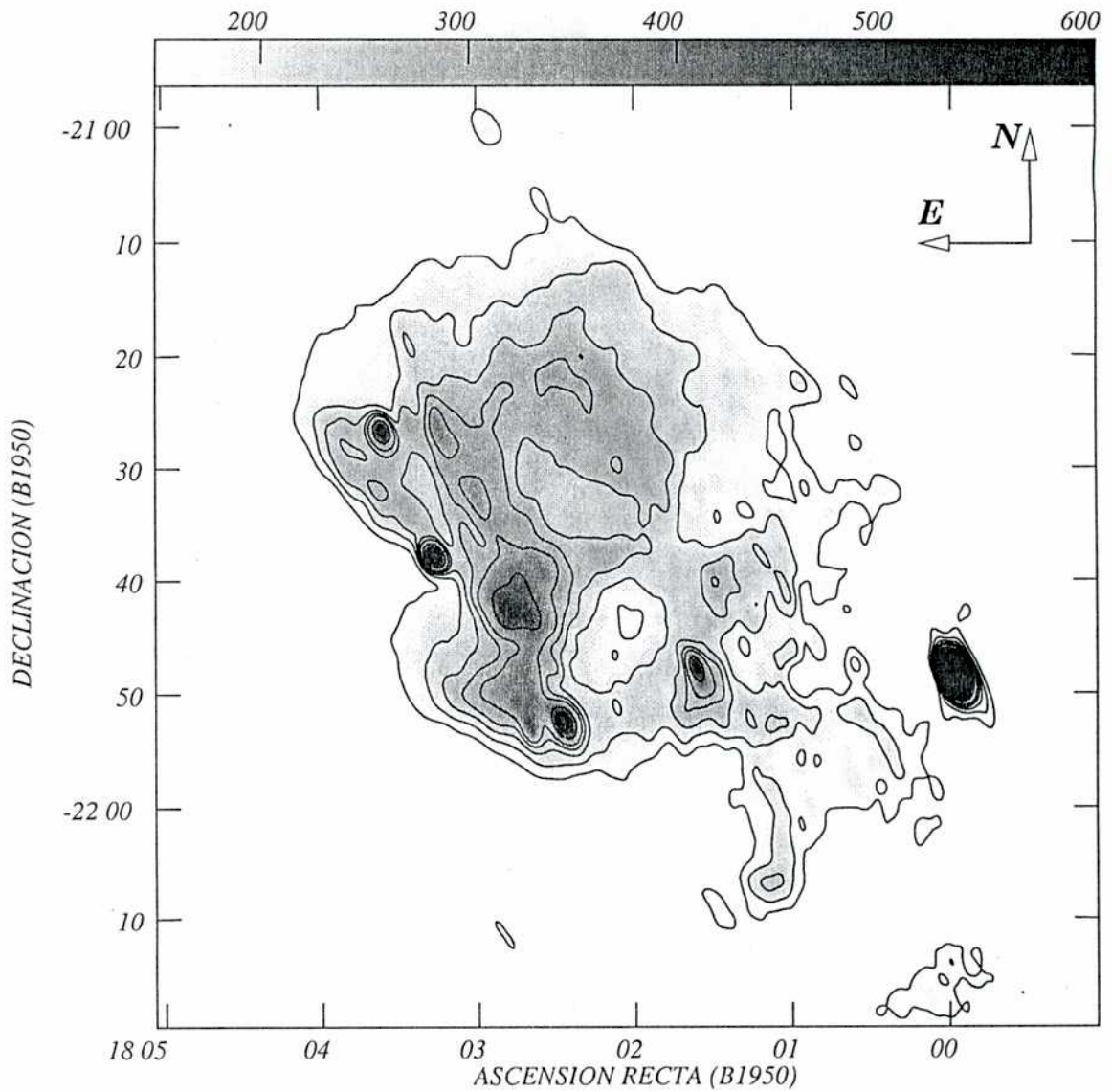


Fig. 6.1: Imagen del RSN de W30 a la frecuencia de 1465 MHz, obtenida con las configuraciones C y D del VLA. Los contornos corresponden a los niveles 0.16, 0.21, 0.26, 0.31, 0.36, 0.41, 0.46, 0.56 y 0.66 Jy/haz. El rango de grises va de 0.15 a 0.60 Jy/haz.

6.1.1 Radiocontinuo de W30 en 20 cm (1465 MHz)

Debido a la gran extensión angular de W30 (aproximadamente de 1° de diámetro), para poder obtener imágenes de alta resolución angular se hace necesario apelar a técnicas de mosaico. Las observaciones fueron realizadas con el VLA a 1465 MHz en la configuración C. En este caso se realizó un total de 35 apuntamientos.

Veinticinco de los 35 posiciones fueron observadas por cerca de 2 hs y media horas el 17 de noviembre de 1997, y por 2 horas el 18 de diciembre de 1997. Los 10 apuntamientos restantes fueron observados por espacio de 1 hs y media el 19 de febrero de 1999 y se realizó un relevamiento completo de la totalidad de los apuntamientos el 18 de marzo de 1999 por aproximadamente 2 hs y media. Los últimos dos turnos de observación fueron realizados en la configuración D del VLA.

Se empleó como calibradora primaria de la densidad de flujo a 1328+307 (3C286) (con una densidad de flujo estimada $S = 14.55$ Jy). La calibradora de fase fue 1830-210 (con un flujo $S = 10.9$ Jy a la frecuencia de 1465 MHz).

En proceso de calibración se utilizaron las rutinas de AIPS y el procesamiento de las bases de datos uv se continuó con el programa SDE. La metodología empleada en ambos casos es absolutamente análoga a la descrita para el caso del RSN W28 (ver sección 5.5.1).

La resolución final de la imagen es de $85'' \times 45''$ y un nivel de rms de 30 mJy/haz (ver Fig.6.1).

6.1.2 Radiocontinuo de W30 en 90 cm (328 MHz)

W30 fue observado a 328 MHz con el VLA en la configuración C en noviembre de 1997, en ocho barridos de 15 minutos cada uno.

Las calibradoras 3C286 and 1859-235 fueron empleadas como calibradoras primaria y de fase, respectivamente (con $S=26$ Jy y 14 Jy para 3C286 y 1859-235 a 328 MHz).

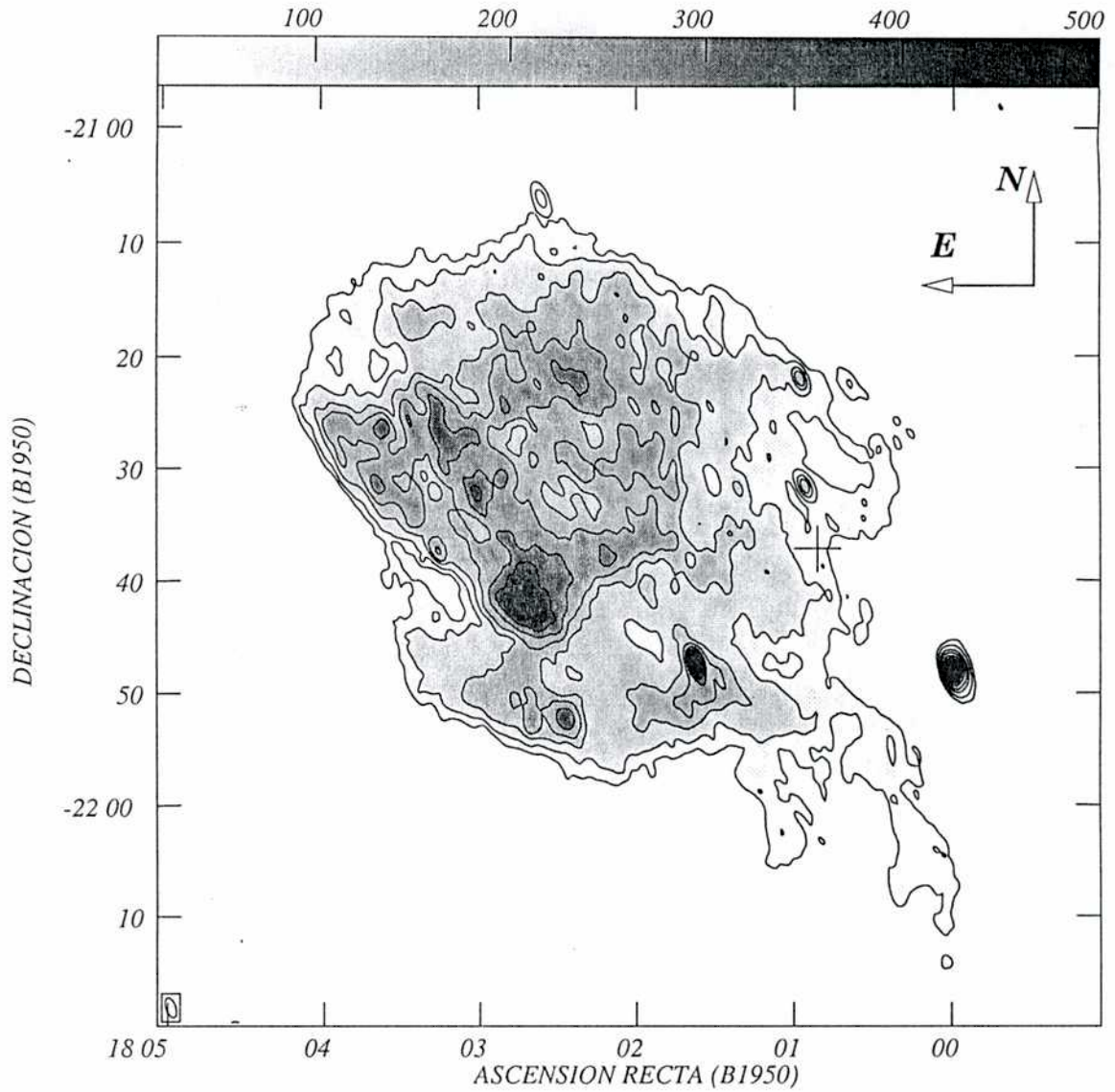


Fig. 6.2: Imagen del RSN de W30 a la frecuencia de 328 MHz, obtenida con las configuraciones C y D del VLA. Los contornos corresponden a los niveles 35, 70, 135, 200, 300, 400 y 500 mJy/haz. El rango de grises va de 20 a 500 mJy/haz. En la esquina inferior izquierda, se indica el tamaño del haz con el que se observó.

El tratamiento posterior fue realizado con el programa DRAGON y se generaron tres imágenes con diferentes tamaños de facetas, las cuales fueron linealmente combinadas para obtener la imagen final (para detalles del procesamiento de calibración y obtención de las imágenes ver sección 5.1.2).

La imagen resultante posee una resolución angular de $110'' \times 52''$ y un nivel de ruido rms de 35 mJy/haz (ver Fig.6.2).

6.1.3 Resultados

Análisis de las imágenes de W30 en las frecuencias 328 y 1465 MHz

Por primera vez se obtuvo un relevamiento completo de esta fuente en la frecuencia de 1465 MHz. Las imágenes de alta resolución angular muestran morfologías similares en ambas frecuencias observadas (ver Figs.6.2 y 6.1, respectivamente), sugiriendo que no hay variaciones locales del índice espectral. En base a estas nuevas imágenes se detectaron dos extensiones de la nebulosa sincrotrónica hacia el SO del remanente, no registradas en observaciones anteriores.

A partir de estas observaciones se nota que la emisión en sincrotrón es más intensa en el hemisferio oriental que en occidental. También se observa una estructura filamentaria la cual parece partir de la región III G8.36-0.3, hacia el norte hasta alcanzar aproximadamente la posición $RA(1950)=18^h02^m30^s$, $Decl(1950)=-21^\circ20'$.

Las regiones HII (ver Tabla 6.1) reportadas por Kassim et al. (1990) resultan bien definidas en ambas imágenes.

Los flujos totales S_ν de W30 a 328 MHz y 1465 MHz fueron medidos sobre la fuente, luego de las correcciones debidas a la contaminación por emisión de fondo. Se obtuvieron los siguientes resultados: $S_{328\text{MHz}} = 127 \pm 20$ Jy y $S_{1465\text{MHz}} = 75 \pm 25$ Jy, donde la fuente

| Región HII | R.A.(1950) | Decl.(1950) |
|------------|---|-------------|
| G8.14+0.23 | 18 ^h 00 ^m 00 ^s | -21°48'06" |
| G8.31-0.09 | 18 ^h 01 ^m 33 ^s | -21°48'45" |
| G8.36-0.30 | 18 ^h 02 ^m 28 ^s | -21°52'21" |
| G8.53-0.29 | 18 ^h 02 ^m 46 ^s | -21°42'59" |
| G8.67-0.36 | 18 ^h 03 ^m 19 ^s | -21°37'50" |
| G8.86-0.33 | 18 ^h 03 ^m 37 ^s | -21°26'50" |

Tabla 6.1: Regiones HII

de error se debe a la indeterminación del último contorno trazado a 5σ del ruido. En este cálculo de flujos se restó la contribución al mismo de las regiones HII.

6.1.4 Determinación del índice espectral de W30

Los flujos obtenidos a partir de nuestros datos a 328 y 1465 MHz fueron combinados con mediciones de flujos disponibles en otras frecuencias en la literatura. La información de los flujos totales en las frecuencias de 2695, 4850 y 10000 MHz fueron tomados de los trabajos de Reich et al (1978), Altenhoff et al (1978) y Handa et al. (1988), respectivamente.

En la Fig.6.3 se hace el gráfico $\log(S_\nu)$ vs $\log(\nu)$. Se obtiene que el índice espectral de la componente no térmica de W30 es de $\simeq 0.52 \pm 0.10$ empleando cuadrados mínimos.

6.2 El RSN CTB80

CTB80 (G69+0.7) es un remanente que presenta una morfología única y peculiar. En el rango de radio, este remanente consta de un núcleo compacto de $\sim 1'$, con un índice espectral $\alpha = 0.4$, que incluye en su borde occidental una fuente de espectro plano ($\alpha \sim 0$)

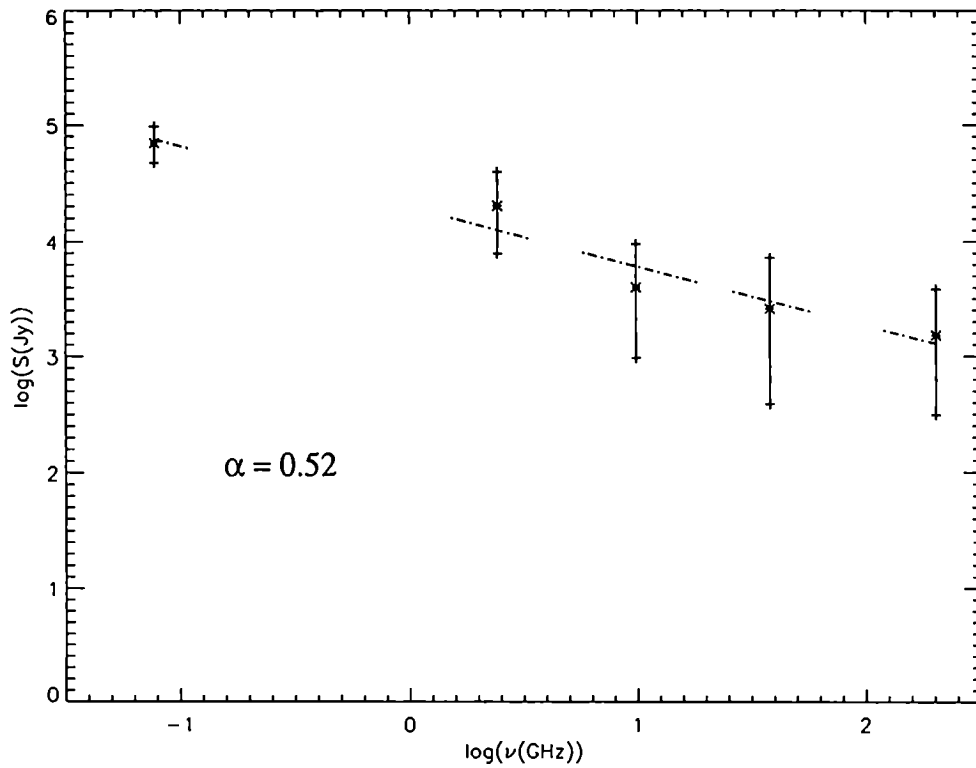


Fig. 6.3: Espectro de radio global de W30. Los asteriscos * indican los valores medidos a 328, 1465 (nuestras mediciones), 2695 (Reich et al 1978), 4850 (Altenhoff et al 1978) y 10000 MHz (Handa et al 1988). Los signos + señalan las barras de error. La línea trazada a rayas y puntos es la que resulta del ajuste de cuadrados mínimos.

de 30". El pulsar PSR J1952+3252 se encuentra dentro de la fuente de espectro plano. (Kulkarni et al. 1988).

La componente central está rodeada por una estructura a gran escala que puede ser descrita como dos trozos de cáscara esférica con espectro más agudo que se cortan. El núcleo compacto se encuentra en la intersección de las dos cáscaras.

CTB80 ha sido observado en el rango de rayos X usando los observatorios espaciales *Einstein*, *EXOSAT* y *ROSAT* (Safi-Harb et al 1995, y trabajos citados allí). Las imágenes de la región central obtenidas con el *ROSAT* muestran un núcleo compacto brillante (cercano

a la posición del pulsar) y una nube difusa (a unos 5' del pulsar) que puede ser atribuída a radiación sincrotrónica originada en el viento relativista del pulsar, confinado por la presión del medio que lo rodea.

También se ha investigado la emisión en el infrarrojo y en HI a alta velocidad del gas en dirección a CTB80 (Sofue et al. 1983, Fesen et al. 1988, Koo et al. 1990).

En radio, la mejor imagen de este remanente completo fue obtenida por Angerhofer et al. (1981) usando el interferómetro de Westerbork a 610 MHz (haz= $56'' \times 103''$). El núcleo central fue observado en diferentes frecuencias con buena resolución angular (Angerhofer et al. 1981, Strom et al. 1984).

La distancia asignada a este RSN por Angerhofer et al (1980) es de 3 ± 1 kpc, al combinar datos del óptico y de radio.

Existen varios modelos para explicar la morfología tan llamativa de este remanente. En algunos se suponen que los arcos Norte y Suroeste se deben a la emisión de jets o chorros emitidos por la fuente central. En particular algunos de esos trabajos asocian a CTB80 con el evento de AD1408 (Van der Bergh 1980, Dickel et al 1981 y Sofue et al 1983). Esto implicaría una velocidad para los chorros de un tercio de la velocidad de la luz.

En una línea de trabajo semejante se encuentra el trabajo de Fesen et al. (1988). Ellos descubrieron a través de datos del *IRAS* una cáscara de 64' de diámetro a unos 30' al este de la nebulosa del pulsar. Basados en la coincidencia posicional y distancias similares relacionan está cáscara, las extensiones de CTB80 y el pulsar como originados en un único evento ocurrido hace unos 10^5 años. En ese momento se formaron la cáscara en expansión y un rápido objeto rotante con una velocidad hacia el oeste de unos 300 km s^{-1} , generando la zona de espectro chato y el arco oriental. Dado que el pulsar se sitúa cerca del borde occidental de la cáscara, esto sugiere que los arcos norte y suroccidental son el resultado de la inyección de partículas relativistas en la región interior de la cáscara (donde el campo magnético se halla más comprimido).

Otro de los modelos es el bianular (Manchester et al 1988), el cual dice que los arcos de CTB80 se formaron por el encuentro de haces cónicos generados por el pulsar con la cáscara del RSN.

6.3 Radiocontinuo de CTB80 a 20 cm (1365 MHz)

Esta es la primer imagen del remanente CTB80 realizada con la técnica de múltiple apuntamiento, con una muy buena resolución angular sobre el remanente completo (en trabajos anteriores existían problemas con los datos uv para reconstruir los arcos). En la literatura hay estudios previos de mayor resolución angular pero sólo para la componente central.

Las observaciones de este remanente fueron llevadas a cabo en enero de 1994 (adquiridos por el Dr. Miller Goss) y en abril de 1995 (adquiridos por el Dr. Mark Holdaway). En la primer fecha se relevaron un total de 35 apuntamientos en dos bandas de 50 MHz centradas en las frecuencias de 1385 y 1465 MHz. En la segunda se registraron 33 apuntamientos pero las frecuencias consideradas fueron de 1365 y 1665 MHz. Para este trabajo de tesis partí de los datos en crudo y realicé todo el procesamiento posterior.

Los datos fueron calibrados con las rutinas estándar del programa AIPS empleándose como calibradoras de flujo y fase a 1328+307 (3C286) (con una densidad de flujo estimada $S = 14.55$ Jy) y 1830-210 (con un flujo $S = 10.9$ Jy a la frecuencia de 1465 MHz). El tratamiento posterior de las bases uv se efectuó con los programas incluidos en el paquete del SDE pero, en esta oportunidad, los datos de las dos fechas no fueron combinados con la rutina MOSCAT debido a que las frecuencias de ambas fechas son distintas (el método trabaja bien si las observaciones de diferentes fechas fueron adquiridas con la misma frecuencia). En vez de eso se trataron los datos por separado.

Posteriormente las imágenes con frecuencias cercanas, correspondientes a 1365 MHz y 1385 MHz, fueron promediadas con la rutina "COMB" de AIPS.

La imagen resultante posee un rms de 10 mJy/haz y una resolución de $50'' \times 43''$ (Fig. 6.4)

De la Fig. 6.4 se observa que el pulsar se ubica en el borde occidental de la región brillante (de espectro plano), y que esta zona presenta una mayor elongación en la dirección E-O que la N-S ($8' \times 3'.5$). Las extensiones angulares de los arcos son: $50'$, $36' 50''$ y $30' 40''$, para los arcos oriental, norte y suroccidental.

El flujo total de este RSN a 1365 MHz resulta de 36.7 Jy de los cuales una sexta parte (6.1 Jy) corresponden a la nebulosa del pulsar. En la nebulosa se distinguen las dos componentes reportadas por Angerhofer et al. (1981), la más brillante hacia el oeste, cercana a la posición del pulsar, y otra hacia el este. Esto concuerda también con las observaciones en rayos X, resultando la distancia entre ambas componentes similar ($\simeq 5'$).

Como se mencionó en la introducción de este capítulo este trabajo es la base de toda una línea de investigación. Desde el punto de vista observacional se planea obtener datos de buena resolución en otras frecuencias para combinarlos con estas imágenes y llevar a cabo estudios de índice espectral del remanente completo, de la parte central y de los arcos. De esa manera se podría dilucidar la naturaleza de las regiones extendidas de CTB80. Además se pueden combinar los datos en radio con observaciones en infrarrojo, rayos X, visible, etc., con el fin de obtener información del remanente y su entorno (densidades, temperaturas, velocidades, etc). Desde el punto de vista teórico se utilizará esta información para plantear modelos semianalíticos y numéricos, con los cuales poder entender cuál fue el escenario que dió origen y forma a este RSN tan peculiar.

La imagen resultante posee un rms de 10 mJy/haz y una resolución de $50'' \times 43''$ (Fig. 6.4)

De la Fig. 6.4 se observa que el pulsar se ubica en el borde occidental de la región brillante (de espectro plano), y que esta zona presenta una mayor elongación en la dirección E-O que la N-S ($8' \times 3'.5$). La extensiones angulares de los arcos son: $50'$, $36' 50''$ y $30' 40''$, para los arcos oriental, norte y suroccidental.

El flujo total de este RSN a 1365 MHz resulta de 36.7 Jy de los cuales una sexta parte (6.1 Jy) corresponden a la nebulosa del pulsar. En la nebulosa se distinguen las dos componentes reportadas por Angerhofer et al. (1981), la más brillante hacia el oeste, cercana a la posición del pulsar, y otra hacia el este. Esto concuerda también con las observaciones en rayos X, resultando la distancia entre ambas componentes similar ($\simeq 5'$).

Como se mencionó en la introducción de este capítulo este trabajo es la base de toda una línea de investigación. Desde el punto de vista observacional se planea obtener datos de buena resolución en otras frecuencias para combinarlos con estas imágenes y llevar a cabo estudios de índice espectral del remanente completo, de la parte central y de los arcos. De esa manera se podría dilucidar la naturaleza de las regiones extendidas de CTB80. Además se pueden combinar los datos en radio con observaciones en infrarrojo, rayos X, visible, etc., con el fin de obtener información del remanente y su entorno (densidades, temperaturas, velocidades, etc). Desde el punto de vista teórico se utilizará esta información para plantear modelos semianalíticos y numéricos, con los cuales poder entender cuál fue el escenario que dió origen y forma a este RSN tan peculiar.

Capítulo 7

El RSN W50 y SS433

7.1 Descripción del sistema formado por el RSN W50 y SS433

W50 es una extensa radio fuente galáctica de origen no térmico, de un tamaño aproximado de $2^\circ \times 1^\circ$. En el centro se encuentra la fuente de chorros relativistas denominada SS 433. Éste es un objeto compacto que inyecta materia en el medio circundante en forma de dos haces que se mueven en direcciones opuestas a velocidades del orden del 26% de la velocidad de la luz (Abell & Margon 1979). Además el eje de los chorros precede formando un cono con un ángulo de semiapertura igual a 20° y un período de precesión de 164 días.

En radiofrecuencias el RSN W50 exhibe una morfología que puede ser descripta como una cáscara esférica con dos lóbulos o extensiones laterales en la dirección Este-Oeste (ver Fig.7.1). Dado que esta es la dirección de propagación de los chorros provenientes de SS433, una hipótesis para dar cuenta de la extraña apariencia de W50 es que ésta es el resultado de la interacción entre el material del chorro y la cáscara del remanente.

Respecto al origen de los chorros de SS 433 y su precesión, se puede dar la siguiente explicación: SS 433 es un sistema binario formado por un objeto compacto (probablemente una estrella de neutrones) y una estrella compañera que orbita a su alrededor con un tiempo de traslación de 13 días. El campo gravitatorio del objeto compacto absorbe material de la estrella compañera formando un “disco de acreción” y cada tanto se produce la emisión de material en la dirección de los polos del objeto compacto formándose de esta manera los chorros.

Con el fin de dar una respuesta al interrogante de por qué W50 presenta esa forma de “caracola marina”, hasta el momento se llevaron a cabo diferentes estudios. Las hipótesis en las que se basan estos estudios pueden ser encuadradas en dos líneas o esquemas de trabajo en las que se supone la existencia o no de la interacción entre SS 433 y W50, y en las que se clasifica o no a W50 como un RSN:

1. W50 no es un remanente sino que es el producto de la interacción de los chorros relativistas con el medio interestelar circundante. Dentro de esta línea se puede mencionar el modelo de Königl 1993, según el cual W50 es una burbuja interestelar formada por el viento de la compañera de SS 433.
2. W50 es un remanente de supernova (así fue clasificado previamente por Holden & Caswell 1969) que alberga en su interior a SS 433, y que se encuentra interactuando con los chorros de éste.

Recientemente, Dubner et al. (1998) obtuvieron nuevas imágenes de alta resolución de W50 con el VLA, en las frecuencias de 327.5 y 1465 MHz (ver Fig.7.1). También realizaron un análisis de la cinemática y distribución del HI en torno de este objeto. A partir de las imágenes en ambas frecuencias determinaron el índice espectral de W50 obteniendo valores típicos de remanentes en la región esférica (es decir la no perturbada), mientras que sobre los lóbulos se midieron valores de índice espectral característicos de nebulosa de jet.

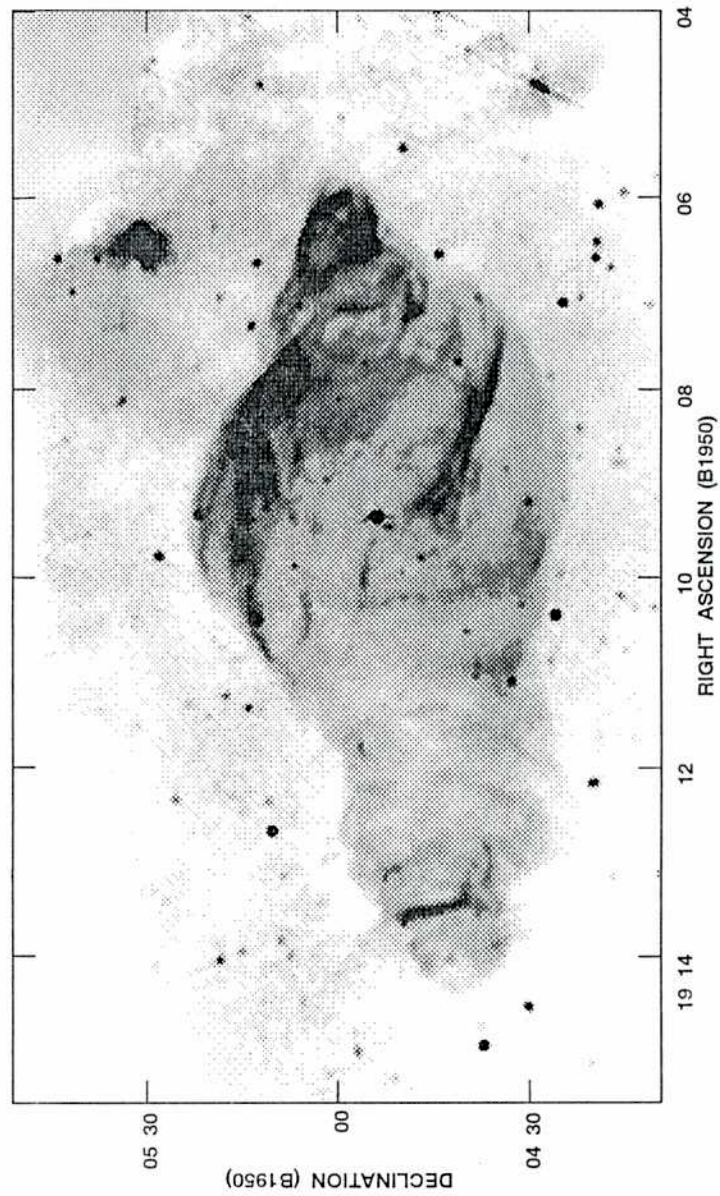


Fig. 7.1: Imagen del radiocontinuo de W50, obtenida con el Very Large Array, en la frecuencia de 1465 MHz (Dubner et al 1998)

Por otro lado, las observaciones en rayos X (empleando los satélites *Einstein*, *ASCA* y *ROSAT*) muestran la existencia de dos lóbulos de emisión en X, simétricamente situados al Este y Oeste de SS 433. El eje de los lóbulos visibles en rayos X se halla alineado con la elongación observada en sincrotrón. Esto apoya la interpretación del encuentro entre los chorros y la cáscara de W50 (Begelman 1980, Zealey 1979). También se observa que el objeto compacto ha inyectado una gran cantidad de energía en el medio interestelar (Watson et al. 1983, Yamauchi et al. 1994, Brinkmann et al. 1996, Safi-Harb & Ögelman 1997, Dubner et al. (1998)).

7.2 Modelización del sistema

El desarrollo teórico que se describe en este capítulo se llevó a cabo en colaboración del Dr. Alejandro Raga (durante una visita de intercambio del tesista al Instituto de Astronomía de la UNAM, México D.F.) y de los Dres. Andrea Costa y Daniel Gómez

En el primer capítulo de esta tesis se dió un panorama de como evolucionan los remanentes de supernova. Sin embargo cabe aclarar que este esquema evolutivo es estándar y su aplicación no es general. Las propiedades del medio interestelar que rodea a un RSN y el hecho de que en su interior albergue un objeto compacto, el cuál puede entregarle energía al inyectar partículas y campos magnéticos, son importantes al momento de determinar la forma y la evolución de un remanente.

Evidentemente, W50 constituye un caso especial y en principio las teorías de evolución de remanentes solo puede ser aplicable a la parte no perturbada de la cáscara del RSN.

De la imagen en radiocontinuo de W50 (ver Fig.7.1) se puede observar que los lóbulos oriental y occidental muestran características morfológicas diferentes. En primer lugar, el lóbulo oriental es evolucionado y presenta un borde difuso. En cambio el occidental exhibe

un borde bien marcado aunque su extensión angular (comparada con el otro) resulta menor. Esto se debe a que la región occidental se interna en una zona cada vez más densa del MIE, pues se propaga en dirección casi perpendicular al plano galáctico. Un gradiente positivo de densidad podría explicar la asimetría observada entre la expansión de ambos lóbulos y el hecho que la zona de la onda de choque del lóbulo occidental resulte más brillante pues encuentra más material a su paso. La otra cosa que llama la atención al ver la imagen de la Fig.7.1 es el patrón helicoidal que se hace patente en el jet oriental. El paso de la hélice es constante. También se nota la presencia de una pequeña “chimenea” o “columna” en la parte norte del lóbulo oriental. La presencia de estas estructuras se han reportado en otros casos tales como los RSN G309.2-0.2, G330.4-1.2 y G332.4+0.1 (Gaensler et al. 1998), los cuales parecen estar interactuando con chorros provenientes de objetos compactos en su interior.

En virtud de toda la evidencia observacional enunciada en la sección anterior y de las recientes observaciones en radiocontinuo, se plantea como hipótesis principal el hecho de que W50 es un RSN (justificado a partir de los estudios de índices espectrales) y que su peculiar fisonomía se debe al encuentro con el material de los chorros de SS 433. Éstos, en su propagación, encontraron la cáscara sincrotrónica del remanente y la arrastraron, convirtiéndose la radiación sincrotrónica en un trazador del movimiento del gas del chorro.

La interacción entre el chorro y el remanente es un proceso muy complejo. En la literatura existen modelos de como se propagan chorros en medios diversos. Si se considera que el medio exterior es homogéneo y que posee velocidad nula, la configuración que exhibe la cabeza del chorro es la descrita en el Capítulo 2 y recibe el nombre de “superficie de trabajo” (Raga, Rodríguez & Cantó 1997, también Raga, Cantó & Cabrit (1998)). Se puede pensar que en conjunto se desplaza a una velocidad v_{ws} . La velocidad v_{ws} se determina a partir de suponer equilibrio de presiones entre el material que entra a la superficie de trabajo a través del disco de Mach y el que ingresa por el choque a proa resultando:

$$v_{ws} = \frac{\beta}{1 + \beta} v_j \quad (7.1)$$

donde v_j es la velocidad del chorro y β es la raíz cuadrada del cociente de las densidades del chorro y del MIE (ρ_j , ρ_{mie} , respectivamente).

En el caso de W50, los chorros o jets se desplazan en el MIE barrido por la onda de choque del RSN. Se supone que la "ignición" de la fuente de chorros es un hecho posterior a la explosión de la estrella. Si el remanente se encuentra en la fase adiabática de evolución, las distribuciones de presión, densidad y velocidad que el material del chorro encuentra a su paso pueden ser descritas por el modelo analítico de Sedov, Ecs.(2.45-2.47).

Además, como se mencionó previamente, el eje de los chorros precede formando un cono. El período de precesión resulta menor al tiempo característico de evolución dinámica del objeto ($\tau_{prec} = 164 \text{ d.} \ll \tau_{dyn} = R_j/v_j \simeq 100 \text{ años}$, con R_j el radio típico del lóbulo oriental). Entonces se puede pensar que el chorro en su precesión forma un continuo y en la práctica se tiene un chorro de forma cónica con semiángulo Θ , sin precesión. Entonces la densidad del chorro se expresa como: $\rho_j \propto x^{-2}$ (si se considera su velocidad constante), donde x es la distancia medida desde la fuente hasta la posición de la superficie de trabajo. Por lo tanto el factor β de la Ec.(7.1) es una función de la posición que se hace más pequeño a medida que la cabeza del chorro se acerca a la onda de choque principal del remanente. Por lo tanto la Ec.(7.1) se escribe como:

$$v_{ws} = \frac{\beta(\cdot) v_j + u_{RSN}(x)}{1 + \beta(x)} \quad (7.2)$$

donde $u_{RSN}(x)$ es el perfil de velocidad del material detrás de la onda de choque del remanente.

Eventualmente la superficie de trabajo alcanzará a la onda de choque del RSN. Entonces, ¿qué ocurre cuando colisionan las ondas de choque del remanente y el choque a proa de la superficie de trabajo?. La respuesta es que pueden suceder dos cosas: (1) el encuentro de dos ondas de choque propagándose en la misma dirección genera otras dos, una que se propaga en la misma dirección que las originales y una inversa, separadas por una discontinuidad tangencial ($S_{\rightarrow}S_{\rightarrow} \Rightarrow S_{\leftarrow}TS_{\rightarrow}$), ó (2) luego del encuentro el esquema que se tiene es de una

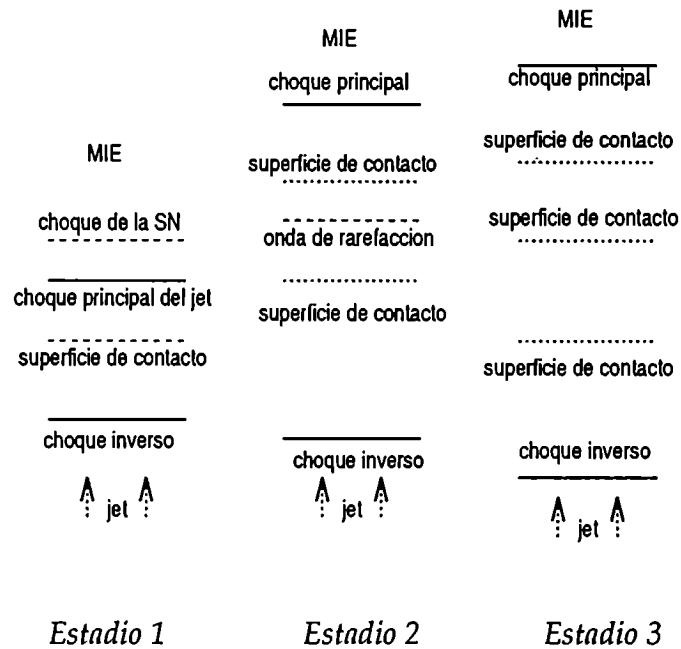


Fig. 7.2: Fases evolutivas del choque entre el jet y la cáscara en expansión del RSN.

onda de choque desplazándose en la dirección original, una onda de rarefacción inversa y una discontinuidad tangencial entre ambas ($S_{\rightarrow}S_{\rightarrow} \Rightarrow R_{\leftarrow}TS_{\rightarrow}$).

Dentro de la segunda opción se encuadra el trabajo de Murata & Shibazaki (1996). Ellos consideraron choques planos paralelos y esquematizaron la evolución de todo el proceso del encuentro jet-remanente caracterizándola por tres fases evolutivas (ver Fig. 7.2):

- Fase 1: la onda de choque de la supernova se propaga en el medio circundante mientras el jet se propaga en el medio ya perturbado por la onda de choque del remanente generando una estructura de doble choque (ver Fig.7.2).
- Fase 2: la onda delantera, posee una mayor velocidad que el frente de choque de la supernova y la alcanza. En ese momento se encuentra con un medio menos denso que aquel en el que se propagaba, por lo cual se acelera. También se genera una onda de rarefacción, que se mueve en dirección opuesta al jet.

- Fase 3: la configuración final es la de un choque a proa (“*bow shock*” en inglés, que barre el medio circundante), un choque inverso o disco de Mach (que se propaga en el material del jet) y una discontinuidad de contacto que sirve de límite entre el gas barrido por el choque a proa y el gas del jet chocado por el disco de Mach.

En la situación (1), la descripción de las fases sería más compleja pues la onda inversa, resultante del encuentro onda de choque del RSN y choque a proa del chorro, al alcanzar la discontinuidad tangencial de la superficie de trabajo se separaría en dos ondas de choque más. Esto acarrearía una serie de procesos de choques múltiples pero cada uno de ellos contaría cada vez con menos energía. Por lo tanto, la fase final a la que se arriba sería semejante: una onda de choque que barre el material interestelar, un choque que frena al material del chorro y alguna discontinuidad tangencial entre ambas.

En el caso de W50, su morfología muestra que ha entrado hace tiempo a la fase final *Fase 3* por lo que la dinámica de los lóbulos es gobernada por los chorros o jets.

7.3 Análisis de inestabilidad

Ferrari et al. (1978) y Hardee (1982, 1983), entre otros llevaron a cabo estudios de estabilidad en la propagación de jets o chorros relativistas, generalmente para aplicarlos a chorros astrofísicos extragalácticos. En sus trabajos consideran a los chorros como haces de gas cilíndricos o que presentan pequeños ángulos de apertura Θ .

En estos trabajos se encuentra que la superficie lateral de los chorros, la cual los separa del medio externo, es propensa a inestabilizarse mediante el mecanismo denominado de Kelvin-Helmholtz. Esta inestabilidad tiene lugar cuando dos fluidos en contacto se desplazan paralelamente a velocidades tangenciales diferentes.

Para estudiar este problema se linealizan las ecuaciones de continuidad y de momento de un fluido relativista y se consideran modos de perturbación de la superficie lateral de un chorro con sección transversal cilíndrica, dados por la siguiente ecuación:

$$f(r, \theta, \phi) = g(\theta) \exp[i(kr + n\phi + \omega t)] \quad (7.3)$$

donde n es un número entero.

Se resuelven las ecuaciones resultantes para el interior y el exterior del jet, empalmándose estas soluciones en la superficie del chorro ($\theta = \Theta$, el ángulo de semiapertura) y se arriba a la siguiente relación de dispersión:

$$\frac{J'_n(k\Psi\xi_n)H_n^{(1)}(k\Psi\zeta_n)\xi_n}{J_n(k\Psi\xi_n)H_n^{(1)'}(k\Psi\zeta_n)\zeta_n} = \eta \frac{(\Phi - M_{in})^2}{\Phi^2} \quad (7.4)$$

donde J_n es la función de Bessel y $H_n^{(1)}$ es la función de Hankel. Las primas indican derivadas respecto del argumento y:

$$\xi_n = \Gamma \left((\Phi - M_{in})^2 - 1 - \frac{n^2}{\Gamma k^2} + \frac{2i}{\Gamma k} \right)^{1/2}$$

y

$$\zeta_n = (\Phi^2 - (1 + n^2/k^2 - 2i/k)\nu)^{1/2} / \nu^{1/2}$$

con:

$$\Phi = \omega/k a_{in}, \quad M_{in} = u/a_{in}, \quad \eta = \rho_{in}/\rho_{ex}, \quad \nu = (a_{in}/a_{ex})^2, \quad \Gamma = (1 - (u/c)^2)^{-1/2}$$

u es la velocidad del fluido y a representa la velocidad del sonido del gas. Los subíndices "in" y "ex" se refieren a cantidades en el interior y el exterior del jet respectivamente. Esta relación de dispersión es válida para chorros de radio constante o que se expanden con radio instantáneo determinado por $R = r\Psi$, donde r es la distancia al origen y $\Psi = \sin(\Theta)$.

Hardee (1983) encontró una relación que satisfacen aproximadamente los máximos de la inestabilidad de Kelvin Helmholtz para cada n :

$$k_n \Psi = \frac{2\pi R}{\lambda_n} \simeq 1.9 \left(n + \frac{1.1}{n + 0.2} \right) \left(\frac{\eta^{1/3}}{M_{in}} \right) \quad (7.5)$$

por lo que la longitud de onda del modo más inestable (a n fijo) es:

$$\lambda_n \simeq 3.3 \frac{M_{in}/\eta^{1/3}}{n + 1/(n + 0.2)} R \quad (7.6)$$

A pesar de que estos modelos fueron desarrollados para ser empleados en el estudio de chorros extragalácticos, debido a las características particulares del sistema W50-SS433 (la alta tasa de inyección de energía, la velocidad inicial de los chorros, etc, que ha llevado a considerarlo como un microcuasar), son aplicables al caso de W50.

Nuestra hipótesis es que la estructura de hélice del lóbulo oriental se debe al desarrollo de la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz entre el material del lóbulo y el gas del medio interestelar.

Con el fin de poder evaluar la Ec.(7.6) es necesario conocer la velocidad del fluido en el lóbulo v_f , su densidad ρ_f , su velocidad del sonido a_s y la densidad del medio externo ρ_{mie} .

A partir de los datos observacionales obtenidos en radio y rayos X, se miden el radio inicial del jet R_{0j} y el radio medio del lóbulo oriental R_f (2'.5 y 13'.5, respectivamente).

Planteando la conservación del flujo de masa entre el material del chorro y el gas del lóbulo oriental, se obtiene una expresión para ρ_f :

$$\rho_f \simeq \frac{\rho_{0j} v_j}{v_f} \left(\frac{R_{0j}}{R_f} \right)^2 \quad (7.7)$$

con ρ_{0j} la densidad inicial del chorro. Reemplazando la Ec.(7.7) en la Ec.(7.6) se arriba a la siguiente expresión para la longitud de onda:

$$\frac{\lambda_n}{R_f} \simeq \frac{3.3}{n + 1/(n + 0.2)} \frac{v_f^{4/3}}{a_s v_{0j}^{1/3}} \left(\frac{\rho_{mie}}{\rho_{0j}} \left(\frac{R_f}{R_{0j}} \right)^2 \right)^{1/3} \quad (7.8)$$

Debido a la periodicidad que deben cumplir en ϕ los modos dados por la Ec.(7.3), la verdadera longitud de onda entre los frentes de perturbación con $n \geq 1$, está dada por:

$$\Lambda_n = \left(1 + \frac{n \lambda_n}{2 \pi R_f} \right)^{-1/2} \lambda_n \quad (7.9)$$

La velocidad inicial de los chorros de SS433 y el semiángulo del cono de precesión están bien determinados y resultan ser de $7.8 \times 10^9 \text{ cm s}^{-1}$ y 20° , respectivamente.

La densidad inicial del chorro ($\rho_{0j} = 1.8 m_H \text{ cm}^{-3}$) se obtiene de:

$$\rho_{0j} = \rho_{j,35'} \left(\frac{x \tan(\Theta)}{R_{0j}} \right)^2$$

donde $\rho_{j,35'}$ es la densidad determinada para la región "e2" situada a $35'$ al este de SS 433 (Safi-Harb & Ögelman 1997) y x representa la distancia a lo largo del eje de simetría del chorro.

La velocidad del sonido en el interior del lóbulo oriental fue calculada considerando la temperatura de la región "e3" (0.4 KeV) del trabajo de Safi-Harb & Ögelman (1997). Ellos también encontraron que el gas en el interior del lóbulo posee un número de Mach interno $2 \leq M \leq 4$.

Dubner et al (1998) a partir de datos en la línea de $\lambda 21 \text{ cm}$, calcularon una densidad media para el medio interestelar circundante de $\rho_{mie} = 1 \text{ cm}^{-3}$.

Reemplazando todos estos valores en la Ecs.(7.8) y (7.9), y considerando además los casos de $n = 0, 1$ se tiene:

$$\lambda_0 = (0.95 \pm 0.40) R_f \tag{7.10}$$

y

$$\lambda_1 = (2.7 \pm 1.2) R_f \Rightarrow \Lambda_1 = (2.35 \pm 0.85) R_f \tag{7.11}$$

Directamente de las observaciones se mide el paso de la hélice considerando la separación entre dos "frentes". Esta longitud de onda resulta ser: $\lambda_{obs} \simeq 1.1 R_f$. Este valor es consistente con el determinado teóricamente por lo que se muestra que la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz sería el mecanismo responsable de la estructura helicoidal observada en

el lóbulo oriental de W50. La precesión de la dirección de propagación de los chorros de SS433 podría ser considerada como el origen o “semilla” de la perturbación.

El hecho de que la interacción entre los chorros de SS433 y el remanente de W50 es “reciente” (en escalas astronómicas) se puede justificar comparando las edades de ambos objetos. De la Ec.(5.3) aplicada al caso de W50 se deriva una edad estimada de 164000 años. En cambio se obtuvo una cota inferior para el tiempo de encendido de los chorros de SS433 de 5000 años, a partir de la Ec.(7.1) considerando $v_{ws} = \partial_t x$.

Para continuar esta investigación se planea llevar a cabo una simulación de la interacción entre un chorro o jet, con la cáscara de un RSN en fase adiabática y/o radiativa. Con esto se estudiaría la evolución dinámica del encuentro paso a paso y permitiría, también, analizar el desarrollo lineal y no lineal de la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz.

Capítulo 8

CONCLUSIONES

En el presente trabajo se ha abordado el estudio de RSN desde el punto de vista observacional y teórico. Es importante mencionar que las observaciones astronómicas presentadas en este trabajo de tesis se planificaron y ejecutaron en tiempos determinados por los observatorios internacionales. Por esta razón los modelos teóricos fueron ajustados y probados sobre fuentes previamente observadas, mientras se avanzaba en la tarea de adquisición y procesamiento de las nuevas observaciones. La base observacional que se provee en esta tesis constituye un excelente banco de datos para someter a prueba en el futuro los modelos desarrollados en este trabajo.

Desde el punto de vista observacional:

- se obtuvieron imágenes de muy alta resolución angular de la emisión de radiocontinuo de los RSN W30 y W28 (en las frecuencias de 328 y 1465 MHz), y del RSN CTB80 (en 1365 MHz). Las imágenes provienen de datos adquiridos con el VLA empleando técnicas de múltiple apuntamiento. Las observaciones fueron procesadas con el SDE, el programa más avanzado del NRAO para el procesamiento de imágenes en radiofrecuencias, el cual se está poniendo a punto para su utilización en interferómetros

milimétricos como el ALMA (Atacama Large Millimetric and Submillimetric Array, a instalarse en Chile).

- se llevaron a cabo estudios de índice espectral en los remanentes W28 y W30 obteniéndose valores promedios 0.61 y 0.51, respectivamente. Estos resultados confirman la naturaleza no térmica de la emisión en radio que es una de las características distintivas de los RSN. Hacia el norte de W28 se detectó una extensión de la emisión sincrotrónica, situada al oeste del PSR J1801 -2306, la cual presenta un índice espectral muy chato ($\simeq 0$). Esta estructura podría ser la nebulosa alimentada por el pulsar.
- se realizaron estudios de los entornos de dos RSN, W28 y Tycho, explorándolos a través de la línea λ 21 cm.

El entorno del RSN W28 fue observado con el disco simple del radio observatorio de Parkes. A pesar de que este remanente se encuentra en una región muy compleja (sobre el plano y en dirección al centro galáctico) fue posible revelar la presencia de ciertas estructuras de gas vinculadas con este remanente. A partir de la identificación de las nubes asociadas al remanente se puede estimar la masa total barrida por la onda de choque del remanente en $23000 M_{\odot}$ y la densidad de columna (integrada a lo largo de la línea de vista en el intervalo de velocidades donde se detectaron las estructuras) $N_{\text{III}} = 7.7 \times 10^{20} \text{ cm}^2$. Suponiendo que todo este gas se encontraba uniformemente distribuido en una esfera de 40 pc, se obtiene un valor de $1\text{-}2 \text{ cm}^{-3}$ para la densidad ambiente inicial. Con estos resultados y teniendo en cuenta además una velocidad de expansión media de 18 km s^{-1} se obtiene que la energía inicial de la explosión fue de 4.9×10^{50} ergios. Estos datos, junto con el radio medio del remanente, nos permite estimar una edad de 80000 años y una velocidad de la onda de choque de 50 km s^{-1} .

Del análisis de los espectros de III en dirección a W28, se concluye que el pozo de absorción observado a $v = 7 \text{ km s}^{-1}$ no se encuentra físicamente relacionado con el RSN W28 sino que es una característica propia de la región, concordando con el trabajo de Riegel & Jennings (1969). Esta zona de gas frío se encontraría interpuesta

entre nosotros y el RSN. El hecho de que se acentúe en dirección a W28 se debe al continuo brillante del remanente.

En cuanto al RSN de Tycho, se realizó un estudio de alta resolución de la emisión y absorción de HII, encontrándose evidencias de inhomogeneidades en el gas interestelar que estarían afectando la evolución del remanente.

Una nube extensa, densa y fría que cubre la porción oriental del remanente se encontraría interactuando con el RSN de Tycho e interponiéndose en nuestra línea de vista. La intensa emisión en radiocontinuo proveniente de Tycho permite detectar dicha nube en absorción. El resultado más interesante es la detección de un pequeño "grumo" de HII, observado en absorción a $v = -51.6 \text{ km s}^{-1}$, localizada exactamente donde la velocidad de expansión es menor, de acuerdo al estudio de movimiento propio de Reynoso et al. 1997.. Este grumo tiene una densidad de 200 cm^{-3} y parece haber sido alcanzado por el frente de choque hace unos 50 años. La ausencia de emisión en rayos X y en el visible sugieren que este grumo no ha sido fuertemente evaporado por el encuentro con la onda de choque del RSN de Tycho.

Hasta el presente se suponía que los RSN de mediana y alta edad, se veían fuertemente influenciados por el MIE circundante y que en cambio el MIE no afectaba a los remanentes de supernova jóvenes. Este trabajo constituye el segundo caso en el cual se ha demostrado la influencia del medio circundante sobre la evolución de un RSN muy joven como el de Tycho (que explotó en 1572). El primer caso corresponde a un trabajo de Keohane et al. (1996) donde se mostró la interacción de Cassiopea A con una densa nube hacia el oeste.

Desde el punto de vista teórico: se ha puesto en evidencia y estudiado la presencia de estructuras en RSN, posiblemente asociadas a distintas clases de inestabilidades de fluidos. Este análisis supone no sólo caracterizar la dinámica de la inestabilidad sino también determinar los sitios donde es probable que estas inestabilidades se produzcan, y dar cuenta de la morfología del remanente, buscando acotar los parámetros físicos involucrados.

- En el caso del RSN de Tycho a partir de observaciones en 1375 y 1665 MHz, se encontró una estructura bastante periódica hacia el NE de este remanente. La interpretación que se da es que se trata del desarrollo de la inestabilidad de Rayleigh-Taylor, que tiene lugar sobre la discontinuidad de contacto del RSN. Luego de considerar valores típicos para los parámetros físicos involucrados se obtiene que la longitud de onda λ característica observada de 0.9 pc es totalmente compatible con el desarrollo de la inestabilidad de Rayleigh-Taylor con la inclusión de efectos viscosos, en la etapa lineal de crecimiento. Dado que tanto la λ observada como las derivadas teóricamente dependen de la distancia, la coincidencia entre longitudes de onda teóricas y observadas podría ser un estimador independiente de la distancia del objeto.

Este estudio no se ve afectado de manera significativa si se agregan los efectos debidos a campos magnéticos. Si existen efectos no lineales, no parecen jugar un papel preponderante en esta fase. No obstante, se espera que en algunos cientos de años la inestabilidad entre en una fase no lineal de crecimiento y que las pequeñas proyecciones observadas se desarrollen en largos "dedos" como los reportados por Hester et al. (1996) en el caso de la Nebulosa del Cangrejo. En este caso se requerirá desarrollar un código numérico que incluya estos efectos para obtener una descripción más completa del problema.

- La morfología del RSN W50 plantea muchas preguntas. La primera es cómo W50 adquirió tan extraña fisonomía. En base al trabajo de Dubner et al. (1998) se puede contestar a la pregunta anterior diciendo que tan particular apariencia se debe a la interacción de los jets provenientes de la fuente SS433 con la cáscara sincrotrónica de W50. En la literatura existen modelos (analíticos y numéricos) que dan cuenta de la propagación de jets o chorros en diversos ambientes. Sin embargo no hay modelos completos que describan el encuentro de jets con remanentes de supernova puesto que hasta el momento no había evidencias observacionales de que tal encuentro pudiese tener lugar. Por ello en este trabajo se ha realizado una descripción cualitativa y

fenomenológica con el objetivo de caracterizar, acotar y descartar magnitudes físicas que resulten relevantes en la modelización del problema.

En las observaciones se nota que el lóbulo oriental del RSN W50 se encuentra más desarrollado y exhibe una estructura helicoidal, el cual reflejaría la precesión de la dirección de emisión de los chorros de SS433. Nuestra interpretación es que la estructura helicoidal es el producto de la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz con simetría cilíndrica. Se encuentra un buen acuerdo entre las longitudes de onda observadas y las predichas, y esta determinación resulta independiente de la distancia. Este resultado, junto con el estudio de inestabilidades en el RSN de Tycho, son de los pocos casos donde a partir de observaciones de buena calidad de remanentes de supernova, se encuentra que estos objetos astrofísicos son escenarios para el desarrollo de inestabilidades fluido-dinámicas. También muestran que estas inestabilidades tienen lugar en diferentes etapas de evolución de los RSNs.

- La modelización empleada para describir al sistema W50-SS433 se la puede ajustar y extender a los casos de interacción de “haces” y vientos provenientes de un pulsar con el remanente que los rodea (como parece ser el caso de CTB80), el encuentro de la onda de choque de un remanente con regiones III (tal como el caso de W30), la propagación de RSNs en un medio interestelar que fue modificado por el viento estelar de la progenitora (podemos citar al RSN de Kepler), etc. En el futuro se planea abordar este estudio mediante simulaciones numéricas que puedan no solo dar cuenta de la evolución de estos objetos astrofísicos y del desarrollo lineal y no lineal de inestabilidades, sino también que permitan simular su emisión en radio, con el fin de contrastar los resultados con las observaciones.

Bibliografía

Abell, G.O. & Margon, B. 1979, *Nature* 279, 701.

Angerhofer, P.E., Wilson, A.S. & Mould, J.R. 1980, *Astrophys. J.* 236, 143.

Angerhofer, P.E., Strom R.G., Velusamy, T. & Kundu, M.R. 1981, *Astron. & Astrophys.* 94, 313.

Albinson, J.S., Tuffs, R.J., Swinbank, E., & Gull, S.F. 1986, *MNRAS* 219, 427

Altenhoff, W.J., Downes, D., Pauls, T. & Schraml, J. 1978, *Astr. Ap. Suppl.* 35, 23.

Andrews, M. D., Basart, J. P. Lamb, R. C. & Becker, R.H. 1983, *Astrophys. J.* 266, 684.

Andrews, M. D., Basart, J. P. & Lamb, R. C. 1985, *Astron. J.* 90, 110.

Baade, W. 1945, *ApJ* 102, 309.

Begelman, M.C., Sarazin, C.L., Hatchett, S.P., McKee,

Blake, G.M. 1972, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, 156, 67.

Blitz, L, Fich, M. & Stark, A. A. 1982, *Astrophys. J. Suppl.* 49, 183.

Braginskii, S.S. 1966, 1, *Reviews of Plasma Physics.* (Consultants Bureau, New York).

Bridle, A. 1988, in "Synthesis Imaging in Radio Astronomy", eds. R. A. Perley, F.R.Schwab, A. H. Bridle, p. 433.

- Brinkmann, W., Aschenbach, B & Kawai, N. 1996, *Astron. & Astrophys.* 312, 306.
- Chandrasekhar, S. 1961, *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*. (Oxford: Oxford Univ. Press).
- Chevalier, R.A., Blondin, J.M., and Emmering, R.T. 1992, *Astrophys. J.*, 392, 118.
- Condon, J. J.; Broderick, J. J. & Seielstad, G. A. 1991, *Astron. J.* 102, 2041.
- Cornwell, T.J. 1988, *Astron. & Astrophys.* 202, 316.
- Cornwell, T.J., Briggs, D.S. & Holdaway, M.A. 1996, *User's Guide to SDE*, Socorro, NM:NRAO.
- Courtes. G. et al. 1964, *Ann. Astrophys.* 27, 330.
- Cowie, L.L. 1975, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, 173, 429.
- Dickel, J.R., Angerhofer, P.E., Strom, R.G. & Smith, M.D. 1981, *Vistas Astron.* 25, 127.
- Dickel, J.R., Eilek, J. A, Jones, E. M. and Reynolds, S. P. 1989, *Astrophys. J.*, 370, 497.
- Dickel, J.R., van Breugel, W.J.M. and Strom, R.G. 1991, *Astron. J.*, 101(6), 2151.
- Dubner, G., Holdaway, M., Goss, W.M. & Mirabel, I.F. 1998, *Astron. J.*, 116, 1842.
- Erickson, W.C., Mahoney, M.J. & Erb, K. 1982, *Astrophys. J. Suppl.* 50, 403.
- Falle, S.A.E.G. 1981, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* 195, 1011.
- Falle, S.A.E.G. 1988, in *"I.A.U. Colloq. 101, Supernova Remnants and the Interstellar Medium"*, R. Longers y T. Landecker Eds., Cambridge University Press, Cambridge, p. 419.
- Ferrari, A., Trussoni, E. & Zaninetti, L. 1978, *Astr. Ap.* 64, 43.
- Fesen, R.A., Saken, J.M. & Shull, J.M. 1988, *Nature* 334, 229.

- Fich, Michel, Blitz, Leo & Stark, Antony A. 1989, *Astrophys. J.* 342, 272.
- Fink, H.H., Asaoka, I., Brinkmann, W., Kawai, N. and Koyama, K. 1994, *Astron. & Astrophys.*, 283, 635.
- Frail, D. A., Kulkarni, S. R., Vasight, G. 1993, *Nature* 365, 136.
- Frail, D. A., Goss, W. M., Slysh, V. I., 1994, *Astrophys. J.* 424, 111.
- Frail, D.A., Kassim, N.E. & Weiler, K.W. 1994, *Astron. J.* 107, 1120.
- Friedman, E.A. 1954, *Astrophys. J.*, 120, 18.
- Fryxell, B., Müller, E., and Arnett, D. 1991, *Astrophys. J.*, 367, 619.
- Gaensler, B.M, Green, A.J & Manchester, R.N. 1998, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* 299, 812.
- Gardner, C.L., Glimm, J., McBryan, O., Menikoff, R., Sharp, D.H. and Zhang, Q. 1988, *Phys.Fluids*, 31, 447.
- Glimm, J. Li, X.L. and Zhang, Q. 1990, *Phys.Fluids A*, 2, 2046.
- Goudis, C. 1976, *Astrophys. Space Sci.* 40, 91.
- Gull, S.F. 1973, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, 161, 47.
- Gull, S.F. 1975, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, 171, 263.
- Handa, T., Sofue, Y. Naomasa, N., Hirabayashi, H. & Inoue, M. 1988, *Pub. Astron. Soc. Japan* 39, 709.
- Hardee, P. E. 1982, *Astrophys. J.* 257, 509.
- Hardee, P. E. 1983, *Astrophys. J.* 269, 94.
- Hartl, H., Malin, D. F., MacGillivray, H. T. & Zealey, W. J. 1983, *ApL* 23, 193.
- Hester, J. J, et al., 1996, *Astrophys. J.*, 456, 225.

- Holden, D.J. & Caswell, J.L. 1969, Mon. Not. Roy. Astr. Soc. 143, 407.
- Hwang, U. and Gotthelf, E. V. 1997, Astrophys. J., 475, 665.
- Jones, E.M., Smith, B.W. and Straker, W.C., 1981, Astrophys. J., 249, 185.
- Jun, B.I., Norman, M.L. and Stone J. M. 1995, Astrophys. J., 453, 332.
- Kamper, K.W., & van den Bergh, S. 1978, ApJ 224, 851.
- Kassin, N.E. & Weiler, K.W. 1990, Astrophys. J. 360, 184.
- Keohane, J. W., Rudnick, L., Anderson, M. C. 1996, ApJ 466, 309.
- Knapp, G.R. 1974, Astron. J., 79, 527.
- Königl, A. 1993, Mon. Not. Roy. Astr. Soc. 205, 471
- Kovalenko, A. V. 1994, Astronomical Report 38, 95.
- Landau, L.D. and Lifshitz, E.M. 1959, "Fluid Mechanics", Pergamon Press, London
- Li, X.L. 1993, Phys.Fluids A, 5, 1904
- Lozinskaya, T. 1974, Sov. Astron., 17, 603.
- Lozinskaya, T. A., 1992, "*Supernovae and Stellar Wind in the Interstellar Medium*", American Institute of Physics, New York.
- Manchester, R. N., D'Amico, N., Tuohy, I. R. 1985, Mon. Not. Roy. Astr. Soc. 212, 975.
- Manchester, R.N 1987, Astron. & Astrophys. 171, 205.
- Mantovani, F., Reich, W., Salter, C.J. & Tomasi, P. 1985, Astron. & Astrophys. 145, 50.
- Matsui, Y., Long, K., Dickel, J. and Greisen, E. 1984, Astrophys. J., 287, 295.
- Milne, D.K & Wilson, T.L. 1971, Astron. & Astrophys. 10, 220.

- Milne, D.K. 1987, *AuJph*, 40, 771.
- Murata, K & Shibazaki, N. 1996, *PASJ* 48, 819.
- Newman, W.I. 1980, *Astrophys. J.*, 236, 880.
- Plesset, M.S. and Whipple, C.G. 1974, *Phys.Fluids*, 17, 1.
- Raga, A.C. & Binette, L. 1991, *Rev. Mex. de Astron. y Astrof.* 22, 265.
- Raga, A.C., Cantó, J. & Biró, S. 1993, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* 260, 163.
- Raga, A.C., Rodríguez, L.F. & Cantó, J. 1997, *Rev. Mex. de Física* 43, 825.
- Raga, A.C., Cantó, J. & Cabrit, S. 1998, *Astron. & Astrophys.* 332, 714.
- Raymond, J.C. 1984, *ARA&A*, 22, 75.
- Read, K.I. 1984, *Physica D*, 12, 45.
- Reich, W., Fürst, E., Steffen, P., Reif, K. & Haslan, C.G.T. 1984, *Astr. Ap. Suppl.* 58, 197.
- Reich, W., Reich, P. & Fürst, E. 1990, *Astron. & Astrophys.* 83, 539.
- Reynoso, E.M., Moffet, D.A., Goss, W.M., Dubner, G.M., Giacani, E.B., Reynolds, S.P. and Dickel, J.R. 1997, *Astrophys. J.*, 491, 816.
- Reynoso, E.M., Velázquez, P.F., Dubner, G. M. and Goss, W.M. 1999, *Astron. J.* 117, 1827.
- Riegel, K.W. & Jennings, M.C. 1969, *Astrophys. J.*, 157, 653.
- Safi-Harb, S. & Ögelman, H. 1997, *Astrophys. J.* 483, 868.
- Schwarz, U.J., Goss, W.M., Kalberla, P.M. and Benaglia, P. 1995, *Astron. & Astrophys.*, 299, 193

Sedov, L.I. 1959, *Similarity and dimensional methods in mechanics*, Academic Press, New York.

Seward, F., Gorenstein, P. and Tucker, W. 1983, *Astrophys. J.*, 266, 287

Sharp, D.H. 1984, *Physica D*, 12, 3.

Shklovskii, I.S. 1962, *Sov. Astron.* 6, 162.

Smith, A., Davelaar, J., Peacock, A., Taylor, B.G., Morini, M. and Robba, N.R. 1988, *Astrophys. J.*, 325, 288.

Sofue, Y., Takahara, F., Hirabayashi, H., Inoue, M. & Nakai, N. 1983, *Pub. Soc. Astron. Japan* 35, 437.

Spitzer, L. 1962, *Physics of Fully Ionized Gases*, Willey, New York.

Stone, J.M. and Norman, M.L. 1992, *Astrophys. J.*, 390, L17.

Strom, R.G., Goss, W.M., & Shaver, P.A. 1982, *MNRAS* 200, 473.

Strom, R.G. 1983, in *IAU Symp. 101, Supernova Remnants and their X-Ray Emission*, ed. I. J. Danziger & P. Gorenstein (Dordrecht: Reidel), 37.

Strom, R.G., Angerhofer, P.E. & Dickel, J.R. 1984, *Astron. & Astrophys.* 139, 43.

Tan, S.M., & Gull, S.F. 1985, *MNRAS* 216, 949.

Taylor, G.I. 1950, *Proc. R. Soc. London*, A201, 159

Tsunemi, H., Yamashita, K., Masai, K., Hayakawa, S. and Koyama, K. 1986, *Astrophys. J.*, 306, 248.

Vancura, O., Gorenstein, P. and Hughes, J.P. 1995, *Astrophys. J.*, 441, 680.

van den Bergh, S., Marscher, A.P. & Terzian, Y. 1973, *Astrophys. J. S.* 26, 19.

- van den Bergh, S. 1980, Publ. Astron. Soc. Pacific. 92, 768.
- Velázquez, P.F, Gómez, D.O, Dubner, G., Giménez de Castro, G. & Costa, A. 1998, Astron. & Astrophys. 334, 1060.
- Velusamy, T. & Kundu, M.R. 1974, Astron. & Astrophys. 32, 375.
- Venger, A. P., Gosachiinskii, I. V., Grachev, V. G., Egorava, T. M., Ryzhkov, N. F. & Khersonslii, V. K. 1982, Sov. Astron. 26, 12.
- Watson, M.G., Willingale, R., Grindlay, J.E. & Seward, F.D. 1983, Astrophys. J. 273, 688.
- Weaver, H., & Williams, D.R.W. 1973, A&AS 8, 1.
- Weeler, J.C & Swartz, D.A., 1994, en "*Evolution of Massive Stars: Confrontation between Theory and Observation*", Ed. D. Vanbeveren, Vrije Universiteit, Brussel.
- Woltjer, L. 1970, I.A.U. Symp. 39, 229, Reidel:Dordrecht
- Wooten, A. 1981, Ap.J. 245, 105.
- Yamauchi, S., Kawai, N. & Aoki, T. 1994, PASJ 46, L 109.
- Youngs, D.L. 1984, Physica D, 12, 32.
- Youngs, D.L.1989, Physica D, 37, 270.
- Youngs, D.L.1991, Phys.Fluids A, 3, 1312.
- Zealey, W.J., Dopita, M.A. & Malin, D.F. 1980, Mon. Not. Roy. Astr. Soc. 192, 731.

