



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA  
DE MÉXICO**

---

---

**FACULTAD DE CIENCIAS**

**W49B: EL REMANENTE DE UNA SUPERNOVA  
BIPOLAR**

**T E S I S**

**QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:**

**FÍSICO**

**P R E S E N T A:**

**DIEGO FERNANDO GONZÁLEZ CASANOVA  
GALLEGOS**



**DIRECTOR DE TESIS:**

**DR. FABIO DE COLLE**

**2014**



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

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

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



# Agradecimientos

A mis papás por el apoyo que me han dado durante toda mi vida.

A mi asesor, Fabio De Colle, por su paciencia, entusiasmo y amistad que me brindó durante todo el proceso de investigación y titulación.

A mis sinodales, por su rapidez en la lectura y observaciones constructivas: William Lee, Alejandro Esquivel, Vivianne Marquina y Nissim Fraija.

A los distintos profesores que me han permitido desatollarme plenamente como científico. En particular a: Marcos Ley, con el que realicé mis primeras investigaciones; y a Enrico Ramirez, con el descubrí la astrofísica.

A mis hermanos y amigos por que me han ayudaron a constituirme como mejor persona.



# Resumen

Los remanentes de supernova son el resultado de la interacción del material expulsado en las explosiones de supernovas con el medio circundante. Los remanentes de supernova, que representan el objeto de estudio de esta tesis, son importantes no sólo porque distribuyen los elementos pesados creados en las supernovas, la composición química y modifican la dinámica de las galaxias, sino porque también ayudan a entender el mecanismo de explosión de las supernovas mismas.

El remanente de supernova W49B, desde su descubrimiento en 1984, ha intrigado a los astrónomos debido a su peculiar morfología elongada, con mayor emisión en rayos-X sobre el eje principal del remanente, y una marcada asimetría en la distribución espacial de elementos pesados, en particular Fe y Si. Durante casi 30 años el remanente ha sido observado por 10 telescopios diferentes, en el espectro de los rayos gamma, rayos-X, infrarrojo y radio. Con estas observaciones se han logrado entender las distintas propiedades físicas del remanente, como son: el tipo de espectro, la luminosidad, la edad y la composición química. Sin embargo, el tipo de explosión y evolución de la estrella progenitora de éste remanente, necesario para explicar la morfología actual y la exótica distribución de sus elementos, es aún objeto de debate.

Se han postulado dos escenarios para explicar tanto la morfología como la distribución de los elementos del remanente W49B. El primero consiste en una explosión esférica en un medio interestelar heterogéneo formado por nubes; el segundo consiste en una explosión bipolar originada por la propagación de un flujo colimado (generado por un objeto compacto, agujero negro o estrella de neutrones, formado por el colapso del núcleo de hierro de la estrella) que da origen a una explosión de supernova. Estudios observacionales recientes han determinado que el primero de estos escenarios es improbable y que la composición del remanente es más consistente con una explosión bipolar de supernova. Por esta razón, las observaciones y el estudio teórico del remanente W49B adquieren una particular importancia, ya que las explosiones bipolares (a menudo conectadas con la producción de destellos de rayos gamma) tienen una tasa de tan solo  $\approx 10^{-5}$  eventos  $\text{año}^{-1}$  en una galaxia espiral.

En esta tesis, se presentan los resultados de simulaciones hidrodinámicas que

siguen la evolución de explosiones bipolares de supernova hasta las escalas del remanente W49B, con el objetivo de reproducir su exótica morfología y la extraña distribución de sus elementos. Primero, se sigue la propagación de un jet bipolar a través de la estrella y se calcula la nucleosíntesis resultante. Después, se evoluciona la supernova resultante hasta escalas de algunos parsecs, calculando finalmente mapas de líneas de emisión en rayos-X de hierro y de silicio, y se comparan con las observaciones recientes hechas con el telescopio espacial de rayos-X *Chandra*.

Éstas son las primeras simulaciones hidrodinámicas en el que se sigue la evolución de distintas especies desde escalas sub-estelares hasta escalas de parsecs. En este trabajo se encontró que las simulaciones reproducen las observaciones tanto en la morfología como en la distribución de los elementos. Además, se encontró que el tipo de explosión marca la distribución final de los elementos.

Esta tesis se divide en 4 partes. En el primer capítulo se describen las características observacionales de las supernovas y los remanentes de supernovas, así como los procesos físicos necesarios para entender el remanente de supernova W49B, como son la nucleosíntesis, la dinámica y los procesos radiativos que producen emisión en rayos-X. En el segundo capítulo se describen las observaciones del remanente de supernova W49B y se plantea el objetivo de trabajo. En el tercer capítulo se detalla el trabajo realizado y los resultados obtenidos. En el cuarto capítulo se plantean las conclusiones. En el apéndice se presenta el artículo realizado como parte del proceso de esta investigación.

# Índice

Agradecimientos	I
Resumen	III
<b>1. Supernovas y Remanentes de Supernovas</b>	<b>1</b>
1.1. Supernovas	1
1.1.1. Clasificación observacional y física	1
1.1.2. Nucleosíntesis	4
1.1.3. Supernovas bipolares	6
1.2. Remanentes de Supernova	8
1.2.1. Características observacionales y físicas de los SNR	8
1.2.2. Dinámica	9
1.2.3. Emisión de rayos-X	12
1.2.4. Equilibrio de ionización colisional	13
<b>2. El remanente de supernova W49B</b>	<b>17</b>
2.1. Observaciones	17
2.1.1. Espectro	17
2.1.2. Características Físicas y Morfología	19
2.1.3. Modelo del Plasma	20
2.1.4. Origen	21
2.2. Evidencias de un origen bipolar para W49B	22
2.2.1. Criterio de Morfología	23
2.2.2. Criterio de Abundancia	24
2.3. Modelo de explosión esférica	26
2.4. Objetivo de esta tesis	27
<b>3. Modelo numérico de W49B</b>	<b>29</b>
3.1. Métodos numéricos	29
3.2. Simulaciones	33
3.2.1. Explosión de supernova	33
3.2.2. Remanente de supernova	35
3.3. Código para el cálculo de la emisión	37
3.4. Discusión de los resultados	39



<b>4. Conclusiones</b>	<b>43</b>
<b>A. W49B: A Jet-driven SNR</b>	<b>45</b>
A.1. Abstract . . . . .	45
A.2. Introduction . . . . .	46
A.3. Numerical Methods . . . . .	47
A.4. A Jet-Driven Supernova Model for W49B . . . . .	48
A.5. The Evolution of a Young Jet-Driven SNR . . . . .	48
A.6. Discussion . . . . .	50

# Capítulo 1

## Supernovas y Remanentes de Supernovas

Las supernovas (SN) son de gran importancia para la evolución química del universo y son una de las principales fuentes de energía del medio interestelar. Los remanentes de supernova, además de facilitar el estudio de los mecanismos de explosión en las supernovas, permiten el estudio de choques fuertes (es decir, con grandes números de Mach) y el estudio de la producción de los rayos cósmicos.

Los remanentes de supernova son plasmas con temperaturas de  $\sim 10^6$ - $10^7$  K que emiten principalmente radiación térmica (emisión de Bremsstrahlung y de líneas) en la banda de rayos-X (0.5-10 keV) y no-térmica en frecuencias de radio. La espectroscopía en rayos-X permite obtener las abundancias de los elementos en los remanentes de supernova.

En este capítulo se presenta la fenomenología básica de las supernovas y de los remanentes de supernova, las bases teóricas para entender la evolución de las supernovas desde que explotan hasta que se vuelven remanentes de supernova y la emisión de líneas.

### 1.1. Supernovas

#### 1.1.1. Clasificación observacional y física

Las supernovas son el evento que pone fin al proceso evolutivo de las estrellas masivas ( $M \gtrsim 8 M_{\odot}$ ), dando origen a un agujero negro (BH, *black hole*) o a una estrella de neutrones (NS, *neutron star*). En la figura 1.1 se muestra un ejemplo de las curvas de luz (en óptico) de las supernovas. Las curvas de luz muestran un decaimiento temporal de la luminosidad. Este decaimiento es diferente para cada uno de los tipos de explosiones. Los espectros de las supernovas

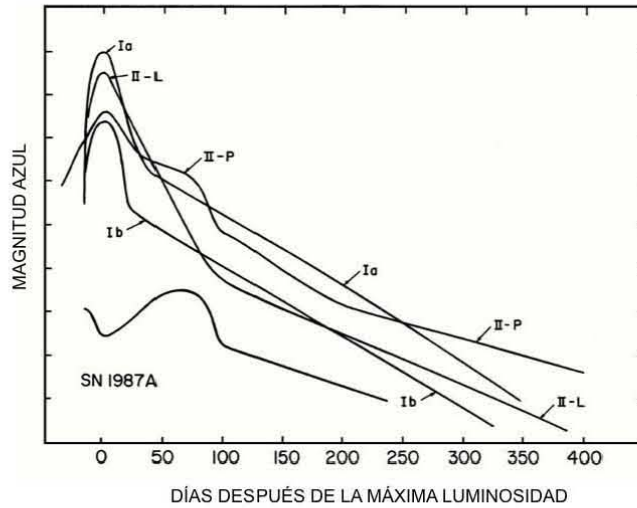


Figura 1.1: Evolución temporal de las curvas de luz de los distintos tipos de supernovas (Filippenko, 1997).

están compuestos de un continuo de emisión de Bremsstrahlung electrónico y de emisión de líneas.

Las supernovas son clasificadas espectralmente en dos principales categorías. Las supernovas tipo I son aquellas que en el espectro no presentan líneas de hidrógeno, mientras que las tipo II presentan una fuerte emisión en  $H\alpha$ , que corresponde a la transición de los niveles  $n = 3$  a  $n = 2$  para el hidrógeno (Schaeffer, 2003).

Las supernovas de tipo I se dividen en tres clases, en función de sus características espectrales. Las tipo Ia presentan líneas de silicio. Las tipo Ib no presentan específicamente la línea de SiIII a  $6150 \text{ \AA}$ , pero sí la línea de HeI a  $5876 \text{ \AA}$ . Finalmente, las supernovas de tipo Ic no presentan las líneas de SiIII ni de HeI mencionadas. Por otro lado, las supernovas tipo II se clasifican en dos clases, II-p y II-L, con base en la evolución temporal de su curva de luz (Figura 1.1). Mientras que la curva de luz de una SN II-L decrece rápidamente, la curva de luz de una SN II-p tiene una primera fase de decrecimiento lento que se extiende hasta  $\gtrsim 100$  días (Schaeffer, 2003).

La clasificación anterior tiene un origen histórico. Hoy en día se sabe que las SN tipo Ib/c y II corresponden al colapso del núcleo de hierro, mientras que las SN Ia corresponden a explosiones termonucleares de enanas blancas (WD, *white dwarf*; Schaeffer 2003).

En el proceso de evolución de una estrella, se fusionan distintos elementos

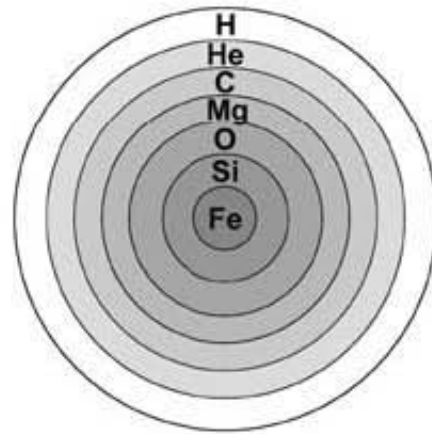


Figura 1.2: Esquema de la estratificación por elementos de una estrella masiva ( $M \gtrsim 8 M_{\odot}$ ) antes de la pérdida de material por vientos (<http://imagine.gsfc.nasa.gov/docs/teachers/elements/image/05.html> [13/02/14]).

empezando por hidrógeno hasta llegar al hierro (si  $M \gtrsim 8 M_{\odot}$ ). La fusión de elementos necesita condiciones específicas de presión y temperatura (sección 1.1.2) y estas condiciones para el hidrógeno, en estrellas de secuencia principal, se encuentran en el núcleo. Cuando la fusión de hidrógeno en el núcleo ya no es capaz de mantener a la estrella en equilibrio de presión, la estrella se comprime hasta que se encuentran condiciones para la fusión de helio, para estrellas con masas  $\gtrsim 5 M_{\odot}$ . Cuando la estrella está fusionando principalmente helio en el núcleo, alrededor de éste existe un caparazón en el cual continúa la fusión de hidrógeno. Este proceso se repite para cada uno de los elementos de la cadena alfa (sección 1.1.2), formando una estratificación dentro de la estrella (figura 1.2). La presencia o ausencia de distintos elementos en las SN puede deberse a eyecciones de capas superiores o a la ausencia de las capas interiores. Estrellas con  $M \gtrsim 8 M_{\odot}$  terminan colapsando y explotando como SN, mientras que estrellas con  $M \lesssim 8 M_{\odot}$  terminan como WD (Schaeffer, 2003).

Supernovas tipo Ia: corresponden a explosiones de WD debidas a inestabilidades ocasionadas por la acreción de masa proveniente de una compañera binaria. Durante la explosión, la rápida fusión de los elementos que inicialmente constituyen la WD (helio, carbono y/o oxígeno) lleva a la producción de grandes cantidades de  $^{56}\text{Ni}$  ( $M^{56}\text{Ni} \sim 0.5-1 M_{\odot}$ ). El  $^{56}\text{Ni}$  es un elemento radiactivo que decae a  $^{56}\text{Co}$  en 6.1 días y éste a su vez decae a  $^{56}\text{Fe}$  en 77 días. Este proceso de decaimiento es el responsable de la forma de la curva de luz, durante los primeros 83 días (Schaeffer, 2003).

Supernovas tipo Ib/c-II: corresponden al colapso del núcleo (CC, *Core*

*Collapse*) y son producidas por estrellas masivas ( $M \gtrsim 8 M_{\odot}$ ) que, principalmente en el caso de las SN-Ib/c, eyectan las capas exteriores al medio interestelar (ISM, *interstellar medium*) y resultan en el colapso del núcleo de Fe y la formación de una NS o BH.

Las estrellas masivas ( $M \gtrsim 8 M_{\odot}$ ) generan la estratificación anteriormente mencionada, presentando un núcleo de hierro. Cuando la fusión nuclear ya no puede equilibrar la fuerza de gravedad, el núcleo colapsa. En el núcleo, debido a las altas densidades y temperaturas los átomos se ionizan y los protones sufren decaimientos beta generando un ambiente rico en neutrones. El colapso del núcleo continúa hasta que, después de  $\approx 100$  ms, se detiene a una densidad de  $10^{15}$  g cm $^{-3}$ , donde la presión de degeneración de los neutrones es capaz de detener el colapso. En ese instante la estrella de neutrones es formada. En caso de que el colapso de la estrella no pueda ser detenido la estrella forma un BH (Fryer & Warren, 2002).

Las curvas de luz, distintas para cada tipo de supernova, son el resultado de distintas estrellas progenitoras. Las SN II-p (Figura 1.1) corresponden a gigantes rojas ( $R \gtrsim 10^{14}$  cm) donde la capa de hidrógeno extendida provoca una caída suave en su luminosidad. Las SN II-L (Figura 1.1) son el resultado del colapso de estrellas gigantes rojas con capas externas de hidrógeno poco extendidas. Las SN Ib/c corresponden a estrellas progenitoras Wolf-Rayet que durante su evolución han perdido sus capas de hidrógeno (Ib) y helio (Ic) por vientos masivos, por lo que no presentan estos elementos (Schaeffer, 2003).

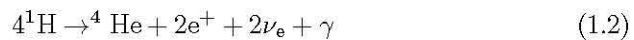
### 1.1.2. Nucleosíntesis

La energía de amarre,  $B(Z, N)$ , define la cantidad de energía que se requiere para separar un núcleo en sus componentes, y se define como:

$$B(Z, N) = (Zm_p + Nm_n - m(Z, N))c^2, \quad (1.1)$$

donde  $Z$  y  $N$  son el número de protones y neutrones respectivamente,  $m(Z, N)$  es la masa del núcleo y  $c$  es la velocidad de la luz. Como se puede observar en la figura 1.3, el  $^{56}\text{Fe}$  es el elemento con energía de amarre máxima por nucleón. Es decir, la fusión de cualquier elemento con número de masa mayor al del  $^{56}\text{Fe}$  es un proceso endotérmico. Por ello, los procesos de fusión en los interiores estelares únicamente llegan a producir Fe.

En los interiores estelares el primer proceso de fusión se que se lleva a cabo es la producción de He a través de los procesos “protón-protón” y del ciclo CNO. El proceso “pp” o “protón-protón” consiste esquemáticamente en fusionar cuatro átomos de hidrogeno formando uno de helio:



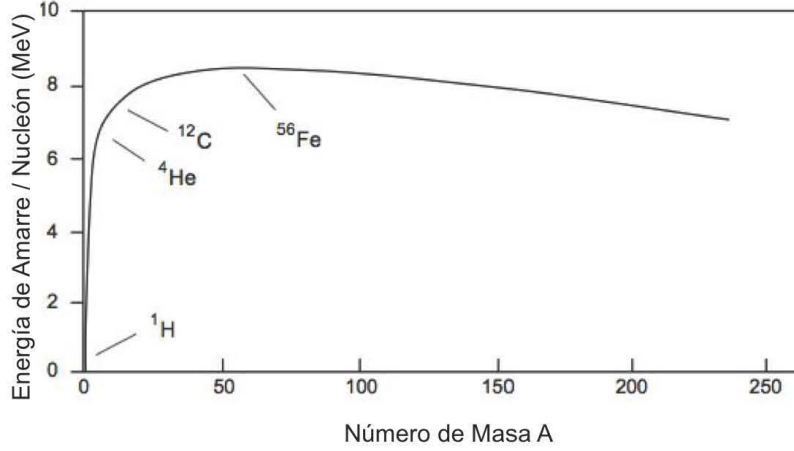
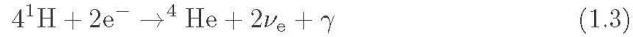


Figura 1.3: Energía de amarre normalizada respecto al número de nucleones para los distintos isótopos hasta  $A = 230$ , donde  $A$  es número de masa. El máximo en la curva corresponde al  $^{56}\text{Fe}$ . La relación sigue la fórmula de Bethe-Weizsäcker (Arnett, 1996).

donde  $e^+$  es un positrón y  $\nu_e$  el neutrino electrónico. Este mecanismo requiere temperaturas  $\gtrsim 4 \times 10^8$  K y es muy lento ya que depende del decaimiento beta del deuterio. El ciclo CNO es más eficiente que el proceso “pp” a temperaturas  $\gtrsim 1.7 \times 10^7$  K. En el ciclo CNO se fusionan cuatro protones usando carbono, nitrógeno y oxígeno como isótopos catalizadores para formar un helio. Esquemáticamente el ciclo CNO se reduce a:



Las estrellas siguen una cadena principal para la fusión de sus elementos, conocida como la cadena alfa. La cadena alfa consiste en que los elementos (C, O, Ne, Si, Fe, entre otros) se funden con núcleos de  $^4\text{He}$  ( $Z=2$ ,  $N=2$ ) o partículas alfa para formar isótopos más pesados. Los procesos de fusión de los elementos de la cadena alfa son descritos a continuación (Knödlseher, 2003).

La fusión de Helio para formar carbono sucede a temperaturas de  $\gtrsim 10^8$  K. El carbono producto de la quema de helio se empieza a fusionar a temperaturas de  $6 \times 10^8$  K. Los procesos de fusión que lleva a cabo son:

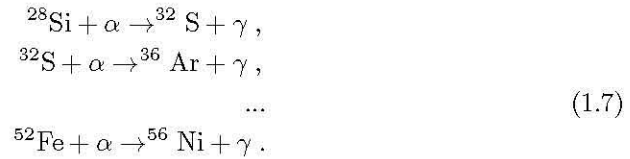


donde  $\alpha$  es una partícula alfa,  $n$  un neutrón y  $p$  un protón. Los fotones producidos desde esta etapa de la cadena alfa no representan el mecanismo de enfriamiento principal de la estrella, ya que el tiempo dinámico de la estrella es menor al tiempo de escape de los fotones.

Las reacciones de fusión de  $^{20}\text{Ne}$  y del  $^{16}\text{O}$  se vuelven eficientes a temperaturas mayores de  $1.5 \times 10^9$  K y  $2 \times 10^9$  K respectivamente. Las reacciones de ambos elementos se escriben a continuación:



La fotodesintegración es el proceso en que fotones muy energéticos chocan con núcleos separándolos en átomos de masa menor. La fusión de  $^{28}\text{Si}$  ocurre a temperaturas  $\gtrsim 3.5 \times 10^9$  K. A diferencia de los elementos anteriores, no se puede hacer la fusión de dos átomos de silicio, porqué a las temperaturas necesarias se fotodesintegrarían. Por ello, el mecanismo de fusión del silicio consiste únicamente en la captura de partículas alfa formando nuevos isótopos (Arnett, 1996).



Finalmente, los principales elementos que resultan de una explosión de supernova de colapso de núcleo son  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{24}\text{Mg}$  y  $^{56}\text{Fe}$  y en segundo plano el  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{32}\text{S}$ ,  $^{36}\text{Ar}$  y  $^{40}\text{Ca}$ . Con la cadena alfa de producción de isótopos el elemento más pesado que se puede crear es el  $^{56}\text{Fe}$ . El cuadro 1.1 muestra en resumen las condiciones básicas para la fusión de cada uno de los elementos de la cadena alfa (Woosley & Weaver, 1995).

### 1.1.3. Supernovas bipolares

Hay evidencias observacionales de asimetría angular en las supernovas CC: la primera es que las NS formadas se desplazan a una velocidad de hasta  $1,000 \text{ km s}^{-1}$  después de la explosión. Durante la explosión las supernovas eyectan  $\sim 2-4 M_{\odot}$ , como la masa tiene una dirección preferencial en su movimiento genera que la NS alcancen dichas velocidades. La segunda evidencia es que los átomos más pesados, localizados originalmente en el núcleo de la estrella progenitora, son llevados rápidamente a las capas superiores. La tercera es que se

Combustible nuclear	Productos	Temperatura	Masa mínima para una estrella de secuencia principal	Escala de tiempo ( $M \sim 25 M_{\odot}$ )
H	He	$4 \times 10^6$ K	$0.1 M_{\odot}$	$7 \times 10^6$ años
He	C, O	$1.2 \times 10^8$ K	$0.4 M_{\odot}$	$5 \times 10^5$ años
C	Ne, Na, Mg, O	$6 \times 10^8$ K	$4 M_{\odot}$	600 años
Ne	O, Mg	$1.2 \times 10^9$ K	$\sim 8 M_{\odot}$	1 años
O	Si, S, P	$1.5 \times 10^9$ K	$\sim 8 M_{\odot}$	$\sim 0.5$ año
Si	Ni-Fe	$2.7 \times 10^9$ K	$\sim 8 M_{\odot}$	$\sim 1$ día

Cuadro 1.1: Productos de la nucleosíntesis para los distintos isótopos de la cadena alfa en las distintas etapas de evolución de la estrella. Asimismo, se muestran los tiempos de evolución para cada etapa y las temperaturas necesarias para la fusión (Knödseder 2003; Arnett 1996).

encuentran regiones de gas que salen desde el SNR, desplazándose a altas velocidades. Por último, el espectro de algunas CC SN está polarizado (Khokhlov et al., 1999).

Las observaciones se explican con explosiones de tipo *jet-driven* en el que el colapso de la estrella lleva a la producción de un jet bipolar no relativista. En este modelo, la propagación del jet produce un choque de proa dentro de la estrella. El material chocado por el jet produce una distribución elongada del níquel creado en procesos de nucleosíntesis (Couch et al., 2009).

El mecanismo de explosión de las supernovas *jet-driven* todavía no está bien entendido, sin embargo, se cree que se debe a un proceso complejo en el que la energía proviene de la acreción, el campo magnético y de la rotación de objetos compactos (BH o NS). Se considera que el mecanismo de explosión de las supernovas *jet-driven* es similar al de los destellos de rayos gamma. En los destellos de rayos gamma largos el material es expulsado relativísticamente produciendo una alta cantidad de fotones en el espectro de los rayos gamma (Khokhlov et al., 1999; Podsiadlowski et al., 2004).

Se tiene una tasa de explosiones de supernova por galaxia de  $\sim 10^{-2}$  eventos año $^{-1}$ , mientras que las explosiones *jet-driven* y los GRB son mucho más exóticos y tienen una tasa de  $10^{-6}$  a  $10^{-5}$  eventos año $^{-1}$  (Podsiadlowski et al., 2004).



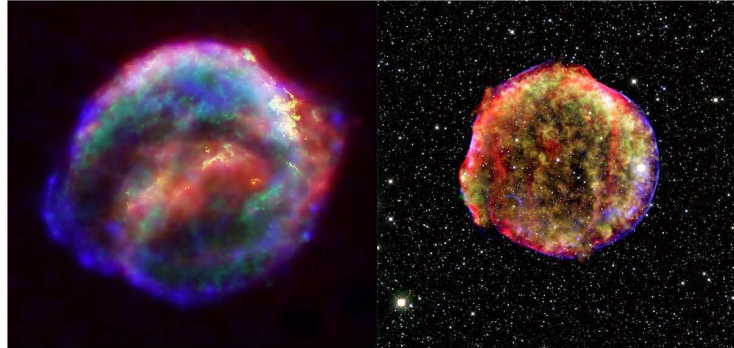


Figura 1.4: El remanente de supernova Kepler (SN 1604/G004.5+06.8; izquierda) se encuentra a 13,000 años luz y tiene un tamaño de 5'. El *azul* muestra rayos-X de alta energía (4-6 keV), el *verde* de baja energía (0.3-1.4 keV), el *amarillo* emisión en óptico y el *rojo* emisión en infrarrojo. El remanente de supernova Tycho (SN 1572/G120.1+1.4; derecha) presenta emisión en infrarrojo en *rojo*. El *verde* muestra la emisión de SixIII y el *azul* el continuo (4-6 keV). Presenta emisión en rayos-X de Fe L y Fe K. Se encuentra a 2-5 kpc de distancia con un tamaño de 15' (<http://hubblesite.org/gallery/album/entire/pr2004029b/>; <http://chandra.harvard.edu/photo/2011/tycho2/> [13/02/14]).

## 1.2. Remanentes de Supernova

Los remanentes de supernova (SNR, *supernova remnant*) son el producto de la interacción de las explosiones de supernova con el ISM. Las SN tienen una energía cinética de  $\sim 10^{51}$ - $10^{52}$  erg la cual, durante la desaceleración de la onda de choque en el ISM, es transformada en energía térmica, fotones (principalmente en rayos-X), y rayos cósmicos que son observados y medidos con telescopios espaciales y terrestres. Actualmente se conocen más de 200 SNR (Ballet, 2003). Varios de los remanentes de supernovas más luminosos se pueden relacionar con SN observadas históricamente. Ejemplo de éstos son Kepler (SN 1604) o Tycho (SN 1572; Figura 1.4). Desde 1604 no se han producido SN observables a simple vista. En esta sección se detallarán las observaciones, así como la evolución dinámica de los remanentes (Ballet, 2003).

### 1.2.1. Características observacionales y físicas de los SNR

Los remanentes de supernova presentan emisión en radio, en infrarrojo, en óptico y en rayos-X (figura 1.4), donde cada parte del espectro corresponde a un mecanismo de emisión diferente. Los rayos-X son producidos por la emisión de Bremsstrahlung y de líneas. La emisión de Bremsstrahlung o “libre-libre” corresponde a la interacción electromagnética entre un electrón y un ión, en la cual el electrón es desviado de su trayectoria original produciendo fotones. Los

fotones emitidos corresponden a un espectro continuo, el espectro de Bremsstrahlung, el cual está dado por:

$$\frac{dW}{dt dV d\nu} = \frac{2^5 \pi e^6}{3c^3 m} \left( \frac{2\pi}{3km} \right)^{1/2} T^{-1/2} Z^2 n_e n_i e^{-h\nu/kT} g_B, \quad (1.8)$$

donde  $W$  es la energía,  $t$  el tiempo,  $V$  el volumen de la fuente,  $T$  la temperatura,  $Z$  el número atómico,  $n_e$  la densidad electrónica,  $n_i$  la densidad iónica,  $\nu$  la frecuencia y  $g_B$  un factor de corrección cuántico. La emisión de líneas se describe en la sección 1.2.3, sin embargo, ésta es muy importante ya que permite conocer la población química del remanente así como su grado de ionización.

Los SNR se expanden desde su origen en la supernova hasta escalas de parsecs. Durante esta expansión que llega a durar miles de años la temperatura y la densidad cambian drásticamente. La temperatura disminuye de  $10^7$ - $10^8$  K a  $10^2$ - $10^3$  K y la densidad varía 18 órdenes de magnitud hasta llegar a  $20$ - $50$   $\text{cm}^{-3}$ . Durante esta expansión los remanentes presentan protuberancias debido a inestabilidades, las cuales favorecen la mezcla del material con el medio circundante.

Midiendo distintas propiedades de los remanentes se puede encontrar el posible escenario que dio origen a la explosión; es decir, el análisis de las curvas de luz no es el único método para clasificar a los remanentes (Lopez et al., 2009).

### 1.2.2. Dinámica

Los SNR son plasmas de baja densidad cuyo radio de Larmor es mucho menor al tamaño del remanente. Esto permite suponer que la distribución de velocidad es isotrópica a lo largo de todo el remanente. Esta condición permite utilizar las ecuaciones de la hidrodinámica:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} \vec{v} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} &= -\frac{1}{\rho} \nabla p, \\ \rho \left( \frac{\partial}{\partial t} \epsilon + \vec{v} \cdot \nabla \epsilon \right) + p \nabla \cdot \vec{v} &= 0, \end{aligned} \quad (1.9)$$

donde  $\epsilon = p/(\gamma - 1)$  es la energía interna,  $\rho$  la densidad,  $\vec{v}$  la velocidad,  $p$  la presión y  $\gamma$  el índice adiabático.

El frente de choque de los SNR jóvenes ( $\lesssim 1,000$  años) se propaga a velocidades de  $\sim 10^4$   $\text{km s}^{-1}$ . El frente de choque se observa como una abrupta discontinuidad en la emisión (figura 1.4). Al utilizar las ecuaciones de la hidrodinámica (ecuaciones 1.9) situándonos en un marco de referencia que se mueve con el choque, se obtienen relaciones entre las condiciones físicas en la región pre-choque ( $\rho_1, T_1, p_1$ ) y las relaciones físicas post-choque ( $\rho, T, p$ ):

$$\begin{aligned}
[\rho v] &= 0, \\
[\rho v^2 + p] &= 0, \\
\left[ v \left( \frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} p \right) \right] &= 0,
\end{aligned} \tag{1.10}$$

donde  $[x] = x - x_1$ .

Considerando que el choque es fuerte (esto es que la velocidad del choque es mucho mayor a la velocidad del sonido en el medio en el cual se propaga), que la densidad inicial es la del ISM y tomando como sistema de referencia el del choque, se tiene:  $p_1 = 0$ ,  $v_1 = -v_s$  y  $\rho_1 = \rho_{ISM}$ . Con estas condiciones se obtienen las relaciones de Rankine-Hugoniot:

$$\begin{aligned}
v &= \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} v_s, \\
\rho &= \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \rho_{ISM}, \\
p &= \frac{2}{\gamma + 1} \rho_{ISM} v_s^2, \\
kT &= \frac{2(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2} \mu v_s^2,
\end{aligned} \tag{1.11}$$

donde  $v_s$  es la velocidad del frente de choque y  $\mu$  la masa. Los choques de los SNR pueden calentar las zonas post-choque a temperaturas de  $T \gtrsim 10^6$  K.

### Inestabilidades

Una de las inestabilidades más importantes en los SNR es la de Rayleigh-Taylor. Esta inestabilidad se presenta en la interface de dos fluidos de diferentes densidades, cuando el de mayor densidad es acelerado hacia al otro. En el régimen no lineal de ésta inestabilidad hay una gran producción de protuberancias.

En el caso de las SN este fenómeno se presenta cuando el gas de la SN se va frenando por su interacción con el ISM, favoreciendo la mezcla del remanente con el ISM. Uno de los ejemplos más vistosos donde se presenta esta inestabilidad es la nebulosa del cangrejo.

### Fase de expansión libre

Es la primera etapa en la evolución del remanente ( $10^2$ - $10^3$  años). Durante la explosión de SN la masa liberada  $M_{ej} \sim 5$ - $10 M_{\odot}$  es expulsada supersónicamente, y se expande balísticamente en el medio circundante. Esta fase termina

cuando la masa barrida del ISM es comparable a la masa del material eyectado en la SN, es decir:  $M_{\text{ISM}} = \frac{4\pi R^3}{3} \rho_{\text{ISM}} \approx M_{\text{ej}}$ . La densidad en esta etapa escala como:

$$\rho_{\text{ej}} \propto t^{-3} \left(\frac{r}{t}\right)^{-n}, \quad (1.12)$$

donde  $\rho \propto r^{-n}$  es la estratificación del material eyectado (Chevalier & Imamura, 1983). Esta solución es una solución auto-similar, es decir la dependencia temporal únicamente depende de un factor de escala, de modo tal que la variable mantiene su forma durante su evolución temporal. Cuando  $R \gtrsim \left(\frac{M_{\text{ej}}}{\rho}\right)^{1/3}$ , la onda de choque empieza a frenar, acelerando y calentando el material del ISM, y generando un choque reverso que se propaga hacia el interior calentando el SNR (Ballet, 2003).

### Fase de Sedov-Taylor

Esta etapa fue estudiada por Taylor (1950) e independientemente por Sedov (1959) quien encontró la solución exacta del problema de desaceleración de una explosión esférica con conservación de energía.

En esta etapa el choque reverso ha alcanzado el centro del remanente y la presión del remanente es mucho mayor a la del ISM. La solución auto-similar para esta etapa, en el caso de un ISM uniforme, es la siguiente:

$$\begin{aligned} r_s &= \zeta \left(\frac{E}{\rho_o}\right)^{1/5} t^{2/5}, \\ v_s &= \frac{2}{5} \zeta \left(\frac{E}{\rho_o}\right) t^{-3/5}, \end{aligned} \quad (1.13)$$

donde  $v_s$  es la velocidad de propagación del choque,  $r_s$  su radio,  $E$  la energía,  $\rho_o$  la densidad del ISM,  $t$  el tiempo y  $\zeta$  es una constante numérica de orden uno. Si además se consideran las ecuaciones de la hidrodinámica en coordenadas esféricas se puede encontrar una solución analítica para la densidad y presión (Ballet, 2003; Sedov, 1959).

La aproximación de conservación de energía supone que la expansión es adiabática, es decir que se desprecia la energía perdida por emisión de radiación. Cuando los procesos radiativos se vuelven importantes esta aproximación es insostenible, pasando a la siguiente etapa ( $R_s \sim 30$  pc con  $E \sim 10^{51}$  erg).

### Fases tardías de evolución de los SNR

**Barrido por presión:** En esta etapa se asume la conservación del momento. El frente de choque se desplaza a  $\sim 10^2$  km s<sup>-1</sup>; sin embargo, debido a que

$M_{\text{ism}} \geq M_{\text{ej}}$  el frente se irá frenando (Ballet, 2003).

**Desvanecimiento:** Es la última etapa de la evolución en la que el remanente se mezcla con el medio interestelar. Al final esta etapa el SNR abarca distancias de  $R \sim 60$  pc si  $E \sim 10^{51}$  erg. A través de las condiciones iniciales de la SN se pueden obtener el tiempo y el radio para esta etapa de la evolución con las siguientes condiciones (Chisari, 2009):

$$\begin{aligned} t_{\text{fade}} &\sim 1.88 \times 10^6 E_{51}^{27/85} n_0^{-31/85} \left( \frac{v_s}{10 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-7/5} \text{ años} , \\ R_{\text{fade}} &\sim 2.08 \times 10^{20} E_{51}^{27/85} n_0^{-21/85} \left( \frac{v_s}{10 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-2/5} \text{ cm} . \end{aligned} \quad (1.14)$$

donde  $t_{\text{fade}}$  es el tiempo y  $R_{\text{fade}}$  el radio en esta etapa.

### 1.2.3. Emisión de rayos-X

Los mecanismos de emisión de radiación más importantes en los SNR son: la emisión de líneas y Bremsstrahlung. En este trabajo únicamente se considera la emisión de líneas para el cálculo del espectro, por lo que no se desarrollará la teoría de la emisión de Bremsstrahlung. Esto es debido a que en este trabajo se quiere únicamente comparar la distribución de los elementos que se infiere de la emisión de líneas (Rybicki & Lightman, 1986).

#### Emisión de líneas

La emisión de líneas corresponde a los fotones emitidos por las transiciones de los electrones dentro del núcleo. Este fenómeno, descrito por Einstein, considera la existencia de tres procesos capaces de generar las transiciones: 1.- La emisión espontánea de electrones: el electrón pasa del nivel de energía  $n + 1$  al nivel  $n$ . A la probabilidad de esta transición se le denota como  $A_{n+1,n}$  y se le llama el coeficiente A de Einstein. 2.- La absorción: un fotón con la energía necesaria  $h\nu$  es atrapado por un electrón haciendo que pase del nivel energético  $n$  al  $n + 1$ . Esta probabilidad de transición está denotada como  $B_{n,n+1}$ . 3.- La emisión estimulada: los fotones pueden forzar un decaimiento de los electrones de modo que éstos pasen del nivel con energía  $n + 1$  al  $n$ . Esta probabilidad de transición se denota con el coeficiente  $B_{n+1,n}$  de Einstein (Rybicki & Lightman, 1986).

Las transiciones entre estados descritos por los coeficientes A y B de Einstein están relacionadas con la ley de Planck, de tal modo que los coeficientes satisfacen condiciones particulares que en el caso de dos niveles energéticos son:

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21} , \quad (1.15)$$

$$A_{12} = \frac{2h\nu^3}{c^2} B_{12}, \quad (1.16)$$

donde  $g_i$  corresponde a los pesos estadísticos para cada uno de los estados. Finalmente, estos coeficientes se pueden asociar a los coeficientes de absorción y emisión ( $j_\nu, \alpha_\nu$ ) dados por:

$$j_\nu = \frac{h\nu_o}{4\pi} n_2 A_{21}, \quad (1.17)$$

$$\alpha_\nu = \frac{h\nu_o}{4\pi} (n_1 B_{12} + n_2 B_{21}). \quad (1.18)$$

Con estas condiciones y la ecuación de transporte de radiación se obtiene la intensidad de la emisión (Rybicki & Lightman, 1986).

#### 1.2.4. Equilibrio de ionización colisional

Debido a la temperatura de los SNR ( $10^6$ - $10^7$  K), los fotones emitidos estarán en el espectro de los rayos-X. Como los procesos de emisión dependen de los electrones e iones, es muy importante conocer tanto el grado de ionización del plasma como su temperatura para así calcular la emisión (Raga, 2010).

Durante la explosión las partículas cargadas (iones y electrones) son calentadas en el choque obteniendo diferentes temperaturas. De este modo, el plasma se caracteriza por dos temperaturas, la iónica ( $T_z$ ) y la electrónica ( $T_e$ ). El tiempo que se requiere para que exista un equilibrio entre las temperaturas ( $T_z = T_e = T$ ) está dado por:

$$\tau_{ei} \sim 7700 n_H^{-1} T_7^{3/2} \text{ años}, \quad (1.19)$$

donde  $n_H$  es la densidad de iones. Por lo tanto se deduce que los SNR jóvenes no se encuentran en equilibrio térmico, es decir que se puede suponer que la temperatura de los electrones es una fracción de la temperatura de los iones.

Cuando un plasma se encuentra en equilibrio de ionización colisional (CIE *collisonal ionization equilibrium*), el plasma no presenta campos externos y es ópticamente delgado. La emisión espontánea de cada átomo ésta está dada por (Raga, 2010):

$$L = \sum_{i=1}^N n_i \sum_{m<i} A_{i,m} h\nu_{i,m}, \quad (1.20)$$

donde  $A_{i,m}$  es el coeficiente de Einstein,  $n_i$  la población para cada uno de los estados de ionización (figura 1.5 muestra un ejemplo de las fracciones de ionización del Fe) y  $h\nu_{i,m}$  la energía asociada a la transición. Debido a que las

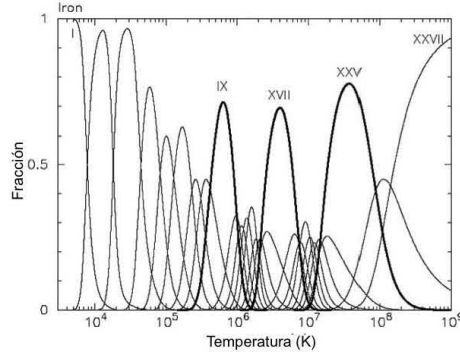


Figura 1.5: Abundancias de los distintos estados ionizados de Fe como función de la temperatura. En el SNR W49B el estado de ionización del hierro que presenta emisión de líneas es el xxv, debido a la temperatura es  $T \sim 10^7 - 10^8$  K (<http://ned.ipac.caltech.edu/level5/Sept08/Kaastra/Kaastra4.html> [13/02/14]).

escalas de tiempo dinámicas son mucho mayores que los tiempos de excitación/relajamiento de los iones, para calcular la abundancia de los estados de ionización, se puede considerar la condición de equilibrio estadístico:

$$\sum_{m>l} n_m A_{m,l} + n_e \sum_{m \neq l} n_m q_{m,l}(T) = n_l \left( \sum_{m<l} A_{l,m} + n_e \sum_{m \neq l} q_{l,m}(T) \right), \quad (1.21)$$

donde  $q_{m,l}(T)$  son los coeficientes de excitación ( $m < l$ ) o de desexcitación colisionales ( $m > l$ ). Estos coeficientes están dados por:

$$q_{m,l}(T) = \frac{8.629 \times 10^{-6} \Omega_{ml}(T)}{T^{1/2} g_m} \quad m > l, \quad (1.22)$$

$$q_{l,m}(T) = \frac{g_m}{g_l} e^{-h\nu_{m,l}/kT} q_{m,l}(T) \quad l > m, \quad (1.23)$$

donde  $g_m$  es el peso estadístico para cada nivel y la función  $\Omega$  mide la fuerza de las colisiones (Raga, 2010).

Considerando un átomo de dos niveles energéticos o que la población esté principalmente distribuida en dos niveles, las ecuaciones anteriores se pueden reescribir como:

$$n_1 n_e q_{12} = n_2 (n_e q_{12} + A_{12}). \quad (1.24)$$

Tomando en cuenta la ecuación 1.22 se obtiene que la población del segundo nivel está dada por:

$$n_2 = \frac{n_{a,z}}{(g_1/g_2) e^{E_{21}/kT} + 1 + n_e/n_e}, \quad (1.25)$$

donde  $n_c = A_{21}/q_{21}$  es la llamada densidad crítica. En el régimen de baja densidad ( $n_e \gg n_c$ ) se puede reescribir la ecuación 1.25 como:

$$n_2 = \frac{n_{a,z} n_e q_{12}}{A_{21}}, \quad (1.26)$$

y su luminosidad usando la ecuación 1.20 como (Raga, 2010):

$$L_{12} = n_{a,z} n_e q_{12} h \nu_{12}. \quad (1.27)$$





## Capítulo 2

# El remanente de supernova W49B

El remanente de supernova W49B (SNR 43.3-0.2) fue observado por primera vez en 1984 por el observatorio *Einstein* (Pye et al., 1984). A partir de ese momento ha sido observado por *ASCA* (Fujimoto et al., 2010), *Chandra* (Lopez et al., 2009, 2011), *EXOSAT* (Smith et al., 1985), *Suzaku* (Ozawa et al., 2009) y por *XMM-Newton* (Miceli et al., 2006) en rayos-X, en infrarrojo por *WIRC* (Keohane et al., 2007) e *IRAC* (Reach et al., 2006), en radio por el *VLA* (Pye et al., 1984) y *NRAO* (Moffett & Reynolds, 1994).

Todas estas observaciones han contribuido a mejorar nuestro entendimiento de las características físicas y de la evolución dinámica del remanente. En la siguiente sección se presentan las observaciones y los resultados teóricos referentes al remanente W49B.

### 2.1. Observaciones

#### 2.1.1. Espectro

La primera detección de W49B (figura 2.1) fue en rayos-X suaves (0.1-4 keV), utilizando los detectores IPC (*Image Proportional Counter*) y HRI (*High Resolution Imager*) que operan dentro del observatorio *Einstein*. Con el MPC (*Monitor Proportional Counter*), también parte del telescopio espacial *Einstein*, se midió el flujo y el espectro en rayos-X duros (1-20 keV), por un total de 26.6 ks de tiempo de observación (Pye et al., 1984).

En esta primera observación no se logró diferenciar entre emisión térmica y de sincrotrón. Con observaciones posteriores de *EXOSAT* (*European X-Ray Observatory Satellite*) se detectó la línea de 6.7 keV del hierro, implicando un origen térmico para los rayos-X (Smith et al., 1985). Posteriormente, usando las

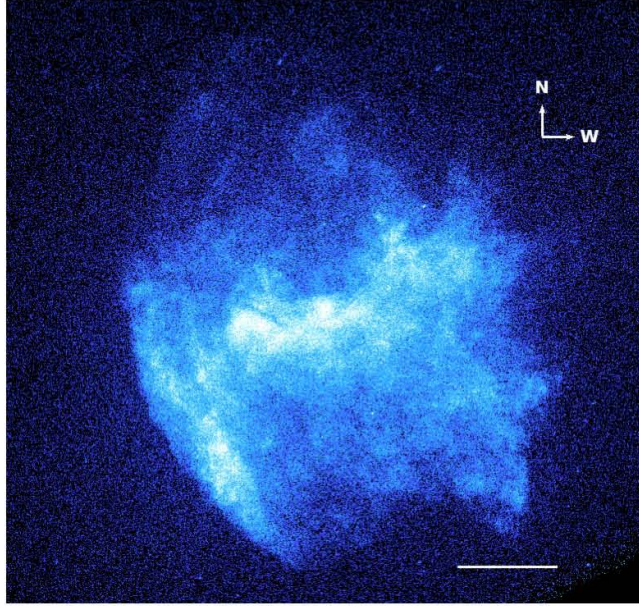


Figura 2.1: Imagen completa en la banda de rayos-X (0.5-8.0 keV) con exposición corregida del SNR W49B en observaciones de 220 ks de *Chandra* ACIS. No se han eliminado fuentes puntuales para demostrar la falta obvia de una púlsar o NS. La barra de escala es de 1' de longitud (Lopez et al., 2013a).

cámaras *CCD* del telescopio *ASCA* (*Japanese X-Ray Telescope*), Fujimoto et al. (2010) resuelven claramente las líneas de emisión y obtienen que el espectro es consistente con emisión térmica y que la región central del remanente presenta altas abundancias de: Si, S, Ar, Ca y Fe. Además, observan una estratificación del Fe respecto al Si y al S. También estiman que pudiese existir emisión de Cr y Mn en el espectro, detectable con un mayor tiempo de observación.

Posteriormente Lopez et al. (2009) miden el espectro de todo el remanente. Detectando las líneas de: SiXIII (1.74-1.93 keV), SiXIV (1.94-2.05 keV), SXV (2.25-2.50 keV), SXVI (2.52-2.71 keV), ArXVII (2.98-3.21 keV), CaXIX (3.75-4.0 keV), y FeXXV (6.4-6.9 keV; figura 2.2), encuentran que la distribución espacial de los elementos es heterogénea. Posteriormente, con observaciones de 220 ks en 2011 de *Chandra*, Lopez et al. (2013a) observan la emisión de líneas del Mn y Cr, además de las anteriormente localizadas. Esta nueva observación cuenta con  $10^6$  mediciones en el rango de 0.5-8 keV y permitió detectar un decrecimiento en la intensidad de las líneas respecto a las observaciones del 2000. Esta condición puede ser explicada por la rápida expansión del remanente o por cambios en el nivel de ionización del plasma.

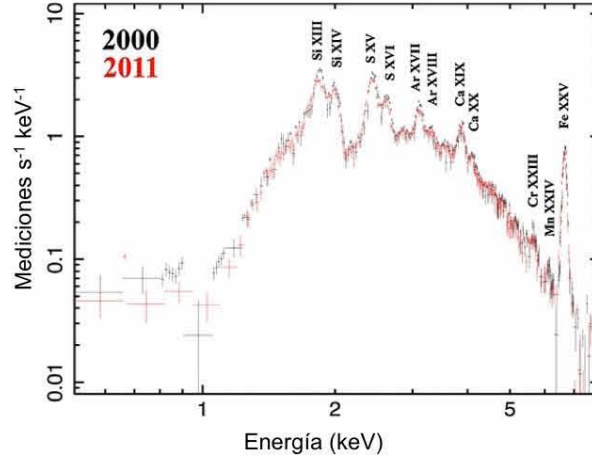


Figura 2.2: Espectro integrado en rayos-X de los 220 ks de observación tomada en 2011 por *Chandra* (rojo), y el espectro integrado de datos de *Chandra* tomadas en 2000 (negro). Los espectros tienen numerosas líneas de emisión prominentes de iones de átomos tipo He y H así como una fuerte radiación de Bremsstrahlung. Existe una atenuación a los rayos-X blandos debajo de la línea del Si debido a la densidad de columna ( $\sim 7 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ ) que tiene W49B. En el intervalo de 11 años entre las observaciones, la línea de Si<sub>XIII</sub> redujo su flujo en un 18%, y el resto de líneas de emisión tienen  $\lesssim 5\%$  menos flujos en 2011 en comparación con sus valores de 2000 (Lopez et al., 2013a).

### 2.1.2. Características Físicas y Morfología

La estimación de la distancia al remanente es incierta. Con mediciones de la absorción de HI Moffett & Reynolds (1994) estiman que el remanente se encuentra a  $8 \pm 2$  kpc, pero Keohane et al. (2007) estiman que W49B está a 11 kpc debido a la absorción de HI de la región W49A, que se encuentra a la misma distancia que W49B. El remanente se localiza en el plano galáctico por lo que, debido a la distancia a la que se encuentra, no se observa en óptico (Moffett & Reynolds, 1994).

Observaciones de Kawasaki et al. (2005) indican que existe una densidad mínima en el remanente de  $2 \text{ cm}^{-3}$  y catalogan a W49B como un remanente con morfología mixta, es decir, con emisión térmica en rayos-X y un caparazón de  $\sim 4'$  de diámetro con emisión no térmica en radio (figura 2.3). Keohane et al. (2007), con observaciones de *WIRC* (*Wide Field Infrared Camera*), muestran nuevamente el caparazón con forma de barril alrededor del SNR, y hallan que W49B se encuentra inclinado  $70^\circ$  respecto al plano del cielo.

La emisión en infrarrojo de los SNR se debe a emisión de sincrotrón, a polvo chocado, a líneas atómicas de estructura fina o a líneas moleculares. Con obser-

vaciones realizadas con *IRAC* (*Infrared Array Camera*) del telescopio espacial *Spitzer*, Reach et al. (2006) encuentran que W49B presenta emisión en infrarrojo por gas molecular chocado y por emisión iónica. El gas molecular chocado se localiza en la parte suroeste y noreste, donde se detecta emisión de  $\text{H}_2$ . La emisión iónica está localizada alrededor del SNR con forma de barril y es debida a emisión de  $\text{FeII}$  a  $1.64 \mu\text{m}$  (Reach et al., 2006; Keohane et al., 2007; Abdo et al., 2010).

Al observar en la dirección del SNR W49B con *LAT* (*Large Area Telescope*), que se encuentra en el telescopio espacial de rayos gamma - Fermi, Abdo et al. (2010) descubren una fuente de rayos gamma en la dirección del SNR. La emisión en el caparazón de SNR es explicada por medio de decaimientos de  $\pi^0$  (piones neutros). Este mesón es producido durante colisiones protón-protón que son facilitadas por un ISM denso o bien por Bremsstrahlung electrónico, ambas condiciones observadas en el SNR (Abdo et al., 2010). Esta fuente presenta una luminosidad en rayos gamma estimada en  $1.5 \times 10^{36} (D/8 \text{ kpc})^2 \text{ erg s}^{-1}$ .

Moffett & Reynolds (1994) realizan observaciones del remanente con *VLA* (*Very Large Array*) de *NRAO* (*National Radio Astronomy Observatory*) en 6, 20 y 90 cm. Encuentran mapas de intensidad de polarización sólo para 6 cm. Se encontró que W49B es uno de los 10 objetos más brillantes en radio de todas las fuentes galácticas (a un 1 GHz).

### 2.1.3. Modelo del Plasma

Como se explicó en la sección 1.2.3, la emisión del remanente permite determinar su temperatura y su grado de ionización. La primera estimación de la temperatura en el remanente es de Smith et al. (1985) quienes, al utilizar modelos de plasmas ópticamente delgados, obtienen una la temperatura de 2 keV.

Se ha observado que la mayoría de los SNR se encuentra en estado de sobreionización. Es decir, los iones tienen menos electrones ligados de los que tendrían si éstos estuvieran en equilibrio térmico. En general, los mecanismos posibles de enfriamiento para que los SNR se encuentren en un estado de sobreionización son: conducción térmica o expansión adiabática, donde la SN se expande en un medio circundante denso, como es el caso de W49B (Lopez et al., 2013b).

Con distintas observaciones diferentes autores han estimado varios grados de ionización para el remanente de supernova. Kawasaki et al. (2005) analizan las condiciones de ionización y encuentran que W49B está en un estado de sobreionización. Kawasaki et al. (2005) proponen que el plasma tiene dos componentes: una, a 1.7 keV en el interior y otra, a 0.24 keV en el exterior.

Con las observaciones de 2004 del observatorio *XMM-Newton* en la banda de 1-9 keV, Miceli et al. (2006) estiman que la emisión térmica de Bremsstrah-

lung tiene una temperatura de  $kT = 1.69$  keV y una densidad de columna  $N_H$  de  $4.2\text{-}4.9 \times 10^{22}$  cm<sup>-2</sup>. Miceli et al. (2006) no encuentran que el SNR W49B se encuentre en un estado de sobre ionización.

Ozawa et al. (2009) estiman una temperatura electrónica  $T_e = 1.5$  keV y una temperatura iónica  $T_z = 2.7$  keV, implicando que el remanente está en un estado sobreionizado. El análisis de Fujimoto et al. (2010) apoya la idea de que W49B se encuentra cerca de CIE al observar la estratificación del Fe respecto al Si y al S. Posteriormente, Lopez et al. (2009) estiman que la densidad iónica de W49B es de  $1,000\text{-}8,000$  cm<sup>-3</sup> por lo que encuentran que W49B está cerca del CIE.

Para entender mejor el estado de ionización de W49B, Lopez et al. (2013a) analizan al SNR por regiones encontraron que  $N_H \sim (4\text{-}12) \times 10^{22}$  cm<sup>-2</sup> y  $kT_e \sim 0.7\text{-}2.5$  keV. Al comparar la temperatura electrónica con la del Bremsstrahlung concluyen que el remanente está sobreionizado. Posteriormente, con las mismas observaciones, Lopez et al. (2013b) utilizan el modelo de dos plasmas y encuentran que la temperatura para el plasma frío que tiene metalicidad solar es  $kT = 0.14\text{-}0.29$  keV y para el plasma caliente  $kT = 1.13\text{-}1.85$  keV. Utilizando el cociente de las líneas de S y Ar encuentran que  $kT_z = 1.3\text{-}2.1$  keV, de éste modo Lopez et al. (2013b) concluyen nuevamente que el remanente se encuentra sobreionizado, principalmente, en la zona oeste con un gradiente de polarización este-oeste. El gradiente es producto de la nube molecular que el limita el enfriamiento debido a la expansión adiabática. En conclusión Kawasaki et al. (2005); Ozawa et al. (2009); Lopez et al. (2013a,b) estiman que W49B se encuentra en un estado de sobreionización y Miceli et al. (2006); Fujimoto et al. (2010); Lopez et al. (2009) que está en CIE.

#### 2.1.4. Origen

Una estimación precisa de la edad de los SNR es muy complicada debido a que depende de distintos parámetros, tal es el caso de W49B. La primera estimación de la edad del remanente es de 1,000 años (Pye et al., 1984). Con observaciones hechas con *EXOSAT* Smith et al. (1985) estiman su edad en 5,000-6,000 años, con una energía inicial de  $1.2 \times 10^{51}$  erg. Posteriormente, Lopez et al. (2009) estiman nuevamente la edad en 1,000 años.

La observación de la estructura de barril es sugestiva de una explosión de una estrella con vientos masivos (Keohane et al., 2007), lo que podría dar lugar a un objeto compacto (NS o BH). Por otro lado, no se ha logrado identificar ninguna fuente puntual en el centro del remanente (Pye et al., 1984; Lopez et al., 2013a). Las observaciones de Lopez et al. (2013a) restringen la luminosidad del objeto compacto a  $L_x \lesssim 3.7 \times 10^{31}$  erg s<sup>-1</sup> en la banda de 0.1-10 keV, por lo que la NS del remanente sería menos brillante que las NS conocidas hasta la fecha y su enfriamiento 2-4 órdenes de magnitud menor respecto a las predicciones de los modelos. Por lo tanto, Lopez et al. (2013a) descartan la hipótesis de que W49B

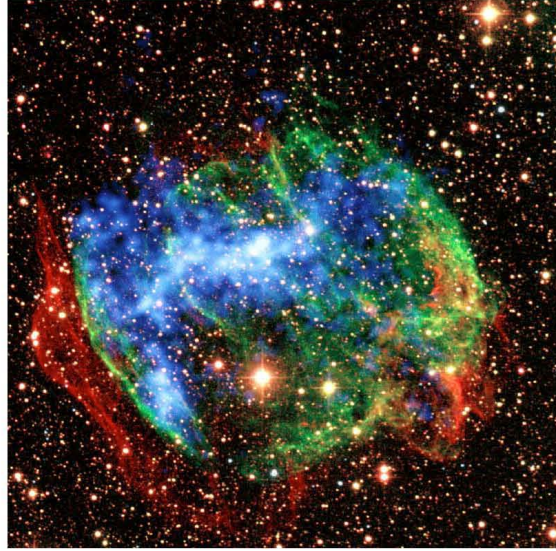


Figura 2.3: Imagen del SNR W49B compuesta de emisión en rayos-X de *Chandra* (2000; azul), infrarrojo a  $2,21 \mu\text{m}$  mostrando nubes de hidrógeno molecular (rojo) y a  $1,64 \mu\text{m}$  [FeII] (verde)(Keohane et al., 2007).

presente una NS en su interior. Mas aún, Gorham et al. (1996) no encontraron evidencias de pulsaciones en W49B mayores a 0.5 ms que indicarían la presencia de un pulsar. Lopez et al. (2013a) concluyen que si W49B es el remanente de una explosión bipolar es más probable que se haya creado un BH o un magnetar.

Keohane et al. (2007) consideran que la estrella explotó dentro de una coraza esférica de 5 pc de radio al interior de una nube molecular densa. Es decir, la progenitora debía de ser supermasiva para poder modificar su medio circundante. Por ello, la estrella progenitora pudo haber sido una SN CC. Fujimoto et al. (2010) estiman que, no obstante que es más probable que W49B sea el resultado de una SN-Ia, también una SN-II reproduce las abundancias. Lopez et al. (2013a) encuentra que si W49B proviene de una supernova bipolar, durante la explosión debió generarse una cantidad considerable de elementos de masa intermedia como son el O y Mg, aún no observados.

## 2.2. Evidencias de un origen bipolar para W49B

La morfología del SNR W49B no se ha podido explicar por explosiones esféricas de CC en un medio homogéneo ni se ha logrado identificar el tipo de supernova. Por ello, se consideran dos escenarios capaces de reproducir la morfología del remanente (figura 2.4;Keohane et al. 2007; Miceli et al. 2006). El primer escenario consiste en una explosión esférica en un medio heterogéneo formado

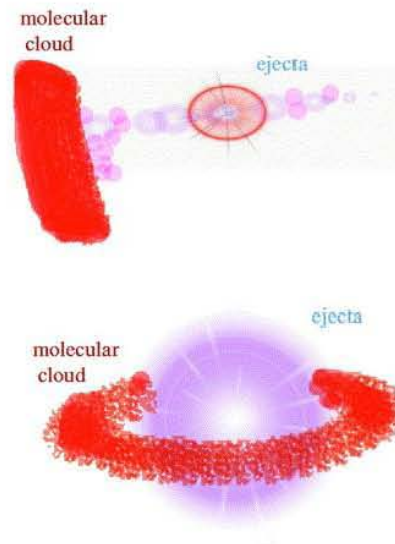


Figura 2.4: Bosquejo de los dos escenarios para el origen de W49B, el de una explosión bipolar (panel superior) y el de una explosión esférica con un ISM heterogéneo formado por un toro (panel inferior; Miceli et al. 2008).

por nubes; el segundo en una explosión *jet-driven*. Para poder discernir entre ambos escenarios es necesario hacer un análisis cuantitativo de la morfología y de la masa del progenitor. En esta sección se detallan los estudios realizados y las conclusiones a las que llegan distintos autores respecto al origen de la explosión.

### 2.2.1. Criterio de Morfología

Con la finalidad de hacer un análisis cuantitativo de la morfología Lopez et al. (2009) usan la observación de 55 ks de W49B y analizan las imágenes de los 5 elementos más fuertes del espectro del W49B (Si, S, Ar, Ca y Fe). Cada una de estas imágenes presenta de 7,500 a 25,000 mediciones. Encuentran que la distribución espacial del FeXXV es estadísticamente diferente a la de los otros elementos, ya que todos los iones están homogéneamente distribuidos a lo largo del remanente, a excepción de FeXXV que es ausente en las regiones externas (figura 2.5; Lopez et al. 2009). El FeXXV tiene de 40 a 50% más intensidad que los otros iones.

La morfología del hierro puede explicarse como consecuencia de que la temperatura no sea suficientemente alta para ionizar el hierro en grandes áreas del remanente o por que el hierro fue eyectado anisotrópicamente durante la explosión de supernova. Ajustando el espectro con un modelo de emisión térmica Lopez et al. (2009) encuentran que la temperatura es suficiente para calentar



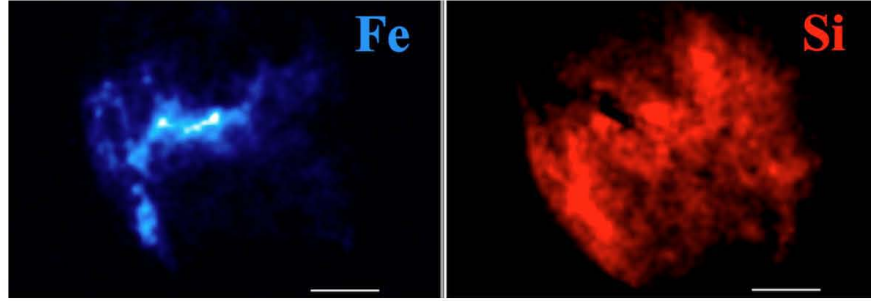


Figura 2.5: Imágenes con exposición corregida y con continuo sustraído de líneas en rayos-X de SiXIII y FeXXV. Las imágenes han sido suavizadas con un *kernel* gaussiano de  $\sigma = 5$  píxeles. La barra de escala es de  $1'$  de largo; el norte está hacia arriba y el este hacia a la izquierda. La emisión de FeXXV es débil en el oeste de W49B, mientras que los otros iones están distribuidos de manera más homogénea (Lopez et al., 2009).

e ionizar al hierro en todo el remanente. Por ello, Lopez et al. (2009, 2013a) concluyen que W49B proviene de una explosión *jet-driven*.

### 2.2.2. Criterio de Abundancia

Las supernovas CC además de generar una morfología diferente respecto a las *jet-driven* tienen eyectas con composiciones químicas diferentes. Las explosiones de supernova típicas por CC expulsan  $0.07-0.15 M_{\odot}$  de  $^{56}\text{Ni}$ , mientras que explosiones bipolares generan mucho más níquel ( $0.2-0.7 M_{\odot}$ ; Mazzali et al. 2003, 2006; Woosley, Eastman & Schmidt 1999; Kaneko et al. 2007; Lopez et al. 2009). De este modo los cocientes de abundancias se pueden utilizar para determinar si W49B es un remanente de una explosión esférica o bipolar.

Miceli et al. (2006) también analizan las abundancias considerando únicamente las regiones centrales de remanente. Estiman que el Ar, Ca y Fe son más abundantes en la región central del remanente (zona elongada) y que existe un gradiente de densidad, siendo más abundantes estos elementos en la parte este que en la oeste (figura 2.1). Miceli et al. (2006) encuentran una abundancia de Fe similar a la obtenida con modelos de explosiones de supernova poco energéticas ( $\gtrsim 10^{51}$  erg), concluyendo que el SNR proviene de una explosión bipolar.

Con la finalidad de discernir entre los dos escenarios posibles, Miceli et al. (2008) hacen una estimación de la masa de la estrella progenitora. Con el propósito de determinar la masa Miceli et al. (2008) calculan el volumen y la densidad de la eyecta. Ésta última la estiman usando la emisión del remanente y una masa atómica media  $\mu = 1.26$ . Para el escenario de una explosión bipolar Miceli et al. (2008) asumen que la masa del remanente está repartida en

un cilindro de radio 0.55' y con altura de 3.6', con lo que ocupa un volumen de  $1.27 \times 10^{57} \text{ cm}^3$  a una distancia de 8 kpc. Con esto obtienen que la masa eyectada es de  $\sim 6 M_{\odot}$ . En el caso de una explosión esférica que interacciona con un toro formado por una nube densa, el remanente presenta también simetría cilíndrica pero con un radio de 1.8' y una altura de 1.1', con un volumen de  $4.1 \times 10^{57} \text{ cm}^3$  a 8 kpc con lo que Miceli et al. (2008) obtienen una masa de  $\sim 10 M_{\odot}$ . Esta masa es únicamente aquella que interacciona con la nube toroidal. Es decir, la masa total es mayor a la encontrada en esta estimación. Considerando el resto de la masa que no interaccionó con el toro Miceli et al. (2008) estiman una masa total de  $25 M_{\odot}$ , que correspondería a una estrella de secuencia principal de  $\sim 100 M_{\odot}$ . Como estrellas de esta masa son muy poco probables, Miceli et al. (2008) concluyen que W49B fue originada por una explosión asimétrica.

Suponiendo que la eyecta ha sido atravesada por un choque reverso y que la temperatura de la región post-choque es del orden de la temperatura electrónica, Miceli et al. (2008) encuentran la velocidad del remanente, estimando que la energía total de la supernova es  $\lesssim 10^{51}$  erg con lo que concluyen que W49B no ha sido originando por una hipernova.

Lopez et al. (2009) determinan las masas de los distintos elementos en el remanente. Las masas son calculadas mediante un ajuste a la emisión de rayos-X que toma en cuenta la fracción de iones, la energía inicial de la explosión y la temperatura. Obtienen que la masa del hierro es 0.12-1.29  $M_{\odot}$ . Al ser la masa de hierro mucho mayor a una producida en una explosión termonuclear eliminan el escenario de una explosión Ia para la estrella progenitora de W49B.

La ausencia de emisión de hidrógeno y de helio en el remanente implica que la supernova progenitora de W49B es una de tipo Ic. Lopez et al. (2009) comparan las cocientes de las abundancias encontradas con las predichas por seis modelos de SN tipo Ic, cuatro correspondientes a explosiones esféricas (Nomoto et al., 2006) y dos a explosiones bipolares (modelos 25A, 25B; Maeda & Nomoto 2003) donde la diferencia radica únicamente en los ángulos de apertura del jet:  $15^{\circ}$  para el modelo 25A y  $45^{\circ}$  para el modelo 25B. El ángulo de apertura modifica la energía liberada por unidad de ángulo sólido afectando la luminosidad y la nucleosíntesis. Lopez et al. (2009) encuentran que los modelos asimétricos se ajustan mejor a los cocientes de las abundancias. A pesar de las diferencias entre de los modelos (25A y 25B), las mediciones de las poblaciones no permiten discriminar entre estas dos alternativas. Lopez et al. (2009) concluyen que las observaciones son consistentes con un origen bipolar de una estrella de  $25 M_{\odot}$ .

Lopez et al. (2013a) retoman los modelos propuestos por Lopez et al. (2009) para el tipo de explosión pero con las nuevas observaciones de *Chandra*. Encuentran que las cocientes de Si/Fe para los modelos de las explosiones bipolares están en un rango de  $5\sigma$  respecto a las observaciones, y para los modelos de explosiones esféricas es mayor de  $17\sigma$ ; para S/Fe están dentro de  $4.5\sigma$  y  $10\sigma$  respectivamente; finalmente, para Ar/Fe los modelos bipolares están dentro de

$1.5\sigma$  y los modelos esféricos en un rango mayor a  $5\sigma$ . Lopez et al. (2013a) confirman que las explosiones son consistentes con un origen bipolar pero nuevamente las observaciones no permiten discernir entre ambos modelos (25A, 25B).

### 2.3. Modelo de explosión esférica

El modelo de Zhou et al. (2011) describe la evolución de una explosión de supernova esférica expandiéndose en un medio heterogéneo, en particular interactuando con nubes densas (un toro y una nube molecular). Zhou et al. (2011) consideran un remanente esférico de 0.5 pc de radio, con una masa eyectada de  $6 M_{\odot}$  y la energía de la explosión de  $10^{51}$  erg. Ubican al toro a 2 pc de distancia del eje de simetría (figura 2.6), con una densidad de  $1,600 \text{ cm}^{-3}$ , mientras que la nube molecular tiene una densidad  $2,000 \text{ cm}^{-3}$ . El resto del ISM tiene una temperatura de  $10^4$  K y una densidad de  $0.1 \text{ cm}^{-3}$  y está en equilibrio de presión con las nubes.

La evolución del remanente es modelada numéricamente con el código FLASH. En las simulaciones Zhou et al. (2011) toman en cuenta los efectos de conducción térmica y de pérdidas radiativas por plasmas ópticamente delgados en CIE. A pesar de que en su análisis Zhou et al. (2011) consideran las pérdidas radiativas, su implementación de las pérdidas radiativas es incorrecta al suponer CIE. Las simulaciones son en dos dimensiones en coordenadas cilíndricas ( $r, z$ ). El dominio computacional es de  $10 \times 13$  pc. Al final de la simulación tienen una máxima resolución de 0.0003 pc y 5 niveles de refinamiento. Utilizan una ecuación de estado de gas ideal con  $\gamma=5/3$ .

El remanente choca con el toro en 250 años y con la nube molecular en 790 años. Entre los 1,400 y 1,700 años el plasma caliente alrededor del anillo se enfría rápidamente. Después de 1,700 años el material eyectado calentado por el choque reverso se enfría rápidamente debido a expansión adiabática. Después de 2,300 años, el remanente se enfría en la parte oeste y en la parte este choca con la nube molecular.

Zhou et al. (2011) calculan la luminosidad de FeXXV. Trazando la posición del material eyectado con un escalar pasivo, obtienen la distribución final del material eyectado. Suponiendo que el Fe es una fracción constante de la densidad, calculan la emisión de Bremsstrahlung. Su modelo predice que la sobreionización se origina en el remanente debido a un rápido enfriamiento del plasma caliente debido al choque reverso.

A pesar de que el modelo es exitoso en reproducir la morfología de W49B, no puede reproducir la distinta distribución de los elementos. Asimismo, la presencia de una nube toroidal alrededor de la supernova es una hipótesis *ad hoc*.

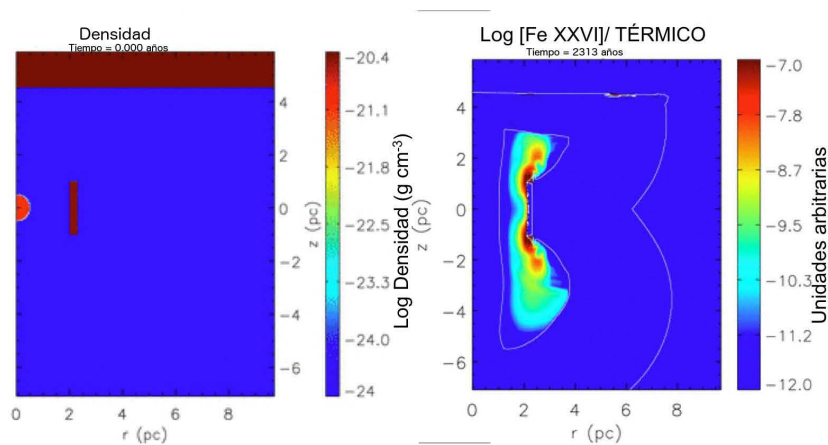


Figura 2.6: Izquierda: configuración inicial de la simulación, mostrando el mapa de la densidad. Derecha: Mapa del cociente de la emisión de FeXXVI respecto a la emisión de Bremsstrahlung, al tiempo 2,313 años (Zhou et al., 2011).

## 2.4. Objetivo de esta tesis

Por medio de simulaciones hidrodinámicas se pretende obtener la distribución espacial de Fe y Si y la emisión de líneas de rayos-X de SiXIV y FeXXV de W49B, en el caso de una explosión bipolar. Se compararán los resultados de las simulaciones con las observaciones explorando la posibilidad de este tipo de explosión como explicación del SNR W49B.



## Capítulo 3

# Modelo numérico de W49B

### 3.1. Métodos numéricos

Las cantidades físicas como son: masa, momento o energía, varían espacial y temporalmente. Es decir:  $u = u(\vec{r}, t)$ , donde  $u$  es el vector de las cantidades físicas conservadas. Su evolución está descrita por medio de ecuaciones con derivadas parciales. Para poder encontrar las soluciones de  $u$  se necesitan entonces condiciones iniciales y de frontera.

Las ecuaciones de continuidad (por ejemplo ecuaciones 1.9) se pueden escribir como ecuaciones diferenciales parciales hiperbólicas y genéricamente se pueden escribir (en forma de ley de conservación) como:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \nabla \cdot f = s , \quad (3.1)$$

donde  $u$  es el vector de la densidad de las variables conservadas,  $f$  es el vector de la densidad del flujo ( $f = f(u)$ ), y  $s$  es la densidad del término fuente ( $s = s(\vec{r}, t, u)$ ). Para el caso de las ecuaciones de la hidrodinámica  $u$  está dado por las siguientes cantidades físicas:

$$u = (e, \rho, \rho\vec{v}) , \quad (3.2)$$

donde  $e$  es la densidad de energía,  $\rho$  la densidad de masa y  $\rho\vec{v}$  es el vector de la densidad de momento.

En las simulaciones presentadas en esta tesis se usa el código *Mezcal*. El código *Mezcal* (De Colle & Raga, 2006; De Colle et al., 2008, 2012a,b) resuelve las ecuaciones de la hidrodinámica utilizando el método de volúmenes finitos. En el caso unidimensional, en éste método se divide el dominio espacial ( $L$ ) en  $N$  celdas de tamaño  $\Delta x$ , definidas sobre el intervalo  $(i - 1/2)\Delta x < x_i < (i + 1/2)\Delta x$ , con  $i = 1, \dots, N$ . De manera análoga, el tiempo final de integración  $t_{\text{fin}}$  es dividido en intervalos de tiempo  $\Delta t$ . Las variables conservadas en la posición espacial

$x_i$  al tiempo  $t^n$  se pueden escribir discretizadas como:  $u_i^n = u(x_i, t^n)$ .

A continuación se desarrollan brevemente las bases teóricas del método de volúmenes finitos para el caso unidimensional. Integrando la ecuación 3.1 sobre el volumen de la celda y despreciando el término fuente ( $s = 0$ ), se tiene:

$$\int_{(i-1/2)\Delta x}^{(i+1/2)\Delta x} \frac{\partial u_i}{\partial t} dx + \int_{(i-1/2)\Delta x}^{(i+1/2)\Delta x} \frac{\partial f_i}{\partial x} dx = 0. \quad (3.3)$$

Definiendo  $U_i$  como el vector de las variables promediadas espacialmente sobre la celda  $i$  al tiempo  $t^n$ :

$$U_i = \frac{1}{\Delta x} \int_{(i-1/2)\Delta x}^{(i+1/2)\Delta x} u(x, t^n) dx, \quad (3.4)$$

y evaluando los flujos  $f$  en las interfaces entre las celdas,  $U_i$  satisface:

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{f_{i+1/2} - f_{i-1/2}}{\Delta x} = 0. \quad (3.5)$$

Integrando sobre el tiempo la ecuación 3.5 se obtiene:

$$\int_{t^n}^{t^n+\Delta t} \frac{\partial U_i}{\partial t} dt + \int_{t^n}^{t^n+\Delta t} \frac{f_{i+1/2} - f_{i-1/2}}{\Delta x} dt = 0, \quad (3.6)$$

donde  $F$  se define como:

$$F_{i+1/2}^{n+1/2} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t^n}^{t^n+\Delta t} f_{i+1/2}(x_i, t) dt. \quad (3.7)$$

Se obtiene que  $U_i^{n+1}$  depende únicamente de los valores de  $U$  y  $F$  en las posiciones  $x_i$ ,  $x_{i+1/2}$  y  $x_{i-1/2}$  y en los tiempos  $t = n$  y  $n + 1/2$ :

$$U_i^{n+1} = U_i^n - \left( F_{i+1/2}^{n+1/2} - F_{i-1/2}^{n+1/2} \right) \frac{\Delta t}{\Delta x}. \quad (3.8)$$

En esta notación  $F$  y  $U$  representan los valores integrados sobre una cierta región del espacio o en el tiempo (de flujos y variables conservadas respectivamente), mientras que  $f$  y  $u$  representan los valores definidos en la posición  $x$  y al tiempo  $t$ .

La solución de  $U$  en cada una de las celdas, requiere conocer la configuración inicial,  $t = t^0$ ,  $u_i^0$  y las condiciones de frontera  $u_0^n$ ,  $u_L^n$  (o  $f_0^n$  y  $f_L^n$ ), donde  $x = x_0$  es el origen del dominio computacional y  $x = x_L$  es la posición final del dominio. Las condiciones iniciales se ingresan al código de hidrodinámica (HD) *Mezcal* usando las variables primitivas,  $p$ ,  $v$  y  $\rho$ . El código encuentra la energía a partir de la presión usando la ecuación de estado, para entonces evolucionar las ecuaciones de conservación.

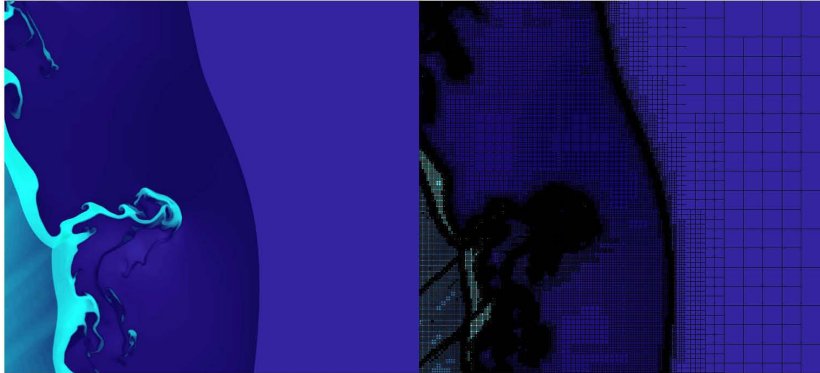


Figura 3.1: Ejemplo de la malla adaptiva en el código *Mezcal*. *Izquierda*: el perfil de densidad en una simulación, donde se observan las inestabilidades de Rayleigh-Taylor. *Derecha*: se enseña como el refinamiento en las celdas se adapta en las zonas con gradientes en densidad.

En el caso de dos dimensiones el dominio está dividido en celdas cuadradas de área  $\Delta x \Delta y$ . En este caso la solución depende de los flujos a lo largo del eje  $x$  ( $F$ ) y del eje  $y$  ( $G$ ), de modo similar a la ecuación 3.8. Por lo que el valor de  $U_{i,j}^{n+1}$  en la celda  $(i, j)$  dependerá de los valores de  $U$  en la celda  $i, j$  y de los valores de  $F$  y  $G$  en las interfaces entre la celda  $i, j$  y sus cuatro celdas aledañas al tiempo  $t = t^n$ .

El tiempo de integración está restringido por:

$$\Delta t = C \min \left( \frac{\Delta x}{v_i + C_{si}} \right), \quad (3.9)$$

donde  $C$  es el número de Courant (el cual requiere ser menor a uno para que el método numérico sea estable),  $c_s$  la velocidad del sonido en el medio e  $i$  el marcador de la posición de la celda.

En el código *Mezcal* la malla del dominio puede construirse en coordenadas cartesianas, cilíndricas o esféricas. En la malla adaptiva (*AMR, adaptive mesh refinement*; figura 3.1), las celdas se agrupan en bloques, donde cada bloque consiste, en dos dimensiones, de la unión de cuatro celdas (2 x 2 celdas).

En cada paso de tiempo estos bloques son refinados/derefinados según criterios que pueden estar dados por el usuario respecto a posiciones, a tiempos, a primera o segunda derivada de las variables o a criterios más complicados. El código no permite que cada celda tenga más de dos celdas aledañas, por cada uno de sus lados. Cuando un bloque es refinado se crean nuevos bloques. Por ejemplo, para el caso de dos dimensiones de cada bloque se crean 4 nuevos bloques de cuatro celdas cada uno.



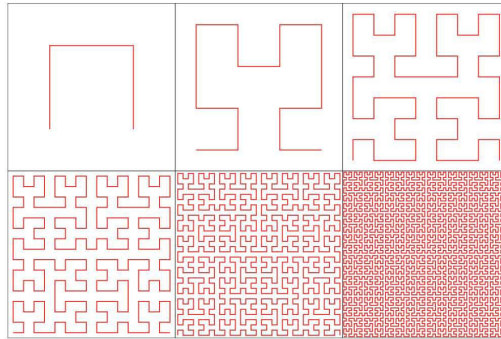


Figura 3.2: Desde la esquina superior izquierda las distintas iteraciones de las *space filling curves* de Hilbert.



Figura 3.3: La distribución del dominio entre los distintos procesadores utilizando la función de llenado de Hilbert.

*Mezcal* está paralelizado utilizando la librería MPI (*Message Passing Interface*). La distribución de las celdas entre los procesadores es llevada a cabo ordenando las celdas con funciones “*space filling curves*”, dividiendo el total de las celdas entre los procesadores. En *Mezcal* las funciones de Morton y de Hilbert (Figura 3.2 y 3.3) pueden utilizarse como “*space filling curves*”. La distribución de celdas entre los procesadores es ajustada cada  $\sim 10$  pasos de integración.

## 3.2. Simulaciones

La simulación de la explosión -así como su evolución por el ISM- se divide en dos etapas: la primera simulación consiste en una explosión *jet-driven* y termina cuando la eyecta ha llegado a la fase homóloga. La fase homóloga en un remanente es alcanzada cuando sus variables dependen únicamente del cociente entre la posición espacial y la posición del frente de choque. La segunda simulación empieza después de la fase homóloga y describe la interacción del remanente con el ISM.

Debido a que el problema presenta simetría cilíndrica ambas simulaciones usan una malla adaptiva en coordenadas cilíndricas, reduciendo se así a un cuadrante ( $z > 0, \theta = 0$ ). Esta condición se usa debido a que el problema presenta simetría cilíndrica pudiéndose resolver en dos dimensiones, reduciendo así la cantidad de cálculos respecto a los que se requerirían para tres dimensiones.

El código HD *Mezcal* proporciona tablas de datos en formato VTK (*Visualization Toolkit*) este *output* es realizado a intervalos de tiempo predeterminados. Estos archivos se visualizan y analizan en el programa *Visit Visualization Tool (VisIt)*<sup>1</sup>.

La nucleosíntesis es calculada acoplando las ecuaciones de la hidrodinámica a una red nuclear de siete elementos que siguen la cadena alfa: (<sup>4</sup>He, <sup>12</sup>C, <sup>16</sup>O, <sup>20</sup>Ne, <sup>24</sup>Mg, <sup>28</sup>Si y <sup>56</sup>Fe). En la red nuclear la fracciones de masa de Si y Ni corresponden a elementos con número atómico similar.

### 3.2.1. Explosión de supernova

En una caja cuadrada de  $4.5 \times 10^{10}$  cm con  $10^2 \times 10^2$  celdas y con 7 niveles de refinamiento, se define en cada una de las celdas la densidad, presión y velocidad de una estrella tipo Wolf-Rayet de  $25 M_{\odot}$  según el modelo de Heger et al. (2000). La estrella en la fase pre-supernova se reduce a una masa de  $5.45 M_{\odot}$  con un radio  $R_* = 0.43 R_{\odot} = 3 \times 10^{10}$  cm, debido a la pérdida de masa en forma de viento. Presenta un núcleo de hierro de  $1.45 M_{\odot}$  que tiene un radio de  $R_{\text{Fe}} = 2.2 \times 10^8$  cm. Un jet con un ángulo de  $\theta_j = 30^\circ$  se ingresa desde la frontera del núcleo de hierro con una luminosidad de  $10^{51}$  erg s<sup>-1</sup> durante seis segundos, y con una velocidad  $v = 0.3 c$ .

En la región postchoque la temperatura alcanza  $\sim 5 \times 10^9$  K posibilitando la fusión de oxígeno y silicio para formar níquel. Consecuentemente, la velocidad de propagación del níquel formado en este proceso estará primeramente alineado con las fronteras laterales del eje del jet. Sin embargo, el jet también tiene una

<sup>1</sup> Lawrence Livermore National Laboratory, 2013. VisIt, <https://wci.llnl.gov/codes/visit/home.html> [13/02/14]

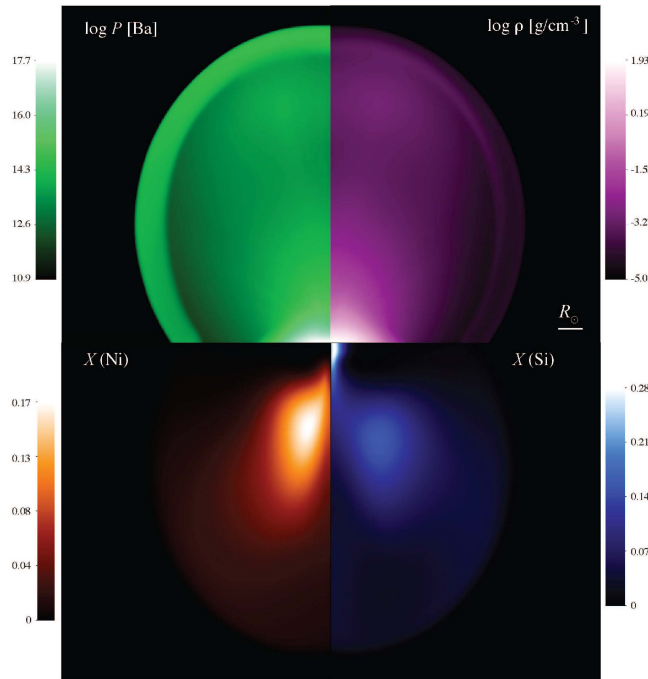


Figura 3.4: La configuración final de la supernova antes de entrar en la fase homóloga, la cual es alcanzada 100 segundos después del inicio de la explosión. En el sentido de las manecilla la figura muestra presión  $P$ , densidad  $\rho$ , fracción de silicio  $X(\text{Si})$  y fracción de hierro  $X(\text{Fe})$ .

componente angular que produce una distribución más esférica. Al ir el jet desplazándose por el interior de la estrella, es incapaz de mover el material estelar a su misma velocidad, por lo que es detenido abruptamente. Esto tiene como consecuencia que una fracción importante de la energía inicial del jet se acumule en un caparazón alrededor del jet formado por el material estelar chocado (Ramirez-Ruiz et al., 2002). Por ello, la producción lateral del hierro se queda confinada en las capas interiores. Los elementos más ligeros eyectados de manera menos colimada son producto de la nucleosíntesis ocurrida en el caparazón. Por ello, la distribución de hierro es mucho más elongada que la distribución de silicio (Maeda & Nomoto, 2003; Maeda & Tominaga, 2009), como se puede ver en la figura 3.4. El jet responsable de la síntesis de níquel tiene más energía e inercia que la componente esférica entonces la simetría en la abundancia se preserva a escalas mucho más grandes.

Desde que el jet sale de la estrella interactúa con el ISM ( $\rho=1 \text{ cm}^{-3}$ ) hasta que sus variables ( $\rho$ ,  $p$ ,  $\vec{v}$ ) tienen una distribución homóloga (figura 3.4) se utiliza la ecuación de estado de Helmholtz. La ecuación incluye la presión de los iones, la presión de radiación y presión de electrones y positrones degenerados. En el momento en que se llega a la fase homóloga se detiene la simulación.

### 3.2.2. Remanente de supernova

Las condiciones iniciales de la segunda simulación se obtienen remapeando los resultados de la sección 3.2.1 en una nueva caja con  $10^2 \times 10^2$  bloques, de  $2 \times 10^{19} \times 2 \times 10^{19}$  cm de tamaño y con 8 niveles de refinamiento. Las condiciones de reescalamiento se obtienen de la conservación de la masa y de la energía, de la consideración de que el gas es adiabático, de que el gas está en libre expansión y que la posición después del escalamiento varía de la original únicamente por un factor  $\eta$  ( $r = r_o \eta$ ). La presión, densidad y velocidad que se obtienen son:

$$p = p_o \eta^{-3\gamma}, \quad (3.10)$$

$$\rho = \rho_o \eta^{-3}, \quad (3.11)$$

$$v = v_o, \quad (3.12)$$

donde  $v_o$ ,  $\rho_o$  y  $p_o$  corresponden a las condiciones iniciales antes del remapeo, y  $\gamma$  es el índice adiabático. En este caso  $\eta = 10^4$ , pasando de  $10^{12}$  a  $10^{16}$  cm el tamaño del SNR.

El viento de la estrella pre-supernova depende de las etapas evolucionarias antes y después de la etapa de Wolf-Rayet (WR). El camino estándar para una estrella tipo O es evolucionar a través de la etapa de supergigante roja (RSG, *red supergiant*) o de una estrella variable azul con grandes pérdidas de masa, para después convertirse en una WR (García-Segura et al., 1996a,b; Ramirez-Ruiz et

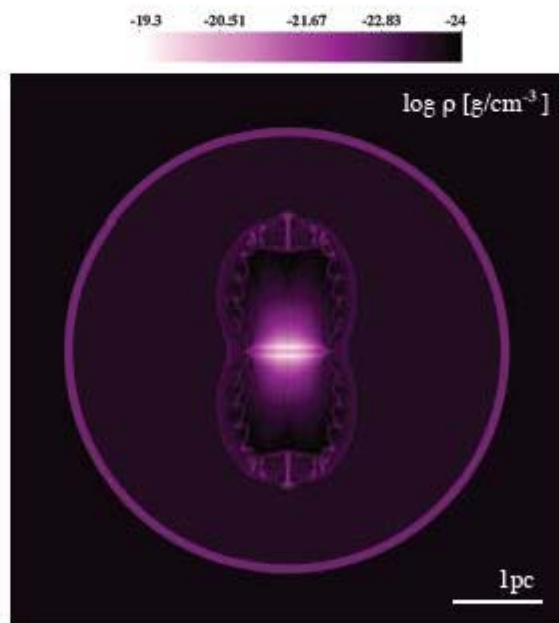


Figura 3.5: Mapa de densidad antes de la interacción entre el remanente de supernova y el cascarón de la estrella. Se pueden observar las inestabilidades de Rayleigh-Taylor. El ISM tiene una densidad de  $1 \text{ cm}^{-3}$  en la zona exterior al cascarón esférico y de  $2 \text{ cm}^{-3}$  en la zona entre el cascarón y la SNR.

al., 2001). Posteriormente, los vientos de la WR barren el viento de la RSG para formar un viento denso en forma de caparazón alrededor de la estrella. El radio del caparazón depende de la duración de la etapa WR  $t_{\text{WR}}$ , la proporción de las pérdidas de masa  $\dot{M}_{\text{WR}}/\dot{M}_{\text{RSG}}$  y de las velocidades del viento  $v_{\text{WR}}/v_{\text{RSG}}$ . Para este trabajo se assume que  $\dot{M}_{\text{WR}}/\dot{M}_{\text{RSG}} = 10^{-2}$  y  $v_{\text{WR}}/v_{\text{RSG}} = 10^2$  (Maeder & Meynet, 1994).

Con estos valores de referencia, el radio de terminación del choque del viento es  $R_t = 0.3$  pc y la presión (en unidades de  $\text{Ba}/k$ , donde  $k$  es la constante de Boltzmann) en la región del choque es  $P_s/k = 2.5 \times 10^4 \text{ K cm}^{-3}$  (Chevalier & Imamura, 1983). Como la presión externa  $P_0$  es mayor a la del choque  $P_s$  ( $P_0/k = 10^5 \text{ K cm}^{-3}$ : Blitz, 1993), la expansión del viento de la RSG es detenida. El medio circundante alrededor de la estrella de  $25 M_{\odot}$  se observa en la figura 3.5.

De las simulaciones se observa que antes de que el SNR tenga un tamaño similar al del caparazón producto del viento de la etapa de RSG, la morfología del remanente refleja la geometría de la explosión inicial. La geometría inclusive después de las interacciones con el ISM se conserva como se observa en la figura 3.6. El viento claramente visible en la figura 3.5 es empujado hacia afuera a altas velocidades como resultado de esta interacción. La figura 3.6 también muestra la formación de protuberancias producto de las inestabilidades de Rayleigh-Taylor. Las protuberancias se expanden a velocidades de  $\approx 500 \text{ km s}^{-1}$ .

La evolución de la distribución de los metales se muestra en la figura 3.7. Se observa que las diferencias en su distribución se acentúan como función del tiempo. Un ensanchamiento de los filamentos del hierro se ve claramente después de la interacción con el viento de la estrella. A escalas mayores de 3 pc las estructuras del grupo del hierro y del silicio se vuelven más irregulares, con los del hierro más extendidos sobre el eje del jet.

La segunda simulación, correspondiente a la etapa de SNR, termina cuando su tamaño es similar al de las observaciones ( $\sim 10\text{pc}$ ). En ese momento la edad del remanente es de  $\sim 800$  años.

### 3.3. Desarrollo de un código para el cálculo de la emisión

La emisión del SNR se calcula integrando la emisividad de cada celda a lo largo de la línea de visión. En objetos ópticamente delgados como es el caso del remanente, no se toma en cuenta la opacidad. El primer paso en el código es mapear el resultado de la simulación en tres dimensiones, por medio de una rotación sobre el eje  $z$ . Definiendo  $\theta$  como el parámetro que indica el número



de celdas en la dirección angular, se tiene que el ancho de cada celda tridimensional está dado por  $r\Delta\theta$ , donde  $r$  es la posición del origen del cilindro a la celda.

Una vez mapeado el remanente en tres dimensiones se proyecta la emisión sobre el plano del cielo. Antes de realizar la integración se manipula la inclinación del remanente a través de dos ángulos ( $\phi$  y  $\psi$ ). El ángulo  $\phi$  mide la inclinación sobre el plano  $rz, \theta = 0$  y el ángulo  $\psi$  mide la inclinación respecto al plano del cielo ( $z = 0$ ).

Una vez que los 2 ángulos  $\phi$ ,  $\psi$  y el parámetro  $\theta$  han sido especificados se realiza la integración de la emisión. Como se trabajó con AMR, todas las celdas se refinan al mismo nivel. Se construye una nueva malla bidimensional (plano del cielo) sobre la cual se sumarán las contribuciones de la emisividad. Este proceso se realiza para cada una de las celdas para cubrir totalmente al remanente.

El cálculo de la emisión de líneas es complicado (ecuaciones 1.27 y 1.8) ya que requiere conocer las densidades iónicas y electrónicas, la temperatura y la energía de la transición. La temperatura modifica las densidades iónicas y electrónicas, ya que los grados de ionización dependen fuertemente de la temperatura (Figura 1.5). En el límite de baja densidad (ecuación 1.27) se puede aproximar la luminosidad como  $\rho^2 X$ , donde  $X$  es la fracción del elemento deseado, en este caso Si o Fe.

Para calcular los mapas de emisión, el parámetro  $\theta$  se definió igual a 400. El tamaño real de la malla es de  $2 \times 10^{19}$  cm, correspondientes a  $400 \times 400$  celdas. Los ángulos  $\psi$  y  $\phi$  se fijan a  $70^\circ$  y  $45^\circ$  respectivamente (Keohane et al., 2007).

### 3.4. Discusión de los resultados

La figura 3.8 muestra la distribución anisotrópica del Si y Fe. Las distintas distribuciones en los mapa de emisión de Si y Fe reproducen cualitativamente las observaciones (figura 2.5; Keohane et al. 2007; Lopez et al. 2009, 2013a; Miceli et al. 2006), debido a la asimetría originada en la propia explosión. Se muestra que inclusive en la presencia de un medio uniforme externo, la morfología de la emisión está dominada por una barra central de Fe con el Si más homogéneamente distribuido (figura 3.8).

W49B está interactuando con una nube molecular en el este del remanente, donde esta interacción puede ser la responsable de la emisión observada en rayos-X y de producir la forma de doble T que presenta el remanente. Más aún, iones acelerados relativísticamente a través de esta nube molecular por choques supersónicos pueden explicar la emisión de rayos gamma en energías de GeV por medio de la producción de piones. Para reproducir la emisión de rayos gamma y rayos-X sería necesario hacer simulaciones tridimensionales en las que se puedan investigar los efectos de la interacción de choque con la nube molecular.



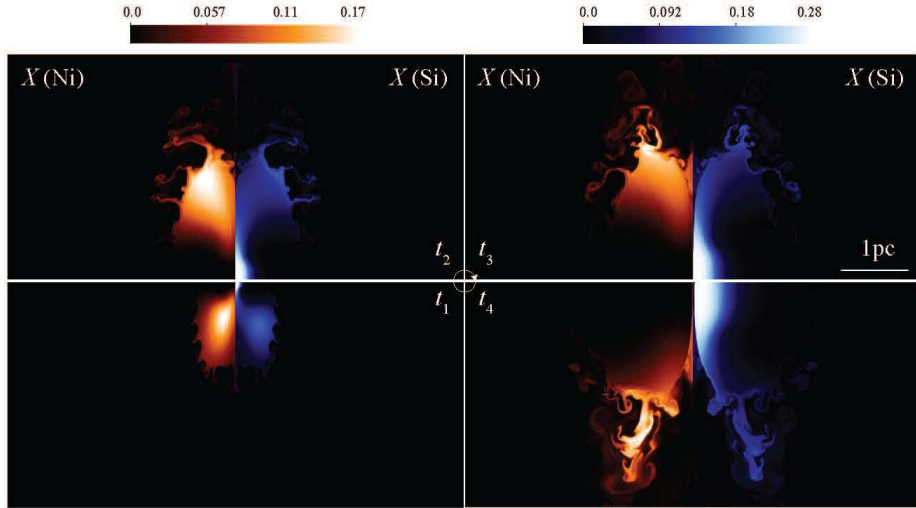


Figura 3.7: Evolución temporal de las fracciones de hierro ( $X_{Ni}$ ) y silicio ( $X_{Si}$ ) durante la segunda etapa de evolución de la supernova a  $t = 60$  años ( $t_1$ ),  $t = 100$  años ( $t_2$ ),  $t = 140$  años ( $t_3$ ) y  $t = 260$  años ( $t_4$ ). Las imágenes individuales se han rotado sucesivamente por un factor de  $\pi$ .

Se ha mostrado que la estructura resultante de una explosión bipolar es considerablemente diferente respecto a la de una “estándar” SN-CC. En particular, la morfología en las primeras etapas de desarrollo del remanente (después de unos cientos de años) todavía refleja la asimetría debido a la explosión. Por ello en principio uno puede identificar el tipo de explosión de las SN jóvenes basándose en sus abundancias y morfología. Claro está que el ISM pueden influenciar la forma final del remanente, sobretodo a tiempos tardíos.

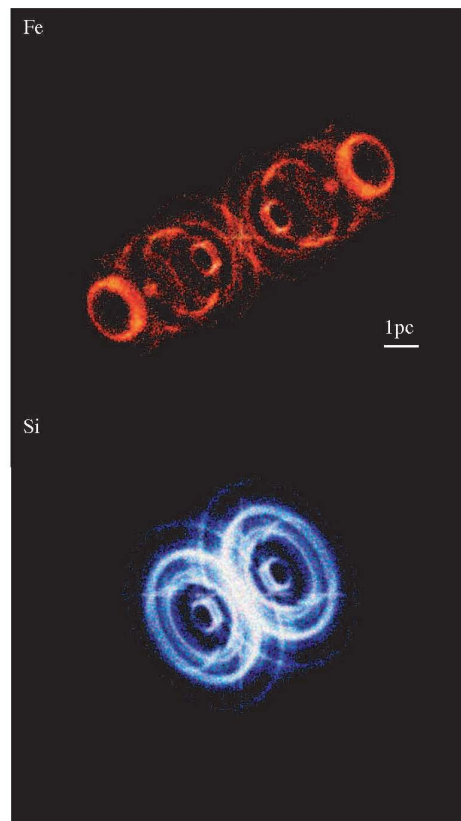


Figura 3.8: Mapa de emisión ( $\rho^2$ ) del FeXXV (panel superior) y del SiXIV (panel inferior).



## Capítulo 4

# Conclusiones

W49B es un remanente con una morfología compleja. Su emisión en rayos-X presenta una barra central de Fe mientras que el resto de los elementos se encuentran más homogéneamente distribuidos. También presenta una coraza con emisión en infrarrojo. Dos escenarios se han propuesto para obtener la peculiar morfología del SNR. El primero escenario consiste en una explosión CC con un ISM heterogéneo. En este trabajo se analiza el segundo escenario, que según distintos estudios es el más consistente, y que consiste en una explosión bipolar. En particular se considera una estrella progenitora de  $25 M_{\odot}$  a través de la cual se propaga un jet con una energía de  $6 \times 10^{51}$  erg y un ángulo de apertura de  $30^{\circ}$ .

Se realizaron simulaciones hidrodinámicas con el código *Mezcal*, encontrándose distribuciones diferentes en los mapas de emisión de líneas en rayos-X del Si y del Fe. El Fe se encontró estar localizado en una barra central mientras que el Si se encuentra más homogéneamente repartido, como observado. En este trabajo se consideró un ISM homogéneo, por lo que la distribución de la eyecta dependió únicamente de la simetría original de la explosión. Esta tesis muestra que en general para remanentes jóvenes la abundancia y la morfología en un ISM homogéneo pueden indicar el tipo de explosión que tuvo la estrella.

La realización de simulaciones hidrodinámicas de explosiones bipolares es importante ya que hay muchos aspectos desconocidos sobre la naturaleza de estas explosiones. Para mejorar los resultados obtenidos en este trabajo es necesario hacer simulaciones tridimensionales que incorporen la anisotropía del ISM, que consideren los procesos de enfriamiento, como son los rayos cósmicos y emisión térmica, y/o que consideren modelos de dos fluidos para evolucionar independientemente las temperaturas iónicas y electrónicas. Con estas nuevas implementaciones propuestas se podría reproducir de mejor manera la forma de doble T del SNR, analizar los efectos de la interacción entre las nubes y el SNR, y obtener el espectro completo del SNR W49B.



## Apéndice A

# The Morphology and Dynamics of Jet-Driven Supernova Remnants: the Case of W49B

*ApJL*, 781, L26, González-Casanova, D. F., De Colle, F., Ramírez-Ruiz, E., & Lopez, L. A.

### A.1. Abstract

The circumstellar medium (CSM) of a massive star is modified by its winds before a supernova (SN) explosion occurs, and thus the evolution of the resulting supernova remnant (SNR) is influenced by both the geometry of the explosion as well as the complex structure of the CSM. Motivated by recent work suggesting the SNR W49B was a jet-driven SN expanding in a complex CSM, we explore how the dynamics and the metal distributions in a jet-driven explosion are modified by the interaction with the surrounding environment. In particular, we perform hydrodynamical calculations to study the dynamics and explosive nucleosynthesis of a jet-driven SN triggered by the collapse of a  $25 M_{\odot}$  Wolf-Rayet star and its subsequent interaction with the CSM up to several hundred years following the explosion. We find that although the CSM has small-scale effects on the structure of the SNR, the overall morphology and abundance patterns are reflective of the initial asymmetry of the SN explosion. Thus, we predict that jet-driven SNRs, such as W49B, should be identifiable based on morphology and abundance patterns at ages up to several hundred years, even if they expand into a complex CSM environment.

## A.2. Introduction

The morphology and dynamics of young supernova remnants (SNRs) depend on the geometry of the explosions as well as the distribution of the circumstellar medium (CSM; see review by Vink 2012). SNRs from massive progenitors are luminous from the interaction of the ejecta with nearby gas that was expelled by the progenitor system (Weaver et al., 1977), probably during a red supergiant stage. Beyond the relic red giant wind material, the CSM is likely to have been highly disturbed by previous evolutionary stages (Garcia-Segura et al., 1996a; Ramirez-Ruiz et al., 2005) as well as by density discontinuities or gradients in the interstellar medium (ISM; Dohm-Palmer 1996), such as molecular cloud edges. Consequently, the relative role of the explosion and the environment in shaping SNRs remains an outstanding question (Canizares, 2004).

The difficult task of unraveling the origin of asymmetries in SNRs is best illustrated by W49B (G43.3–0.2), the most luminous SNR in our Galaxy in X-rays ( $L_X \sim 10^{38}$  erg s $^{-1}$ ; Immler & Kuntz 2005) and in  $\gamma$ -rays (Abdo et al., 2010). X-ray imaging of W49B has shown an unusual morphology, with a highly elliptical shape comprised of an iron-rich bar with two plumes at its edges (Hwang et al., 2000; Miceli et al., 2006; Lopez et al., 2009). The integrated X-ray spectrum exhibits strong emission lines from several metals (e.g., Si, S, Ar, Ca, and Fe: Hwang et al. 2000; Keohane et al. 2007) with supersolar abundances, indicating an ejecta origin. These metals appear segregated, with the Fe absent in the east, while the silicon and other intermediate-mass elements are distributed more homogeneously (Lopez et al., 2009, 2013b). Two scenarios have been proposed to explain the anomalous morphology of W49B: a bipolar/jet-driven core-collapse (CC) SN (Keohane et al., 2007; Lopez et al., 2013b) or a spherically symmetric SN that expanded into an inhomogeneous ISM (Zhou et al., 2011).

Observational evidence shows that W49B has a complex environment: near-infrared imaging revealed bright [FeII] rings thought to be wind material from a massive star progenitor (Keohane et al., 2007). Additionally,  $^{13}\text{CO}$  and warm, shocked  $\text{H}_2$  gas have been detected surrounding the SNR (Simon et al., 2001; Keohane et al., 2007). However, the abundance ratios of the ejecta from across W49B are similar to the predictions for a jet-driven explosion of a  $25 M_\odot$  Wolf-Rayet (WR) progenitor (Maeda & Nomoto, 2003) and are inconsistent with values expected in symmetric CC-SNe (Lopez et al., 2013b). Moreover, the distinct morphology of Fe is likely due to anisotropic ejection of heavy metals, since FeXXV line emission is missing from the eastern part of the SNR, even though the temperatures there are sufficient to produce that line emission.

These observations show that the X-ray line emission morphology of young SNRs like W49B can be altered not only by the structure of the ejecta but also by the spatial distribution of the elements synthesized within the SN explosion. Numerical models of jet-driven SN explosions (e.g. Khokhlov et al., 1999) show that the greater kinetic energy at the poles of the exploding star can lead to efficient synthesis of nickel there, while lower- $Z$  elements are ejected more isotropically (e.g. Mazzali et al., 2005). The issue of how this bipolar morphology

is modified by the expansion into the external medium (Lopez et al., 2009) and its implications for W49B remains an unresolved problem.

In this *Letter*, we aim to determine the degree to which the dynamics and abundance structures of a jet-driven SNR are modified by the interaction with the external medium. As the CSM of a massive star is modified by their winds, we consider shocked wind bubbles for the surrounding media. Given that a complete simulation of a jet-driven SNR's evolution is computationally expensive, we perform two separate hydrodynamical calculations, each equipped to describe the behavior of the bipolar outflow at two different epochs. In Section A.3, we present a brief description of the numerical methods. In Section A.4, we use a simulation with a general equation of state and a reaction network to determine the nucleosynthesis that accompanies a jet propagating through the massive star. In Section A.5, we employ the resulting models (i.e., the density, velocity, and compositional structure of the ejecta) as the initial conditions in the calculation of the subsequent hydrodynamical expansion of the SNR and the associated thermal X-ray emission produced by the hot shocked gas. Finally, in Section A.6 we summarize our results and present our conclusions.

### A.3. Numerical Methods

In order to study the dynamics and explosive nucleosynthesis of a jet-driven SN, we have performed a set of two-dimensional cylindrically symmetric simulations. We use the adaptive mesh refinement code *Mezcal* (De Colle & Raga, 2006; De Colle et al., 2008, 2012a,b), which incorporates a nuclear network module and different equations of state (EOS). The *Helmholtz* EOS (Timmes & Swesty, 2000), which includes radiation, ion pressure, and electron-positron degeneracy pressures, is used in Section A.4 when calculating the propagation of the jet through the star. The nucleosynthesis is calculated by coupling the hydrodynamics equations to an inexpensive, seven element  $\alpha$ -chain nuclear network (Timmes et al., 2000), comprising the evolution of the  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{56}\text{Ni}$  mass densities and energy losses due to neutrino cooling. In the nuclear network, the  $^{28}\text{Si}$  and  $^{56}\text{Ni}$  mass fractions are representative of the silicon and iron mass fraction groups, respectively. A detailed description of the implementation of the nuclear burning module in the *Mezcal* code is presented in Holcomb et al. (2013).

When computing the long-term evolution of the SNR, we perform two simulations. First, we assume that the energy losses through X-ray line emission are small so that the dynamics of the flow are not affected by gas cooling and use an adiabatic index  $\gamma = 5/3$ . Second, our code was extended with a subroutine to calculate the ionization age of ejecta elements assuming collisional equilibrium, where the cooling function for gas of temperature  $T$  with metallicity  $Z$  is taken from Gnat & Sternberg (2007) for  $T > 10^4$  K.



## A.4. A Jet-Driven Supernova Model for W49B

Based on the abundances derived from the X-ray spectra of W49B, Lopez et al. (2013b) showed the nucleosynthesis was consistent with a bipolar explosion of a  $25 M_{\odot}$  Wolf-Rayet (WR) star. Thus, for our initial conditions, we adopt the *E25* pre-supernova stellar model of Heger et al. (2000). The pre-supernova star, initially a  $25 M_{\odot}$  WR star, has a mass of  $5.45 M_{\odot}$ , a radius of  $R_{*} = 0.43R_{\odot} = 3 \times 10^{10}$  cm, and an iron core mass of  $1.45 M_{\odot}$  extending out to a radius  $R_{\text{Fe}} = 2.2 \times 10^9$  cm. A uniform jet with sharp edges and opening angle of  $\theta_j = 30^{\circ}$  is injected from a boundary located at  $R_{\text{Fe}}$  with a velocity  $v_j = 0.3c$ . The jet injection time is  $\Delta t = 6$  s, which results in a total energy of  $6 \times 10^{51}$  erg.

The results of the simulation of the jet-driven SN explosion are presented in Figure 3.4, where the mass density  $\rho$ , pressure  $P$ , silicon  $X(\text{Si})$  and nickel  $X(\text{Ni})$  mass fractions of the expanding collimated ejecta are plotted  $10^2$  s after the jet has broken free from the star. In the direction of the propagation of the jet, the resulting post-shock temperatures are high (with  $T \gtrsim 5 \times 10^9$  K), leading to complete oxygen and silicon burning there (Maeda & Nomoto, 2003; Maeda & Tominaga, 2009). Consequently, the expansion velocity of the newly synthesized  $^{56}\text{Ni}$  is closely aligned with the jet axis.

As it expands inside the progenitor star, the jet is unable to move the stellar material at a velocity comparable to its own and hence is abruptly slowed down. A large fraction of the energy output during this phase is accumulated into a cocoon surrounding the jet (e.g., Ramirez-Ruiz et al., 2002). Thus, the lateral production of  $^{56}\text{Ni}$  is confined to the deepest stellar layers, and elements ejected in this direction by the cocoon's expansion are primarily the products of hydrostatic nuclear burning with some explosive oxygen-burning products (e.g., Si, S). As a result, the distribution of nickel is much more elongated than that of silicon (Maeda & Nomoto, 2003; Maeda & Tominaga, 2009), as can be clearly seen in the abundance distributions shown in Figure 3.4. The jetted outflow, responsible for synthesizing  $^{56}\text{Ni}$ , is observed to carry more energy and inertia than the broader (incomplete silicon and oxygen burning) component, so that the latter never overtakes it. Therefore, the distribution asymmetry in the abundance is expected to be preserved as the SN material sweeps up the external medium.

## A.5. The Evolution of a Young Jet-Driven SNR

Next, we consider the interaction of the jet-driven SNR with the CSM. Since the radiative cooling time for the optically thin gas at an age  $\leq 1000$  yr is greater than the age of the remnant, we see no appreciable change between the adiabatic and the radiative cooling simulation runs. Support abounds in the literature for the notion that efficient cosmic ray acceleration can impact the evolution of a SNR (Caprioli & Spitkovsky, 2013, and references therein). However, there is not a simple prescription that could be used to simulate the energy losses by cosmic rays at shock fronts. Recent attempts to model efficient particle acceleration by

globally adjusting the adiabatic index of the fluid (e.g. Warren & Boldin, 2013) have shown that although the stability of the contact discontinuity depends on the compressibility of the fluid, the overall dynamics are not appreciably affected by cosmic ray energy losses.

The pre-supernova stellar wind depends on the evolutionary stages prior to and during the WR phase. A standard evolutionary track at solar metallicity (e.g. Garcia-Segura et al., 1996b) is for an O star to evolve through a red supergiant (RSG) phase or luminous blue variable phase with considerable mass loss (e.g. Ramirez-Ruiz et al., 2001), and then to become a WR star. At low metallicity and for some binary stars, the RSG phase may be absent (Izzard et al., 2004). When the fast WR wind starts blowing, it sweeps up the RSG wind material into a dense, cold shell (Chevalier et al., 2004; Georgy et al., 2013). The radius of the shocked region depends on the duration of the WR phase  $t_{\text{wr}}$ , the ratio of the mass-loss rates  $\dot{M}_{\text{wr}}/\dot{M}_{\text{rsg}}$ , and wind velocities  $v_{\text{wr}}/v_{\text{rsg}}$ . Here we assume  $t_{\text{wr}} = 3 \times 10^4$  yr,  $\dot{M}_{\text{wr}}/\dot{M}_{\text{rsg}} = 10^{-2}$  and  $v_{\text{wr}}/v_{\text{rsg}} = 10^2$  (Maeder & Meynet, 1994).

With these reference values, the radius of the wind termination shock is  $R_t = 0.3$  pc and the pressure (in units of  $\text{Ba}/k$ , where  $k$  is the Boltzmann constant) in the shocked region is  $P_s/k = 2.5 \times 10^4$  K  $\text{cm}^{-3}$  (Chevalier & Imamura, 1983). If the external pressure  $P_0 > P_s$  (as expected in molecular clouds where  $P_0/k = 10^5$  K  $\text{cm}^{-3}$ : Blitz 1993), the expansion of the RSG will be stalled. The density in the shocked region is approximately constant, and beyond the contact discontinuity (at  $R_c \approx 3R_t$ : Chevalier & Imamura 1983), a region of shocked (dense) cold RSG material is expected.

The CSM around a  $25 M_\odot$  massive stellar progenitor appears as in Figure 3.5. At solar metallicity, the star has a long-lived RSG phase that dramatically affects the surrounding medium. In particular, a dense RSG shell occurs at roughly 2.5 pc, approximated here for the case of a high ISM pressure typical of molecular clouds. We note that in reality, the RSG shell is subject to hydrodynamical instabilities (Garcia-Segura et al., 1996a), and its radius depends sensitively on several parameters (Chevalier & Imamura, 1983; Georgy et al., 2013), including  $t_{\text{wr}}$  (which varies with mass and metallicity),  $v_{\text{wr}}/v_{\text{rsg}}$ ,  $\dot{M}_{\text{wr}}/\dot{M}_{\text{rsg}}$ , and  $P_0$ . In addition, many of these parameters can be significantly altered by the rotation of the progenitor star (e.g. Ekström et al., 2012).

Before the SNR size becomes comparable to the scale length of the RSG shell, the morphology of the remnant will reflect the geometry of the initial explosion (Ramirez-Ruiz & MacFadyen, 2010). This can be seen by comparing the density contours in Figures 3.4 and 3.5. The expansion of the bipolar remnant will be stalled when it reaches the sharp density discontinuity at  $\sim 2.5$  pc. The interaction of the ejecta with the RSG shell results in the disruption of the dense thin layer before the jet undergoes substantial lateral expansion. Consequently, the initial asymmetry of the explosion is preserved (Figure 3.6). The RSG shell, clearly apparent in Figure 3.5, will be pushed outward at high velocities as a result of the interaction. Figure 3.6 also shows the development of *fingers* extending from the deformed shell and produced by the Rayleigh-Taylor

instability. Despite the large density contrast, the pressure in the remnant remains fairly uniform. Both the deformed thin layer and the protruding *fingers* expand at velocities  $\approx 500 \text{ km s}^{-1}$ . These large velocities are produced as a result of successive shocks ramming into the deformed thin layer. The strands of material formed as the thin dense layer is disrupted could be responsible for the prominent X-ray line emission filaments observed in W49B (Keohane et al., 2007; Lopez et al., 2013b).

The accompanying evolution of the metal distribution is shown in Figure 3.7. A broadening of the iron-group filaments is clearly seen after the interaction with the RSG shell, which is accompanied by the development of small-scale density fluctuations. After  $t = 260 \text{ yr}$  and radii of  $r \approx 3 \text{ pc}$ , the iron-group ( $X_{\text{Ni}}$ ) and silicon ( $X_{\text{Si}}$ ) structures have become highly irregular, with the iron-group elements being significantly more extended along the jet axis. The remnant also shows a complex velocity structure with fast-moving iron filaments expanding along the explosion center, which are less pronounced in the initially more centrally concentrated silicon-rich material. Thus, although the structure of the CSM plays a prominent role, our results demonstrate that the measurable properties of young SNRs depend sensitively on the initial distribution of the metal-rich ejecta.

## A.6. Discussion

The results presented here illustrate how the dynamics of young, jet-driven SNRs, are influenced by the interaction of the ejecta with the CSM. By comparing our hydrodynamical simulations to the observational properties of W49B, we can gain a deeper understanding on the nature of bipolar SNR. A few observables are relatively easy to determine from one-dimensional hydrodynamical models, e.g. expansion rates and thickness of flow structures. However, other comparisons can be more challenging. For example, to predict the distribution of the observed thermal X-ray emission, multidimensional simulations are necessary to follow the detailed distribution and composition of ejecta, their clumping, and the inhomogeneous CSM (e.g., Badenes et al. 2003).

To date, simulations to reproduce the thermal X-ray morphology of W49B have not been done due to an absence of a commonly accepted dynamical model. The observed anisotropic distribution of strong X-ray line features from Si and Fe in W49B strongly suggests that heavy-element-enriched material was produced asymmetrically deep within the exploded star (Lopez et al., 2013b). The calculations presented here support this idea. Figure 3.8 shows that even in the presence of a uniform external medium, the thermal X-ray morphology of a jet-driven SNR is dominated by a bright iron jet, rimmed by a plateau of explosive oxygen-burning products, such as silicon and sulfur. The bright X-ray luminosity of W49B may be characteristic of the interaction with the CSM produced by extensive mass loss prior to the explosion (Figure 3.5). This CSM has a mass comparable to that of the supernova material and is not expected to spread out beyond a few parsecs in length because of the large surrounding pressure. Only after several centuries, the supernova ejecta will break free from

this relatively dense CSM (Figure 3.7).

But W49B is also interacting with a molecular cloud in the east (Simon et al., 2001; Keohane et al., 2007). Detailed studies of the X-ray surface brightness along its circumference presented by Lopez et al. (2013a), revealed the stalling of the expansion in the eastern region as the ejecta collides with molecular material. This interaction is likely responsible for halting the expansion of the jetted ejecta, creating the observed thermal X-ray wing feature from the lateral expansion of shocked material (Lopez et al., 2013a,b). As relativistic ions are accelerated through this dense molecular material by highly supersonic shocks, the resultant pion decay is likely to be responsible for producing the observed GeV  $\gamma$ -rays (Abdo et al., 2010). In the future, three-dimensional simulations incorporating an anisotropic external medium will be necessary to test our two-dimensional results and to thoroughly investigate the effects of the molecular cloud interaction on the resulting thermal X-ray structures.

Based on the absence of an X-ray luminous compact object, Lopez et al. (2013b) predicted a black hole was formed during the explosion of W49B. If it originated from a jet-driven CC-SN, it could have been one with a sub-relativistic collimated outflow, as opposed to the rare, high Lorentz factor jets in gamma-ray bursts (Gehrels et al., 2009). For example, it could be the common jet-driven SN discussed by Khokhlov et al. (1999), in which case the core collapse continues to form a black hole instead of halting upon producing a neutron star.

Even for the simplest CSM distribution, we have shown that the structure resulting from the expansion of a jet-driven remnant like W49B is considerably different from that of a more standard CC-SN explosion. In particular, the morphology at early stages (after several hundred years) still reflects the asymmetry of the explosion, even in a complex, dense CSM (Figure 3.4). In principle then, one could identify jet-driven SNRs based on the abundance distribution and morphology, although the CSM influences their overall shape somewhat, especially at late times.



# Bibliografía

- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010, ApJ, 722, 1303
- Arnett, D. 1996 *Supernovae and nucleosynthesis: an investigation of the history of matter, from the big bang to the present* (USA: Princeton University Press)
- Badenes, C., Bravo, E., Borkowski, K. J., & Domínguez, I. 2003, ApJ, 593, 358
- Ballet, J. 2003, EAS, 7, 217
- Blitz, L. 1993, *Protostars and Planets III*, 125
- Blondin, J. M., Wright, E. B., Borkowski, K. J., & Reynolds, S. P. 1998, ApJ, 500, 342
- Canizares, C. R. 2004, in *Recent X-ray Observations of Supernova Remnants* ed. A. C. Fabian, K. A. Pounds, & R. D. Blandford (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 107
- Caprioli, D., & Spitkovsky, A. 2013, ApJ, 765, L20
- Chevalier, R. A., & Imamura, J. N. 1983, ApJ, 270, 554
- Chevalier, R. A., Li, Z.-Y., & Fransson, C. 2004, ApJ, 606, 369
- Chisari, E., 2009, <http://www.astro.princeton.edu/~burrows/classes/541/blastwavesChisari.pdf>
- Couch, S. M., Wheeler, J. C., & Milosavljević, M. 2009, ApJ, 696, 953
- De Colle, F., & Raga, A. C. 2006, A&A, 449, 1061
- De Colle, F., Raga, A. C., & Esquivel, A. 2008, ApJ, 689, 302
- De Colle, F., Granot, J., López-Cámara, D., & Ramirez-Ruiz, E. 2012a, ApJ, 746, 122
- De Colle, F., Ramirez-Ruiz, E., Granot, J., & Lopez-Camara, D. 2012b, ApJ, 751, 57
- Dohm-Palmer, R. C., & Jones, T. W. 1996, ApJ, 471, 279
- Ekström, S., Georgy, C., Eggenberger, P., et al. 2012, A&A, 537, A146

- Fujimoto, R., et al. 1995, PASJ, 47, L31
- Filippenko, A. V., 1997, ARA&A, 35, 309
- Fryer, C. L., & Warren, M. S., 2002, ApJ, 574, L65
- Garcia-Segura, G., Langer, N., & Mac Low, M.-M. 1996, A&A, 316, 133
- Gehrels, N., Ramirez-Ruiz, E., & Fox, D. B. 2009, ARA&A, 47, 567
- Georgy, C., Walder, R., Folini, D., et al. 2013, A&A, 559, A69
- Garcia-Segura, G., Mac Low, M.-M., & Langer, N. 1996, A&A, 305, 229
- Gonzalez-Casanova, D. F., De Colle, F., Ramirez-Ruiz, E., & Lopez, L. A. 2014, ApJL, 781, L26
- Gorham, P. W., Ray, P. S., Anderson, S. B., Kulkarni, S. R., & Prince, T. A. 1996, ApJ, 458, 257
- Gnat, O., & Sternberg, A. 2007, ApJS, 168, 213
- Heger, A., Langer, N., & Woosley, S. E. 2000, ApJ, 528, 368
- Holcomb, C., Guillochon, J., De Colle, F., & Ramirez-Ruiz, E. 2013, ApJ, 771, 14
- Hwang, U., Petre, R., & Hughes, J. P. 2000, ApJ, 532, 970
- Immler, S., & Kuntz, K. D. 2005, ApJ, 613, L99
- Ioka, K., Kobayashi, S., & Mészáros, P. 2004, ApJ, 613, L20
- Izzard, R. G., Ramirez-Ruiz, E., & Tout, C. A. 2004, MNRAS, 348, 1215
- Kaneko, Y., Ramirez-Ruiz, E., et al. 2007, ApJ, 654, 385
- Kawasaki, M., Ozaki, M., Nagase, F., Inoue, H., & Petre, R., 2005, ApJ, 631, 935
- Keohane, J. W., Reach, W. T., Rho, J., & Jarrett, T. H. 2007, ApJ, 654, 938
- Khokhlov, A. M., Höflich, P. A., Oran, E. S., et al. 1999, ApJ, 524, L107
- Knödlseeder, J. 2003, EAS, 7, 177K
- Lopez, L. A., Ramirez-Ruiz, E., Pooley, D. A., & Jeltama, T. E. 2009, ApJ, 691, 875
- Lopez, L. A., Ramirez-Ruiz, E., Huppenkothen, D., Badenes, C., & Pooley, D. A. 2011, ApJ, 732, 114
- Lopez, L. A., Ramirez-Ruiz, E., Castro, D., & Pearson, S. 2013, ApJ, 764, 50

- Lopez, L. A., Pearson, S., Ramirez-Ruiz, E., Castro, D., et al. 2013, *ApJ*, 777, 145
- Maeda, K., Nakamura, T., Nomoto, K., et al. 2002, *ApJ*, 565, 405
- Maeda, K., & Nomoto, K. 2003, *ApJ*, 598, 1163
- Maeda, K., & Tominaga, N. 2009, *MNRAS*, 394, 1317
- Maeder, A., & Meynet, G. 1994, *A&A*, 287, 803
- Mazzali, P. A., et al. 2003, *ApJ*, 599, 95L
- Mazzali, P. A., Kawabata, K. S., Maeda, K., et al. 2005, *Science*, 308, 1284
- Mazzali, P. A., et al. 2006, *ApJ*, 645, 1323
- Miceli, M., Decourchelle, A., Ballet, J., et al. 2006, *A&A*, 453, 567
- Miceli, M., Decourchelle, A., Ballet, J., et al. 2008, *Advances in Space Research*, 41, 390
- Miceli, M., Bocchino, F., Decourchelle, A., Ballet, J., & Reale, F., 2010, *A&A*, 514, L2
- Miceli, M., 2011, *MmSAI*, 82, 709
- Moffett, D. A., & Reynolds, S. P. 1994, *ApJ*, 437, 705
- Nagataki, S., Mizuta, A., & Sato, K. 2006, *ApJ*, 647, 1255
- Nakamura, T., Mazzali, P. A., Nomoto, K., & Iwamoto, K. 2001, *ApJ*, 550, 991
- Nomoto, K., Tominaga, N., Umeda, H., Kobayashi, C., & Maeda, K. 2006, *Nuclear Physics A*, 777, 424
- Ozawa, M., Koyama, K., Yamaguchi, H., Masai, K., & Tamagawa, T. 2009, *ApJ*, 706, L71
- Peters, C. L., Lopez, L. A., Ramirez-Ruiz, E., Stassun, K. G., & Figueroa-Feliciano, E. 2013, *ApJ*, 771, L38
- Podsiadlowski, P., Mazzali, P. A., Nomoto, K., Lazzati, D., & Cappellaro, E. 2004, *ApJ*, 607, L17
- Pye, J. P., Becker, R. H., Seward, F. D., & Thomas, N. 1984, *MNRAS*, 207, 649
- Radhakrishnan, V., Goss, W. M., Murray, J. D., & Brooks, J. W. 1972, *ApJS*, 24, 49
- Raga, A. C., 2010, *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, 793, 195
- Ramirez-Ruiz, E., Dray, L. M., Madau, P., & Tout, C. A. 2001, *MNRAS*, 327, 829



- Ramirez-Ruiz, E., Celotti, A., & Rees, M. J. 2002, *MNRAS*, 337, 1349
- Ramirez-Ruiz, E., García-Segura, G., Salmonson, J. D., & Pérez-Rendón, B. 2005, *ApJ*, 631, 435
- Ramirez-Ruiz, E., & MacFadyen, A. I. 2010, *ApJ*, 716, 1028
- Reach, W. T., Rho, J. Tappe, A., Pannuti, T. G., et al., 2006, *ApJ*, 551, 747
- Rybicki, G. B., & Lightman, A. P., 1986, *Radiative processes in astrophysics* (Wiley-VCH)
- Schaefferr, R. 2003, *EAS*, 7, 155S
- Sedov, L. I., 1959, *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics* (New York: Academic Press)
- Simon, R., Jackson, J. M., Clemens, D. P., Bania, T. M., & Heyer, M. H. 2001, *ApJ*, 551, 747
- Smith, A., Peacock, A., Jones, L. R., & Pye, J. P. 1985, *ApJ*, 296, 469
- Taylor, G., 1950, *Proc. R. Soc. A.*, 201, 159
- Timmes, F. X., Hoffman, R. D., & Woosley, S. E. 2000a, *ApJS*, 129, 377
- Timmes, F. X., & Swesty, F. D. 2000b, *ApJS*, 126, 501
- Vink, J. 2012, *A&ARv*, 20, 49
- Warren, D. C., & Boldin, J. M. 2013, *MNRAS*, 429, 3099
- Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P., & Moore, R. 1977, *ApJ*, 218, 377
- Weisskopf, M. C., & Hughes, J. P., 2006 in *Astrophysics Update 2*, ed. J. W. Mason (Springer Praxis Books)
- Wheeler, J. C., Yi, I., Höflich, P., & Wang, L. 2000, *ApJ*, 537, 81
- Woosley, S. E., & Weaver, T. A. 1995, *ApJS*, 101, 181
- Woosley, S. E., Eastman, R. G., & Schmidt, B. P., 1999, *ApJ*, 516, 788
- Zhou, X., Miceli, M., Bocchino, F., Orlando, S., & Chen, Y. 2011, *MNRAS*, 415, 244