



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

MODELOS DE EXPANSIÓN DE REMANENTES DE
SUPERNOVA: EVOLUCIÓN EN VIENTOS
MAGNETIZADOS

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICO

P R E S E N T A :

ARTURO EMMANUEL CRUZ ALVAREZ

TUTOR

DR. PABLO FABIÁN VELÁZQUEZ BRITO



CIUDAD UNIVERSITARIA, Cd. Mx., 2023



Universidad Nacional
Autónoma de México



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.

A mis padres

Agradecimientos

Este trabajo ha sido consecuencia de mucha paciencia y aprendizajes tanto académicos como personales. Constancia y paciencia han sido los elementos a dosificar en estos primeros acercamientos a la investigación. El esfuerzo que he aplicado ha sido tan fructífero gracias al apoyo que he podido recibir. Soy un ser afortunado.

Agradezco a mis padres, cuyo apoyo e impulso fue esencial para la realización de este trabajo; a mis amigos y familia, aquellos que iniciaron conmigo, a quienes encontré en el camino y también los que encontraron caminos distintos.

Agradezco la orientación de mi asesor Pablo Velázquez, quien me recibió desde un primer momento con entusiasmo, que me ha guiado con toda la paciencia necesaria y me ha brindado todo el apoyo que he requerido. Gracias por aceptarme como pupilo y estudiante, por indicarme el camino y ayudarme a ver y observar lo que ha sido necesario para seguir avanzando.

Agradezco a Jorge Skinfield, quien hace quince años me mostró que sí existen lugares para mí, uno de ellos es entre las estrellas.

Gracias a la Universidad Nacional Autónoma de México por recibirme y brindarme la formación como físico, al Instituto de Ciencias Nucleares por aceptarme como estudiante asociado, así como al proyecto PAPIIT BG100422.

Agradezco a todos los autores de los trabajos sobre los que esta tesis se sostiene.

"Si he logrado ver más lejos es porque he subido a hombros de gigantes"

Resumen

Se presenta un estudio de la evolución morfológica y emisión de un remanente de supernova (RSN), considerando que primero se expande en el interior de la burbuja formada por el viento de su estrella progenitora. Se tuvo en cuenta los casos en que el viento estelar está o no magnetizado. Además, el medio interestelar posee un campo magnético uniforme.

Este estudio se llevó a cabo mediante simulaciones magnetohidrodinámicas, empleando el código GUACHO (3D, paralelizable). A partir de los resultados de las simulaciones se realizaron mapas de distribución de densidad y de emisión en radio (sincrotrón) y rayos X térmicos. Se encuentra que las burbujas estelares magnetizadas tienen efectos importantes en la emisión de los RSN a edades tempranas. Conforme pasa el tiempo, este efecto se disipa.

Abstract

A study about the morphological evolution and emission of a supernova remnant (SNR) is presented; it is considered to first expand inside the bubble shaped by the wind of its progenitor star. The cases in which the wind is either or not magnetized were considered. Additionally, the interstellar medium has a uniform magnetic field.

This study was developed through magnetohydrodynamical simulations using the code GUACHO (3D, parallelizable). Density distribution and radio (synchrotron) and thermal X-ray emission maps were drawn from the results of such simulations. It is found that the magnetized stellar bubbles have crucial effects on the emission of the SNR at early stages. However, as time goes on, this effect dissipates.

Índice general

Agradecimientos	II
Resumen	III
Abstract	IV
1. Remanentes de Supernova	1
1.1. Supernovas	1
1.2. Remanentes de Supernova	2
1.2.1. Clasificación Morfológica	3
1.2.2. Evolución de RSNs	5
2. Física de ondas de choque y RSNs	7
2.1. Condiciones de salto de Rankine-Hugoniot	7
2.2. Modelo de pistón	14
2.3. Regiones del choque	18
3. Vientos Estelares	20
3.1. Viento Magnético	20
3.1.1. Modelando el viento estelar	21
3.1.2. El campo estelar	25
4. Simulación MHD	28
4.1. Descripción del código GUACHO	29
4.2. Condiciones iniciales	29

<i>ÍNDICE GENERAL</i>	VI
4.3. Resultados: evolución temporal del viento estelar	31
4.4. Resultados: evolución temporal del remanente de supernova	33
5. Mapas sintéticos de emisión	38
5.1. Resultados: mapas sintéticos de la emisión sincrotrón	40
5.2. Resultados: emisión en rayos X	43
5.3. Emisión del RSN en el interior de la burbuja estelar	46
6. Conclusiones	52

Índice de figuras

1.1. Ejemplos observados de cada categoría de RSN. (a)Créditos:NASA / CXC / F.J. Lu Chinese Academy of Sciences et al.(b) Créditos:NASA, ESA, J. Hester, A. Loll (ASU)(c) Créditos: Rayos-X: NASA/CXC/NCSU/S. Reynolds; Óptico: PanSTARRS (d) Créditos: ESA/NASA	4
2.1. Diagrama ilustrativo para la descripción de la interfase.	8
2.2. Diagrama de configuración del modelo del pistón.	15
2.3. Diagrama de etiquetas de las regiones del RSN	19
4.1. Numeración de cuadrantes para cada mapa.	31
4.2. Densidad a 300 kaños de evolución de la burbuja. Los ejes muestran distancia en pc.	32
4.3. Mapas de densidad a 500 años de expansión del RSN. Los ejes muestran distancia en pc.	34
4.4. Densidad a 2 kaños de expansión del RSN. Los ejes muestran distancia en pc.	35
4.5. Densidad a 6 kaños de expansión del RSN. Los ejes muestran distancia en pc.	36
5.1. Emisión sincrotrón a 2 kaños de la explosión. Los ejes muestran distancia en pc.	40
5.2. Emisión sincrotrón a 4 kaños de la explosión. Los ejes muestran distancia en pc.	42

5.3. Emisión sincrotrón a 6 kaños de la explosión. Los ejes muestran distancia en pc.	43
5.4. Emisión en rayos X a 2 kaños de la explosión. Los ejes muestran distancia en pc.	44
5.5. Emisión en rayos X a 4 kaños de la explosión. Los ejes muestran distancia en pc.	45
5.6. Emisión en rayos X a 6 kaños de la explosión. Los ejes muestran distancia en pc.	46
5.7. Mapas de densidad, emisión en radio y emisión en rayos X correspondientes al caso de 40G con intervalos de 200 años desde la imposición del RSN. Los ejes muestran distancia en pc.	50
5.8. Luminosidad total de la emisión en radio para los primeros seis mil años de evolución, con salidas temporales de 500 años.	51
5.9. Luminosidad total de la emisión en radio para los primeros mil años de evolución, considerando salidas cada 200 años.	51

Capítulo 1

Remanentes de Supernova

1.1. Supernovas

Las supernovas (SN) son eventos altamente energéticos que ocurren al final de la vida de algunas estrellas, dependiendo de la magnitud de su masa. Para que una estrella conserve su morfología cuasiesférica y desarrolle una vida cuyas fases y reacciones se den de manera estable y prolongada (en tiempos de hasta miles de millones de años, en estrellas de baja masa), la oposición de interacciones gravitatoria (producida por la masa interna de la estrella) contra radiativa en estrellas de alta masa (producida por las interacciones nucleares en el interior) o presión térmica en estrellas de baja masa tienen que resultar en un equilibrio hidrostático que no permita que la gravedad colapse la estrella y que la radiación o disolución del fluido con el medio circundante no la disipe.

De manera general las estrellas a lo largo de su vida producen radiación mediante la colisión de núcleos en su interior que, como consecuencia, generan núcleos atómicos más pesados y emitiendo fotones. Comienzan fusionando núcleos de hidrógeno y helio, obteniendo núcleos atómicos más pesados y produciendo radiación electromagnética y partículas como positrones y neutrinos. De esta forma se generan fuerzas radiales hacia el exterior mediante el fenómeno de presión de radiación. Este ciclo es limitadamente sostenible ya sea porque la energía de los núcleos no es suficiente para continuar los procesos de manera significativa, o porque el proceso de nucleosíntesis necesitaría

absorber energía para ocurrir (tal como es el caso de fusionar núcleos de hierro), pues es necesario superar la interacción repelente que imprimen los protones de un núcleo sobre los de otro, es decir, que tengan suficiente energía cinética o, macroscópicamente, que la temperatura sea suficientemente alta. Entonces, se tienen dos posibilidades:

- el colapso violento del núcleo y eyección de las capas exteriores de la estrella
- la explosión de la totalidad de la misma.

En cualquiera de estos casos se tiene un evento de supernova.

Particularmente son de interés para esta tesis las denominadas como Ia y II. Las primeras consideran de un sistema binario (i.e. un par de estrellas orbitándose mutuamente, de las cuales una es una enana blanca) cuyas masas y densidades permiten que la enana blanca consuma la masa de la compañera formando un disco de acreción alrededor. Si las condiciones son propicias, la enana blanca alcanzará el límite de Chandrasekhar (aproximadamente $1.44M_{\odot}$), momento en el cual la fuerza gravitatoria no podrá ser equilibrada con ningún fenómeno interno (en particular, la presión de degeneración, debida al principio de exclusión de Pauli) y se dará el colapso. Las SN tipo II se dan cuando la estrella ha llegado a agotar su combustible nuclear y tiene un núcleo de hierro y níquel, imposibilitando la consiguiente fusión de núcleos más pesados. Cuando este denso núcleo alcanza la masa de Chandrasekhar el equilibrio hidrostático que mantiene la estrella se vuelve insostenible y deviene en una supernova.

1.2. Remanentes de Supernova

La explosión libera alrededor de 10^{51} erg en cuestión de segundos. Únicamente una fracción de esta energía (del orden del 1 %) produce el intenso aumento en brillo cuya visibilidad desde la tierra le valió el nombre y clasificación inicial de “nova” (por entenderse como una nueva estrella). El resultado de la SN es todo el material eyectado expandiéndose y empujando el material presente en el medio interestelar circundante (MIEC) y, si es el caso, la estrella de neutrones o agujero negro resultante en el

centro. Esto se denomina remanente o resto de supernova (RSN), i.e. el contenido del espacio encerrado por la onda de choque. Aunque el proceso de explosión, la SN, no es particularmente entendido a detalle, los RSN tienen la bondad de ser observables por cientos de miles de años desde su concepción, por lo tanto es posible desarrollar modelos y contrastarlos con observaciones. Además, la huella dactilar que las caracteriza es que son fuentes de emisión no térmica en radio, producida por la aceleración de partículas cargadas.

Es intuitivo esperar como resultado de una SN un RSN esférico concéntrico a la estrella progenitora, sin embargo diversos factores tanto endógenos como exógenos explican las simetrías y asimetrías distintas a la esfericidad observadas en RSN identificados.

1.2.1. Clasificación Morfológica

Actualmente se propone una clasificación de los RSN mediante sus características morfológicas, al ser observadas en radio (sincrotrón, cuya emisión es la huella dactilar de un resto de supernova) y rayos X. No necesariamente hay una correlación clara entre éstas y los tipos de SN de las cuales fueron resultado, sin embargo la emisión que los RSN presentan en radio son la huella dactilar que los identifica:

- Remanentes tipo cáscara:

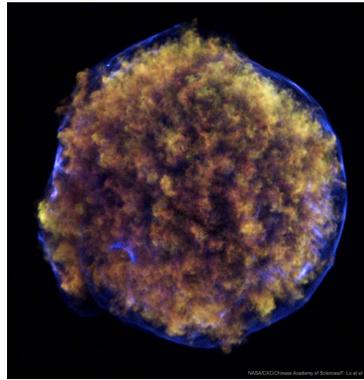
En este caso la emisión tanto en radio como en rayos X adquiere la forma de una cáscara. La región en la cual domina la emisión es la zona de choque del frente con el MIEC. Un ejemplo es el remanente de Tycho.(Figura 1.1a)

- Remanentes pleriónicos:

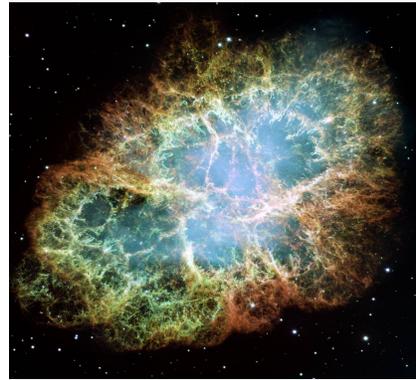
Este tipo de remanente muestra mayor emisión en el interior del área delimitada por la onda de choque. Esta emisión se produce por la interacción de electrones relativistas internos con un púlsar o una estrella de neutrones en el centro a la cual rodean. La nebulosa del cangrejo es un ejemplo de este tipo de RSN.(Figura 1.1b)

- Remanentes compuestos:

También denominados de morfología mixta, su apariencia no es igual en distintas regiones del espectro de emisión. La subcategoría de compuestos pleriónicos abarca aquellos que aún con actividad producida por un púlsar central, le rodea una cáscara visible, como ejemplo se tiene el RSN Kes 75 (Figura 1.1c). Los RSNs térmicos compuestos presentan apariencia de cáscara en el espectro de radio (no térmico) pero en rayos X la emisión se concentra en el interior. Sin embargo carecen de la presencia de un púlsar y esta emisión es resultado de la temperatura del plasma y la conducción térmica, W44 es un RSN que presenta esta morfología. (Figura 1.1d)



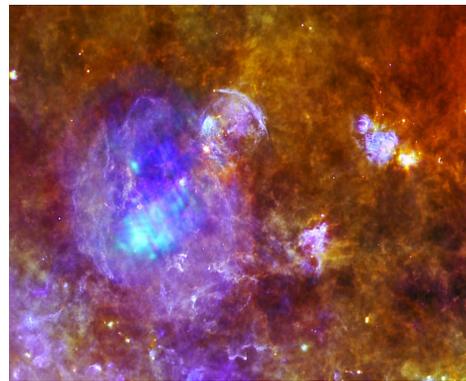
(a) Remanente de Tycho



(b) Nebulosa del Cangrejo



(c) RSN Kes 75



(d) RSN W44

Figura 1.1: Ejemplos observados de cada categoría de RSN. (a)Créditos:NASA / CXC / F.J. Lu Chinese Academy of Sciences et al.(b) Créditos:NASA, ESA, J. Hester, A. Loll (ASU)(c) Créditos: Rayos-X: NASA/CXC/NCSU/S. Reynolds; Óptico: PanS-TARRS (d) Créditos: ESA/NASA

1.2.2. Evolución de RSNs

El violento colapso anteriormente descrito provoca la liberación de parte importante de la energía gravitatoria impulsando la masa eyectada con velocidades iniciales de alrededor $\sim 10^4$ km s⁻¹. Como este cascarón es mucho más denso que el medio circundante (gas o vientos estelares), se expandirá libremente en una primera etapa y cuando haya barrido aproximadamente una distancia equivalente al camino libre medio del MIEC se genera un choque por colisión.

La evolución de un RSN puede dividirse como aproximación en cuatro fases, clasificadas de manera empírica por el comportamiento e interacción del material con el MIEC y la tasa a la cual se expande con respecto al tiempo [1, 2]:

Expansión libre

Se denomina así al período iniciado por la explosión de la SN, durante el cual la masa barrida por el material eyectado es menor a la masa inicial expulsada. El radio de la esfera descrita varía de manera linealmente proporcional al tiempo de evolución. La expansión del material es prácticamente libre y sus características dependerán fundamentalmente de las condiciones iniciales.

$$R \propto t \tag{1.1}$$

Sedov-Taylor o Expansión adiabática

Durante la etapa de expansión libre, el frente de material eyectado virtualmente no sufre desaceleración, sin embargo, cuando el material barrido adquiere masa suficiente (excediendo la masa inicial eyectada), el material eyectado sufre oposición a su expansión. La disminución en esta tasa se cuenta como puramente mecánica y durante esta etapa la expansión radial es aproximadamente:

$$R \propto t^{0.4} \tag{1.2}$$

Fase radiativa

Durante la etapa de Sedov se asume adiabaticidad, sin embargo para el final de la misma las pérdidas por radiación son suficientemente importantes ya que la emisión se vuelve más eficiente al bajar a cerca de $10^6 K$ la temperatura del gas. Se ha perdido alrededor de la mitad de la energía inicial y su energía térmica es minúscula. La materia que atraviesa el frente de choque se enfría rápidamente haciendo que el objeto se vuelva un cascarón muy delgado, así la tasa de expansión cae a aproximadamente:

$$R \propto t^{0.25} \tag{1.3}$$

Dispersión

Esta etapa es caracterizada por el final de interacciones violentas con el MIEC, la expansión se aproxima a la velocidad del sonido en el MIEC, por lo que los movimientos y fenómenos se vuelven comparables con aquellos movimientos aleatorios o térmicos presentes en el medio interestelar. En este punto, el RSN se vuelve indistinguible del MIEC y se disuelve con él.

Capítulo 2

Física de ondas de choque y RSNs

Durante las primeras etapas de evolución de un RSN, se puede describir su estructura de la siguiente manera: un frente de choque que barre y acelera el material en el medio circundante, un choque de reversa que frena el material expulsado por la estrella y entre ellos una discontinuidad de contacto que separa los materiales barridos por ambos choques. Debido a esto es que se hace importante entender cómo cambian las propiedades del fluido cuando este cruza alguna de estas interfases. Para los intereses de este trabajo, las interfases se pueden considerar como superficies o cascarones de grosor despreciable.

2.1. Condiciones de salto de Rankine-Hugoniot

Para describir las relaciones entre las magnitudes físicas en cada región del sistema hay que partir de las condiciones de salto de Rankine-Hugoniot.

Estas relaciones se basan en principios de conservación del flujo de masa, momento y energía a través de la interfase, se asume que no hay fuerzas externas y que no existen pérdidas de energía, por ejemplo por radiación. [4, 3]:

- conservación de masa

$$\partial_t \rho + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \tag{2.1}$$

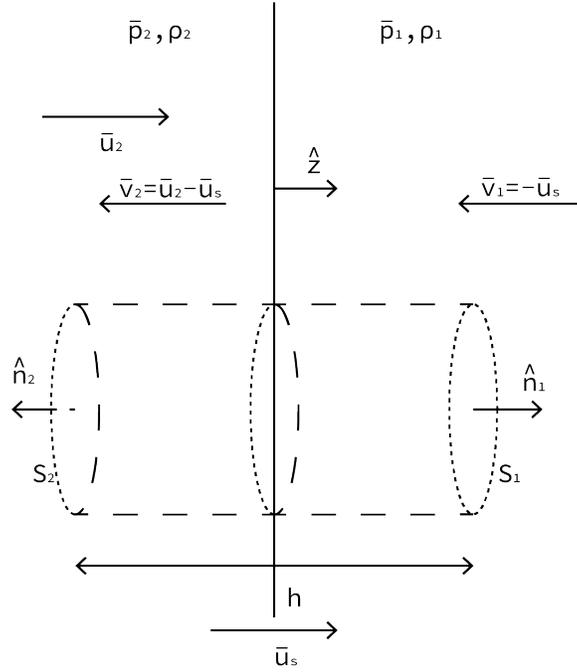


Figura 2.1: Diagrama ilustrativo para la descripción de la interfase.

- conservación de momento

$$\partial_t(\rho \vec{u}) + \nabla \cdot \mathbf{\Pi} = \vec{0} \quad (2.2)$$

tal que:

$$\mathbf{\Pi} = \rho \vec{u} \vec{u} + P \boldsymbol{\delta} \quad (2.3)$$

con $\boldsymbol{\delta}$ el tensor diagonal de entradas 1 y $\mathbf{\Pi}$ el tensor de momento.

- conservación de energía

$$\partial_t E + \nabla \cdot [\vec{u}(E + P)] = 0 \quad (2.4)$$

tal que

$$E = \frac{\rho u^2}{2} + \frac{P}{\gamma - 1} \quad (2.5)$$

donde E , ρ , \vec{u} y P son respectivamente la energía, densidad, velocidad y presión del fluido y γ el cociente de calores específicos.

De la primera condición se deduce el siguiente análisis:

$$\begin{aligned}\partial_t \rho + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) &= \partial_t \rho + (\nabla \rho) \cdot \vec{u} + \rho (\nabla \cdot \vec{u}) \\ &= \partial_t \rho + (\partial_x \rho) u_x + (\partial_y \rho) u_y + (\partial_z \rho) u_z + \rho (\partial_x u_x + \partial_y u_y + \partial_z u_z) = 0\end{aligned}$$

Luego de imponer la condición del caso estacionario, i.e. $\partial_t \rho = 0$ y proponiendo que el sistema de referencia se desplaza con la interfaz tal que \hat{z} es perpendicular a esta, obtenemos:

$$(\partial_z \rho) u_z + \rho (\partial_z u_z) = 0$$

Renombremos u_z como u , lo que nos da que:

$$\begin{aligned}(\partial_z \rho) u + \rho (\partial_z u) &= 0 \\ &= \partial_z (\rho u)\end{aligned}$$

A continuación, integramos en una distancia ε (infinitesimal) alrededor de la interfase sobre la coordenada z :

$$\int_{-\varepsilon}^{\varepsilon} \partial_z (\rho u) dz = 0$$

de donde, como consecuencia del uso de coordenadas y las condiciones de movimiento del sistema:

$$\int_{-\varepsilon}^{\varepsilon} \partial_z (\rho u) dz = \int_{-\varepsilon}^{\varepsilon} \frac{d(\rho u)}{dz} dz$$

que por regla de la cadena:

$$\begin{aligned}&= \rho_2 u_2 - \rho_1 u_1 \\ &= 0\end{aligned}$$

que nos da la conservación de flujo de masa

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 = \dot{m} \quad (2.6)$$

con \dot{m} el flujo de masa por unidad de área.

De la ecuación 2.2, dada la condición estacionaria en que $\partial_t(\rho \vec{u}) = 0$:

$$\begin{aligned} \partial_t(\rho \vec{u}) + \nabla \cdot \mathbf{\Pi} &= \nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) + \nabla \cdot (P \boldsymbol{\delta}) \\ &= (\nabla \rho) \cdot \vec{u} \vec{u} + \rho \nabla \cdot (\vec{u} \vec{u}) + (\nabla P) \cdot \boldsymbol{\delta} + \rho \nabla \cdot \boldsymbol{\delta} \\ &= (\nabla \rho) \cdot \vec{u} \vec{u} + \rho \nabla \cdot (u^2 \hat{z} \hat{z}) + (\nabla P) \cdot \boldsymbol{\delta} = 0 \end{aligned}$$

y dado que $\vec{u} = u \hat{z}$:

$$\mathbf{\Pi} = \rho u^2 \hat{z} \hat{z} + P \boldsymbol{\delta}$$

entonces:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{\Pi} &= u^2 (\nabla \rho) \cdot \hat{z} \hat{z} + \rho \partial_z u^2 \hat{z} + (\nabla P) \cdot \boldsymbol{\delta} \\ &= u^2 \partial_z \rho \hat{z} + \rho \partial_z u^2 \hat{z} + (\nabla P) \cdot \boldsymbol{\delta} \\ &= \partial_z (\rho u^2) \hat{z} + (\partial_z P \hat{z}) \cdot \boldsymbol{\delta} \\ &= \partial_z (\rho u^2) \hat{z} + \partial_z P \hat{z} \\ &= \partial_z (\rho u^2 + P) \hat{z} = \vec{0} \end{aligned}$$

lo que implica:

$$\partial_z (\rho u^2 + P) = 0$$

ahora, integrando en un radio ε alrededor de la interfase, de manera análoga al caso anterior:

$$(\rho_2 u_2^2 + P_2) - (\rho_1 u_1^2 + P_1) = 0$$

derivamos la condición de conservación de momento

$$\rho_1 u_1^2 + P_1 = \rho_2 u_2^2 + P_2 \quad (2.7)$$

con P las presiones de los gases en cada lado de la interfaz.

De la ecuación 2.4 tenemos:

$$\begin{aligned} \partial_t E + \nabla \cdot [\vec{u}(E + P)] &= \nabla \cdot [\vec{u}(E + P)] \\ &= (\nabla \cdot \vec{u})(E + P) + \vec{u} \cdot \nabla(E + P) \\ &= (\partial_z u)(E + P) + \vec{u} \cdot \partial_z(E + P)\hat{z} \\ &= (\partial_z u)(E + P) + u\partial_z(E + P) \\ &= \partial_z[u(E + P)] \end{aligned}$$

volviendo a integrar sobre una vecindad ε en torno a la interfase:

$$u_2(E_2 + P_2) = u_1(E_1 + P_1)$$

y dado que, para un gas ideal:

$$E = \frac{\rho u^2}{2} + \frac{P}{\gamma - 1}$$

entonces:

$$\begin{aligned}
u_2\left(\frac{\rho_2 u_2^2}{2} + \frac{P_2}{\gamma - 1} + P_2\right) &= u_1\left(\frac{\rho_1 u_1^2}{2} + \frac{P_1}{\gamma - 1} + P_1\right) \\
\iff u_2\left(\frac{\rho_2 u_2^2}{2} + \frac{\gamma P_2}{\gamma - 1}\right) &= u_1\left(\frac{\rho_1 u_1^2}{2} + \frac{\gamma P_1}{\gamma - 1}\right) \\
\iff u_2\left(\frac{(\gamma - 1)\rho_2 u_2^2}{2\gamma} + P_2\right) &= u_1\left(\frac{(\gamma - 1)\rho_1 u_1^2}{2\gamma} + P_1\right) \\
\iff \frac{u_2}{\rho_1}\left(\frac{(\gamma - 1)u_2^2}{2\gamma} + \frac{P_2}{\rho_2}\right) &= \frac{u_1}{\rho_2}\left(\frac{(\gamma - 1)u_1^2}{2\gamma} + \frac{P_1}{\rho_1}\right) \\
\iff \frac{u_2}{\rho_1}\frac{(\gamma - 1)}{\gamma}\frac{u_2^2}{2} + \frac{u_2}{\rho_1}\frac{P_2}{\rho_2} &= \frac{u_1}{\rho_2}\frac{(\gamma - 1)}{\gamma}\frac{u_1^2}{2} + \frac{u_1}{\rho_2}\frac{P_1}{\rho_1} \\
\iff \frac{u_2}{\rho_1}\left(1 - \frac{1}{\gamma}\right)\frac{u_2^2}{2} + \frac{u_2}{\rho_1}\frac{P_2}{\rho_2} &= \frac{u_1}{\rho_2}\left(1 - \frac{1}{\gamma}\right)\frac{u_1^2}{2} + \frac{u_1}{\rho_2}\frac{P_1}{\rho_1} \\
\iff \frac{\rho_2}{u_1}\frac{u_2}{\rho_1}\left(1 - \frac{1}{\gamma}\right)\frac{u_2^2}{2} + \frac{u_2}{\rho_1}\frac{P_2}{\rho_2} &= \frac{u_1}{\rho_2}\left(1 - \frac{1}{\gamma}\right)\frac{u_1^2}{2} + \frac{u_1}{\rho_2}\frac{P_1}{\rho_1} \\
\iff \frac{\rho_2}{u_1}\frac{u_2}{\rho_1}\left(\left(1 - \frac{1}{\gamma}\right)\frac{u_2^2}{2} + \frac{P_2}{\rho_2}\right) &= \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right)\frac{u_1^2}{2} + \frac{P_1}{\rho_1}
\end{aligned}$$

y utilizando la conservación de masa:

$$\begin{aligned}
\iff \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right)\frac{u_2^2}{2} + \frac{P_2}{\rho_2} &= \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right)\frac{u_1^2}{2} + \frac{P_1}{\rho_1} \\
\iff u_2^2 + \frac{2\gamma}{\gamma - 1}\frac{P_2}{\rho_2} &= u_1^2 + \frac{2\gamma}{\gamma - 1}\frac{P_1}{\rho_1}
\end{aligned}$$

que es la condición de conservación de la energía

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1}\frac{P_1}{\rho_1} + \frac{1}{2}u_1^2 = \frac{\gamma}{\gamma - 1}\frac{P_2}{\rho_2} + \frac{1}{2}u_2^2 \quad (2.8)$$

Esta última ecuación es resultado de ignorar pérdidas radiativas y suponer que no hay intercambio de calor, i.e. un choque adiabático.

Ahora, retomando el resultado anterior:

$$u_1^2 + \frac{2\gamma}{\gamma - 1}\frac{P_1}{\rho_1} = u_2^2 + \frac{2\gamma}{\gamma - 1}\frac{P_2}{\rho_2} \quad (2.9)$$

de 2.6: $u_2 = \rho_1 u_1 / \rho_2$, sustituyendo esta igualdad en 2.7:

$$\begin{aligned} P_1 + \rho_1 u_1^2 &= P_2 + \rho_2 \left(\frac{\rho_1 u_1}{\rho_2} \right)^2 \\ &= P_2 + \frac{\rho_1^2 u_1^2}{\rho_2} \end{aligned}$$

sustituyendo en 2.8:

$$\begin{aligned} \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{P_1}{\rho_1} + u_1^2 &= \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{\rho_1 u_1^2 + P_1 - \rho_1^2 u_1^2 / \rho_2}{\rho_2} + \frac{\rho_1^2 u_1^2}{\rho_2^2} \\ &= \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{\rho_1 u_1^2 + P_1}{\rho_2} - \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \frac{\rho_1^2 u_1^2}{\rho_2^2} \end{aligned}$$

con un poco de álgebra:

$$0 = \rho_2^2 \left(2\gamma \frac{P_1}{\rho_1} + (\gamma-1)u_1^2 \right) - 2\gamma\rho_2(\rho_1 u_1^2 + P_1) + (\gamma+1)\rho_1^2 u_1^2$$

y calculando las raíces del polinomio, la solución no trivial es:

$$\rho_2 = \rho_1 \frac{(\gamma+1)\rho_1 u_1^2}{2\gamma P_1 + (\gamma-1)\rho_1 u_1^2}$$

manipulando este resultado, observamos:

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{\gamma-1}{\gamma+1} + \frac{2\gamma}{\gamma+1} \frac{P_1}{\rho_1 u_1^2} \quad (2.10)$$

lo que para velocidades, implica:

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{\gamma-1}{\gamma+1} + \frac{2\gamma}{\gamma+1} \frac{P_1}{\rho_1 u_1^2} \quad (2.11)$$

reescribiendo este cociente en términos de número de Mach $M = u/c$ con $c^2 = \gamma P/\rho$ y c la velocidad del sonido en el gas:

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{\gamma-1}{\gamma+1} + \frac{2}{\gamma+1} \frac{1}{M_1^2} \quad (2.12)$$

y de manera similar:

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2}{\gamma + 1} \frac{\rho_1}{P_1} u_1^2 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \quad (2.13)$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2\gamma}{\gamma + 1} M_1^2 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \quad (2.14)$$

En casos tales que $M_1^2 \gg \frac{2}{\gamma - 1}$, i.e. cuando estamos en la condición de un choque fuerte, las soluciones se aproximan como:

$$P_2 = \frac{2\rho_1}{\gamma + 1} u_1^2 \quad (2.15)$$

$$P_2 = \frac{2\gamma P_1}{\gamma + 1} M_1^2 \quad (2.16)$$

y

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \quad (2.17)$$

que es el valor máximo de salto en densidades para un choque adiabático. En este último caso, si consideramos un gas monoatómico ($\gamma = 5/3$), resulta que este cociente es:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = 4 \quad (2.18)$$

Finalmente, para obtener la expresión del salto de la velocidad en el choque sustituimos 2.6 (conservación de flujo de masa) en 2.18 de tal manera que:

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{1}{4} \quad (2.19)$$

2.2. Modelo de pistón

Un modelo ilustrativo aproximado para la evolución de un RSN joven es el modelo de pistón, en el cual se trata al material eyectado como un pistón que empuja al medio interestelar circundante menos denso.

Durante las primeras dos etapas, las pérdidas de energía por radiación son insig-

nificantes y la caída en temperatura de la masa eyectada es mínima, en consecuencia se puede desarrollar un modelo que utiliza hipótesis fuertes para simplificar el problema.[5] Para ello se considera:

- Separación del sistema en tres regiones bien definidas: interior del pistón, región de material barrido y medio interestelar.
- Homogeneidad de los fluidos, que dan como consecuencia una simetría esférica (lo cual reduce el problema de tres dimensiones a uno de una dimensión radial).
- No hay pérdidas radiativas de energía, es decir: la energía cinética e interna se conservan.
- El pistón es una región suficientemente delgada

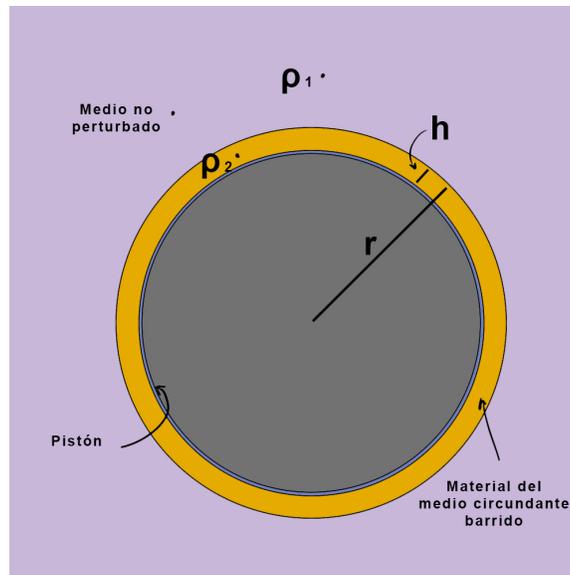


Figura 2.2: Diagrama de configuración del modelo del pistón.

Esta deducción aplica para la etapa de Sedov-Taylor[3], ya que aún no hay pérdidas radiativas, pero la masa barrida ya ha superado a la expulsada en el pistón, por lo que la expansión libre ya no es válida. La figura 2.2 muestra la configuración en la que está el remanente bajo estos supuestos. La temperatura en el medio no perturbado se aproxima como nula, tomando hipótesis de gas ideal, también la presión es nula, por lo

que el número de Mach tiende a infinito. Así, para un choque adiabático, retomamos el resultado de la subsección anterior de tal manera que:

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \quad (2.20)$$

El grosor h del cascarón que contiene al material barrido cumple (asumiendo que todo el material barrido está contenido en él):

$$\frac{4\pi}{3}\rho_1 r^3 = 4\pi\rho_2 r^2 h \quad (2.21)$$

lo que implica que:

$$h = \frac{1}{3} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right) r \quad (2.22)$$

Para este modelo, proponiendo un gas monoatómico $\gamma = 5/3$, por lo que $h = 0.083r$, así que es sensato asumir un cascarón delgado de material barrido. Esta condición nos permite tomar la velocidad de todo el gas como una velocidad promedio. Ahora, en el sistema de referencia del gas no perturbado (i.e. fuera del sistema de referencia del choque), la velocidad del gas chocado es:

$$U = u_1 - u_2 = \frac{2u_1}{\gamma + 1} \quad (2.23)$$

Ahora, conforme el cascarón se expande, adquiere momento radial de manera que:

$$\frac{d(mv)}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{4\pi}{3}\rho_1 r^3 \frac{2u_1}{\gamma + 1} \right) \quad (2.24)$$

Esta ganancia en el momento tiene que ser imprimida por la presión que empuja al cascarón desde adentro. Supongamos que la presión que empuja al cascarón de material barrido es proporcional a la presión en el cascarón, i.e. AP_2 . La aproximación de choque fuerte nos dice:

$$P_2 = \frac{2}{\gamma + 1}\rho_1 u_1^2 \quad (2.25)$$

entonces:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{4\pi}{3} \rho_1 r^3 \frac{2u_1}{\gamma + 1} \right) = 4\pi A r^2 \frac{2}{\gamma + 1} \rho_1 u_1^2 \quad (2.26)$$

entonces:

$$\frac{d}{dt} (r^3 u_1) = 3A r^2 u_1^2 \quad (2.27)$$

Ahora, u_1 es la velocidad con la que el choque avanza en el medio no perturbado, entonces:

$$\frac{d}{dt} (r^3 \dot{r}) = 3A r^2 \dot{r}^2 \quad (2.28)$$

Propongamos una solución de la forma $r = ct^b$ y al sustituir:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left((ct^b)^3 \frac{d(ct^b)}{dt} \right) &= 3A (ct^b)^2 \frac{d(ct^b)^2}{dt} \\ \iff \frac{d}{dt} \left(t^{3b} \frac{d(t^b)}{dt} \right) &= 3A t^{2b} \frac{d(t^b)^2}{dt} \\ \iff \frac{d}{dt} (t^{3b} b t^{b-1}) &= 3A t^{2b} b^2 (t^{b-1})^2 \\ \iff \frac{d}{dt} (b t^{4b-1}) &= 3A t^{2b} b^2 (t^{b-1})^2 \\ \iff (4b-1) b t^{4b-2} &= 3A t^{2b} b^2 (t^{b-1})^2 \\ \iff (4b-1) t^{4b-2} &= 3A t^{2b} b t^{2b-2} \\ \iff (4b-1) t^{4b-2} &= 3A b t^{4b-2} \\ \iff (4b-1) &= 3A b \\ b &= \frac{1}{4-3A} \end{aligned} \quad (2.29)$$

entonces concluimos que:

$$r \propto t^{\frac{1}{4-3A}} \quad (2.30)$$

así, la velocidad:

$$u_1 \propto t^{\frac{3A-3}{4-3A}} \propto r^{3A-3} \quad (2.31)$$

Consideremos que para una onda adiabática, la energía de la explosión se conserva

en energía cinética y energía interna. La energía cinética es:

$$\frac{1}{2} \frac{4\pi}{3} \rho_1 r^2 U^2 \quad (2.32)$$

y la energía interna por unidad de volumen es $p/(\gamma - 1)$. La cavidad interna contiene poca masa y abarca la mayor parte del volumen del sistema. Así, la energía interna la podemos aproximar como:

$$\frac{4\pi}{3} r^3 \frac{AP_2}{\gamma - 1} \quad (2.33)$$

entonces:

$$E = \frac{4\pi}{3} r^3 \left(\frac{1}{2} \rho_1 \left(\frac{2u_1}{\gamma + 1} \right)^2 + \frac{A}{\gamma - 1} \frac{2\rho_1 u_1^2}{\gamma + 1} \right) \quad (2.34)$$

De donde:

$$E \propto r^3 u_1^2 \propto t^{\frac{6A-3}{4-3A}} \quad (2.35)$$

y como la energía se conserva, $6A = 3$, i.e. $A = 1/2$, por lo tanto:

$$r \propto t^{2/5}, u_1 \propto t^{-3/5}, P_2 \propto t^{-6/5} \quad (2.36)$$

que es consistente con otras propuestas en la literatura [2].

2.3. Regiones del choque

Con base en el tratamiento anterior, conviene ilustrar las regiones en las que se divide el un RSN y a las cuales nos referiremos de ahora en adelante. Este esquema es válido en las primeras dos fases evolutivas del remanente.

De afuera hacia adentro:

- Medio interestelar no perturbado: La región del medio circundante que no ha sufrido cambios debido a la expansión del remanente.
- Choque principal: El frente que separa la región de material del MIE barrido de la región no perturbada.

- MIE chocado: El cascarón que contiene el material del MIE que ha sido barrido por la expansión del remanente.
- Discontinuidad tangencial: El frente que separa el material del MIE chocado del material expulsado chocado.
- Material expulsado chocado: El cascarón que contiene la mayor parte del material eyectado en la explosión, y que fue chocado por el choque inverso.
- Choque inverso: El frente que separa ese cascarón denso de la cavidad interior con material de baja densidad, como su nombre lo indica, este frente evoluciona en sentido opuesto (desde el marco de referencia del choque principal) al choque principal.

El diagrama 2.3 ilustra las regiones anteriormente descritas.

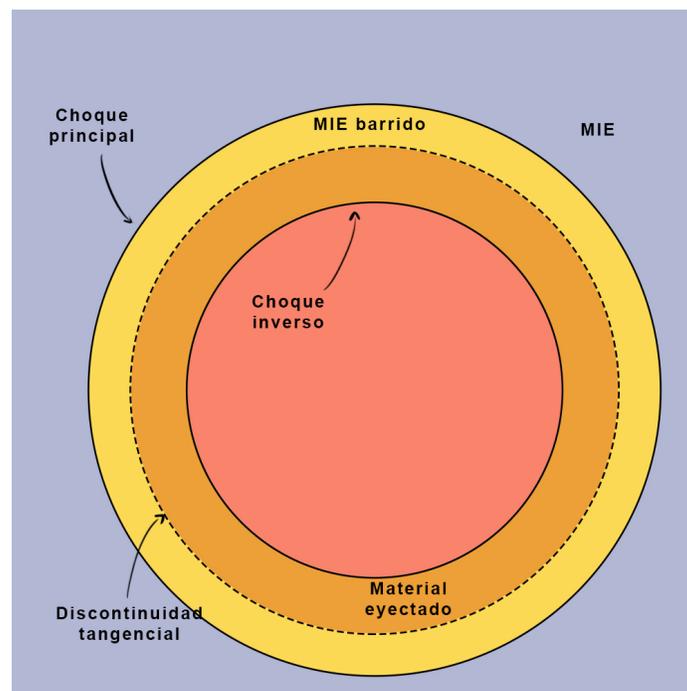


Figura 2.3: Diagrama de etiquetas de las regiones del RSN

Capítulo 3

Vientos Estelares

En la realidad se observan RSNs cuya morfología no es perfectamente esférica, ya que existen objetos que presentan asimetrías e inhomogeneidades en la distribución del material y de la emisión. Como ejemplo está la Nebulosa del Cangrejo cuya geometría es oblonga y cuyo cascarón no es liso; o Tycho, cuya emisión está claramente cargada hacia un hemisferio. Las explicaciones para estas estructuras son variadas y dependen del tipo de progenitora, como así también de las características del medio interestelar circundante. Algunas condiciones que pueden causar estas asimetrías son: inhomogeneidades en la distribución de material de la estrella progenitora, un MIE inhomogéneo, rotación de la estrella progenitora, desplazamiento de la progenitora relativo al MIE, que la progenitora sea parte de un sistema binario, influencia de campos magnéticos de objetos cercanos o vientos estelares magnetizados pertenecientes a la progenitora. [8, 6, 7, 9]:

3.1. Viento Magnético

Si además del campo generado por la estrella, hay un campo magnético externo, este también interactuará con el movimiento del plasma eyectado en la explosión de SN.

Las siguientes ecuaciones son válidas para una estrella en rotación y un viento lento, el cual es el modelo de viento de Parker [10] aplicable a nuestro Sol.

Emplearemos las ecuaciones MHD para describir el viento solar:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\mathbf{U}) = 0, \quad (3.1)$$

que es la conservación de masa, donde n es la densidad de partículas y \mathbf{U} la velocidad del fluido.

$$nm\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + nm(\mathbf{U} \cdot \nabla)\mathbf{U} = -\nabla p + \mathbf{J} \times \mathbf{B} + \mathbf{F}, \quad (3.2)$$

que corresponde a la conservación del momento, con m la masa de una partícula, p la presión, \mathbf{J} la densidad de corriente, \mathbf{B} el campo magnético y \mathbf{F} la resultante de las fuerzas externas. Para la energía, se tiene:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2}nkT + \frac{nmU^2}{2} \right) + \nabla \cdot \left(\frac{5}{2}nkT\mathbf{U} + nmU^2\mathbf{U} - \kappa\nabla T \right) = \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} + \mathbf{F} \cdot \mathbf{U}, \quad (3.3)$$

tal que $p = nkT$.

3.1.1. Modelando el viento estelar

E. M. Parker, inició su modelo del viento solar considerando una estrella sin campo magnético ni viscosidad por lo cual, las ecuaciones anteriores se reducen a:

$$\nabla \cdot n\mathbf{U} = 0 \quad (3.4)$$

$$nm(\mathbf{U} \cdot \nabla)\mathbf{U} = -\nabla p + nm\mathbf{g} \quad (3.5)$$

$$p = (n_i + n_e)kT \quad (3.6)$$

Este modelo de expansión del viento solares similar a un fluido a través de una tobera o boquilla de Laval (una superficie de revolución que converge y después se abre). Un fluido compresible recorriendo un volumen de revolución cuya superficie transversal va disminuyendo (boquilla convergente) tiene la propiedad de, si ρ_m es la densidad de masa:

$$\rho_m AU = cte \quad (3.7)$$

donde A es la superficie transversal al movimiento del flujo y U es la velocidad de flujo. Si hallamos el diferencial de la ecuación anterior y dividimos por $\rho_m A U$, obtenemos:

$$\frac{d\rho_m}{\rho_m} + \frac{dA}{A} + \frac{dU}{U} = 0 \quad (3.8)$$

De esta manera, la ecuación de movimiento de Euler $\nabla p = -\rho_m(\mathbf{U} \cdot \nabla)\mathbf{U}$ se reduce a $dp = -\rho_m U dU$, que es equivalente a :

$$\frac{dp}{\rho_m} = \frac{dp}{d\rho_m} \frac{d\rho_m}{\rho_m} = -U dU \quad (3.9)$$

Ahora, $C_s^2 = \frac{dp}{d\rho_m}$, con C_s la velocidad del sonido en un gas, entonces:

$$\frac{d\rho_m}{\rho_m} = -\frac{U}{C_s^2} dU \quad (3.10)$$

Utilizando esto en el diferencial antes mencionado:

$$\frac{dA}{A} = \left(\frac{U^2}{C_s^2} - 1 \right) \frac{dU}{U} \quad (3.11)$$

resulta que dA/A es negativo dado que la condición asignada es de reducción de área transversal al flujo, U aumenta en este mismo sentido, así dU/U es positivo, por lo que $\frac{U^2}{C_s^2} - 1 < 0 \Rightarrow \frac{U^2}{C_s^2} < 1 \Rightarrow U < C_s$. De aquí se deduce que para alcanzar velocidades supersónicas, el tubo tiene que comenzar a expandirse. Cuando dA/A se hace 0, U resulta igual a C_s . La relación seguirá cumpliéndose con dA/A positivo y U mayor que C_s . Las líneas de flujo de material expulsado por la estrella caen como el inverso del cuadrado del radio a consecuencia de imponer como condición de contorno que la presión se haga cero en el infinito, por lo cual velocidades supersónicas parecerían inalcanzables. Ahora, considerando el término de interacción gravitatoria de la estrella, $\nabla p = -\rho_m(\mathbf{U} \cdot \nabla)\mathbf{U} + \rho_m \mathbf{g}$:

$$\begin{aligned} dp &= -\rho_m U dU - \rho_m g dr \\ &= -\rho_m U dU - \rho_m \frac{MG}{r^2} dr \end{aligned} \quad (3.12)$$

con $g = \frac{GM}{r^2}$ ley de la gravitación universal clásica, M la masa de la estrella, G la constante de gravitación universal y r la distancia medida desde el centro de la estrella. La presión del fluido es:

$$p = p_e + p_i = 2nkT. \quad (3.13)$$

Como $\rho_m = m_i n_i + m_e n_e = n(m_i + m_e) \approx nm_i$ para un fluido globalmente neutro con una sola especie de iones significativamente más pesados que un electrón $\Rightarrow c_s^2 = \frac{dp}{d\rho_m} = \frac{dp}{d(nm)} \approx \frac{2kT}{m_i}$. Ahora, para eliminar la n implícita, utilizando $r^2 n U = cte$ y $p = 2nkT$ se tiene:

$$\left(\frac{mU^2}{2kT} - 1 \right) \frac{dU}{dr} = -\frac{Ur^2}{T} \frac{d}{dr} \left(\frac{T}{r^2} \right) - \frac{GMmU}{2kTr^2} \quad (3.14)$$

Utilizando la condición de proceso isotérmico, i.e. $T = cte$ [4, 10]:

$$\left(\frac{U^2}{C_s^2} - 1 \right) \frac{dU}{U} = \left(2 - \frac{GM}{C_s^2 r} \right) \frac{dr}{r} \quad (3.15)$$

Esta expresión es válida cerca de la superficie, donde el campo magnético es casi completamente radial, así como en el caso en que la expansión del viento tiene simetría esférica. Por otro lado, esta condición también se satisface dado que en el viento solar, la conducción térmica electrónica lleva a un perfil de temperatura vs. radio casi isotérmico. [11].

Tomando el límite tal que $T \rightarrow \infty \Rightarrow C_s \rightarrow \infty$:

$$\frac{dU}{dr} \approx -\frac{2U}{r} \quad (3.16)$$

$\Rightarrow \frac{dU}{dr} < 0$, dado que U y r son estrictamente positivos, es decir, en estrellas con altas temperaturas, no se alcanzarán velocidades supersónicas, ya que por más alto que sea el valor de U al inicio, siempre va a decrecer al avance.

Consideremos una estrella cuya atmósfera en expansión tiene una temperatura menor. Además, supongamos que cerca de su superficie la velocidad del flujo es tal

que $U < C_s$, es decir tenemos $(\frac{U^2}{C_s^2} - 1) < 0$. Si también se satisface que $(2 - \frac{GM}{C_s^2 r}) > 0$, tenemos $\frac{dU}{dr} < 0$, *i. e.*, la velocidad cae conforme crece la distancia. En cambio, para $(2 - \frac{GM}{C_s^2 r}) < 0$ resulta que $\frac{dU}{dr} > 0$ y por ende, la velocidad aumenta conforme la distancia aumenta. Estas condiciones son las correspondientes a la solución para un viento solar.

Sea entonces:

$$r_c = \frac{GM}{2C_s^2} = \frac{GMm_i}{4kT} \quad (3.17)$$

el radio al cual la velocidad del flujo se vuelve supersónica, al que denominaremos distancia crítica, para la cual se satisface que:

$$U(r_c) = C_s \quad (3.18)$$

y

$$2 - \frac{GM}{C_s^2 r} = 0, \quad (3.19)$$

implica que tal distancia depende de $\frac{1}{T}$, a largas distancias, $\frac{GM}{C_s^2 r} \rightarrow 0 \Rightarrow$

$$\left(\frac{U^2}{C_s^2} - 1\right) \frac{dU}{dr} \approx \frac{2U}{r} \quad (3.20)$$

$\frac{U^2}{C_s^2} > 1$ para $r > r_c$, $\frac{dU}{dr} > 0$. Analizando la expresión simplificada por proceso isotérmico, si se ignora el término gravitatorio $\frac{GM}{r}$, tal que la expresión resulta:

$$\left(\frac{U^2}{C_s^2} - 1\right) \frac{dU}{dr} = \frac{2U}{r} \quad (3.21)$$

lo que implica que si $U < C_s$ para el radio cercano a la superficie, entonces siempre permanecerá menor a C_s , dado que $\frac{dU}{dr} < 0$, por lo cual no es posible obtener velocidades supersónicas sin tomar en cuenta la interacción gravitacional que ejerce la estrella. La razón es que esta interacción produce un gradiente de densidad con respecto al radio que permite que la velocidad aumente en tal proporción, recordando que el resultado es consecuencia del análisis del momento.

Integrando la expresión 3.15 que considera el término gravitacional con respecto

al radio, desde la distancia crítica, se llega a la siguiente relación:

$$\frac{U^2 - U_c^2}{2C_s^2} - \ln\left(\frac{U}{U_c}\right) = 2\ln\left(\frac{r}{r_c}\right) + \frac{GM}{C_s^2} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_c}\right) \quad (3.22)$$

$C_s^2 = 2kT/m$, entonces:

$$\frac{U^2 - U_c^2}{2C_s^2} - \ln\left(\frac{U}{U_c}\right) = 2\ln\left(\frac{r}{r_c}\right) + \frac{GMm}{2kT} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_c}\right) \quad (3.23)$$

$r_c = GMm/4kT$ y para nuestro modelo, la velocidad crítica es la velocidad del sonido, entonces:

$$\frac{U^2 - U_c^2}{2U_c^2} - \ln\left(\frac{U}{U_c}\right) = 2\ln\left(\frac{r}{r_c}\right) + 2r_c \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_c}\right) \quad (3.24)$$

entonces:

$$\frac{U^2}{U_c^2} - 1 - 2\ln\left(\frac{U}{U_c}\right) = 4\ln\left(\frac{r}{r_c}\right) + \frac{4r_c}{r} - 4 \quad (3.25)$$

quedando:

$$\frac{U^2}{U_c^2} - 2\ln\left(\frac{U}{U_c}\right) = 4\ln\left(\frac{r}{r_c}\right) + \frac{4r_c}{r} - 3 \quad (3.26)$$

Físicamente, el término gravitatorio es el que produce el gradiente de densidad suficientemente agresivo que permite el alcance de velocidades de expansión supersónicas (n tiene que caer por lo menos como $1/r^2$), el cual tampoco se encuentra en estrellas muy calientes.

3.1.2. El campo estelar

Ahora, un modelo simple para el campo magnético asociado a una estrella

Líneas de corriente

La ecuación para las líneas de corriente del viento solar se obtiene proponiendo dos sistemas coordenados, uno rotando con la estrella y otro en reposo. Las componentes

del desplazamiento del plasma en ambos sistemas se relacionan de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}
 U_{r'} &= U_r = U_{VS} \\
 U_{\theta'} &= U_\theta = 0 \\
 U_\phi &= \Omega(r - r_c)\cos(\lambda) \\
 U_{\phi'} &= 0
 \end{aligned}
 \tag{3.27}$$

donde Ω es la velocidad angular de la estrella, las cantidades primadas hacen referencia al sistema en rotación, (r, θ, ϕ) son las coordenadas esféricas usuales y $\lambda = \frac{\pi}{2} - \theta$ es la latitud heliográfica. La ecuación diferencial de las líneas de corriente se obtiene de $d\mathbf{l} \times \mathbf{U} = 0$, donde $d\mathbf{l}$ es el elemento de línea de flujo y \mathbf{U} es la velocidad. Es decir, son líneas cuya tangente es en todo punto paralela a la velocidad instantánea del fluido. En coordenadas esféricas esto se representa:

$$\frac{dr}{U_r} = \frac{rd\theta}{U_\theta} = \frac{r\text{sen}\theta d\phi}{U_\phi}
 \tag{3.28}$$

que, utilizando 3.27 se reduce a:

$$\frac{dr}{U_{VS}} = \frac{rd\phi}{\Omega(r - r_c)}
 \tag{3.29}$$

dado que $U_r = U_{VS}$ y $U_\phi = \Omega(r - r_c)\cos(\lambda)$. Integrando de r_c a r y de ϕ_0 a ϕ obtenemos la ecuación de líneas de flujo del viento solar:

$$\frac{r}{r_c} - 1 - \ln\frac{r}{r_c} = \frac{U_{VS}}{\Omega r_c}(\phi - \phi_0)
 \tag{3.30}$$

Deducción del campo magnético

La región de interés para conocer la forma del campo en el medio interplanetario es para $r > r_c$. El modelo supone que para regiones cercanas a la estrella, el campo es principalmente radial y que rota junto con la superficie estelar. El viento fluye radialmente hacia afuera en la superficie de la estrella, es decir las líneas de campo de \mathbf{B} y las líneas de corriente de \mathbf{U} son paralelas y se mantienen paralelas en el resto

del espacio (consecuencia de buscar soluciones estacionarias) [12]. Así, la ecuación diferencial del campo del MIE tangente a la línea de corriente se obtiene de $d\mathbf{l} \times \mathbf{U} = 0$. En coordenadas esféricas:

$$\frac{dr}{B_r} = \frac{rd\theta}{B_\theta} = \frac{rsen\theta d\phi}{B_\phi} \quad (3.31)$$

Si ahora se tiene $B_\theta = 0$:

$$\frac{dr}{B_r} = \frac{rsen\theta d\phi}{B_\phi}. \quad (3.32)$$

Luego, tomando en cuenta la ecuación para las líneas de flujo del viento 3.28:

$$\frac{U_r}{U_\phi} = \frac{B_r}{B_\phi} \quad (3.33)$$

Suponiendo que la componente θ del campo es nula y proponiendo simetría axial (i.e. $B_\theta = 0$ y $\frac{\partial B_\phi}{\partial \phi} = 0$):

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r}(r^2 B_r) + \frac{1}{rsen\theta} \frac{\partial B_\theta}{\partial \theta} + \frac{1}{rsen\theta} \frac{\partial B_\phi}{\partial \phi} \quad (3.34)$$

se simplifica como:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r}(r^2 B_r) = 0, \quad (3.35)$$

de donde:

$$B_r(r) = B_r(r_c) \frac{r_c^2}{r^2}, \quad (3.36)$$

siendo $B_r(r_c)$ el campo magnético en $r = r_c$. Sustituyendo esto en 3.33 y utilizando la definición de U_ϕ en 3.27, se obtiene [12, 10, 13]:

$$B_\phi(r) = B_r(r_c) \frac{r_c^2}{r^2} \frac{\Omega(r - r_c)}{U_{VS}} \cos\lambda. \quad (3.37)$$

En nuestro trabajo, extenderemos esta deducción del viento solar a otro tipo de estrellas, en particular para una supergigante roja.

Capítulo 4

Simulación MHD

Se quiere estudiar la evolución y emisión de un remanente de supernova, el cual se propaga en la burbuja estelar generada por su estrella progenitora. El viento estelar está magnetizado, el que primeramente interactúa con un medio interestelar de densidad y campo magnético constantes. Para las condiciones del viento magnetizado, empleamos las ecuaciones dadas en el capítulo anterior.

Las simulaciones se realizaron utilizando el código GUACHO, escrito en Fortran 90.

Para preparar el entorno en el que se expandiría el RSN, se dejó evolucionar el viento de la estrella progenitora, al que se lo consideró magnetizado. En la últimas décadas, ha cobrado interés el estudiar el impacto del viento de la estrella progenitora sobre la evolución de un RSN. Pasados trescientos mil años del inicio de la expansión de esta burbuja, tiempo típico de duración de las fases AGB o supergigante roja, se simula la explosión de una supernova.

El MIEC tiene impuesto un campo magnético constante y uniforme sobre el cual se imponen las condiciones de evolución del viento. A partir de allí, se simula la evolución del resto de supernova, cuya onda de choque principal se expande primero dentro de la burbuja hasta llegar al borde de la misma. De ahí en más, el remanente interactuará directamente con el MIEC.

4.1. Descripción del código GUACHO

GUACHO es un código paralelo 3D magnetohidrodinámico (MHD) [14, 15]. Se encarga de resolver las ecuaciones MHD ideales en una red cartesiana:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + \mathbf{I} \left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right) - \frac{\mathbf{B} \otimes \mathbf{B}}{4\pi} \right] = 0, \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\left(e + p + \frac{B^2}{4\pi} \right) \mathbf{u} - (\mathbf{u} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B} \right] = Q_L, \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) = 0, \quad (4.4)$$

donde ρ , \mathbf{u} , p , \mathbf{B} y e son la densidad de masa, velocidad, presión del gas, campo magnético y densidad de energía total, respectivamente; \mathbf{I} es la matriz identidad. La densidad de energía se describe como $e = \rho u^2/2 + p/(\gamma - 1) + B^2/8\pi$, con γ el coeficiente de dilatación adiabática del gas, que se toma como 5/3. El código incluye enfriamiento radiativo Q_L (ver ecuación 4.3) como función parametrizada de la temperatura. Se utiliza la función para el enfriamiento 'ópticamente-delgado' de Dalgarno & McCray [16]. Para hacer evolucionar las ecuaciones (4.1)–(4.4) en el tiempo, es utilizado un método Godunov de segundo orden con el Riemann solver aproximado HLLD [17].

4.2. Condiciones iniciales

Se realizaron simulaciones de cuatro modelos distintos, caracterizados por diferentes valores de campo magnético del viento de la estrella progenitora, $B_r(r_e)$ empleando las ecuaciones 3.36 y 3.37. La primera simulación corresponde a un $B_r(r_e)$ de 0 G, la segunda a uno de 5 G, la tercera a uno de 20 G y la cuarta a uno de 40 G, todos medidos en la superficie de la estrella (radio r_e) [18, 19]. Para cada modelo se realizaron

dos simulaciones, una correspondiente a la evolución del viento magnetizado y una segunda correspondiente a la expansión del RSN posterior a la explosión dentro del viento ya evolucionado. La simulación del viento magnetizado se dejó correr durante un tiempo de integración equivalente a 300 k años, momento en el cual se impuso el inicio de la expansión del remanente, que se dejó evolucionar durante 6 k años más.

El dominio computacional para todos los casos fue de 512 píxeles en cada dirección (X,Y,Z), a lo que se le asignó un equivalente físico de 24 parsecs para cada eje (i.e. aproximadamente 4.7×10^{-2} por píxel). Se destinaron 32 núcleos de procesamiento del cluster Diable del Instituto de Ciencias Nucleares para el desarrollo de cada simulación. Se impuso como condición inicial que el campo magnético externo (i.e. el correspondiente a la galaxia) fuese homogéneo y de intensidad $5\mu G$, inclinado a 60° del eje Y, con el objetivo de que no coincida con el eje del dipolo magnético del viento. Por otro lado, con esta orientación, el campo del medio no se encuentra a lo largo de los ejes coordenados, con el fin de no producir artefactos numéricos.

Para la evolución de la burbuja se asignó una tasa de pérdida de masa $\dot{M} = 1.5 \times 10^{-5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ (usual para supergigantes rojas), una temperatura de $T = 10^3 K$, una velocidad $v = 15 \text{ km s}^{-1}$, un radio de imposición del viento $r_v = 1.4 \times 10^{18} \text{ cm}$ y un radio estelar $r_e = 7 \times 10^{12} \text{ cm}$ (para el cálculo del campo magnético).

La densidad del viento ρ_v se escribe como:

$$\rho_v = \frac{\dot{M}_v}{4\pi v r^2} \quad (4.5)$$

El campo magnético del viento es impuesto considerando las ecuaciones 3.36 y 3.37, donde fijamos el cociente $\Omega/U_{VS} = 0.1$.

Finalmente, los parámetros impuestos para el RSN fueron: una masa expulsada $M_e = 3M_\odot$, una energía total $E = 5 \times 10^{50} \text{ erg}$, de la cual el 95% se libera como energía cinética y el 5% en energía térmica. Se empleó un radio de imposición $r_e = 1.4 \times 10^{18} \text{ cm}$.

4.3. Resultados: evolución temporal del viento estelar

A continuación se presenta una serie de figuras correspondientes a mapas de densidad del gas, con el fin de estudiar la evolución de la distribución de material. Suponemos que la estrella progenitora era una estrella tipo B, de alrededor de $11M_{\odot}$ en secuencia principal, la que expulsa $3M_{\odot}$ de material en la explosión [21, 20].

Como se mencionó previamente, el dipolo magnético del viento tiene una inclinación de 60° respecto a la dirección del campo magnético de la galaxia. Cada imagen muestra una comparativa de la evolución a tiempos iguales en las simulaciones, cuya única diferencia es el campo magnético del viento. Se hizo evolucionar la burbuja durante 300 mil años y en este tiempo se hace explotar una supernova tipo II (debido al colapso gravitacional de la estrella). Dado que el viento estelar tiene una tasa de pérdida de masa de $1.5 \times 10^{-5}M_{\odot}\text{yr}^{-1}$, lo que resulta en $4.5M_{\odot}$ contenida en la burbuja estelar luego de 300 años de evolución.

La figura 4.1 muestra qué etiquetas numéricas corresponden a cada cuadrante en que se dividen los mapas presentados en el resto del trabajo.

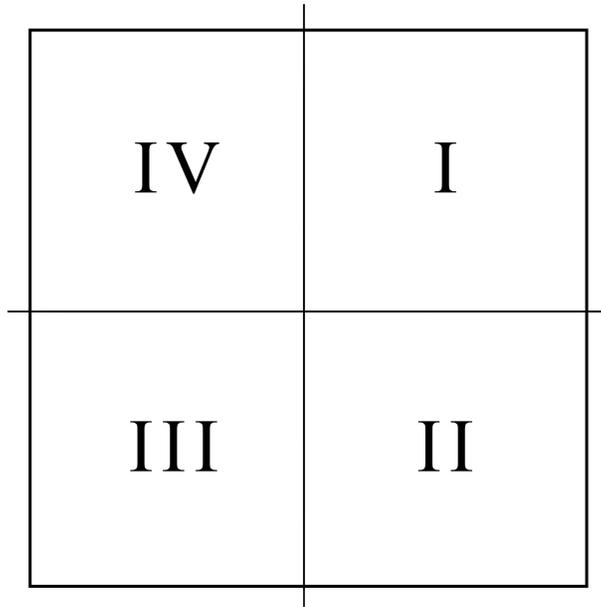


Figura 4.1: Numeración de cuadrantes para cada mapa.

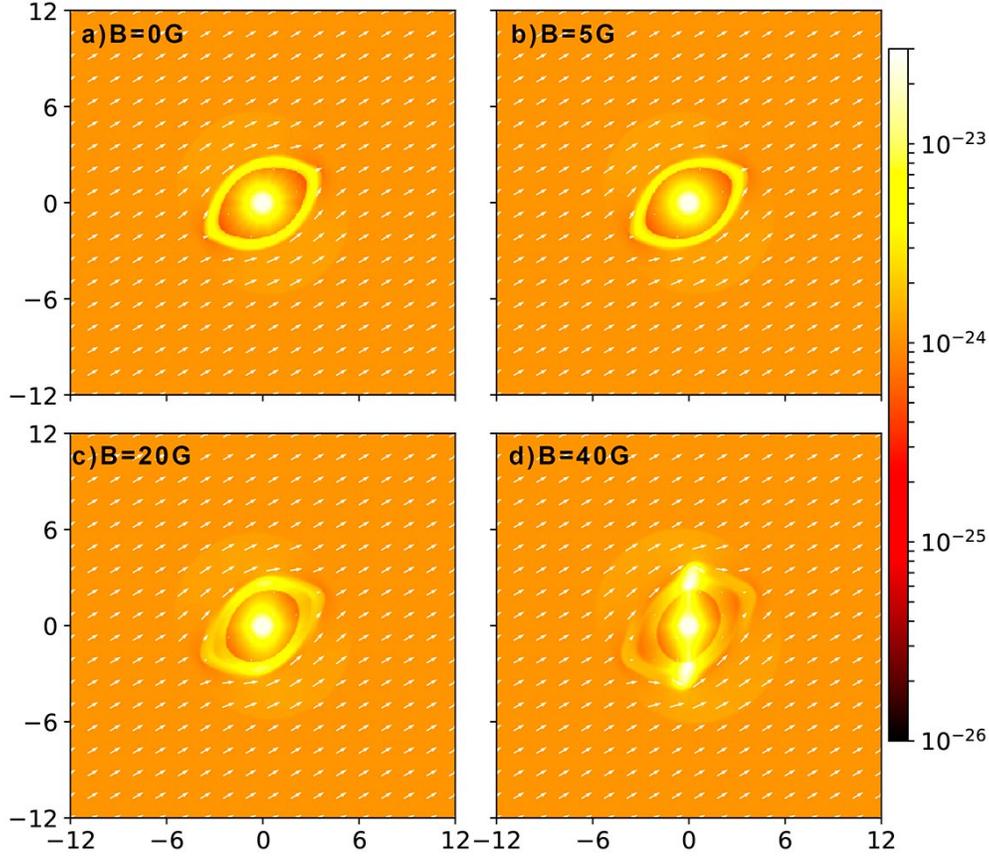


Figura 4.2: Densidad a 300 kaños de evolución de la burbuja. Los ejes muestran distancia en pc.

La figura 4.2 muestra cortes de la distribución de densidad en el plano central de la simulación a un tiempo de integración de 300 kaños. En esta distribución de densidad el RSN comenzará a expandirse. Es evidente que el aumento en el campo magnético del viento genera diferencias en la distribución de materia de la burbuja.

El primer caso, cuyo único campo magnético que influye es el de la Galaxia (representado por flechas blancas en el fondo) muestra una simetría respecto a un eje inclinado a 60° de la vertical, paralelo al campo externo. La distribución de material a lo largo de la burbuja sugiere una densidad homogénea en el cascarón externo pero con un grosor ligeramente mayor en los polos descritos por este eje inclinado. Por otro lado, la expansión de la burbuja es mayor en dirección paralela al campo de la Galaxia y menor en la dirección perpendicular, por lo que la burbuja adquiere una forma lenticular. La densidad de materia dentro del cascarón sigue la solución de un

viento estacionario, es decir, la densidad decae como r^{-2} .

El segundo caso, en el cual se considera un campo magnético de la progenitora de 5 G en la superficie estelar, no muestra diferencias morfológicas evidentes. Únicamente, se nota un mayor achatamiento y delgadez en las zonas del cascarón cuya expansión es perpendicular al campo externo.

El tercer caso, correspondiente a 20 G, se presenta una diferencia evidente en la distribución de material. Se observa un incremento de densidad en lóbulos cercanos a los polos descritos por el dipolo magnético estelar (el eje vertical). Además, en la dirección del campo del MIE, el cascarón de la burbuja aumenta su grosor y muestra una disminución de densidad.

Finalmente, el caso límite (denominado así en este trabajo por ser el de mayor campo magnético estelar), cuyo viento tiene un campo de 40 G, muestra una evidente exacerbación de los efectos descritos para el caso anterior. Los lóbulos en los polos descritos por la vertical son comparables a la región central, la cual parece también sufrir un achatamiento que la alarga en dirección de este eje. Por otro lado, el resto del cascarón disminuye su densidad pero engrosa sus paredes, así, disminuyendo el espacio entre el cascarón y el lóbulo interior. Es destacable que el perfil oval que delimita al viento alcanza dimensiones similares en los cuatro casos, aún con las importantes diferencias en la distribución de material dentro del mismo.

4.4. Resultados: evolución temporal del remanente de supernova

La figura 4.3 ilustra la evolución del RSN a 500 años de la explosión, en las cuatro configuraciones de burbujas estelares mostradas en la Figura 4.2. A este tiempo, el remanente aún se encuentra en el interior de la burbuja estelar, sin mostrar diferencias apreciables en los tres primeros casos. En cambio, para el caso de un campo de 40 G se nota que los lóbulos más densos del cascarón externo del viento, así como el material concentrado a lo largo del eje descrito por el dipolo comienzan a interactuar

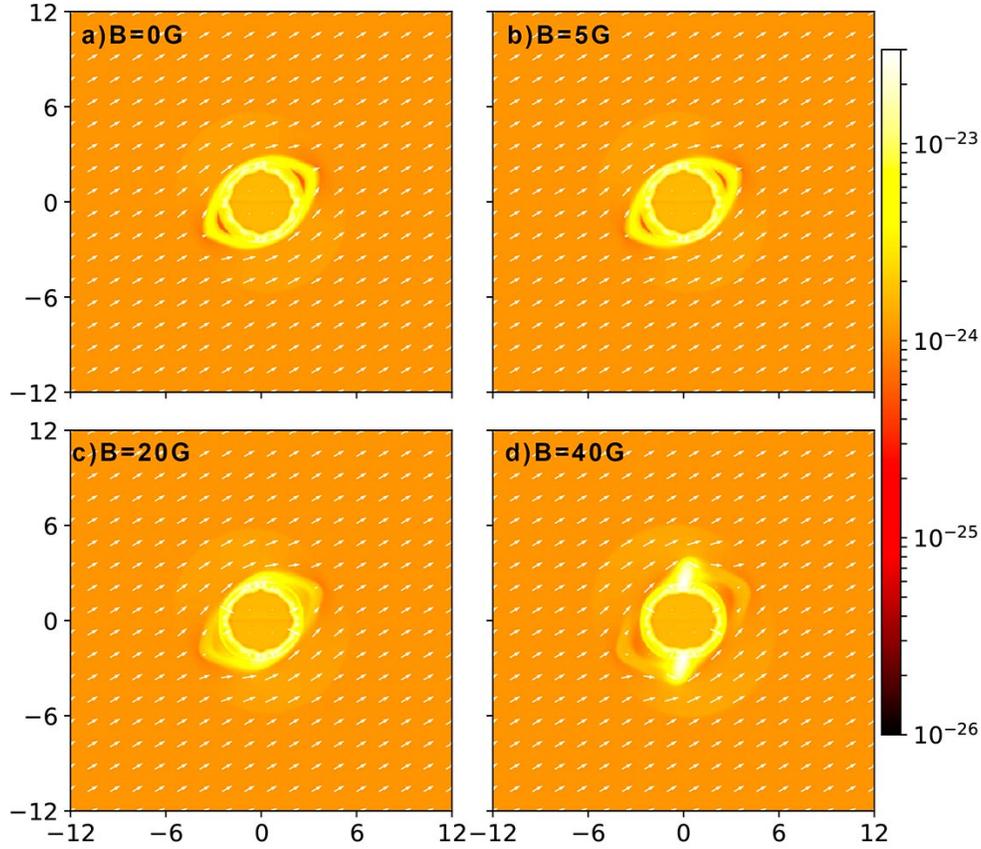


Figura 4.3: Mapas de densidad a 500 años de expansión del RSN. Los ejes muestran distancia en pc.

con el frente principal de choque del RSN. Por otro lado, no se observan influencias evidentes causadas por el campo externo, así que se podemos concluir que la mayor influencia en la expansión hasta este momento (con el RSN completamente dentro de la burbuja) es debido a la distribución de material en el viento y el campo del mismo. En general, el frente de choque en todos los casos se extiende a un radio de alrededor de $2.5 - 3$ pc.

En la figura 4.4 se despliega la evolución del RSN a 2 mil años de la explosión. Nuevamente, los dos primeros casos no muestran diferencias significativas entre sí, describiendo un frente de choque principal (pared externa del cascarón) aproximadamente esférico, con inestabilidades de Rayleigh-Taylor en la discontinuidad de contacto, que se producen cuando se tiene un medio denso sobre otro menos denso,

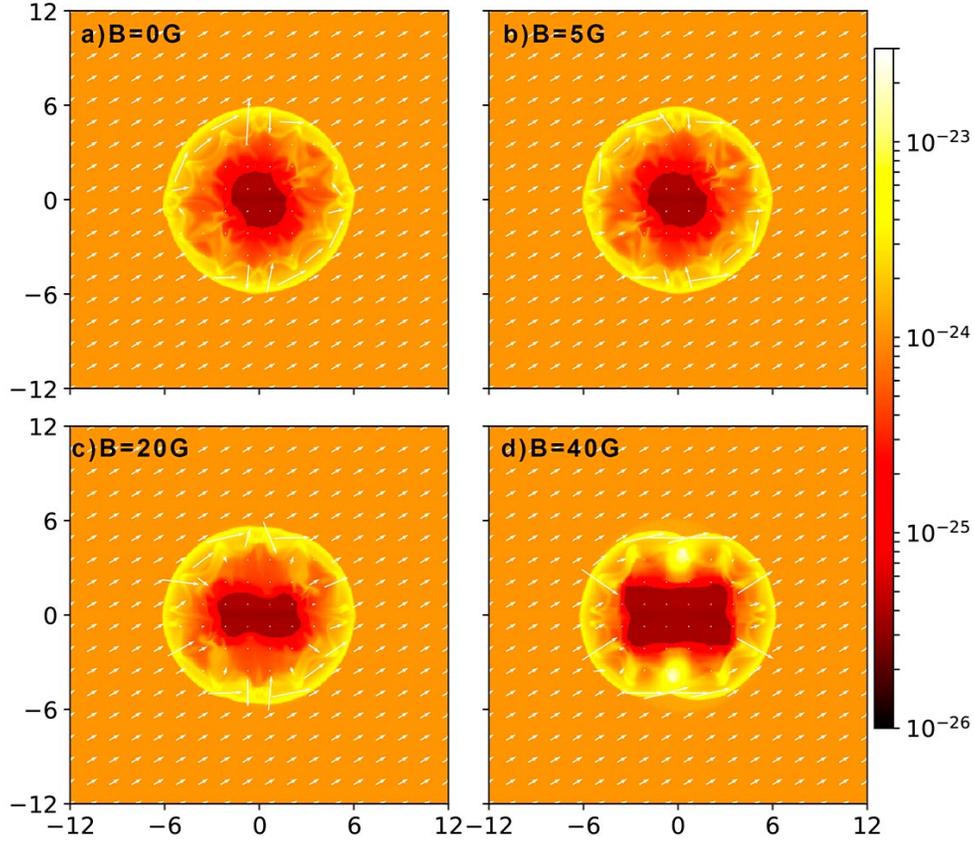


Figura 4.4: Densidad a 2 kaños de expansión del RSN. Los ejes muestran distancia en pc.

ante un campo gravitatorio.¹ Conforme se aumenta el campo magnético del viento, en los otros modelos, es notorio que el avance del frente del choque principal sufre una oposición por parte de las concentraciones de materia en la burbuja estelar, achataando los polos verticales en los casos intermedios y generando un perfil nefroide en el caso límite. Además, se observan gradientes de densidad más agresivos con cada caso, generándose dedos de R-T más extensos. Ahora, la cavidad interior aumenta en extensión en los casos cuyo viento tiene un mayor campo, en dirección vertical no cambia mucho el límite, sin embargo en dirección horizontal aumenta hasta el doble de extensión y adquiere un perfil cuasi rectangular, lo que implica una cavidad cilíndrica en proyección. Esto es debido a que en el ecuador, para este caso, la burbuja es

¹Estas condiciones se satisfacen en la discontinuidad de contacto ya que el material del MIE chocado tiene una mayor densidad que el material expulsado. El campo gravitatorio está dado por la desaceleración de la discontinuidad de contacto.

donde menos aporta material que se oponga a la expansión del RSN. En cambio, en la dirección vertical esto parece deberse a que los lóbulos polares son prácticamente estáticos en relación con el movimiento del remanente.

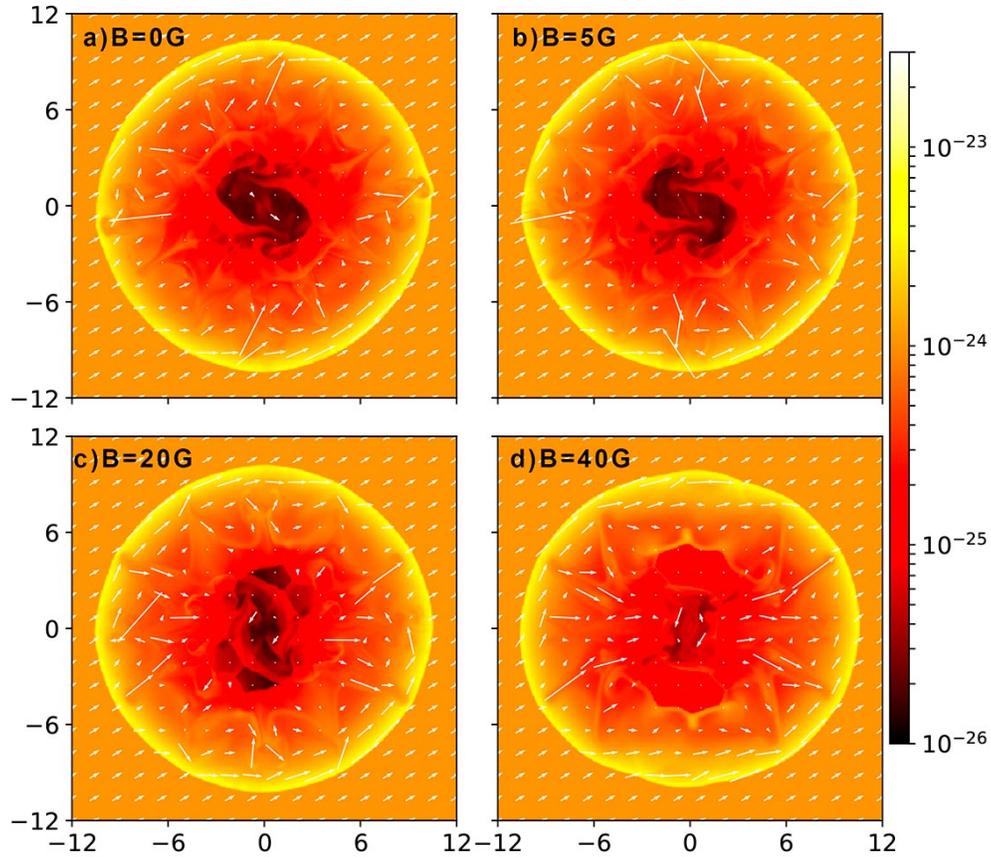


Figura 4.5: Densidad a 6 kaños de expansión del RSN. Los ejes muestran distancia en pc.

La figura 4.5 muestra la evolución del remanente a 6 kaños de la explosión y el estado final del presente estudio. En todos los casos el frente principal alcanza radios cercanos a los 10 – 11 pc. Las diferencias en el choque principal son cada vez más sutiles. Los primeros tres casos presentan diferencias poco notorias y mantienen morfologías similares. El caso límite, presenta un achatamiento en conjunto con protuberancias alrededor de los polos verticales. Este perfil recuerda la silueta de un limón. En el interior del fluido, las diferencias entre cada caso son similares a las descritas en el corte a 2 mil años, salvo en la sección central de radio de unos 3 – 4 pc. A mayor intensidad de campo magnético más importantes son, en general, los gradientes

de densidad correspondientes a las inestabilidades R-T. En la sección central antes mencionada se muestran zonas de densidades turbulentas, en los primeros tres casos se presenta poco material en el área, en el cuarto hay un poco mayor homogeneidad en el fluido. Estas zonas ya experimentaron el colapso del frente del choque inverso.

Capítulo 5

Mapas sintéticos de emisión

A partir de los resultados obtenidos con las simulaciones MHD, se generaron mapas de emisión en radio (sincrotrón) y rayos X térmicos con el objetivo de observar la influencia del campo magnético (del viento o del MIE) sobre la radiación generada por el RSN.

Para la emisión en sincrotrón, la rutina calcula la emisividad para cada celda del dominio computacional utilizando los parámetros de Stokes I , Q y U .

El coeficiente de emisión en sincrotrón para cada punto (x, y, z) a una frecuencia ν se escribe como [22, 12]:

$$j_s(x, y, z, \nu) = \kappa p^{2\alpha} \rho^{1-2\alpha} B_{\perp}^{\alpha+1} \nu^{-\alpha}, \quad (5.1)$$

con p la presión, ρ la densidad del gas, ν la frecuencia observada, B_{\perp} la componente de campo magnético perpendicular a la línea de visión (LoS) y α el índice espectral, que relaciona la dependencia de flujo radiativo por unidad de frecuencia con la frecuencia. El parámetro κ es una constante, ya que se considera un mecanismo de aceleración de partículas isotrópico.

Para obtener los mapas sintéticos de emisión sincrotrón, se calcula la intensidad total de emisión sincrotrón integrando sobre la línea de visión tal que:

$$I(x, y, \nu) = \int_{\text{LoS}} j_s(x, y, z, \nu) dz, \quad (5.2)$$

Los parámetros Q y U de Stokes se calculan con la intensidad específica de la siguiente manera:

$$Q(x, y, \nu) = \int_{\text{LoS}} f_p j_s(x, y, z, \nu) \cos(2\phi) dz, \quad (5.3)$$

$$U(x, y, \nu) = \int_{\text{LoS}} f_p j_s(x, y, z, \nu) \sin(2\phi) dz, \quad (5.4)$$

con ϕ el ángulo de posición del campo magnético local en el plano del cielo y f_p el grado de polarización lineal, derivado del índice espectral α tal que:

$$f_p = \frac{\alpha + 1}{\alpha + 5/3}, \quad (5.5)$$

que en nuestro caso se utilizó $\alpha = 0.6$. El ángulo de posición del campo magnético (Φ_B) se obtiene mediante:

$$\Phi_B(x, y, \nu) = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{U(x, y, \nu)}{Q(x, y, \nu)} \right) \quad (5.6)$$

Ahora, para calcular la emisión térmica de rayos X se considera un régimen de baja densidad y se utiliza el equilibrio de ionización de Mazzota et al. (1998). En consecuencia, el coeficiente de emisión de rayos X es $j_\nu(n, T) = n_e^2 \xi(T)$ [23], con n_e la densidad de electrones (equivalente a n , la densidad del gas), T la temperatura calculada en las simulaciones MHD previamente realizadas (suponiendo que las temperaturas electrónica e iónica son iguales) y $\xi(T)$ una función suave de la temperatura. Esta función se calcula para el rango de energías de 0.1 a 10 keV y una metalicidad solar tomada de la base de datos atómica CHIANTI [24, 25]. Para los mapas generados no se tomó en cuenta la interestelar.

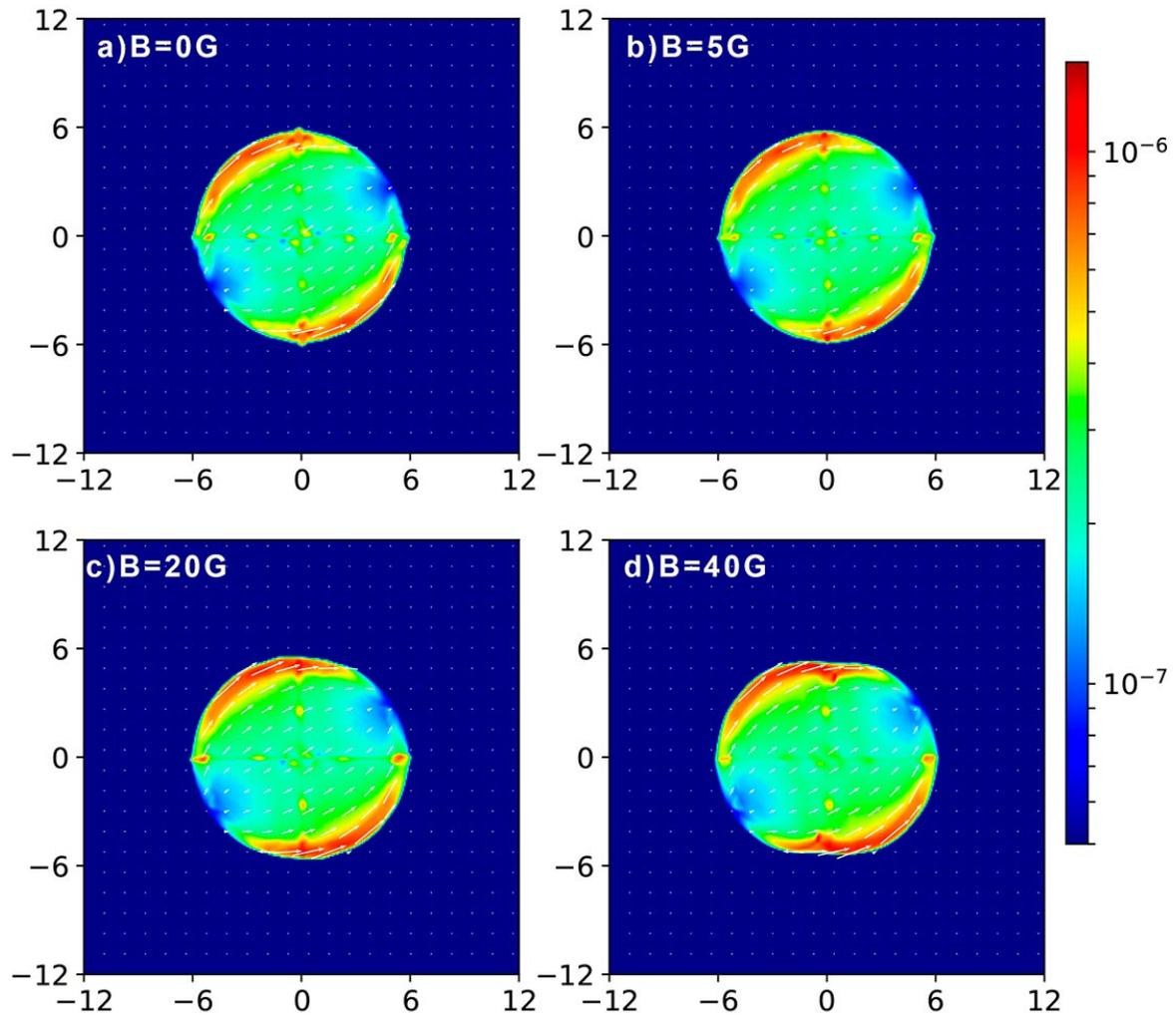


Figura 5.1: Emisión sincrotrón a 2 kaños de la explosión. Los ejes muestran distancia en pc.

5.1. Resultados: mapas sintéticos de la emisión sincrotrón

La figura 5.1 muestra la emisión por sincrotrón a 2 mil años de la explosión. A pesar de que los perfiles coinciden con aquellos del frente principal de choque del RSN observados en densidad, la distribución en la emisión no coincide con la distribución en la densidad. Este mapa muestra un momento en el cual el remanente ya superó la extensión del viento. En todos los casos se aprecia una mayor emisión en los cuadrantes II y IV, a lo largo de la superficie. De esta manera, se concluye que la

emisión es mayor, en general, en las zonas cuya superficie es paralela a la dirección del campo externo. Esto se evidencia al notar que en los polos descritos por el eje paralelo al vector del campo la emisión es mínima, mientras que en el ecuador descrito por este eje la emisión es más intensa en una extensión más gruesa. Ahora, las diferencias entre cada caso parecen ser consecuencia de la distribución de materia, en todos los casos, en los polos descritos por el eje vertical se aprecia una pequeña zona de mayor emisión, pues a pesar de que en este tiempo todos los remanentes ya salieron de su respectiva burbuja, el campo magnético para todos los casos es más intenso en los polos, por lo que la dinámica en estas zonas durante la interacción con el viento dan como resultado estas pequeñas zonas de concentración¹.

La figura 5.2 muestra la emisión a 4 mil años de evolución de los remanentes. Para este momento el frente ha barrido una extensión considerablemente mayor que las dimensiones de la burbuja magnetizada. Se mantiene la morfología bilateral en la emisión. Las flechas representan la orientación del campo magnético, obtenida a partir de los parámetros de Stokes (ver ecuaciones 5.3, 5.4 y 5.6). Cabe destacar que el máximo en esta figura ha caído un orden de magnitud en contraste con la figura 5.1, por un lado la velocidad de la expansión a decaído y por otro lado, los efectos del flujo en el material van disminuyendo localmente. La dirección del campo externo sigue siendo evidenciada por las zonas de menor emisión, ubicadas alrededor de los polos asociados al eje paralelo al campo. El achatamiento en los polos verticales sigue siendo notorio conforme el campo magnético del viento es mayor, sin embargo, en contraste con los mapas de densidad, no se observa una hendidura dramática para el caso límite que le otorgue un perfil toroidal o nefroide, esto es debido a que los mapas de densidad son cortes transversales que muestran la composición interna del sistema y los mapas en sincrotrón son proyecciones de las contribuciones totales.

La figura 5.3 muestra la emisión en el estado final de las simulaciones, la evolución de la distribución en la emisión se mantiene consistente con los tiempos anteriores salvo la extensión del cascarón. La única diferencia notoria se da en el caso límite,

¹sin embargo, también podrían ser un artefacto producido por la malla computacional tanto en los polos como en la horizontal, debido a las operaciones con funciones trigonométricas aproximadas que pueden diverger en esas zonas

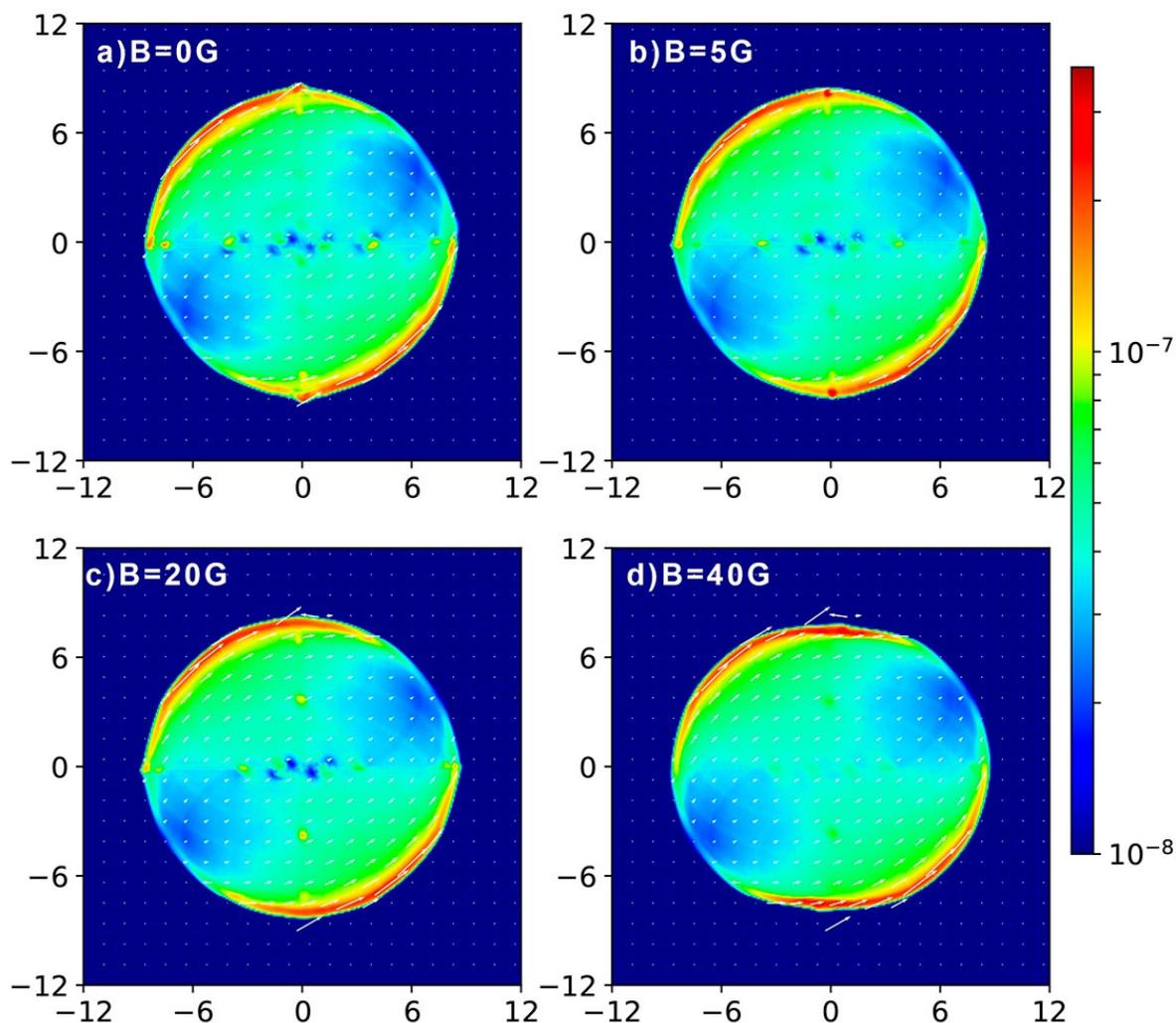


Figura 5.2: Emisión sincrotrón a 4 kaños de la explosión. Los ejes muestran distancia en pc.

que no solo experimenta el achatamiento en los polos verticales, sino que (como en los mapas de densidad) muestra protuberancias alrededor de estos recordando el perfil de un limón. El máximo en la emisión se mantiene en el mismo orden de magnitud, pero en general las zonas de emisión han sufrido un desvanecimiento. De nuevo, esto, junto con la diferencia mucho menor en la extensión radial del remanente durante este segundo período de 2 mil años, vuelve más notoria la caída en la tasa de expansión del remanente así como la desaceleración de las corrientes electromagnéticas en el fluido.

La influencia del viento magnetizado es a corto plazo, ya al salir el RSN de la burbuja, esta influencia va disminuyendo.

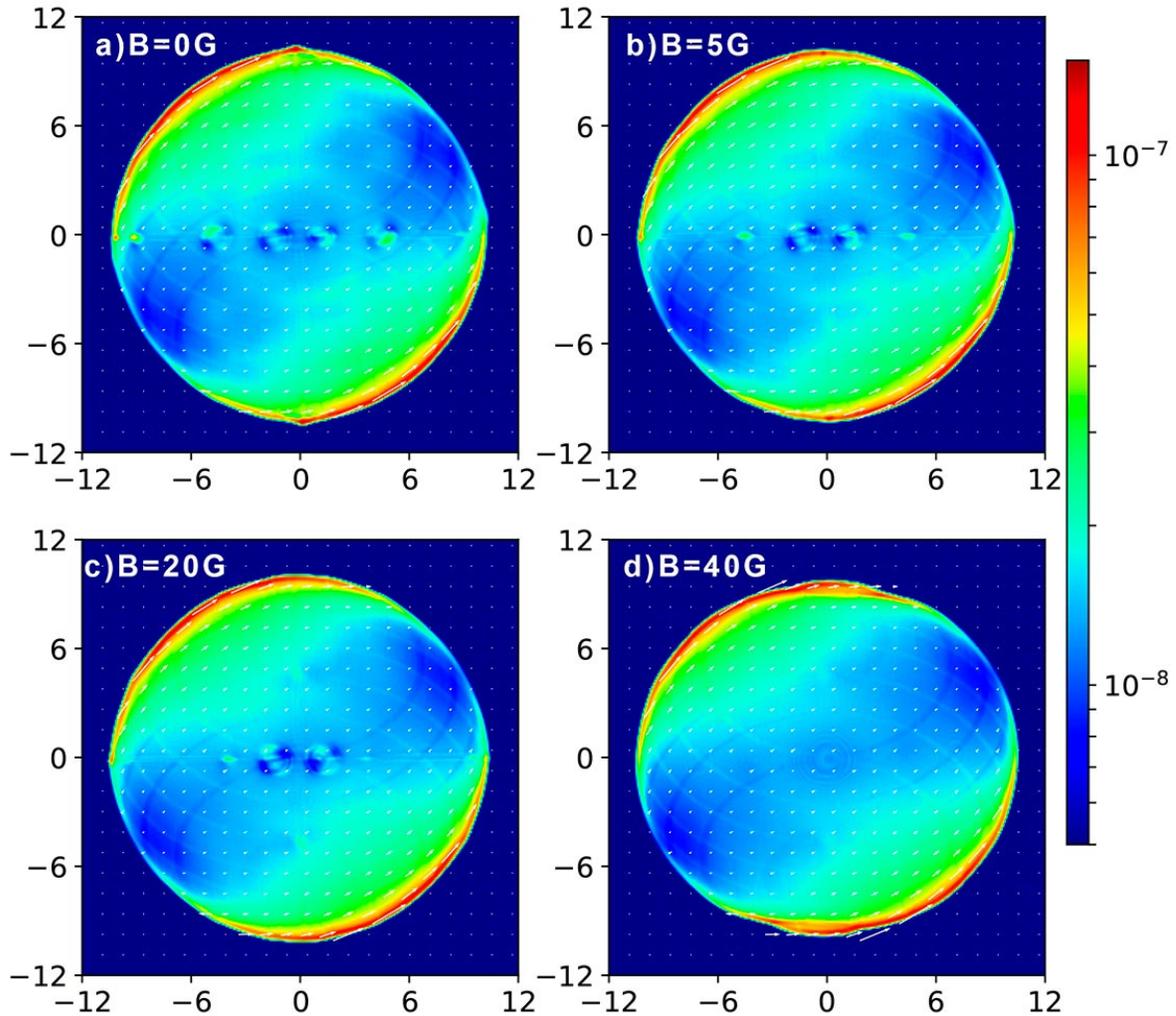


Figura 5.3: Emisión sincrotrón a 6 kaños de la explosión. Los ejes muestran distancia en pc.

5.2. Resultados: emisión en rayos X

La figura 5.4 muestra la emisión en rayos X a 2 mil años de la explosión. Dado que esta emisión es proporcional al cuadrado de la densidad, las imágenes sintéticas en rayos X replican la distribución observada en los mapas de densidad. La emisión en los polos verticales se agudiza conforme al incremento del campo estelar. En todos los casos se observa el desarrollo de las inestabilidades de Rayleigh-Taylor. Los primeros dos modelos, que tienen campo magnético estelar nulo o muy bajo, se muestran casi idénticos, con un ligero aumento en la emisión en los cuadrantes II y IV, en una región delgada detrás del choque. En los otros dos cuadrantes se observa que los 'dedos' de

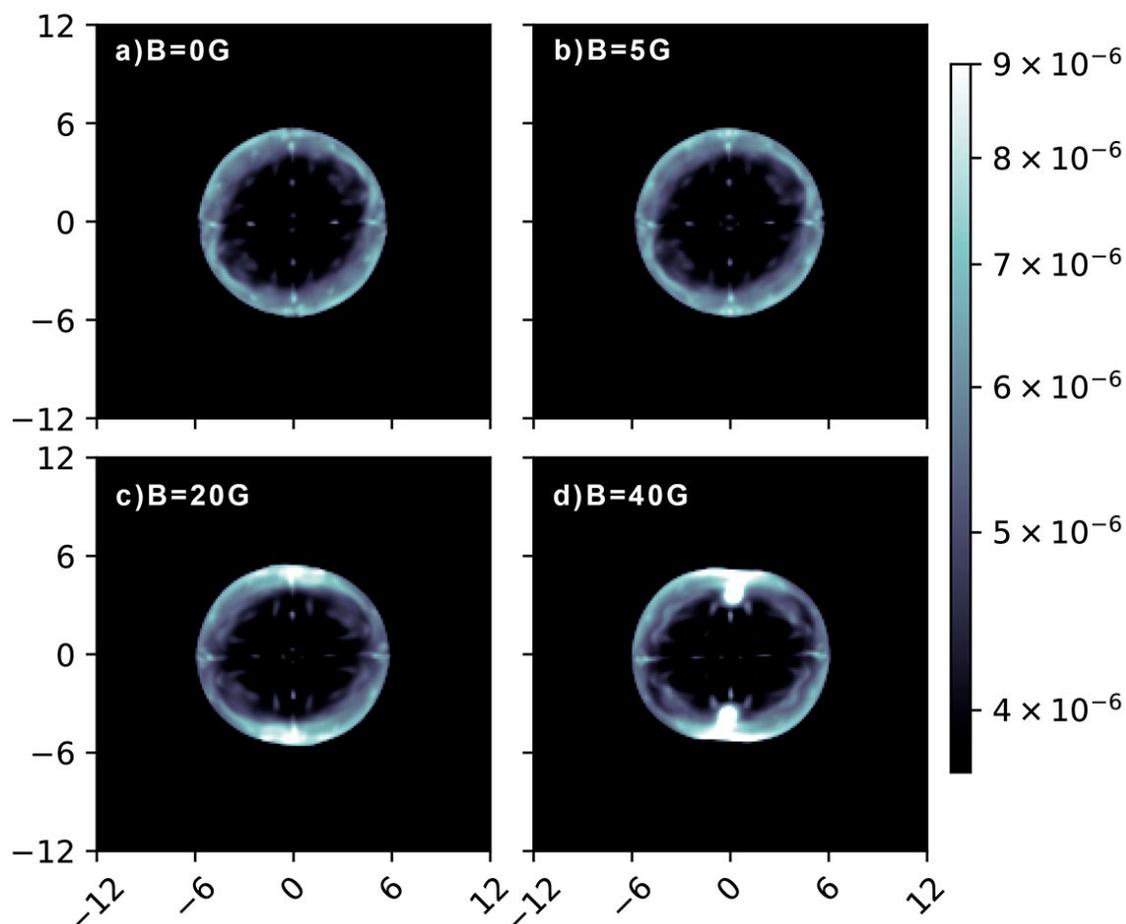


Figura 5.4: Emisión en rayos X a 2 kaños de la explosión. Los ejes muestran distancia en pc.

las inestabilidades se extienden más, ya que en estas zonas, resultan más o menos paralelos al campo magnético externo. En general se observa que el campo magnético de la galaxia promueve la emisión de tal forma que en las zonas del remanente cuya expansión es perpendicular al campo, la emisión es mayor y en las que tienen una expansión paralela, se extienden las inestabilidades en el gas.

La figura 5.5 muestra la emisión a los 4 mil años de la explosión. En esta ocasión son más evidentes las diferencias al cambiar el campo magnético del viento. Una vez que el frente de choque ha superado el borde de la burbuja estelar, la emisión a lo largo del borde del remanente (i.e. cercano a la superficie del perfil) se va tornando más homogénea, siguiendo el comportamiento proporcional a la distribución de densidad. Ahora, esta emisión permite hacer un análisis más profundo de las inestabilidades

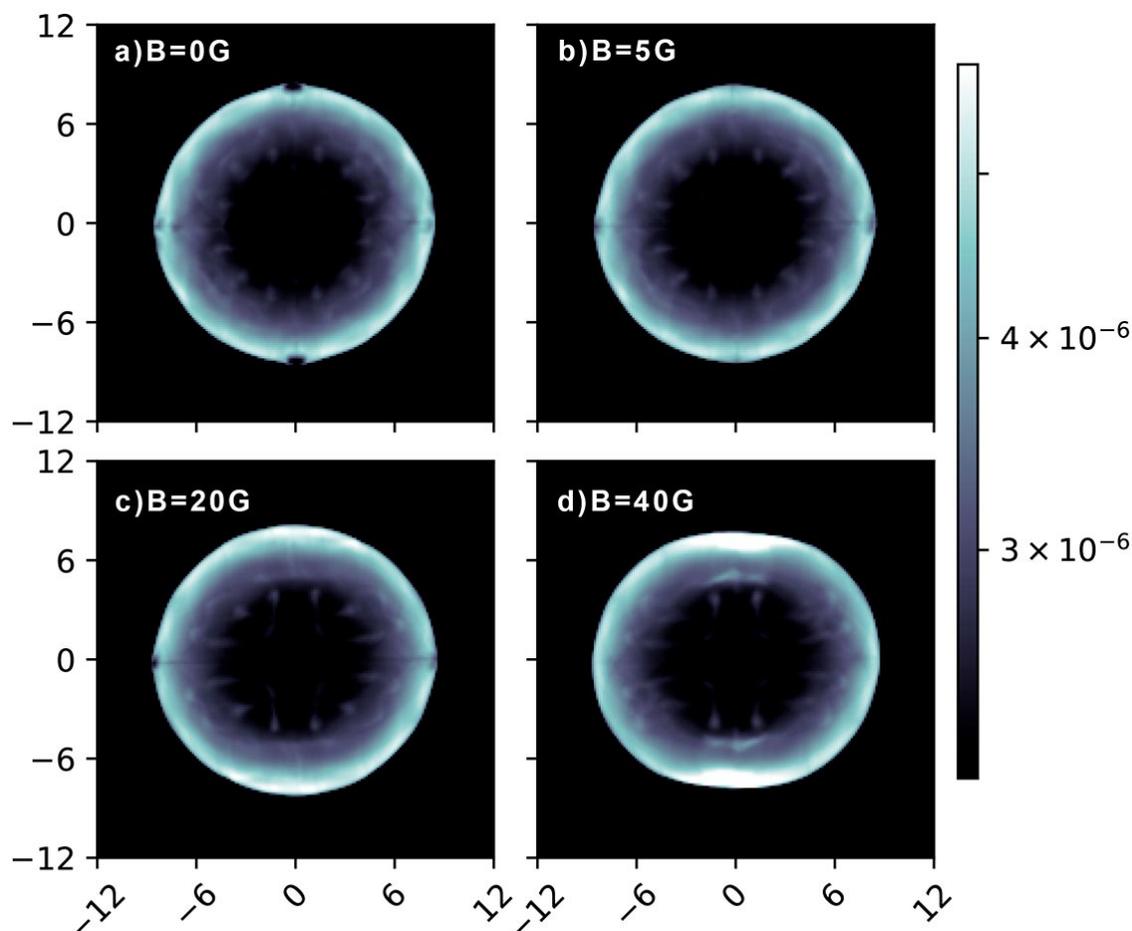


Figura 5.5: Emisión en rayos X a 4 años de la explosión. Los ejes muestran distancia en pc.

dentro del material, dado que la figura presenta cavidades que corresponden a las zonas de menor emisión. Es notorio que en los casos en los que el campo del viento es mayor, esta cavidad (junto con el borde exterior) se achata. En los casos con menor campo se observa una mayor simetría en la distribución de los dedos de R-T. En cambio, en los casos con mayor campo, estos van variando respecto a la posición en que se encuentran, volviéndose más extensos en los cuadrantes cuya expansión es paralela al campo externo y al campo del viento.

La figura 5.6 representa el estado final de las simulaciones. Para este momento son pocas y sutiles las diferencias entre cada caso. Las inestabilidades R-T son apenas notorias y los primeros dos casos son casi indistinguibles. El tercer y cuarto caso muestran cavidades extendidas verticalmente y en el cuarto los dedos correspondientes

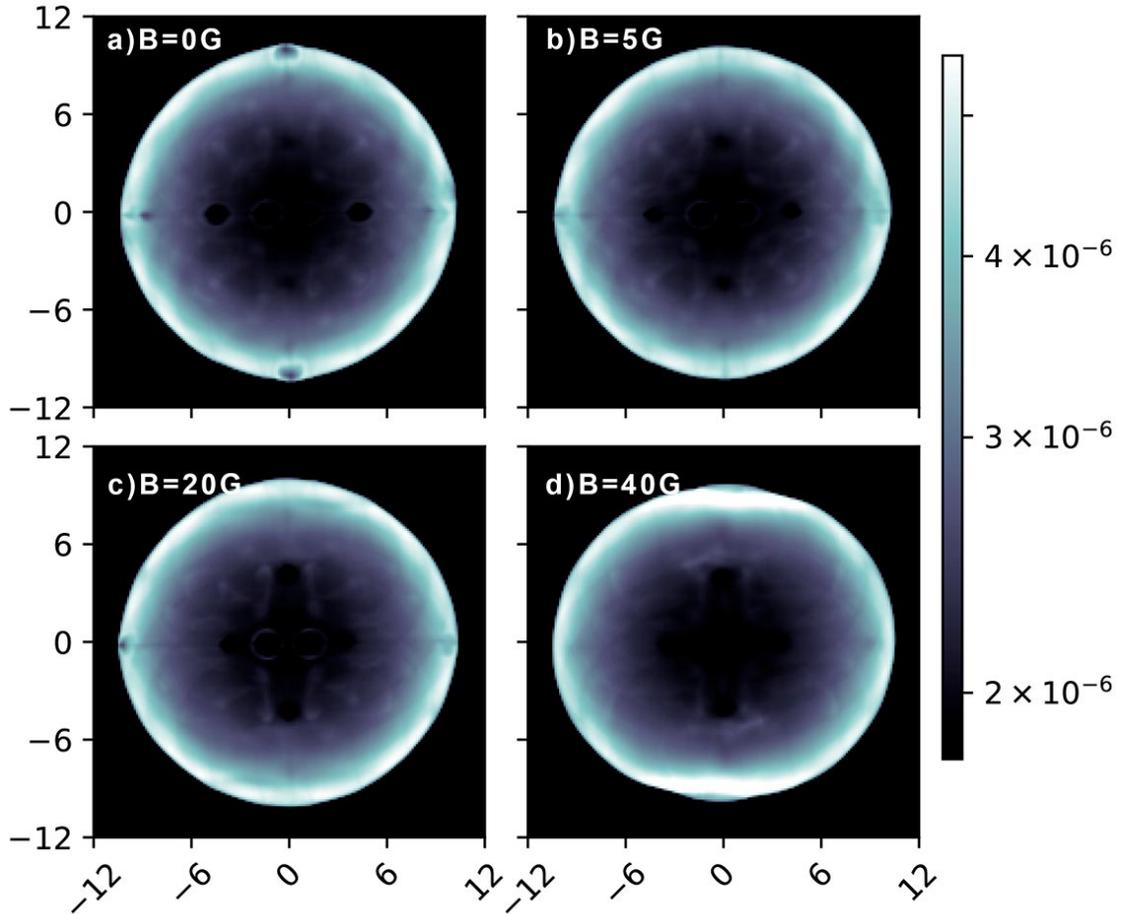


Figura 5.6: Emisión en rayos X a 6 años de la explosión. Los ejes muestran distancia en pc.

a las inestabilidades se han disuelto.

5.3. Emisión del RSN en el interior de la burbuja estelar

En esta sección nos enfocaremos en estudiar la emisión, principalmente en radio, del remanente de supernova mientras su choque principal se encuentra contenido dentro de la burbuja estelar del progenitor.

Para ello, se realizó una nueva simulación en la que se aumentó la resolución temporal de las salidas, considerando sólo el caso con el mayor campo magnético

estelar (40 G). El objetivo es estudiar la evolución del RSN, enfocándonos en la transición en la que el choque principal pasa del interior de la burbuja magnetizada al medio interestelar. Las condiciones del viento se mantienen intactas y las condiciones iniciales para el remanente son las mismas.

En la figura 5.7 se muestra la evolución temporal de cortes de mapas de densidad, comparados con la emisión en radio y rayos X. El intervalo temporal entre cada línea de mapas es de 200 años.

Los mapas de densidad muestran que la expansión del frente principal del RSN dentro de la burbuja mantiene su esfericidad mientras no ha tenido contacto con las zonas más densas de la burbuja. Una vez que el frente choca con las primeras zonas de alta densidad de la burbuja, el frente comienza a sufrir oposición a su avance, efecto que es más evidente en las regiones polares, donde se concentra la densidad más alta en la distribución de material de la burbuja. Esta interacción es la que predomina durante esta etapa, resultando en una geometría nefroide para el frente principal. Sin embargo, se nota cada vez más un sesgo que achata las regiones del frente ubicadas en los cuadrantes cartesianos II y IV, esto es debido a que en esas regiones y a distancias más próximas al origen (y con un gradiente aumentando en las cercanías de la vertical) se encuentran zonas de densidad menor a los lóbulos pero mayor a la presente a lo largo del eje horizontal y los cuadrantes complementarios. Este sesgo es más evidente en el quinto mapa, correspondiente a 1000 años de evolución, donde el frente ha alcanzado a tocar todas las regiones de la burbuja.

Los mapas de emisión sincrotrón muestran que durante los primeros 200 años no hay una influencia evidente del campo magnético de la galaxia para esta radiación. El mapa correspondiente a 400 años comienza a mostrar acumulaciones de máximos de emisión cerca de los polos y una ligera asimetría angular con respecto a la vertical. Sin embargo esto parece estar más alineado con la distribución de densidad de la burbuja que con la dirección del campo magnético de la galaxia. Además, las líneas de campo, determinadas por los parámetros de Stokes, mantienen su horizontalidad casi en su totalidad (lo cual muestra que la emisión se debe al campo azimutal). El mapa correspondiente a 600 años mantiene las mismas características descritas en

el mapa anterior, salvo su evolución espacial ya que, en este caso el frente principal del RSN está comenzando a salir de la burbuja en los cuadrantes II y IV. El mapa correspondiente a 800 años ya muestra notorias diferencias en los máximos de emisión y las líneas de campo dadas por los parámetros de Stokes. Los máximos de emisión se concentran en los cuadrantes II y IV, donde el frente ya ha salido de la burbuja. También, en esas zonas, las líneas de campo han adquirido una orientación sesgada hacia la dirección del campo de la Galaxia. En los cuadrantes complementarios (I y III) las líneas de campo (dado por los parámetros de Stokes) mantienen una mayor horizontalidad y la emisión es mínima. Finalmente, en el mapa correspondiente a mil años se observan las mismas tendencias pero se pronuncian aún más. En los cuadrantes I y III las líneas de campo van cediendo aún más su orientación hacia una tangencialidad con la superficie del frente principal.

Los mapas de emisión en rayos X, en la figura 5.7, replican la simetría esférica inicial mostrada por los mapas correspondientes a densidad y sincrotrón. Igualmente se observa la acumulación en las regiones polares asociadas a la vertical en el mapa correspondiente a 400 años de evolución. A partir de allí la geometría observada es similar a la de densidad tomando en cuenta no solo al frente de choque del remanente sino poco a poco también al material de la burbuja. En el mapa asociado a 600 años de evolución se muestra ligeramente una mayor emisión a lo largo de la superficie en los cuadrantes II y IV. Se observa que esto corresponde, en el mapa de densidad, a la interacción del frente principal de choque con el cascarón de la burbuja y el inicio de la interacción con el campo de la Galaxia. En el siguiente mapa de la secuencia se observa que las regiones en los cuadrantes I y III se extienden espacialmente un poco más. La imagen correspondiente a mil años de evolución muestra continuidad del comportamiento anteriormente descrito, además intensificado, ya que las zonas de mayor, menor y media emisión son notoriamente distinguibles en comparación con imágenes anteriores. En este momento el frente principal de choque del RSN está interactuando casi por completo con el medio interestelar fuera de la burbuja.

El comportamiento que el RSN adquiere después de este momento es el descrito en las comparaciones con los demás ejemplos.

Por otro lado, se calculó la luminosidad en radio para cada salida temporal, los cuales se presentan a continuación como curvas de evolución de la luminosidad vs tiempo.

La gráfica presente en 5.8 muestra la evolución temporal del flujo total de la simulación correspondiente al caso de 40 G. Se nota un máximo de emisión a 1.5 kaños de integración y posteriormente una caída sostenida en esta.

El comportamiento de la emisión total presente en la figura 5.9 muestra que esta crece mientras el frente principal del RSN interactúa con el viento magnetizado. Esta gráfica corresponde a 1 kaño de evolución. En los primeros 600 años, el remanente evoluciona en el interior de la burbuja estelar magnetizada. A partir de ese momento, algunas partes del remanente comienzan a interactuar con el medio interestelar. A 1 kaño de evolución, el RSN ha salido en su totalidad de la burbuja estelar.

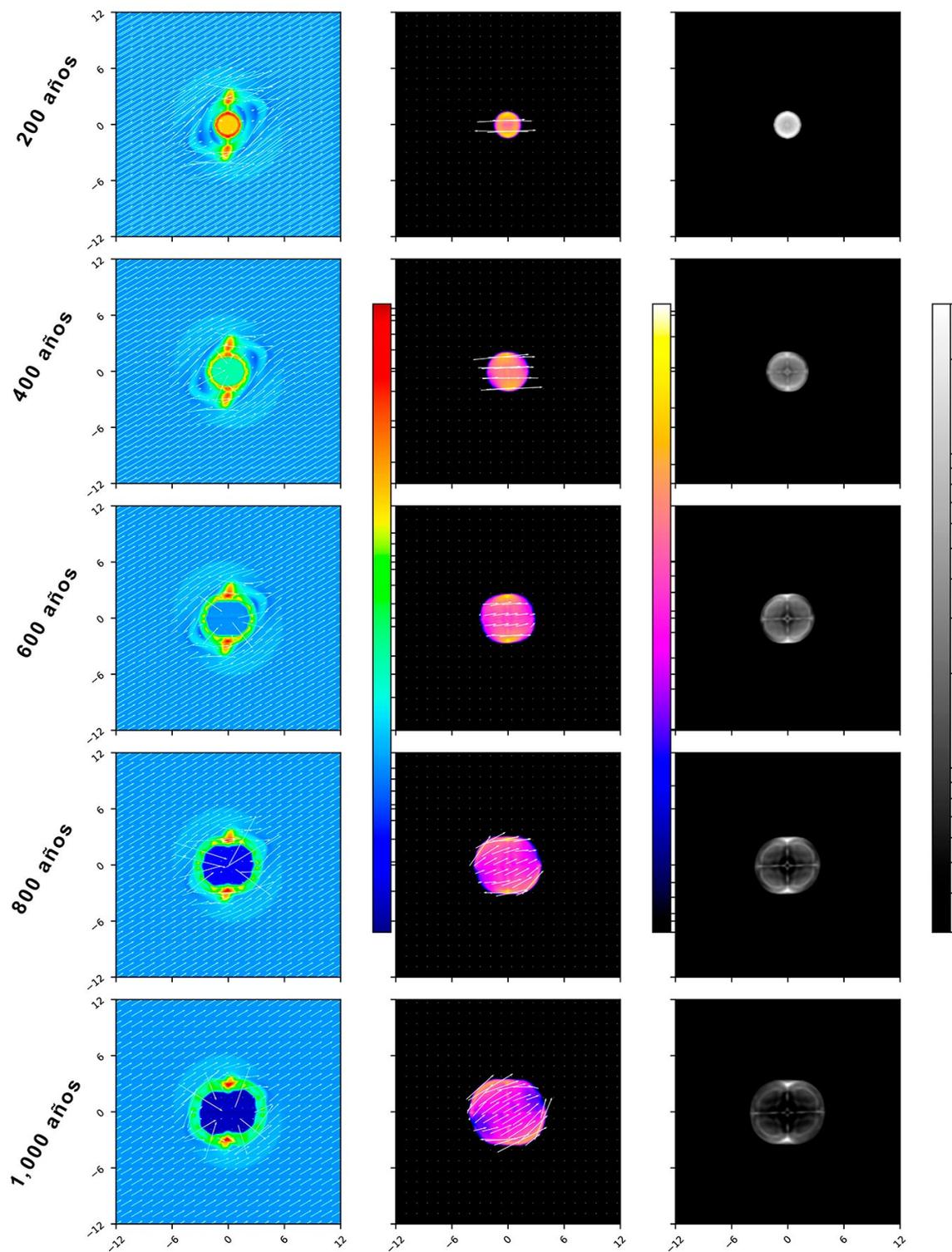


Figura 5.7: Mapas de densidad, emisión en radio y emisión en rayos X correspondientes al caso de 40G con intervalos de 200 años desde la imposición del RSN. Los ejes muestran distancia en pc.

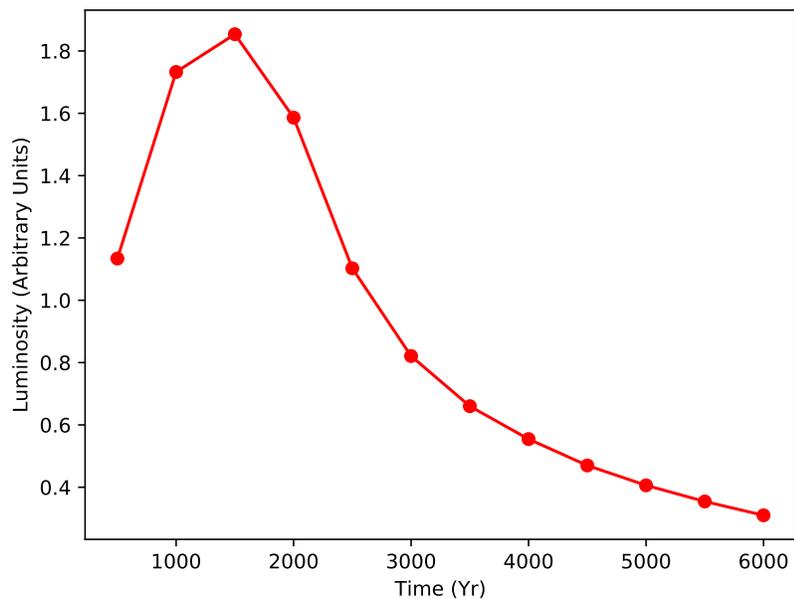


Figura 5.8: Luminosidad total de la emisión en radio para los primeros seis mil años de evolución, con salidas temporales de 500 años.

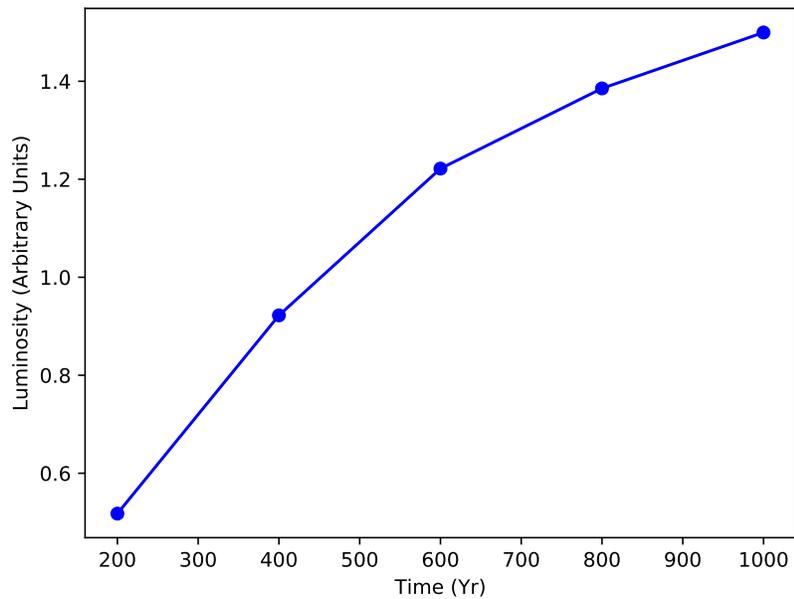


Figura 5.9: Luminosidad total de la emisión en radio para los primeros mil años de evolución, considerando salidas cada 200 años.

Capítulo 6

Conclusiones

En este trabajo se estudió la evolución de un remanente de supernova en un medio, el cual fue previamente perturbado por el viento de la estrella progenitora. En la literatura hay varios trabajos que abordan este estudio. Como ejemplo, podemos mencionar los trabajos de van Marle et al. [26, 27] y Meyer et al. [28], que consistieron en simulaciones MHD en 2D axisimétricas (simetría cilíndrica), considerando que el viento estelar podía o no estar magnetizado. Debido a la simetría cilíndrica de estas simulaciones, el campo magnético del medio interestelar es paralelo al eje del dipolo magnético del viento del progenitor.

En el presente estudio, la condición de simetría cilíndrica fue relajada, ya que se llevaron a cabo cuatro simulaciones MHD en 3D, considerando que el campo del medio interestelar no es paralelo al eje del dipolo magnético del viento. En estos modelos, solo se consideró el viento del progenitor en la fase supergigante roja, suponiéndolo isotrópico (para poder analizar los efectos de los campos magnéticos). Las simulaciones fueron divididas en dos etapas cada una: la primera correspondiente a la evolución de un viento magnetizado previo a la explosión de la SN y la segunda correspondiente a los primeros milenios de evolución del RSN. La intensidad de campo magnético sobre la superficie de la estrella progenitora es el parámetro que caracterizó a cada una de las cuatro simulaciones, con valores de 0, 5, 20 y 40G [18, 19]. Los vientos se dejaron evolucionar durante 300 años antes de imponer el inicio de la evolución del RSN. Durante este período se observa que la morfología del viento en todos los casos

es fuertemente influenciada por el campo externo del medio, describiendo un eje de simetría paralelo a la dirección del mismo. En los casos correspondientes a una mayor intensidad de campo de la progenitora, se observa la generación de un segundo eje coaxial al del dipolo que describe el campo de la progenitora.

Para estudiar la expansión y emisión del RSN se generaron mapas de densidad y mapas sintéticos de emisión tanto en rayos X como en radio. Los mapas de densidad corresponden a cortes en el plano xy y los de emisión corresponden a proyecciones en el plano del cielo (que es el plano xy), considerando el eje z como la línea de visión.

Como primera observación, notamos que los campos magnéticos de los vientos tienen poca influencia sobre la morfología de los RSNs, en los cuatro casos presentados. En los primeros cientos de años la influencia es mayormente indirecta, dado que las diferencias entre las simulaciones se deben más a la interacción con el material del viento que con el campo magnético del mismo, evidenciado en los mapas de densidad. Es decir, el viento magnetizado no afecta de manera fuerte la morfología del remanente.

A partir de que el frente principal comienza a interactuar con el campo de la Galaxia, estas influencias se minimizan y al evolucionar unos miles de años más, las diferencias son imperceptibles.

Donde hay mayor influencia de estos campos sobre el RSN es en la emisión, especialmente en radio, ya que tanto la intensidad como la distribución de esa emisión cambia conforme cambia el campo de la progenitora. Cuando no se asocia un campo magnético a esta, el remanente no produce emisión en sincrotrón sino hasta que interactúa con el campo de la Galaxia (que es un resultado esperable). Por otro lado, esta influencia permanece hasta 6 kaños de la evolución, puesto que las zonas de máximos de emisión en radio se extienden a lo largo de los polos correspondientes al eje del dipolo magnético de la progenitora, como se observa en la figura 5.3.

El caso más interesante es del viento con campo de la progenitora de 40 G. Como en los otros casos, se llevó a cabo la simulación con una resolución temporal de 500 años y un tiempo total de integración de 6 kaños. Con el propósito de estudiar más en detalle la emisión dentro de la burbuja estelar, se efectuó otra simulación con

una mayor resolución temporal, con salida temporales de 200 años, con un tiempo de integración total de 1 kaño. La emisión del remanente dentro de la burbuja muestra una simetría bilateral, con picos de emisión tanto en radio como en rayos X cerca de los polos. A medida que va interactuando con el campo del medio, estos máximos se mueven hacia las regiones cuya superficie es tangente a las líneas de campo del MIE. Bajo ciertas condiciones, observaciones de estas emisiones de algunos RSN pueden ayudarnos a inferir la dirección del campo magnético en esa región de la galaxia[22, 9]. La luminosidad total en en radio muestra una desaceleración en su crecimiento conforme evolucionan dentro del viento, decayendo rápidamente al haber salido completamente de la burbuja.

En resumen, las simulaciones mostraron que los campos magnéticos tienen poca influencia en la morfología del RSN. Sin embargo, sí tienen influencia sobre la emisión. Además de que el campo magnético del viento de la estrella progenitora tiene un efecto importante sobre la emisión en sincrotrón y rayos X principalmente en etapas tempranas de evolución de los RSNs.

Bibliografía

- [1] L. Woltjer. «Supernovae and the Interstellar Medium». En: *Interstellar Gas Dynamics* 39 (1969), págs. 229-235. DOI: https://doi.org/10.1007/978-94-010-3329-9_15.
- [2] S. Hüttermeister T.L.Wilson K. Rohlfs. *Tools of Radio Astronomy*. 5.^a ed. Astronomy and Astrophysics Library. Springer Berlin, Heidelberg, 2009. ISBN: 978-3-540-85121-9. DOI: <https://doi.org/10.1007/978-3-540-85122-6>.
- [3] R.F.Carswell C.J.Clarke. «Principles of Astrophysical Fluid Dynamics». En: Cambridge University Press, 2007. Cap. 8.1. ISBN: 9780511813450.
- [4] A.Rodríguez-González A.C.Raga J.Cantó. *The physics of the interstellar medium*. Notas del curso de Medio Interestelar, 2020.
- [5] Pablo Fabián Velázquez. «Análisis de inestabilidades en la expansión de remanentes de supernova». Tesis de Licenciatura. Instituto de Astronomía y Física del Espacio, 1996.
- [6] Carlos D. Vigh et al. «Asymmetries in the Expansion and Emmision From Young Supernova Remnants». En: *The Astrophysical Journal* 727.1 (2010). DOI: <https://doi.org/10.1088/0004-637X/727/1/32>.
- [7] J.C. Toledo-Roy et al. «Numerical model for the SNR DEM L316: simulated X-ray emmission». En: *MNRAS* 395 (2009), págs. 351-357. DOI: <https://doi.org/10.1088/0004-637X/727/1/32>.

- [8] A.Moranchel-Basurto et al. «Simulated synchrotron emission for the Tycho's supernova remnant: an asymmetric initial mass model». En: *MNRAS* 494 (2020), págs. 1531-1538. DOI: <https://doi.org/10.1093/mnras/staa627>.
- [9] J.L.West et al. «The connection between supernova remnants and the Galactic magnetic field: A global radio study of the axisymmetric sample». En: *Astronomy and Astrophysics* 587.A148 (2016). DOI: [dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201527001](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527001).
- [10] George K.Parks. *Physics of Space Plasmas: An Introduction*. 2.^a ed. Westview Press, 2004. ISBN: 0-8133-4129-9.
- [11] S. D. Bale y col. «Electron Heat Conduction in the Solar Wind: Transition from Spitzer-Härm to the Collisionless Limit». En: *The Astrophysical Journal* 769.2, L22 (jun. de 2013), pág. L22. DOI: [10.1088/2041-8205/769/2/L22](https://doi.org/10.1088/2041-8205/769/2/L22). arXiv: 1303.0932 [astro-ph.SR].
- [12] Alicia Moranchel Basurto. «Estudios de asimetrías en remanentes de supernova jóvenes». Tesis Doctoral. 2018.
- [13] Guillermo García-Segura et al. «Shaping bipolar and elliptical planetary nebulae: effects of stellar rotation, photoionization heating, and magnetic fields». En: *The Astrophysical Journal* 517 (1999), págs. 767-781.
- [14] A. Esquivel y col. «The interaction of an O star wind with a Herbig-Haro jet». En: *Astronomy and Astrophysics* 507.2 (nov. de 2009), págs. 855-860. DOI: [10.1051/0004-6361/200912825](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200912825).
- [15] C. Villarreal D'Angelo y col. «On the sensitivity of extrasolar mass-loss rate ranges: HD 209458b a case study». En: *MNRAS* 438.2 (feb. de 2014), págs. 1654-1662. DOI: [10.1093/mnras/stt2303](https://doi.org/10.1093/mnras/stt2303). arXiv: 1312.6126 [astro-ph.SR].
- [16] A. Dalgarno y R. A. McCray. «Heating and Ionization of HI Regions». En: *ARAAS* 10 (ene. de 1972), pág. 375. DOI: [10.1146/annurev.aa.10.090172.002111](https://doi.org/10.1146/annurev.aa.10.090172.002111).

- [17] T. Miyoshi y K. Kusano. «A multi-state HLL approximate Riemann solver for ideal magnetohydrodynamics». En: *Journal of Computational Physics* 208 (sep. de 2005), págs. 315-344. DOI: 10.1016/j.jcp.2005.02.017.
- [18] L. Harvey-Smith et al. «Faraday rotation of the supernova remnant G296.5+10.0: evidence for a magnetized progenitor wind». En: *The Astrophysical Journal* 712 (2010), págs. 1157-1165.
- [19] G. Pascoli. «Magnetic Fields in Circumstellar Envelopes of Evolved AGB Stars». En: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 132.034203 (2020). DOI: <https://doi.org/10.1088/1538-3873/ab54a2>.
- [20] Stephen J. Smartt. «Progenitors of Core-Collapse Supernovae». En: *ARAAS* 47 (2009), págs. 63-106. DOI: 10.1146/annurev-astro-082708-101737.
- [21] V. Ramachandran et al. «Stellar population of the superbubble N 206 in the LMC. II. Parameters of the OB and WR stars, and the total massive star feedback». En: *Astronomy and Astrophysics* 615.A40 (2018). DOI: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201832816>.
- [22] A. Ávila-Aroche et al. «Young bilateral supernova remnants evolving into a turbulent interstellar magnetic field». En: *MNRAS* 495 (2020), págs. 2112-2124. DOI: <https://doi.org/10.1093/mnras/staa1301>.
- [23] A. Castellanos-Ramírez, P. F. Velázquez y J. Cantó. «3D MHD simulations of the supernova remnant CTB 109». En: *MNRAS* 508.4 (dic. de 2021), págs. 5345-5353. DOI: 10.1093/mnras/stab2930. arXiv: 2110.09227 [astro-ph.HE].
- [24] K. P. Dere y col. «CHIANTI - an atomic database for emission lines». En: *AAPS* 125 (oct. de 1997), págs. 149-173. DOI: 10.1051/aas:1997368.
- [25] E. Landi y col. «CHIANTI-An Atomic Database for Emission Lines. VII. New Data for X-Rays and Other Improvements». En: *The Astrophysical Journal Supp.* 162.1 (ene. de 2006), págs. 261-280. DOI: 10.1086/498148.

- [26] A.J.van Marle et al. «Eyes in the sky. Interactions between asymptotic giant branch star winds and the interstellar magnetic field.» En: *Astronomy and Astrophysics* 570.A131 (2014). DOI: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424452>.
- [27] A.J.van Marle et al. «Shape and evolution of wind-blown bubbles of massive stars: on the effect of the interstellar magnetic field». En: *Astronomy and Astrophysics* 584.A49 (2015). DOI: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201425230>.
- [28] D. M. -A. Meyer y col. «Rectangular core-collapse supernova remnants: application to Puppis A». En: *MNRAS* 515.1 (sep. de 2022), págs. 594-605. DOI: [10.1093/mnras/stac1832](https://doi.org/10.1093/mnras/stac1832). arXiv: 2206.14495 [astro-ph.HE].
- [29] J. C. Toledo Roy. «Simulaciones numéricas de remanentes de supernova asimétricos». Tesis Doctoral. Universidad Nacional Autónoma de México, 2014.
- [30] P.F.Velázquez et al. «Study of the Rayleigh-Taylor instability in Tycho's supernova remnant». En: *Astronomy and Astrophysics* 334 (1998), págs. 1060-1067.
- [31] S.F.Gull. «A numerical model of the structure and evolution of young supernova remnants». En: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 161 (1973), págs. 47-69.
- [32] J.A.López G.García-Segura. «Three-dimensional magnetohydrodynamic modeling of planetary nebulae. II. The formation of bipolar and elliptical nebulae with point-symmetric structures and collimated outflows». En: *The Astrophysical Journal* 544 (2000), págs. 336-346.
- [33] Gabriele Ghisellini. *Radiative processes in high energy astrophysics*. Vol. 873. Lecture Notes in Physics. Springer Cham, 2013. ISBN: 978-3-319-00612-3. DOI: <https://doi.org/10.1007/978-3-319-00612-3>.
- [34] A.Moranchel-Basurto et al. «Origin of the bilateral structure of the supernova remnant G.296.5+10». En: *MNRAS* 472 (2017), págs. 2127-2125. DOI: [10.1093/mnras/stx2086](https://doi.org/10.1093/mnras/stx2086).

- [35] A.C.Raga. «A latitude-dependent wind model for Mira's cometary head». En: *The Astrophysical Journal* 680 (2008), págs. L45-L48.
- [36] Robert Weaver et al. «Interstellar Bubbles. II. Structure and Evolution». En: *The Astrophysical Journal* 218 (1977), págs. 377-395.
- [37] Pablo Fabián Velázquez. «Interacción de Remanentes de Supernova con el Medio Interestelar Circundante». Tesis Doctoral. Universidad de Buenos Aires, 1999.
- [38] A. Messina A. Cavaliere. «Propagation of Blast Waves». En: *The Astrophysical Journal* 209 (1976), págs. 424-428.
- [39] E.M.Reynoso et al. «New perspectives on the supernova remnant Puppis A based on a radio polarization study». En: *MNRAS* 477 (2018), págs. 2087-2097.
- [40] E.M.Reynoso et al. «A high-resolution H I study towards the supernova remnant Puppis A and its environments». En: *MNRAS* 464 (2017), págs. 3029-3039.
- [41] Guillermo García-Segura. «Three-dimensional magnetohydrodynamical modeling of planetary nebulae: the formation of jets, ansae, and point-symmetric nebulae via magnetic collimation». En: *The Astrophysical Journal* 489 (1997), págs. L189-L192.
- [42] Mariana Cécere et al. «A study of radio polarization in protostellar jets». En: *The Astrophysical Journal* 816.64 (2016). DOI: <http://dx.doi.org/10.3847/0004-637X/816/2/64>.
- [43] Glennys R. Farrar Ronnie Jansson. «A new model of the galactic magnetic field». En: *The Astrophysical Journal* 757.14 (2012). DOI: <https://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/757/1/14>.
- [44] Manuel de Jesús Chimal Hernández. «Emisión Sincrotrón en objetos HH». Tesis de Maestría. Universidad Nacional Autónoma de México, 2020.
- [45] J. Th. van Loon. «The Effects of Red Supergiant Mass Loss on Supernova Ejecta and the Circumburst Medium». En: *Hot and Cool: Bridging Gaps in Massive Star Evolution*. Ed. por C. Leitherer y col. Vol. 425. Astronomical

Society of the Pacific Conference Series. Jun. de 2010, pág. 279. arXiv: 0906.4855 [astro-ph.SR].