



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE
MÉXICO

PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA

INSTITUTO DE RADIOASTRONOMÍA Y
ASTROFÍSICA

SIMULACIONES DE REMANENTES DE SUPERNOVA
CON MORFOLOGÍA RECTANGULAR: CASO DE
ESTUDIO DE 3C 397

T E S I S

PARA OPTAR POR EL GRADO DE
MAESTRA EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA

ADRIANA GALLARDO ACEVEDO

DIRECTOR DE TESIS

DRA. SARAH JANE ARTHUR,
INSTITUTO DE RADIOASTRONOMÍA Y ASTROFÍSICA

MORELIA, MICHOACÁN, MÉXICO. JUNIO 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.

Agradecimientos

A CONACYT, por financiar los sueños de las mujeres mexicanas. Al programa UNAM-PAPIIT IN109823, gracias al cual se llevó a término esta investigación.

A mi tutora, la Dra. Sarah Jane Arthur por su gran paciencia y guía para desarrollar este trabajo.

A Marie, Mileva y Maxwell, cuya presencia día a día alegra mi corazón incluso en los peores momentos. Y a Lenny cuyas ocurrencias me sacan una sonrisa en cada visita.

A mi hermano, de quién he aprendido mucho sobre la vida y me inspira a ser cada día la mejor versión de mi.

A mis padres, que forjaron a la persona que soy hoy en día con las herramientas suficientes para emprender este viaje, y sobretodo con amor incondicional para sentirme siempre acompañada.

A Mario A., que estuvo conmigo cuando empezó esta nueva etapa de mi vida, animador del cumplimiento de mis sueños.

Al Universo, que con sus maravillas motiva mi existencia.

Abstract

Supernovae are stellar explosions that occur at the end of the life of massive stars due to core collapse or when a white dwarf exceeds the Chandrasekhar limit due to mass transfer in a binary system. During these explosions, large amounts of energy, heat, and matter are released that enrich the interstellar medium chemically and dynamically so that it is thought that they could act as star formation catalysts. The ejected material and interstellar medium swept by the shock wave of the explosion are known as a supernova remnant (SNR); they are large objects that highlight in observations at radio wavelengths due to the emission of accelerated particles in the presence of a magnetic field, an emission mechanism known as a synchrotron. The centralized and expansive nature of the evolution of the shock wave originated by the supernova makes this problem well studied in spherical geometry under ideal environmental conditions, where SNRs would tend to have a circular morphology in the Plane of the sky. However, within the Galactic supernovae catalogs, several SNRs stand out because present structures in their morphology that are curious, with flat edges and box shapes. It is the aim of this work to investigate plausible scenarios that can give rise to such morphologies.

For this purpose, we choose the supernova remnant 3C 397 as object of study, which is a bright source in radio and X-rays, with a marked rectangular morphology. It is considered a mixed morphology supernova remnant since at radio wavelengths appears as a shell-type remnant and in X-rays it presents a filled morphology depending on the energy band.

In order to recover the observed radio and X-ray morphology of this supernova remnant, we performed 3D magnetohydrodynamic simulations with the PION code and adapted the source code and initial conditions to reproduce scenarios resembling the expected conditions for the formation of 3C 397. Assuming that the remnant develops in a multiphase medium, we prepare a domain with jumps in density that characterize the presence of dense gas clouds around the supernova. We generated a series of models exploring different parameters such as magnetic field direction and radiative cooling initial time. Writing in the Python programming language we made our own post-processing tools of the model outputs to create synthetic maps of synchrotron emission, thermal X-ray emission and polarization following the steps established in the literature. We consider in our calculations the depolarization by internal Faraday rotation. We make comparisons of our results with analytical models and with numerical simulations to validate the execution of our tools.

Some factors that determine the morphology of a remnant are the properties of the medium in which it develops, due to the presence of large dense molecular clouds that would act as a barrier to the expanding material, or the presence of a strong magnetic field. We found that the orientation of the magnetic field strongly influences the morphology observed in radio: an orientation perpendicular to the line of sight will give a filled appearance while if the magnetic field is parallel to the line of sight we see a remnant without emission towards the center. On the other hand, in our simulations the X-ray emission is dominated by those regions of interaction of the shock wave with the dense material barriers causing a shell structure. For the degree of polarization, it must be considered that there are even more depolarization phenomena that have not been taken into account (e.g. Faraday depolarization by the medium between the source and the observer, depolarization by the bandwidth of the presence of a disordered magnetic field), so our estimate will always be greater than the observed value.

Finally, we found that the scenario that is in close agreement with the observations of 3C 397 among the models proposed and studied corresponds to the development of the explosion in the presence of a multiphase medium and a magnetic field perpendicular to the line of sight. We limited the participation of radiative cooling to $t > 2500$ years, when the shock wave has bounded off dense material sweeping the interior, with the purpose of decreasing the computation time of our model. Bearing in mind that there are many parameters to consider in our models and how rough is our approximation to the environment surrounding this SNR, we consider that as a first approximation we can clarify many key points of the problem and we open the way to continue with the study of this case.

Resumen

Las supernovas son explosiones estelares que ocurren al final de la vida de estrellas masivas por el colapso de su núcleo o cuando una enana blanca supera el límite de Chandrasekhar debido a la transferencia de masa en un sistema binario. Durante estas explosiones se liberan grandes cantidades de energía, calor y materia que enriquecen química y dinámicamente al medio interestelar de tal forma que se piensa que estas podrían actuar como catalizadores de la formación de nuevas estrellas. A las nubes de material eyectado y medio interestelar barrido por la onda expansiva de la explosión se les conoce como remanentes de supernova (RSN); son objetos extensos que destacan en observaciones a longitudes de onda de radio debido a la emisión de partículas relativistas aceleradas en presencia de un campo magnético, mecanismo de emisión conocido como sincrotrón. La naturaleza centralizada y expansiva de la evolución de las ondas de choque originadas por las supernovas hace que el problema esté bien estudiado en geometría esférica bajo condiciones ideales del medio ambiente, donde las RSN tendría una morfología circular en el plano del cielo. Sin embargo, dentro de los catálogos de supernovas de nuestra Galaxia destacan varias RSN que presentan en su morfología estructuras con bordes planos e incluso con forma de caja. Es el objetivo de este trabajo indagar sobre escenarios plausibles que puedan dar lugar a tales morfologías.

Para esto seleccionamos como objeto de estudio a la remanente de supernova 3C 397 que es una fuente brillante en radio y en rayos X, y destaca principalmente por su marcada morfología rectangular. Se le considera una remanente de supernova de morfología mixta ya que a las longitudes de onda de radio se presenta como una remanente de tipo cáscara y en rayos X presenta una morfología rellena según la banda de energía usada.

A fin de recuperar la morfología observada en radio y en rayos X para esta remanente de supernova realizamos simulaciones magnetohidrodinámicas en tres dimensiones con el código de simulación numérica PION y adaptamos el código fuente y las condiciones iniciales del modelo para inferir las condiciones que llevaron a la formación de 3C 397. Suponiendo que la remanente se desarrolla en un medio multifase, preparamos un dominio con saltos en densidad que caractericen la presencia de nubes de gas densas alrededor del punto de origen de la supernova. Generamos una serie de modelos explorando distintos parámetros de la simulación como la dirección del campo magnético y el tiempo inicial para considerar el enfriamiento radiativo. Escribiendo en el lenguaje de programación Python fabricamos nuestras propias herramientas

de post procesamiento de las salidas de los modelos para crear mapas sintéticos de la emisión sincrotrón, la emisión en rayos X térmicos y la polarización siguiendo los pasos establecidos en la literatura encontrada. Consideramos en nuestros cálculos la despolarización por rotación Faraday interna. Realizamos comparaciones de nuestros resultados con modelos analíticos y con simulaciones numéricas para validar la ejecución de nuestras herramientas.

Algunos de los factores que determinan la morfología de una remanente son las propiedades del medio en que se desarrolla, por la presencia de grandes nubes moleculares densas que harían de barrera para el material en expansión, o la presencia de un campo magnético fuerte. Encontramos que la orientación del campo magnético influye fuertemente la morfología observada en radio: una orientación perpendicular a la línea de visión propiciará una apariencia rellena mientras que un campo magnético paralelo a la línea de visión genera una remanente sin emisión hacia el centro. Por otro lado, en nuestras simulaciones la emisión en rayos X se ve dominada por aquellas regiones de interacción de la onda de choque con las barreras de material denso provocando una estructura de cáscara. Para el grado de polarización hay que considerar que hay aún más fenómenos de despolarización que no se han tomado en cuenta (como por ejemplo despolarización de Faraday por el medio entre la fuente y el observador, despolarización por el ancho de banda o la presencia de un campo magnético desordenado), por lo cual nuestra estimación siempre será mayor que el valor observado.

Al final, el escenario que mejor aproxima las observaciones de la RSN 3C 397 de entre los modelos planteados y estudiados corresponde al desarrollo de la explosión en presencia de un medio multifase y un campo magnético perpendicular a la línea de visión. Limitamos la participación del enfriamiento radiativo a tiempos mayores a $t \sim 2500$ años, cuando la onda expansiva del choque ha rebotado sobre el material denso barriendo hacia el interior de esta a fin de disminuir el tiempo de computo de la simulación. Teniendo en cuenta que son muchos los parámetros a considerar en nuestros modelos y lo burda que es nuestra aproximación al medio que rodea a esta RSN consideramos que como primera aproximación podemos aclarar bastantes puntos clave del problema planteado y se abre paso a continuar con el estudio de este caso.

Índice general

Índice general	vi
Índice de figuras	vii
1. Introducción	1
1.1. Remanentes de supernova	2
1.1.1. Clasificación de supernovas	4
1.1.2. Clasificación de remanentes de supernova	7
1.1.3. Evolución	8
1.2. RSN cuadradas	11
2. Objeto de estudio	13
2.1. RSN 3C 397	13
2.2. Estimados de distancia y edad	15
2.3. Origen de la RSN	16
2.4. Observaciones	17
2.5. Características importantes para el modelo	19
2.5.1. Índice espectral en radio	19
2.5.2. Polarización	21
3. Teoría de la evolución de las RSN	23
3.1. Ecuaciones de magnetohidrodinámica	23
3.2. Teoría de ondas de choque	24
3.3. Soluciones analíticas	27
3.3.1. Expansión libre	27
3.3.2. Expansión adiabática	28

3.3.3. Expansión radiativa	30
3.3.4. Mezcla con el MIE	30
4. Simulación numérica	32
4.1. El código PION	32
4.1.1. Características generales	33
4.1.2. Enfriamiento radiativo	35
4.2. Problemas varios implementados	35
4.2.1. Simulaciones de RSN en un medio uniforme	37
4.2.1.1. Resultados	39
4.2.2. Simulaciones de RSN con morfología de borde plano	45
5. Postprocesamiento	54
5.1. Mapas sintéticos de emisión sincrotrón	54
5.2. Mapas de emisión en rayos X sintéticos	58
5.3. Mapas sintéticos de polarización	62
6. Simulación MHD 3D de la RSN 3C 397.	65
6.1. Simulaciones de RSN con más de una barrera	65
6.2. Mapas sintéticos	70
6.2.1. Integración de un perfil de densidad no constante al código PION.	71
6.2.2. Integración de abundancias químicas de una RSN para la creación de mapas sintéticos de rayos X.	76
6.2.3. Integración de despolarización por rotación de Faraday	77
6.3. Simulación a mayor resolución para 3C 397	79
6.4. Resultados y discusión	81
7. Conclusiones	95
A. RSN con estructuras planas	98
B. Figuras: Densidad	102
C. Figuras: emisión sincrotrón sintética	107
D. Figuras: emisión sintética de rayos X	111

E. Resumen de corridas para 3C 397	115
F. Herramientas útiles	118
F.1. Pypion	118
F.2. Visit	118
Referencias	120

Índice de figuras

1.1. Imágenes de distintas remanentes de supernova.	3
1.2. Espectros de los distintos tipos de supernova.	5
1.3. Clasificación de supernovas.	7
1.4. Clasificación morfológica de remanentes de supernova.	9
2.1. 3C 397: emisión en rayos X por Chandra	14
2.2. 3C 397: Emisión en radio y en rayos X. Figuras tomadas del catálogo SNRcat.	18
2.3. 3C 397: emisión en IR por Spitzer y rayos X por Suzaku.	19
2.4. 3C 397: emisión en rayos X por Chandra.	20
2.5. 3C 397: Imagen del grado de polarización a 6 cm con el VLA.	22
3.1. Etapas de evolución de una remanente de supernova.	31
4.1. Curva de enfriamiento utilizada por el código PION en simulaciones con enfriamiento radiativo.	36
4.2. Simulación con PION de expansión de una onda de choque en medio uniforme: Densidad	40
4.3. Simulación con PION de la expansión de una onda de choque en medio uniforme: Presión	41
4.4. Comparación con soluciones analíticas: expansión libre y Sedov-Taylor	43
4.5. Comparación con soluciones analíticas: fase radiativa	44
4.6. Remanente de supernova CTB 109	46
4.7. Simulación con PION de CTB 109: Densidad	48
4.8. Simulación con PION de CTB 109: Presión	49
4.9. Cambio de presión, simulación realizada por Castellanos-Ramírez et al. [2021]	51
4.10. Simulación con PION de CTB 109 con enfriamiento radiativo: Densidad	52

4.11. Simulación con PION de CTB 109 con enfriamiento radiativo: Presión	53
5.1. Diagrama para calculo del ángulo oblicuo, extraído del trabajo de Esparza y Balogh [2001]	56
5.2. Mapas sintéticos de CTB 109: Emisión sincrotrón, caso <i>quiasiparalelo</i>	58
5.3. Mapas sintéticos de CTB 109: Emisión sincrotrón, caso <i>quiasiperpendicular</i>	59
5.4. Gráfica de la función de intensidad en rayos X generada con CLOUDY para diferentes temperaturas.	60
5.5. Mapas sintéticos de CTB 109: Emisión rayos X	61
5.6. Mapas sintéticos de CTB 109: Emisión rayos X con absorción	62
5.7. Mapas sintéticos de CTB 109: Emisión rayos X en distintas bandas de energía	63
5.8. Mapas sintéticos de CTB 109: Grado de polarización	64
6.1. Perfiles de la densidad columnar de 3C 397 con latitud y longitud	67
6.2. Condición inicial de la densidad para las simulaciones de la RSN 3C 397	68
6.3. Morfología de la emisión sintética en rayos X para el modelo ID=24 en distintas bandas de energía.	75
6.4. Comparación de la reducción del grado de polarización por rotación Faraday interna.	79
6.5. Comparación de la reducción del grado de polarización por rotación Faraday interna.	80
6.6. Simulación SN 3C 397 con enfriamiento: Densidad	83
6.7. Simulación SN 3C 397 sin enfriamiento: Emisión sincrotrón sintética.	87
6.7. Evolución de la emisión sincrotrón sintética para una longitud de onda de 20 cm con línea de visión perpendicular al plano XY para un tiempo de vida de la remanente inicial de $t \sim 1000$ años sin enfriamiento radiativo. Cada panel representa un incremento del tiempo de evolución de $t = 1000$ años (cont.)	88
6.8. Simulación SN 3C 397 con enfriamiento: Emisión sincrotrón sintética.	89
6.9. Simulación SN 3C 397 sin enfriamiento: Emisión de rayos X sintética en banda de altas energías.	90
6.10. Simulación SN 3C 397 sin enfriamiento: Emisión de rayos X sintética en banda de bajas energías.	91
6.11. Evolución del flujo integrado en rayos X para distintas bandas de energía.	92
6.12. Simulación SN 3C 397 con enfriamiento: fracción de polarización	93

6.13. Simulación SN 3C 397 con enfriamiento: fracción de polarización con rotación Faraday	94
A.1. Remanentes de supernova identificadas con bordes planos.	99
A.1. Mosaico de las distintas RSN del catálogo SNRcat donde identificamos visualmente por su emisión en radio y en rayos X estructuras planas. (Cont.)	100
A.1. Mosaico de las distintas RSN del catálogo SNRcat donde identificamos visualmente por su emisión en radio y en rayos X estructuras planas. (Cont.)	101
B.1. Simulación SN3C397 13 sin enfriamiento radiativo	103
B.2. Simulación SN3C397 13 con enfriamiento radiativo a un tiempo temprano.	104
B.3. Simulación SN3C397 13 incluyendo enfriamiento a un tiempo medio.	105
B.4. Simulación SN3C397 13 con enfriamiento radiativo en un tiempo tardío.	106
C.1. Simulación SN 3C 397 ID=14 Stokes I	108
C.2. Simulación SN 3C397 ID=15 Stokes I	109
C.3. Simulación SN 3C397 ID=16 Stokes I	110
D.1. Simulación SN 3C 397 ID=14 Rayos X	112
D.2. Simulación SN 3C 397 ID=15 Rayos X	113
D.3. Simulación SN 3C 397 ID=16 Rayos X	114

Introducción

La curiosidad es la cualidad más importante del ser humano. Esta nos motiva a la observación, investigación y estudio de todo lo que nos rodea permitiendo la evolución del conocimiento y de nuestra forma de entender al Universo. Así, el descubrimiento de las supernovas marcó un punto de separación en la forma en la cual se hacía observación astronómica. En 1572, el astrónomo Tycho Brahe, en quien coexistían la superstición y la razón y que dedicaba gran parte de su tiempo al dictado de horóscopos, presencié el surgimiento de una estrella mucho más brillante que Venus ahí donde antes no había ninguna y cuyo brillo empezó a menguar con el paso de los meses. Esta observación desmontaba la fuerte creencia de la época en un universo inmutable. Un año después, Tycho publicó observaciones detalladas de la aparición de este objeto y el cambio de su brillo en su libro *De nova stella* traducido del latín como “La estrella nueva”, dando nombre a este nuevo fenómeno de “estrellas nuevas” o simplemente novae. Actualmente sabemos que al contrario de lo que indica el nombre dado a estos fenómenos, lo que realmente se presencié fue la muerte de un objeto estelar. Se distingue entre dos fenómenos en apariencia similares pero que se observan con magnitudes absolutas diferentes: se llaman novae a los menos luminosos, y supernovas a los más luminosos, término acuñado por Walter Baade y Fritz Zwicky. El registro de estas observaciones fue el primer paso hacia una astronomía más rigurosa, que buscaría respuestas alejadas del misticismo que rondaba la época.

1.1. Remanentes de supernova

Las supernovas (SN) son explosiones estelares durante las cuales se liberan grandes cantidades de energía mecánica, típicamente del orden de 10^{51} erg. Estos eventos pueden observarse desde la Tierra a simple vista como la aparición de una estrella nueva muy brillante debido a que tienen luminosidades de hasta 10^{10} veces la luminosidad del Sol y permanecen brillando desde unos meses hasta 1 año [Pols, 2011; Stephenson y Green, 2002]. Ocurren debido al colapso gravitacional del núcleo de estrellas masivas al final de su vida o por la explosión termonuclear de enanas blancas que pertenecen a un sistema binario al acretar masa de su compañera y rebasar el límite de Chandrasekhar (que es la masa máxima que puede tener el remanente estelar degenerado y no colapsar). Estas explosiones nutren al medio interestelar (MIE) de energía, calor y de los elementos químicos pesados que se habían generado dentro de la progenitora en las etapas previas de su evolución, formando así un papel importante en la dinámica y química del medio interestelar y muy probablemente en la catálisis de la formación estelar [Opik, 1953; Vanhala y Cameron, 1998; Wootten, 1978].

A la nube de material eyectado y MIE barrido por la onda de choque expansiva de la explosión (en algunas ocasiones junto con un objeto estelar compacto, como una estrella de neutrones o un agujero negro) se le conoce como remanente de supernova (RSN). Estos objetos radian su energía a todas las longitudes de onda del espectro electromagnético, pero destacan observacionalmente en el rango del radio dada su naturaleza como aceleradores de partículas [Berezhko y Völk, 2004], produciendo emisión no térmica o emisión sincrotrón; que si bien se observa prácticamente en cualquier rango del espectro electromagnético, como por ejemplo la emisión óptica de la RSN de la Nebulosa del Cangrejo [Condon y Ransom, 2016], domina en las longitudes de onda de radio. Esta emisión es producida por partículas cargadas (principalmente electrones) que se mueven a velocidades relativistas (es decir, velocidades cercanas a la velocidad de la luz) en presencia de un campo magnético que es comprimido por el frente de choque de la onda expansiva desencadenada por la explosión, así que las partículas experimentarán una fuerza que las hará moverse en espiral alrededor de las líneas del campo emitiendo radiación electromagnética.

Si bien hay registros históricos de observaciones de supernovas desde el año 4 500 antes de la era común [Joglekar *et al.*, 2011], no fue hasta 1938 que Baade [1938] identificó por primera

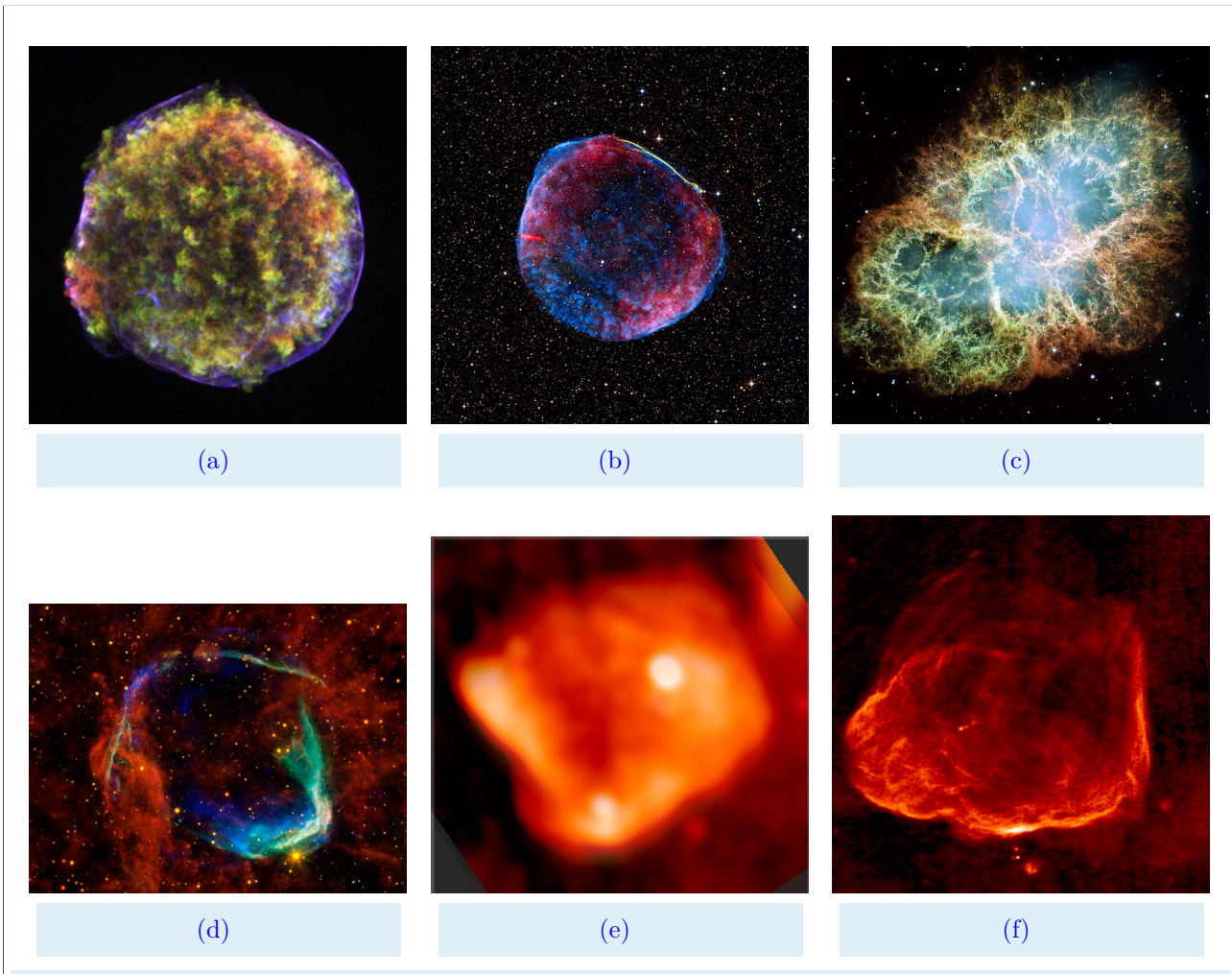


Figura 1.1: Mosaico de distintas imágenes de RSN a fin de evidenciar las variadas formas y estructuras que presentan estos objetos. a) RSN de Tycho en rayos X desde el observatorio Chandra. Los colores corresponden a las bandas de energía: 0.95-1.26 keV (rojo), 1.63-2.26 keV (verde), 4.1-6.1 keV (azul). Imagen de NASA/CXC/Rutgers/Warren *et al.* [2005].- <http://chandra.harvard.edu/photo/2005/tycho/>. b) Imagen compuesta de la RSN 1006 con observaciones en rayos X (azul), radio (rojo) y óptico (amarillo). Crédito: X-ray: NASA/CXC/Rutgers/G.Cassam-Chenai, J.Hughes et al.; Radio: NRAO/AUI/NSF/GBT/VLA/Dyer, Maddalena & Cornwell; Optical: Middlebury College/F.Winkler, NOAO/AURA/NSF/CTIO Schmidt & DSS. c) Imagen compuesta de la RSN de la Nebulosa del Cangrejo en rangos de rayos X (azul-morado), óptico (verde) e infrarrojo (rojo). Crédito: X-ray: NASA/CXC/ASU/J.Hester et al.; Optical: NASA/ESA/ASU/J.Hester & A.Loll; Infrared: NASA/JPL-Caltech/Univ. Minn./R.Gehrz d) Imagen en infrarrojo de la RSN SNR 315.0–02.3 combinando datos del Telescopio Espacial Spitzer de la NASA y del *Wide-field Infrared Survey Explorer* (WISE). Imagen de NASA/JPL-Caltech/UCLA - WISE, Dominio público, <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=17141291> e) Emisión en radio de la RSN G323.5+00.1 a 0.843 GHz usando el telescopio MOST (por *Molonglo Observatory Synthesis Telescope*). Obtenida de SNRcat-High Energy Observations of Galactic Supernova Remnants [Ferrand y Safi-Harb, 2012]–<http://www.physics.umanitoba.ca/snr/SNRcat> f) Imagen en radio de la RSN G018.8+00.3 a 21 cm por el VLA. Obtenida de SNRcat-High Energy Observations of Galactic Supernova Remnants [Ferrand y Safi-Harb, 2012]–<http://www.physics.umanitoba.ca/snr/SNRcat>

vez a una nebulosa, la Nebulosa del Cangrejo, como una remanente de supernova. Este hecho se debe a que no siempre hay emisión óptica asociada a la remanente de una supernova, y si lo hay esta es de baja magnitud, como es el caso del RSN 1006 que podemos observar en la Figura 1.1b y donde la emisión en el visible es solo un filamento. Así, fue hasta el desarrollo de la radioastronomía que se tuvo evidencia de la existencia de más de estos objetos permitiendo la creación y expansión de catálogos de remanentes de supernova.

La emisión de las RSN también tiene su contraparte térmica, observada en el rango de los rayos X suaves. Esta emisión es producida por el proceso térmico de emisión libre-libre o bremsstrahlung y por la emisión en líneas debido a la presencia de iones de carbono, nitrógeno, oxígeno, hierro, etc. [Castelletti, 2013; Vink, 2012]. El primero ocurre cuando una partícula, por ejemplo un electrón, se acerca a otra partícula cargada eléctricamente. La interacción eléctrica entre ambas partículas provoca un cambio en la velocidad del electrón, ya sea en la dirección de su trayectoria o en la magnitud de su velocidad, y la emisión de radiación. La emisión por líneas en las RSNs resulta de la excitación colisional de los iones. En la Figura 1.1b presentamos una imagen compuesta en rayos X, radio y el óptico de la RSN 1006.

A longitudes de onda que caen en el rango del espectro electromagnético del infrarrojo la emisión usualmente se asocia al polvo interestelar calentado por el paso del frente de choque. Actualmente también se han identificado algunas remanentes de supernova que son fuentes de rayos gamma. Esta radiación se produce por las partículas relativistas aceleradas por el choque o por material que choca con un medio ambiente denso. Dubner [2016] describe de forma más extensa la emisión de las remanentes de supernova en los distintos rangos del espectro electromagnético.

1.1.1. Clasificación de supernovas

Históricamente las supernovas han sido fenómenos observacionalmente importantes debido a la gran cantidad de luz óptica que radian, esto corresponde a una cantidad de energía de 10^{49} erg; el 1% de la energía cinética inicial [Petschek, 2012]. Así que la primera forma en que los astrónomos estudiaron estos fenómenos fue a través de la variación del brillo de la “nueva estrella” con el tiempo. A este gráfico se le conoce como curva de luz, y generalmente se construye midiendo la magnitud aparente o la luminosidad de la luz observada desde el momento

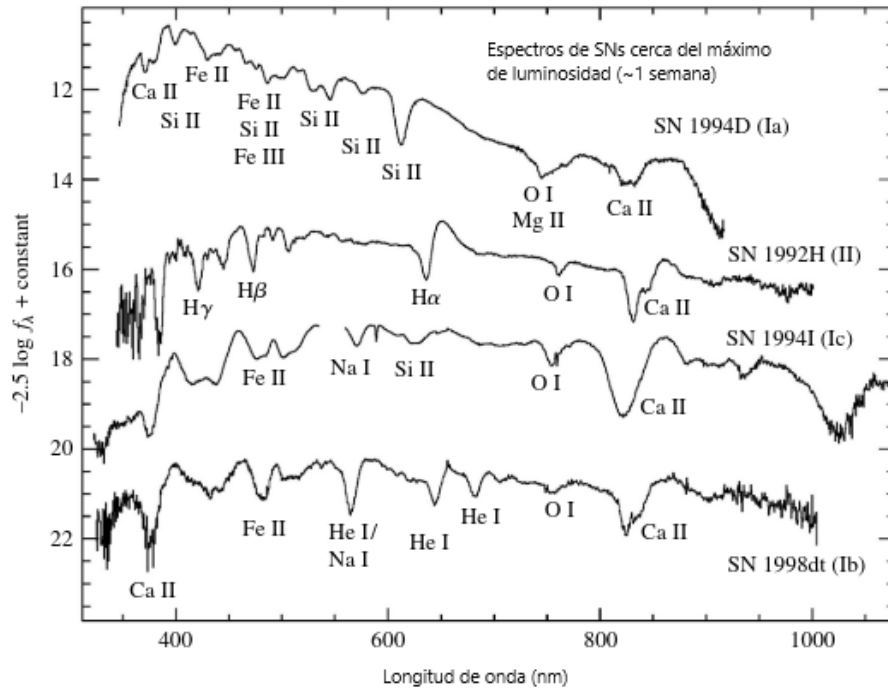


Figura 1.2: Ejemplos de espectros de los distintos tipos de supernovas. La imagen figura en la página 584 del libro de Carroll y Ostlie [2017]

de máxima luminosidad, instante al cual la mayoría de las supernovas son descubiertas debido a que antes de esto el incremento de brillo puede pasar desapercibido. Las curvas de luz de distintas supernovas parecían acomodarse en dos grupos: i) Aquellas que presentan un máximo muy marcado. Luego del punto máximo de luminosidad experimentan un rápido decaimiento del brillo, luego de los 40 días experimenta una pequeña subida y continúa la disminución del brillo de forma lineal [Bersten y Mazzali, 2017; Petschek, 2012]. ii) Aquellas cuya cresta del valor máximo no es tan pronunciada y el decaimiento del brillo sigue una tendencia más plana que en el primer caso mencionado. Estas descripciones son generales y los tiempos y pendientes dependen fuertemente de la energía total liberada, la cantidad de masa eyectada, el perfil de densidad de la progenitora y sus abundancias químicas. Además, ahora sabemos que la forma de estas curvas de luz se debe al decaimiento radiactivo de isótopos de níquel a cobalto y luego a hierro [Colgate y McKee, 1969]. Al obtener el espectro electromagnético de la supernova cerca de este tiempo de máximo brillo se establece una clasificación en tipos I o II según la ausencia o presencia de líneas de hidrógeno, respectivamente. Estos espectros se caracterizan por perfiles

conocidos como perfiles P-Cygni, los cuales se presentan al observar a través de una delgada capa de gas en expansión al borde de la fuente [Kudritzki y Puls, 2000].

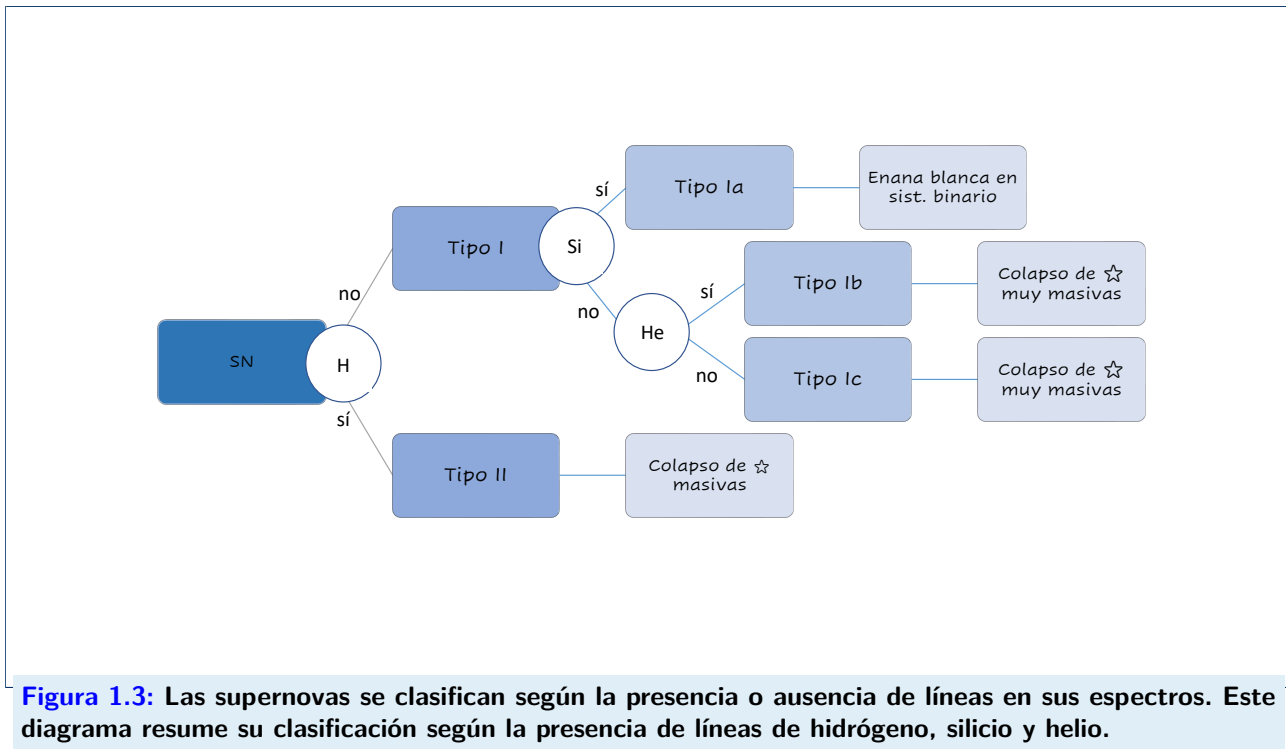
Actualmente se considera una subclasificación de las supernovas tipo I en a, b y c según la presencia o ausencia de otras líneas espectrales. En Maeder [2008] y Pols [2011] encontramos una descripción de los rasgos espectrales más importantes de estas y en la Figura 1.2, tomada de Carroll y Ostlie [2017], mostramos ejemplos de los distintos tipos de espectros. En resumen, en los espectros de las supernovas Tipo Ia resalta la falta de líneas de hidrógeno y la presencia de fuertes líneas de Si II. Las tipo Ib presentan espectros con ausencia de líneas de hidrógeno pero fuertes líneas de helio, oxígeno, calcio y magnesio. Las remanentes de tipo Ic tienen las características espectrales mencionadas para las supernovas tipo Ib con la diferencia de que las líneas de helio están ausentes. Finalmente aquellas clasificadas como tipo II presentan en sus espectros fuertes líneas de hidrógeno como principal característica aunque también las líneas de otros elementos como calcio, oxígeno y magnesio están presentes después de algunas semanas, cuando el gas en expansión se vuelve ópticamente delgado y podemos mirar más hacia el interior de las capas de material eyectado [Petschek, 2012, hace una descripción detallada de los espectros de distintos tipos de remanentes de supernova en el punto de máxima luminosidad y en la etapa final de la supernova].

Las explosiones en supernova de tipo II ocurren principalmente en los brazos de galaxias espirales, ahí donde se están llevando a cabo procesos de formación estelar así que se asocian al colapso de núcleo que ocurre al final de la corta vida de estrellas masivas que aún conservan una envoltura rica en hidrógeno y durante la explosión la masa eyectada puede ir desde las 5 M_{\odot} hasta 20 M_{\odot} [Draine, 2010].

Tanto las supernovas de tipo Ib como las tipo Ic están asociadas a un origen de colapso de núcleo de estrellas muy masivas ($25 M_{\odot} < M < 40 M_{\odot}$), muy calientes y muy luminosas [llamadas estrellas Wolf-Rayet, ver Georgy *et al.*, 2009; Pols, 2011] que ya han consumido el hidrógeno en su envoltura ya que se encuentran también en regiones de formación estelar.

Las supernovas Tipo Ia se detectan tanto en galaxias espirales como elípticas que al contar con poblaciones estelares viejas sugieren que sus progenitoras eran objetos de baja masa con una vida larga concluyendo así un origen de explosiones termonucleares cuando en un

sistema binario una enana blanca alcanza la masa crítica de Chandrasekhar por la acreción del material de su astro compañero o por la fusión de dos enanas blancas en un sistema binario [Pols, 2011]. A estas supernovas se les asocia una masa eyectada de entre una y 1.4 M_{\odot} [Draine, 2010]. La Figura 1.3 resume los rasgos más importantes de los diferentes tipos de SN.



1.1.2. Clasificación de remanentes de supernova

Una clasificación que surge naturalmente desde que se obtuvieron las primeras observaciones de remanentes de supernova es según su morfología. Esta es una clasificación útil sobre todo para aquellas RSN viejas donde no siempre es posible rastrear el tipo de explosión que la originó y antes del desarrollo de técnicas e instrumentos necesarios para la obtención de espectros con buena resolución. La clasificación según la morfología en radio es en tres tipos: las de tipo cáscara (shell), aquellas con centro relleno o pleriónicas (plerion) y las compuestas (composite). Luego se añade la clasificación de morfología mixta, también referidas como remanentes de supernova de composición térmica (thermal composite) [Bamba y Williams, 2022; Dubner y

[Giacani, 2015](#); [Weiler y Sramek, 1988](#)].

Las RSN tipo cáscara se observan en el plano del cielo con la forma de un anillo, resultado de la proyección en 2 dimensiones de una cáscara esférica formada por el frente de choque. Nuevamente, se trata del mecanismo de emisión sincrotrón, siendo el frente de choque el culpable de la aceleración de las partículas responsables de tal emisión [[Drury, 1996](#)]. Las remanentes rellenas se observan como discos y el responsable de la emisión en radio sincrotrón en la mayoría de los casos es un pulsar que queda como remanente durante la supernova, sin embargo hay muchas RSN rellenas en las que aún no se ha detectado la presencia de un pulsar [[Safi-Harb, 2012](#)].

Las remanentes compuestas son aquellas en las que se identifican dos estructuras, una estructura de cáscara y un disco. La clasificación como morfología mixta aparece un poco más tarde, cuando se empezaron a observar estos objetos a distintas longitudes de onda y fue evidente que la forma de la remanente es dependiente del rango del espectro en que observamos. Así, a aquellas remanentes que presentan una morfología de disco en rayos X y de una cáscara en frecuencias de radio se les llamó de morfología mixta o de composición térmica debido al origen térmico de la emisión en rayos X [[Rho y Petre, 1998](#)]. En la Figura 1.4 se muestra un dibujo para ilustrar estas características. Sin embargo, esta clasificación no engloba todas las formas observadas en remanentes de supernova como aquellas con forma de barril o con forma cuadrada. Aún no se tiene la certeza de que condiciones favorecen la formación de estas estructuras y por ello en este trabajo investigamos sobre estas últimas.

1.1.3. Evolución

Con la explosión de supernova parte del material del astro progenitor es eyectado a grandes velocidades de hasta 10000 km s^{-1} . Estos valores son mayores que la velocidad del sonido en el medio ambiente, que es de alrededor de 10 km s^{-1} para una temperatura de $\sim 10^4 \text{ K}$ correspondiente a gas HII (gas fotoionizado) [[Draine, 2010](#)], propiciando así la formación de una onda de choque supersónica cuya evolución depende de las características físicas del medio, principalmente de la densidad de este. Esta evolución se divide en cuatro etapas, como propuso [Woltjer \[1972\]](#), con el único fin de simplificar su estudio, ya que la transición de una fase a otra no se da en los mismos tiempos para todas las remanentes y pueden incluso no ocurrir u ocurrir

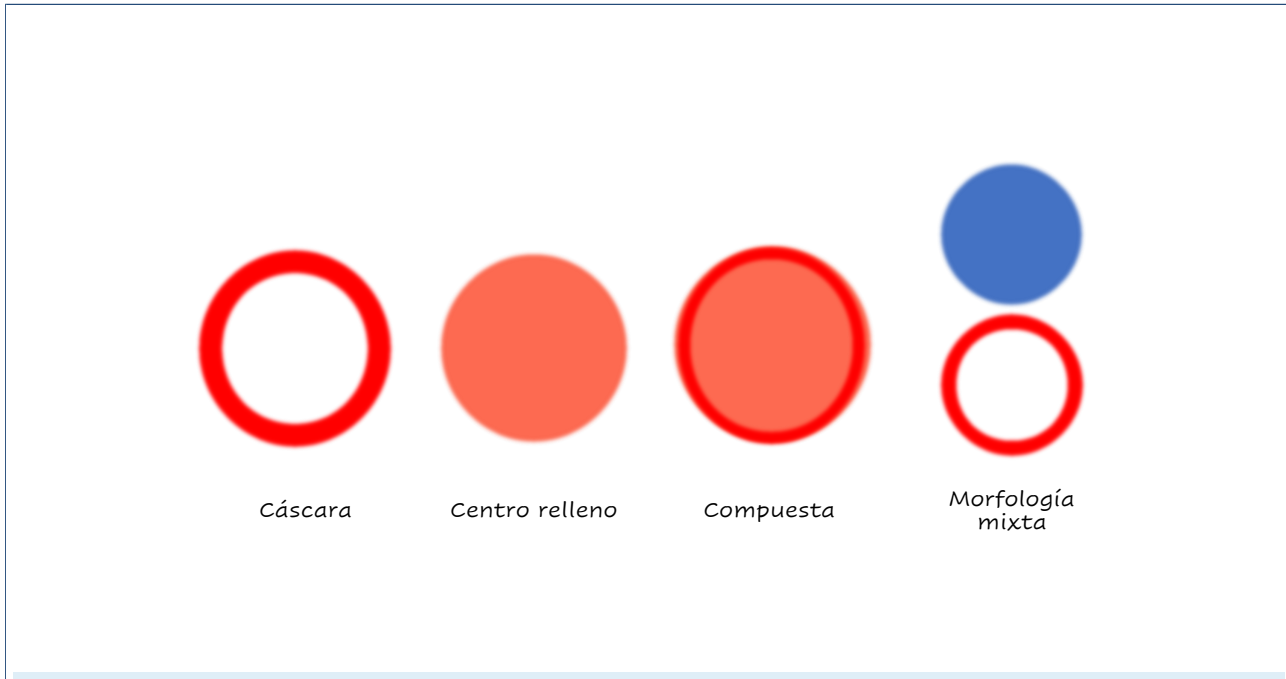


Figura 1.4: Las remanentes de supernova se clasifican según su morfología en radio, aunque más tarde se añade la clasificación de morfología mixta, que además de considerar la forma en radio toma en cuenta la morfología en rayos X de la RSN.

simultáneamente en diferentes regiones de una misma remanente [Dubner y Giacani, 2015; Jones *et al.*, 1998]. Estas fases son la fase de expansión libre, la fase adiabática (también conocida como fase de Sedov-Taylor), la fase radiativa y la fase de dispersión o mezcla. Son muchos los trabajos dedicados a la descripción de estas fases y al estudio de soluciones analíticas y numéricas, como por ejemplo los trabajos de Chevalier [1982], Truelove y McKee [1999], Ferreira y De Jager [2008], Dubner y Giacani [2015] y Vink [2020].

Fase de expansión libre: En las primeras dos fases las pérdidas de energía por radiación son insignificantes. Durante la primera fase la onda de choque formada por la explosión se mueve en el medio interestelar con velocidad supersónica, el material del medio es acelerado y calentado por el paso de la onda de choque y se ve comprimido detrás del frente de choque, llamado también choque principal, pero aún la masa eyectada domina sobre la masa barrida por la onda de choque. A su vez, el medio ambiente chocado empuja hacia atrás al material eyectado formando un choque que viaja hacia el interior de la remanente y se le denomina “choque de reversa”. Se forma una estructura de dos choques separados por una discontinuidad de contacto o superficie que separa a los dos gases chocados, que adquieren diferente densidad y

diferente temperatura pero alcanzan la misma presión térmica y la misma velocidad. Durante esta fase la energía cinética de la eyecta es convertida en energía térmica. El choque de reversa es el principal agente responsable de la desaceleración de la eyecta [Truelove y McKee, 1999].

Cuando la masa barrida por la onda de choque se vuelve mayor que la masa eyectada consideramos el final de la primer fase, así que al igualar las masas podemos encontrar que esto ocurre a un tiempo tal que

$$t \approx 190 \times 10^4 \left(\frac{M_e}{M_\odot} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{n_0}{\text{cm}^{-3}} \right)^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{v}{\text{km s}^{-1}} \right)^{-1} \text{ años.} \quad (1.1)$$

Para valores típicos de masa eyectada (M_e) por una supernova de tipo Ia de $1.2M_\odot$, velocidad de expansión (v) y densidad del medio ambiente (n_0) de 10^4 km s^{-1} y 1 cm^{-3} respectivamente, esta fase habrá durado alrededor de 200 años.

Fase de expansión adiabática: Durante el inicio de la segunda etapa la expansión se produce por la presión térmica del gas calentado por las ondas de choque. A esta fase se le conoce también como la fase de Sedov-Taylor dado que la dinámica del gas en esta etapa puede describirse de forma aproximada con la solución analítica autosimilar para la expansión de un choque esférico fuerte desarrollada de manera independiente por John von Neumann, Leonid Sedov y Geoffrey Taylor [Sedov, 1946; Taylor, 1950; Von Neumann, 1963]. En la Figura 1.1a mostramos la remanente de la SN observada por Tycho, en esta se evidencia el desarrollo simétricamente esférico durante esta fase.

El gas caliente del interior de la remanente se encuentra a $\sim 10^7 \text{ K}$ justo detrás de la onda de choque [Dyson, 1987; Velázquez, 1999]; empiezan los procesos de enfriamiento en esta delgada y densa capa detrás del frente de choque. El enfriamiento del gas es por la expansión que ocurre hasta que la velocidad de expansión decae hasta $\sim 200 \text{ km s}^{-1}$, punto al cual la temperatura alcanza un valor crítico de 10^6 K , que corresponde con el pico máximo de la curva de enfriamiento, donde este se vuelve más eficiente. Para una densidad del medio ambiente de 1 cm^{-3} esto ocurre a un tiempo de $\sim 4 \times 10^4$ años [Draine, 2010].

Fases radiativa y de mezcla: Entonces, cuando las pérdidas radiativas se vuelven importantes inicia la tercer fase. Durante esta la remanente continua expandiéndose por conservación del

momento total generado durante la evolución [Bandiera y Petruk, 2004; Raga *et al.*, 2012]. Finalmente la onda de choque, que va desacelerando gradualmente hasta alcanzar velocidades típicas del gas en el medio interestelar de hasta 10 km s^{-1} , se mezcla con el MIE en un tiempo de $\sim 10^6$ años.

1.2. RSN cuadradas

La naturaleza centralizada de la explosión y la tendencia esféricamente simétrica de la expansión del frente de choque hace que las remanentes de supernova presenten una morfología circular cuando se desarrollan en condiciones ideales de un medio uniforme, como lo estudian Jiménez *et al.* [2019] para distintas densidades del medio ambiente. Sin embargo, tales condiciones pocas veces se presentan en un medio interestelar formado por nubes de gas con distintas condiciones físicas. Así, la morfología de una remanente de supernova puede verse afectada por grandes nubes de material denso y grumos densos de gas o polvo y por lo tanto un estudio de esta nos revela la estructura del medio interestelar. En la Figura 1.1 presentamos varias RSN para evidenciar lo variada que puede llegar a ser su morfología y estructura.

Otro factor que puede afectar la morfología de una remanente de supernova es la presencia de un campo magnético fuerte o el desarrollo de la remanente dentro de una burbuja de viento estelar tallada por la estrella progenitora. Este último escenario ha sido explorado en distintos trabajos [p. ej. Meyer *et al.*, 2022; Tenorio-Tagle *et al.*, 1990; van Marle *et al.*, 2015] y particularmente en el trabajo reciente de Velázquez *et al.* [2023] para explicar la morfología rectangular y tipo-jet de algunas RSN. Entonces, son muchos los factores que contribuyen a dar forma a las RSN por lo que resulta interesante investigar cuáles escenarios pueden fomentar una forma tan peculiar como lo es la forma rectangular de algunas remanentes observadas.

Para el desarrollo de este trabajo consultamos el catálogo SNRcat-High Energy Observations of Galactic Supernova Remnants (SNRcat), un catálogo público online de remanentes de supernova de altas energías en nuestra Galaxia publicado por el Departamento de Física y Astronomía de la Universidad de Manitoba (UofM) [Ferrand y Safi-Harb, 2012]. En este catalogo figuran 383 objetos; en 36 de ellos identificamos visualmente la presencia de estructuras planas (ver Apéndice A), y de estos ~ 9 presentan una morfología rectangular. Entonces del total de objetos registrados en el catalogo SNRcat consideramos que el $\sim 2\%$ presenta una morfología

marcadamente rectangular (cabe mencionar que las figuras presentadas en tal catálogo fueron obtenidas con distintos instrumentos y por lo tanto tienen distintas resoluciones; esto dificulta nuestra interpretación de la morfología en aquellas imágenes con baja resolución o que presentan ruido del instrumento utilizado) como por ejemplo las RSN mostradas en los paneles [1.1d](#), [1.1e](#), [1.1f](#) y la RSN 3C 397, cuyo estudio corresponde a este trabajo. En el Apéndice [A](#) mostramos los remanentes de supernova del catálogo SNRcat que encontramos muestran estructuras planas en su emisión en radio y/o rayos X.

Objeto de estudio

La firma característica del final de la vida de una estrella (masiva o enana blanca en un sistema binario) es una remanente de supernova, y si mediante un estudio del espectro de la supernova podemos conocer sobre la progenitora de esta, un estudio de la morfología de su remanente podría revelarnos información importante del medio en el cual evoluciona. A fin de indagar más en los escenarios que podrían moldear remanentes de supernova con morfologías rectangulares escogemos como objeto de este estudio a la RSN 3C 397 así que dedicamos este capítulo a la descripción de tal objeto y recopilación de bibliografía relevante.

2.1. RSN 3C 397

El objeto G 41.1–0.3, también identificado como 3C 397, es una remanente de supernova que presenta una morfología inusualmente rectangular como puede verse en la Figura 2.1. Su peculiar forma lo hace un objeto interesante para este estudio. Esta remanente fue detectada por primera vez a 159 MHz por el interferómetro de Cambridge por lo que figura en el Tercer catálogo de Cambridge de radiofuentes publicado en 1959 [Bennett y Simth, 1962; Edge *et al.*, 1959]. Se desarrolló en la Vía Láctea y podemos ubicarla en la esfera celeste en la constelación de Aquila en las coordenadas Galácticas (041.1213, -0.3066). Tiene un tamaño angular de 4.5 minutos de arco para el eje mayor y de 2.5 minutos de arco para el eje menor.

Es una fuente brillante en radio y en rayos X; se muestra como una remanente de tipo cáscara a longitudes de onda de radio y como una remanente rellena en rayos X, por lo que su clasificación es de remanente de morfología mixta. Además, presenta una marcada morfología de caja en ambos regímenes del espectro. A la fecha no se ha encontrado algún remanente estelar (pulsar o estrella de neutrones) asociado a esta RSN.

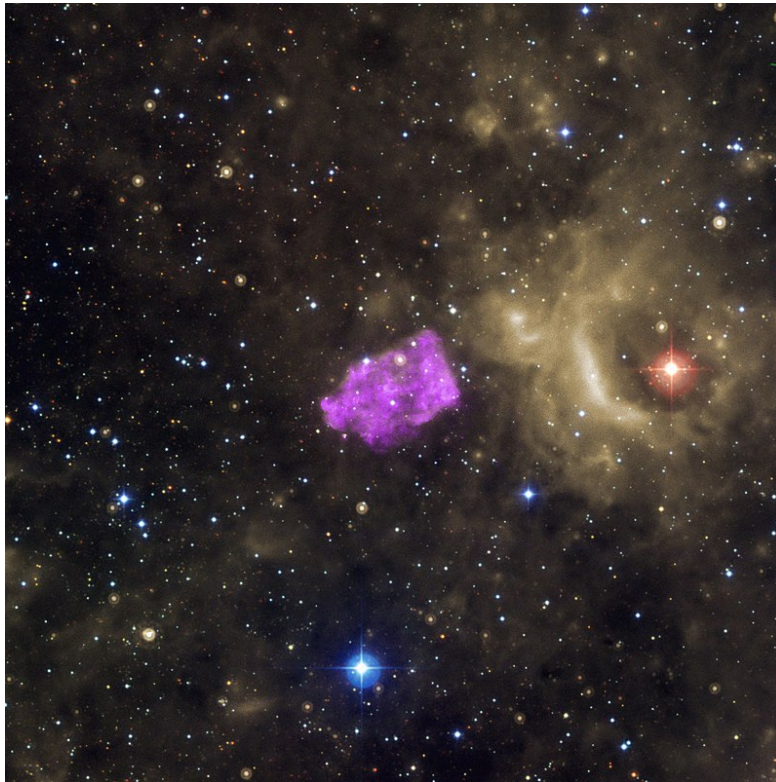


Figura 2.1: Imagen compuesta en emisión infrarroja de Spitzer (amarillo) y emisión en el visible del Digitized Sky Survey (rojo, verde y azul) de la remanente de supernova 3C 397 y sus alrededores. También se observa la emisión en rayos X detectada por Chandra (lila). De NASA/CXC/Univ of Manitoba/Safi-Harb *et al.* [2005], Optical: DSS, Infrared: NASA/JPL–Caltech—https://www.nasa.gov/mission_pages/chandra/multimedia/unusual-supernova-remnant.html, Dominio público, <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=110423079>

2.2. Estimados de distancia y edad

Es importante contar con una buena estimación de la distancia a este objeto para determinar otras propiedades físicas intrínsecas y relativas a su estado de evolución como por ejemplo su luminosidad, tamaño físico, etc. [Dubner y Giacani, 2015]. En la literatura destacan dos trabajos cuyos resultados son más o menos consistentes entre sí. Primero Jiang *et al.* [2010] infiere una distancia de ~ 10.3 kpc a partir de un estudio de la cinemática de la cavidad de gas molecular asociada a esta remanente con observaciones de las líneas ^{12}CO ($J = 1-0$) y ^{13}CO ($J = 1-0$) obtenidas con el telescopio de longitud de onda milimétrica de 13.7 m del observatorio de la Montaña Púrpura en Delingha (PMOD), en China. Un ensanchamiento de la línea de ^{12}CO en una de las componentes de la nube molecular que presenta una velocidad sistémica de 32 km s^{-1} sugiere la existencia de interacción entre la remanente de supernova y esta componente de la nube molecular. Al aplicar una curva de rotación de Clemens [1985] la velocidad sistémica de 32 km s^{-1} corresponde a una distancia de 10.3 kpc luego de considerar también la medida de auto-absorción de HI. Este valor de distancia implica una extensión de la remanente de $\sim 14 \times 9$ pc.

Por otro lado Leahy y Ranasinghe [2016] estiman como límites inferior y superior para la distancia a 3C 307 los valores de 6.3 ± 0.1 kpc y 10.4 ± 0.3 kpc respectivamente, de un estudio del espectro en absorción de HI usando datos del continuo en radio a 1420 MHz y de la línea HI del VLA aplicando un modelo de curva de rotación circular con velocidad constante. Además, del ajuste de modelos que incluyan la fase de expansión libre y la fase de Sedov-Taylor [como son descritas por Truelove y McKee, 1999] obtienen distancias en el rango de 8 a 9.7 kpc. Lo que implica una edad estimada de 1350 y 1759 años para una energía típica de la explosión de $\sim 10^{51}$ erg. En contraste, Safi-Harb *et al.* [2005] encuentran que una edad de ~ 5300 años para esta RSN es consistente con su estudio espectral a distintas longitudes de onda.

Posteriormente Ranasinghe y Leahy [2018] revisan nuevamente las distancias cinemáticas a 21 remanentes de supernova, entre ellas la de 3C 397, analizando nuevamente observaciones de la línea a 21 cm de HI y la línea ^{13}CO pero actualizando la curva de rotación Galáctica por la Curva de Rotación Universal (URC) de Persic *et al.* [1996]. El nuevo valor inferido para la distancia a esta remanente es de $\sim 8.5 \pm 0.5$ kpc.

En esta tesis adoptamos una distancia de 10.3 kpc a la RSN 3C 397 para ser congruentes con el trabajo de [Jiang *et al.* \[2010\]](#) debido a que usaremos otros parámetros de su estudio para establecer las condiciones iniciales de nuestra simulación.

2.3. Origen de la RSN

El origen de esta remanente aún no es claro. En el trabajo de [Martínez-Rodríguez *et al.* \[2020\]](#) se lleva a cabo un estudio del espectro en rayos X desde 0.7 a 19 keV obtenido con Suzaku de la RSN y las abundancias de metales como magnesio, silicio, cromo, hierro y níquel entre otros; concluyendo que esta remanente es de Tipo Ia por medio de la comparación con espectros sintéticos predichos por modelos teóricos. Por otro lado, dada la proximidad de la remanente a nubes moleculares se ha llegado a sugerir un origen de colapso de núcleo para este objeto [[Safi-Harb *et al.*, 2000](#)].

Recordemos que una SN tipo Ia es la explosión termonuclear de una enana blanca típicamente compuesta de carbono y oxígeno que se encuentra acretando material de un astro compañero hasta que rebasa la masa de Chandrasekhar, de $1.4M_{\odot}$, a la cual comienza la ignición del carbono, que a su vez desencadena la incineración del material en el núcleo de la enana blanca terminando principalmente con una composición de níquel, por lo que de esta explosión se producen principalmente metales pesados como hierro y níquel [[Pols, 2011](#)]. Por otro lado, las supernovas cuyo origen es el colapso del núcleo de estrellas masivas ocurren cuando el núcleo, formado en este punto de su vida principalmente de hierro, no puede contrarrestar su gravedad por la liberación de energía por fusión nuclear (debido a que la fusión del hierro requiere absorber energía en vez de liberarla). Entonces, se detienen los procesos de fusión provocando la implosión del núcleo y el posterior desprendimiento de las capas externas de la estrella compuestas de hidrógeno, helio, carbono, oxígeno y silicio; así que la explosión producirá principalmente metales como carbono y oxígeno [[Woosley y Janka, 2005](#)].

Siguiendo el razonamiento anterior, las abundancias químicas o presencia de ciertos elementos puede ser un fuerte indicador del origen de una supernova si se cuenta con buenas resoluciones espectrales. Sin embargo, es cierto que la presencia en los alrededores de una RSN de grandes nubes moleculares con fuerte actividad de formación estelar podría indicar que el origen de la

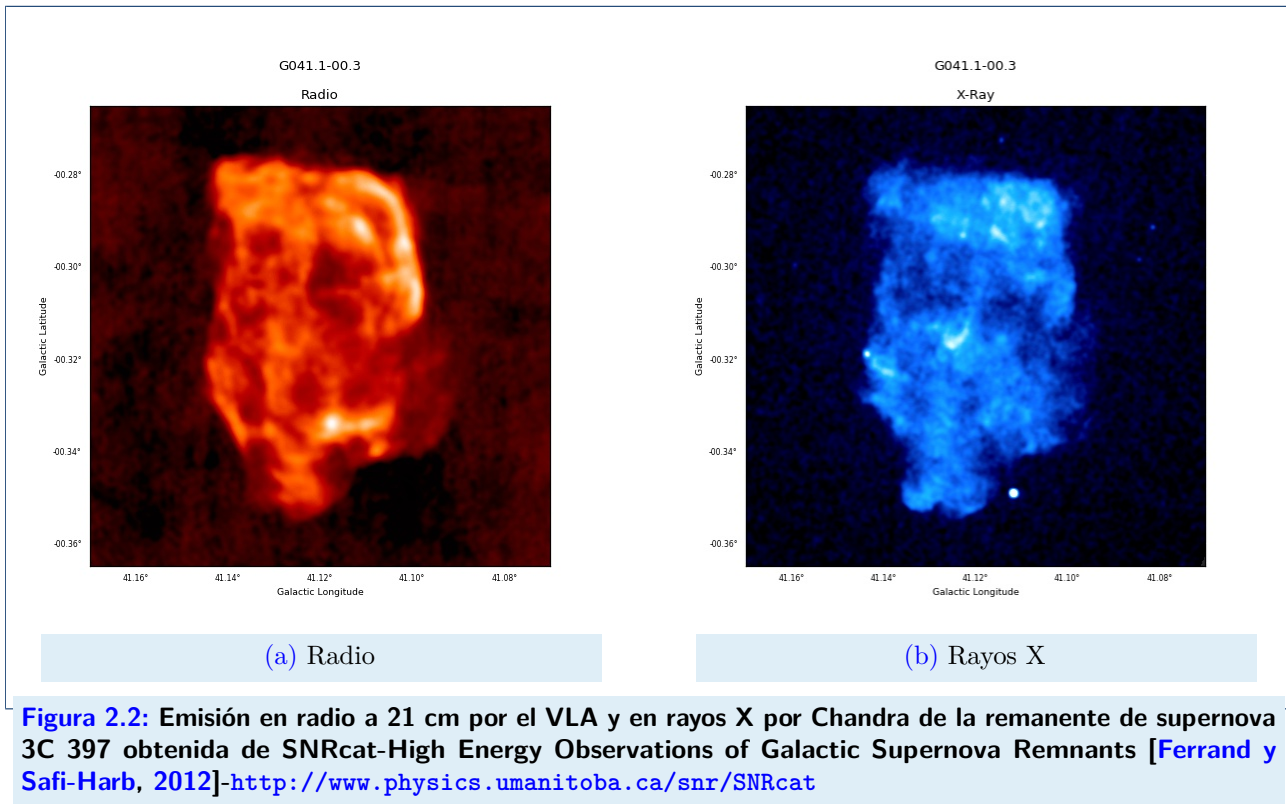
supernova es una estrella masiva cuya vida es corta (en términos de tiempos astrofísicos) y que nació en dicha nube. La otra posibilidad es que se tratase de una coincidencia, siendo el origen de la RSN la explosión de una enana blanca y el desplazamiento del sistema binario a lo largo de su vida a través de la Vía Láctea el que lo llevara a tener tal posición entre nubes densas. De cualquier forma, el origen de la remanente de supernova 3C 397 más mencionado por la literatura es de un sistema binario, es decir como tipo Ia [Chawner *et al.*, 2020; Yamaguchi *et al.*, 2015].

2.4. Observaciones

Un factor fundamental para realizar trabajos de simulación es contar con observaciones del objeto de estudio a distintas longitudes de onda con el fin de analizar la estructura del choque y morfología tanto en su emisión térmica en rayos X como la emisión en radio no térmica. Esto nos permite comparar el escenario real con el escenario simulado si creamos mapas de emisión sintéticos, como veremos más adelante. Aunque de forma cualitativa, las comparaciones de mapas de emisión representan el primer paso para validar un modelo y abre el camino para considerar comparaciones cuantitativas posteriormente sobre las cantidades físicas obtenidas de la simulación y el post procesamiento de esta. Por lo tanto, dedicamos esta sección a la recopilación de la bibliografía relevante donde los autores presentan imágenes a distintos rangos del espectro electromagnético.

El catálogo SNRcat y el Catálogo de Remanentes de Supernova Galácticas de Green [Green, 2001, 2019] forman las principales fuentes de las cuales se revisaron las RSN conocidas y catalogadas en busca de estructuras planas/cuadradas de las cuales escogimos a la RSN 3C 397 por lo marcado de sus estructuras planas. La Figura 2.2 muestra la emisión en radio y en rayos X de la RSN 3C 397 presentadas en el catálogo SNRcat obtenidas por el radiotelescopio *Karl G. Jansky Very Large Array* (VLA) y por el observatorio de rayos X Chandra. En ambas imágenes se sobreentiende la morfología de caja de esta remanente, llamando especial atención lo bastante bien definidos que están sus límites. En general, la emisión se presenta bastante homogénea en el interior.

Yamaguchi *et al.* [2015] realizan un estudio con el propósito de esclarecer el origen de la RSN 3C 397 donde se presenta la Figura 2.3, compuesta con las observaciones obtenidas con



Spitzer y Suzaku en el rango del infrarrojo a $24 \mu\text{m}$ y rayos X a 5-9 keV respectivamente. La emisión en el infrarrojo mediano (IR) proviene principalmente de granos de polvo calentados por el paso del frente de choque. Es destacable que las morfologías en IR y en rayos X presentan una correlación negativa, es decir, las regiones donde hay emisión IR tienen valores mínimos en la emisión en rayos X. Dada esta anticorrelación y dado el origen de la emisión IR Yamaguchi *et al.* [2015] sugieren que el origen de la emisión en rayos X duros proviene del material eyectado por la supernova. Nuevamente en esta figura rescatamos la morfología mixta de la RSN a distintas longitudes de onda, siendo la emisión en rayos X la de una remanente rellena.

Safi-Harb *et al.* [2005] presentan imágenes multifrecuencia de este objeto. Principalmente datos obtenidos del Observatorio de Rayos X Chandra en los rangos de energía de 0.5 – 1.5, 1.5 – 2.5 y 2.5 – 8 keV (Figura 2.4a). La Figura 2.4b donde se combinan la emisión de rayos X en el rango de 0.3 – 10 keV con la emisión en radio detectada por el VLA a 20 cm. Como se muestra en esta figura, y como bien lo indican Safi-Harb *et al.* [2005] en su trabajo, a estas frecuencias se observa un gran parecido entre ambas morfologías. Además, calculan un límite

superior para el flujo integrado en la banda de rayos X duros de 4-6 keV, en cuyo rango de energías disminuye la contribución en líneas de emisión de la eyecta, con varias regiones de la supernova con las que trabajan a lo largo de su estudio. El valor reportado es de 1.1×10^{-13} erg $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (Cuadro 2.1).

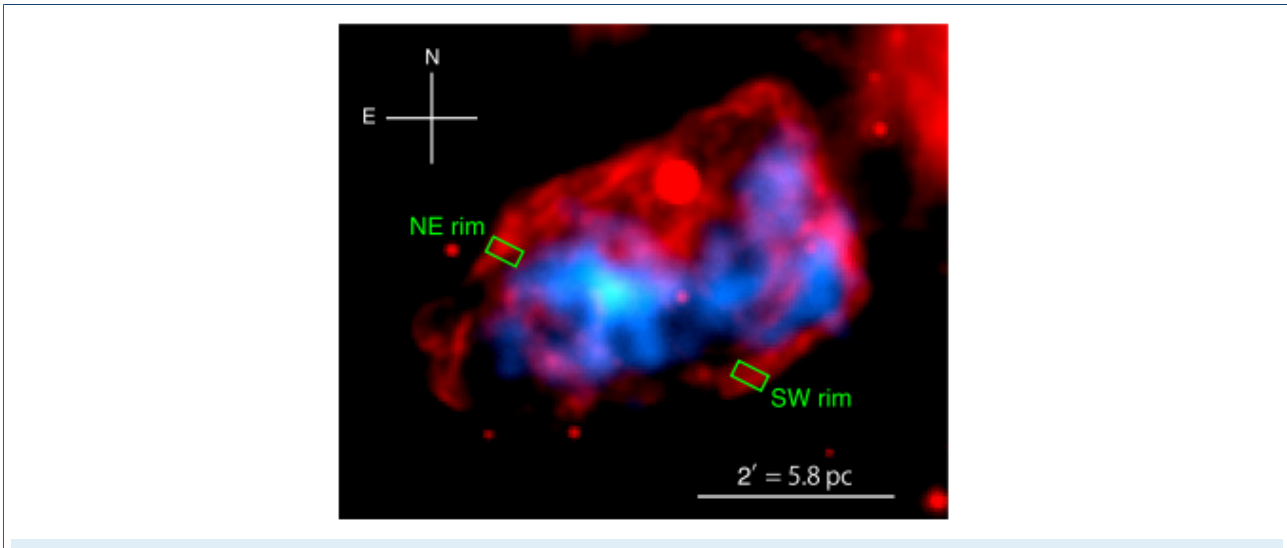


Figura 2.3: Imagen compuesta con emisión infrarroja a $24 \mu\text{m}$ con datos de Spitzer en rojo y rayos X de 5-9 keV con datos de Suzaku en azul de la remanente 3C 397. La imagen figura en la página 2 del artículo de Yamaguchi *et al.* [2015]. Los rectángulos verdes corresponden a las regiones donde tomaron espectros IR para el desarrollo de su trabajo, como lo indican en su pie de figura.

Buscamos en la literatura revisada otros valores de flujo integrado en rayos X. Las cantidades y las bandas sobre las cuales fue integrado el flujo en keV se resume en el Cuadro 2.1.

Cuadro 2.1: Flujo en rayos X integrado obtenidos de la literatura para la remanente 3C 397. Se especifica en cada caso la banda sobre la cual se integró el espectro. Todos los autores corrigen por la absorción del medio interestelar considerando una densidad columnar de hidrógeno del orden de $\sim 10^{22} \text{cm}^{-2}$.

Banda keV	F erg $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	Referencia
0.3 – 2.1	$27(-6, 8) \times 10^{-9}$	Koo <i>et al.</i> [2016] del catálogo Chandra de RSN
0.4 – 2.0	$(5 - 10) \times 10^{-11}$	Dyer y Reynolds [1999] de ROSAT
4.0 – 6.0	1.1×10^{-13}	Safi-Harb <i>et al.</i> [2005] del telescopio Chandra

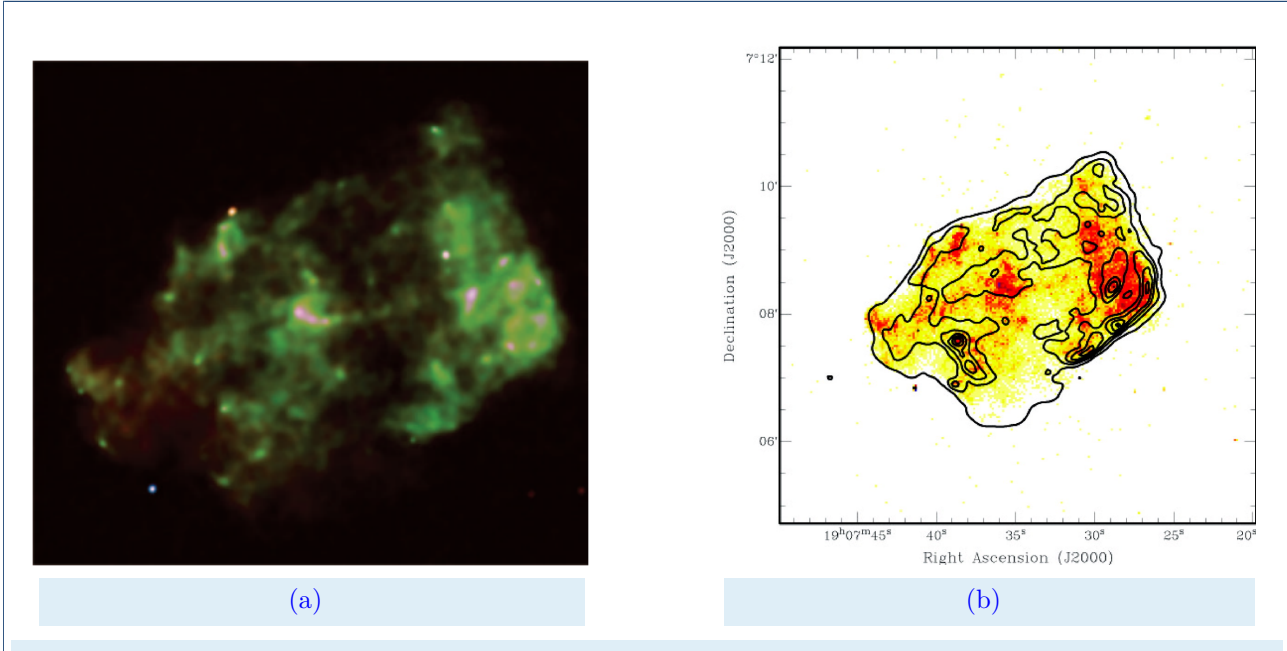


Figura 2.4: a) Imagen de la emisión en rayos X con datos de Chandra para distintos rangos de energía. El color rojo corresponde a un rango de 0.5 a 1.5 keV, el color verde de 1.5 a 2.5 keV y el azul al rango 2.5-9 keV. b) Imagen de rayos X en el rango de 0.3 a 10 keV con datos de Chandra junto con contornos de la banda L en radio de datos del VLA. Las dos imágenes fueron tomadas del artículo de [Safi-Harb et al. \[2005\]](#)

2.5. Características importantes para el modelo

2.5.1. Índice espectral en radio

El índice espectral es la pendiente del espectro electromagnético cuando este sigue una ley de potencias, es decir, si S es el flujo radiado, entonces el índice espectral α es la potencia bajo la cual la emisión continua varía con frecuencia ν , tal que:

$$S_\nu \propto \nu^\alpha. \quad (2.1)$$

El índice espectral se puede estimar si se conoce el flujo a dos o más frecuencias distintas:

$$\alpha = \frac{\log(S_1/S_2)}{\log(\nu_1/\nu_2)}. \quad (2.2)$$

El valor medio del índice espectral para RSN en el radio continuo es de alrededor de -0.5 , y los valores observados se encuentran en el rango de -0.8 a 0 [[Cosmovici, 2012](#)]. Las RSN

tipo plerionicas típicamente tienen índices espectrales en el rango de -0.1 a -0.3 , mientras que aquellas de tipo cascara en el intervalo de $[-0.8, -0.3]$ [Kassim, 1989].

El índice espectral reportado en el catálogo de Green para la RSN 3C 397 es de -0.5 [Green, 2001]. Por otro lado, Kassim [1989] encuentra un valor de -0.4 de integrar el espectro en radio en el rango de 26.3 MHz y 15.5 GHz con 37 puntos de observación.

Según el trabajo reciente de Castelletti *et al.* [2021] esta remanente tiene un índice espectral de -0.356 ± 0.013 , obtenido a partir de realizar un ajuste del continuo del espectro de ~ 15 MHz a ~ 217 GHz ajustando más de 15 observables. Su resultado está en concordancia con lo establecido por Kassim [1989], pero algo bajo comparado con trabajos previos que estiman el valor del índice espectral en el rango de -0.59 a -0.46 como el obtenido por Gao *et al.* [2011] donde estiman un índice espectral de -0.50 ± 0.01 , sin embargo, este valor se obtiene de ajustar una muestra más pobre de flujo espectral y solo para la parte plana del espectro.

2.5.2. Polarización

La polarización es una propiedad de las ondas electromagnéticas que indican su dirección de propagación cuando estas se encuentran restringidas por el medio en que se mueven. Si las ondas no tienen una dirección específica se dice que no están polarizadas. Así que se puede decir que es una medida de que tan ordenado u orientado se encuentra un campo magnético. Existen distintos tipos de polarización: elíptica, lineal y circular según la curva que trace el vector de campo eléctrico sobre el plano perpendicular a la dirección de propagación de la onda (o plano de polarización). El grado de polarización indica la porción de la emisión total que se encuentra linealmente polarizada. Estos conceptos son importantes dado que la radiación sincrotrón es emisión linealmente polarizada.

En el trabajo de Dyer y Reynolds [1999] se analizan observaciones en radio de la RSN 3C 397 obtenidas con el radiotelescopio Very Large Array (VLA) a longitudes de onda de 20 y 6 cm con una resolución de 6 segundos de arco. Los autores crean imágenes de los parámetros de Stokes Q y U para estudiar la polarización lineal. Además, encuentran que la remanente no está polarizada a 20 cm y que tiene una fracción de polarización media de entre 1.5 % y

2.7 % en la emisión a 6 cm. En la Figura 2.5a mostramos la imagen presentada por [Dyer y Reynolds \[1999\]](#) en su artículo para la fracción de polarización a 6 cm. Notamos que la escala en esta figura no concuerda con los valores reportados por los autores, y adjudicamos esto a una errata o una mala interpretación por nuestra parte del gráfico. Dejando de lado esto, se atribuye la falta de detección de polarización a 20 cm y al bajo grado de polarización a la longitud de onda de 6 cm a diferentes fenómenos de despolarización (decremento del porcentaje de polarización medido especialmente a bajas frecuencias) como lo son la despolarización de Faraday, despolarización por el haz, despolarización del ancho de banda o la presencia de un campo magnético fuertemente desordenado.

En general, la radiación polarizada se propaga paralela al campo magnético del medio, pero la interacción entre estos puede provocar la rotación del plano de polarización. A este efecto se le conoce como rotación de Faraday y provoca que la dirección de polarización medida no coincida con la dirección original. Si la rotación ocurre dentro de la propia región de emisión entonces habrá despolarización interna [[Condon y Ransom, 2016](#)].

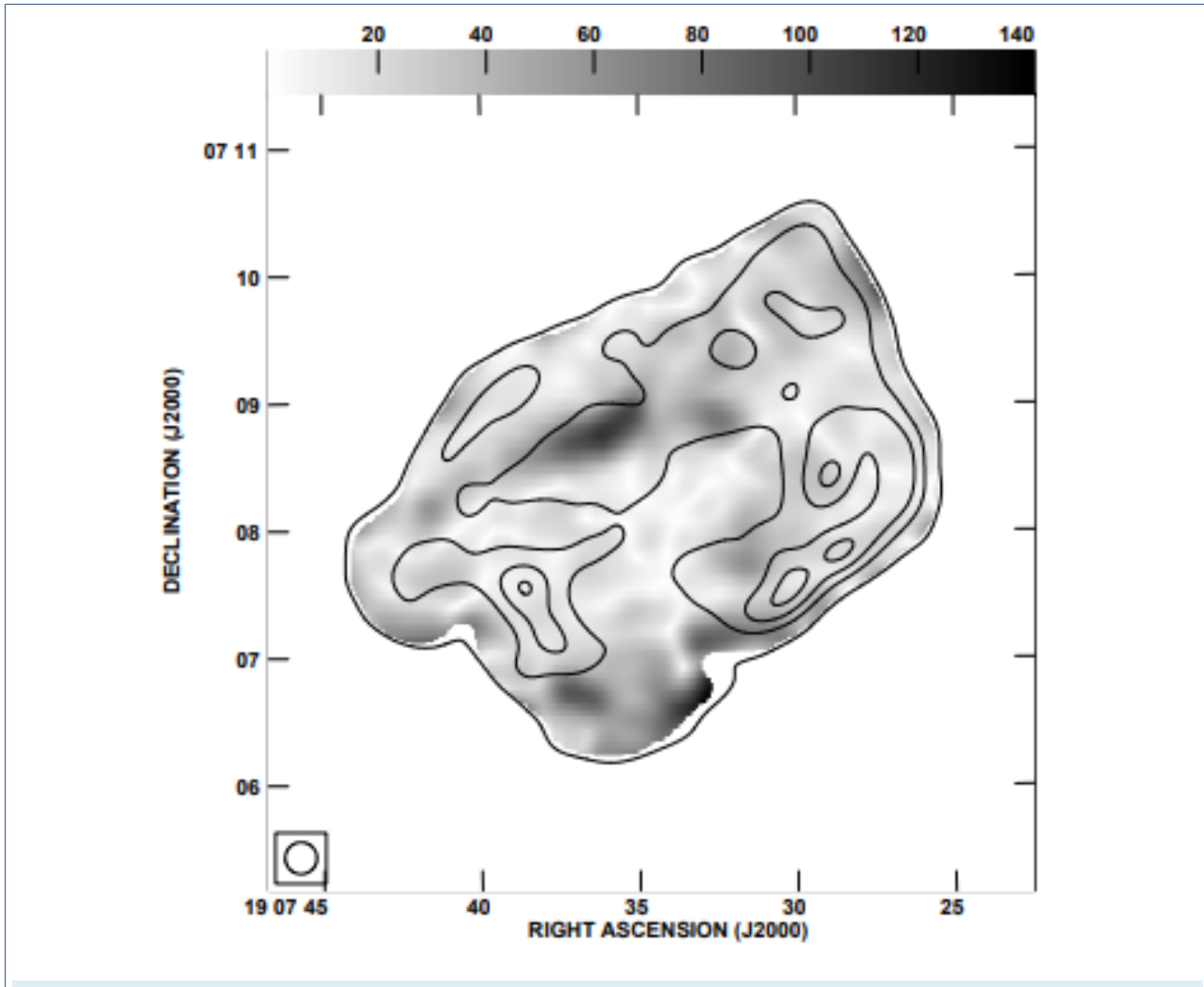


Figura 2.5: Imagen del grado de polarización de la remanente 3C 397 con observaciones a 6 cm del VLA en escala de grises. Los contornos corresponden a la intensidad total a 6 cm a $5, 15, 25$ y 36σ . Figura tomada del artículo [Dyer y Reynolds \[1999\]](#) donde se especifica que "la escala en grises es la fracción de polarización en unidades de miliporciento".

Teoría de la evolución de las RSN

Hemos mencionado ya que la firma de las etapas finales de las estrellas son las remanentes de supernova, cuya estela de material se verá moldeada por el medio ambiente en que tuvo lugar la explosión. En el caso de estudio que planteamos (para la remanente 3C 397) hablamos de un medio interestelar polifacético que podemos entender como fluidos con distintas propiedades físicas que se encuentran interactuando entre sí. Así que para estudiar la dinámica de este problema es necesario entender las herramientas básicas de la dinámica de fluidos.

3.1. Ecuaciones de magnetohidrodinámica

A través de las ecuaciones de la magnetohidrodinámica (MHD) podemos conocer en cada posición del espacio y para cada paso de tiempo las propiedades físicas de un fluido compresible no viscoso como son: velocidad, presión y densidad, incluyendo los efectos dinámicos del campo magnético sobre este. Así, el movimiento de un fluido se ve gobernado enteramente por las leyes de conservación de masa, de momento y de energía [Ogilvie, 2016; Shu, 1991].

Estas leyes en forma de ecuaciones diferenciales parciales se pueden escribir como:

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

$$\frac{\partial(\rho\mathbf{V})}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho\mathbf{V}\mathbf{V} + \left(p + \frac{|\mathbf{B}|^2}{2\mu_0} \right) \mathbf{I} - \frac{\mathbf{B}\mathbf{B}}{\mu_0} \right) = 0, \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \nabla u = 0, \quad (3.3)$$

con ρ y p la densidad y presión, \mathbf{V} el vector de velocidad, \mathbf{B} el campo magnético, μ_0 la constante magnética (permeabilidad), \mathbf{I} el tensor identidad, U la densidad de energía total dada por

$$U = \frac{1}{2}\rho|\mathbf{V}|^2 + \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{|\mathbf{B}|^2}{2\mu_0} \quad (3.4)$$

(con γ el índice adiabático, a su vez dado por la relación de capacidades caloríficas a presión y volumen constante) y u la densidad de flujo total dada por

$$u = \left(\frac{1}{2}\rho|\mathbf{V}|^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1}p \right) \mathbf{V} + \frac{\mathbf{B} \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B})}{\mu_0}. \quad (3.5)$$

Además, el campo magnético debe estar sujeto a la condición de conservación:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3.6)$$

3.2. Teoría de ondas de choque

Una onda de choque es producida por un flujo que viaja a altas velocidades (más rápido que la velocidad del sonido determinada en el medio ambiente en que se encuentra viajando) o cuando su velocidad varía repentinamente, de tal forma que se produce una diferencia de presión que define la fuerza de la onda de presión que viaja con la velocidad del flujo y que influye en el flujo que deja detrás formando una discontinuidad que diferencia a dos regímenes distintos en un medio continuo con la característica de que a través de esta capa de transición de un régimen a otro hay transporte de partículas [Sasoh \[2020\]](#); [Toro y Solvers \[1999\]](#). El estudio de las ondas de choque es importante debido a que están presentes en varios fenómenos astrofísicos como las remanentes de supernova, choques en vientos estelares, choques en cúmulos de galaxias, jets en núcleos activos de galaxias (AGN's), etc.

No todas las discontinuidades son choques, también se ha estudiado la formación de discontinuidades de contacto (a través de las cuales la densidad y temperatura son discontinuas;

la presión, velocidad y campo magnético son continuas) y discontinuidades tangenciales (a través de las cuales cambia la velocidad y la componente tangencial del campo magnético, y la componente normal del campo magnético es idénticamente cero) cuya formación muchas veces acompaña a un choque [Markovskii y Somov, 1996].

Se pueden relacionar las variables físicas pre y pos choque por las condiciones de salto que surgen del cumplimiento de las leyes de conservación de masa, momento y energía; es decir de las ecuaciones de hidrodinámica o magnetohidrodinámica. Así que, integrando a través del choque las ecuaciones de conservación (ecuación 3.7 a 3.12) se obtienen las condiciones de salto también conocidas como las relaciones de Rankine-Hugoniot para MHD, que en el caso de geometría 2D en (x, y) son:

$$[B_x]_1^2 = 0, \quad (3.7)$$

$$[V_x B_y - V_y B_x]_1^2 = 0, \quad (3.8)$$

$$[\rho V_x]_1^2 = 0, \quad (3.9)$$

$$\left[\rho V_x^2 + p + \frac{B_y^2}{2\mu_0} \right]_1^2 = 0, \quad (3.10)$$

$$\left[\rho V_x V_y - \frac{B_x B_y}{\mu_0} \right]_1^2 = 0, \quad (3.11)$$

$$\left[\frac{1}{2} \rho V^2 V_x + \frac{\gamma}{\gamma - 1} p V_x + \frac{B_y (V_x B_y - V_y B_x)}{\mu_0} \right]_1^2 = 0. \quad (3.12)$$

donde la notación entre corchetes significa $[A]_1^2 = A_2 - A_1$. Suponiendo que se conocen todos los parámetros prechoque hay seis parámetros desconocidos: $B_{x,2}$, $B_{y,2}$, $V_{x,2}$, $V_{y,2}$, ρ y p_2 a determinar con las seis condiciones de salto. Una propiedad de los flujos compresibles es que pueden formarse discontinuidades como los choques; y como se menciona en Coburn [1954] es un tema tratado por muchos autores desde la década de los años 40's hasta años recientes [Balachandran, 2006; Draine y McKee, 1993; Sasoh, 2020; Toro y Solvers, 1999].

Estas condiciones para un fluido compresible no magnetizado y sin viscosidad en un marco

de referencia que se mueve con la onda de choque en geometría plano-paralela (1D), donde las cantidades físicas de velocidad, densidad y presión prechoque (aguas arriba) se identifican con el subíndice 1 y las cantidades físicas post choque (aguas abajo) con el subíndice 2 [Dyson y Williams, 2020; Raga *et al.*, 2012], son:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1}, \quad (3.13)$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\gamma + 1}{(\gamma - 1) + \frac{2}{M_1^2}}, \quad (3.14)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{1 - \gamma + 2\gamma M_1^2}{\gamma + 1}, \quad (3.15)$$

donde M_1 es el número de Mach del flujo prechoque

$$M_1 = \frac{v_1}{c_{s1}}, \quad (3.16)$$

que depende de la velocidad pre-choque y la velocidad del sonido $c_{s1} = (\gamma p_1 / \rho_1)^{1/2}$.

El número de Mach es una cantidad adimensional definido como

$$M = \frac{v}{c_s}, \quad (3.17)$$

donde v es la velocidad del fluido y $c_s = (\gamma p / \rho)^{1/2}$ la velocidad del sonido en el medio en que se mueve tal fluido. Este número no solo es una medida relativa de velocidad, también nos da información sobre la compresión del fluido (si $M < 0.3$ el flujo se considera incompresible) y define la clasificación de flujos en subsónico para $M < 1$, sónico cuando $M = 1$ y supersónico si $M > 1$ [Anderson, 2011].

Cuando $M_1 \gg 1$ se le denomina choque fuerte. En este caso las condiciones de salto pueden reescribirse como:

$$v_2 = v_1 \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}, \quad (3.18)$$

$$\rho_2 = \rho_1 \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}, \quad (3.19)$$

$$p_2 = p_1 \frac{2\gamma M_1^2}{\gamma + 1}, \quad (3.20)$$

Para un gas monoatómico, el cual representa las condiciones típicas del medio interestelar, se tiene que $\gamma = 5/3$ así que obtenemos un factor de compresión de 4 para la densidad.

3.3. Soluciones analíticas

Como vimos en la subsección 1.1.3, el modelo de expansión de una onda de choque correspondiente a la explosión de supernova en un medio de densidad uniforme es uno bien estudiado y dado que en condiciones ideales la expansión sigue una simetría esférica es un problema que puede ser abordado incluso en 1D.

Truelove y McKee [1999] llevan a cabo un estudio detallado de las etapas de evolución no radiativas de las RSN, es decir de la fase de expansión libre y la fase de Sedov-Taylor. En su trabajo proponen una solución analítica unificada para estas fases por medio de la construcción de cantidades adimensionales características del problema: la energía inicial de la explosión, la masa eyectada y la densidad del medio ambiente. Además estudian con gran detalle la formación de las dos estructuras de onda de choque que se forman: la onda de choque expansiva y el choque de reversa.

3.3.1. Expansión libre

Como se mencionó anteriormente, la primera fase de evolución de una RSN es la expansión libre, durante la cual, la expansión no es afectada por el medio ambiente en el cual evoluciona la onda de choque. Esta es una fase breve en la evolución de las remanentes de supernova. Inicia con la explosión del material eyectado y termina cuando la masa barrida por la onda de choque es del orden de la masa eyectada inicialmente M_e , es decir cuando el radio (r) de la remanente cumple

$$\frac{4}{3}\pi r_s^3 \rho_0 \approx M_e, \quad (3.21)$$

donde ρ_0 es la densidad del medio ambiente. Esto implica que

$$r_s \approx 2 \left(\frac{M_e}{M_\odot} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{\rho_0}{2 \times 10^{-24} \text{g cm}^{-3}} \right)^{-\frac{1}{3}} \text{ pc.} \quad (3.22)$$

En la etapa de expansión libre, la onda de choque viaja a velocidad constante v_e , por lo que esta distancia corresponde a un tiempo:

$$t = \frac{r_s}{v_e} \approx 196 \left(\frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{M_e}{M_\odot} \right)^{\frac{5}{6}} \left(\frac{\rho_0}{2 \times 10^{-24} \text{g cm}^{-3}} \right)^{-\frac{1}{3}} \text{ años,} \quad (3.23)$$

donde E es la energía cinética del material eyectado por la explosión y en donde:

$$v_e = 10^4 \left(\frac{E}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{M_e}{M_\odot} \right)^{-\frac{1}{2}} \text{ km s}^{-1}. \quad (3.24)$$

Así, podemos estimar la duración de esta fase para valores de densidad típicos del MIE de 1 partícula por centímetro cúbico. Para las SN Ia valores típicos de la masa eyectada se encuentran por encima de $1 M_\odot$ [Wilk *et al.*, 2018], entonces si por ejemplo $M_e = 1.4 M_\odot$ y consideramos una velocidad de expansión de 10000 km s^{-1} entonces tales condiciones implican un tiempo de ~ 259 años. Para una SN II, la masa eyectada es de $> 4 M_\odot$ [Chevalier, 1977], lo cual implica un tiempo de expansión libre de ~ 622 años. Así, para una densidad del medio dada, a mayor sea la masa eyectada mayor la duración de esta etapa.

En esta fase la masa eyectada por la explosión se mueve en el medio ambiente con velocidades altamente supersónicas dado que la velocidad del sonido en el medio es del orden de $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$, formando así una onda de choque expansiva. El medio ambiente detrás del choque sufre una compresión al ser acelerado y calentado pero inicialmente la densidad dentro de la eyecta es mayor que la densidad del medio barrido; esta diferencia en densidad establece una discontinuidad de contacto. Al mismo tiempo la alta presión del medio ambiente chocado, que resulta ser mayor que la presión térmica de la eyecta, genera la onda de choque de reversa que desacelera, calienta, comprime e inicia la termalización de la masa eyectada.

Destacamos la relación entre el radio que traza la expansión de la onda de choque y el tiempo en la fase de expansión libre, siendo esta la de una ley de potencias con exponente 1:

$$R \propto t. \quad (3.25)$$

3.3.2. Expansión adiabática

Cuando la masa barrida por la onda de choque supera a la masa eyectada consideramos el inicio de la segunda fase en la cual la expansión se produce por la presión térmica del gas calentado por las ondas de choque.

En esta etapa la expansión de la onda de choque principal obedece la ley de potencia:

$$R \propto t^{\frac{2}{5}}. \quad (3.26)$$

Este comportamiento característico está descrito por la solución autosimilar de Sedov-Taylor en donde la posición del choque en el tiempo resulta de la combinación de los parámetros importantes del problema: la energía (E) y la densidad del medio no perturbado (ρ_0), resultando en

$$R = \beta \left(\frac{Et^2}{\rho_0} \right)^{\frac{1}{5}}, \quad (3.27)$$

donde β es una contante de normalización de orden unidad que se obtiene al considerar la conservación de energía. De lo anterior obtenemos que

$$v = \frac{dR}{dt} = \frac{2\beta}{5} \left(\frac{E}{\rho_0 t^3} \right)^{\frac{1}{5}}, \quad (3.28)$$

así, la velocidad del choque decrece en función del tiempo. La temperatura detrás del choque se deduce de la condición de salto para la temperatura

$$\frac{T_2}{T_0} = \frac{2(\gamma - 1)v^2 \rho_0}{(\gamma + 1)^2 P_0}, \quad (3.29)$$

así que la temperatura postchoque es $T_2 \propto v^2$ y disminuye con el tiempo. Inicialmente las temperaturas postchoque detrás del frente de choque son $> 10^7$ K dado que la velocidad de la onda de choque al inicio de esta etapa es > 1000 km s⁻¹. Eventualmente la velocidad de la onda de choque disminuye hasta ~ 200 km s⁻¹ y las temperaturas postchoque disminuyen hasta alcanzar una temperatura de aproximadamente 10^6 K. Esta temperatura corresponde al pico de la curva de enfriamiento para abundancias típicas donde domina el enfriamiento radiativo por recombinación, excitación colisional y emisión libre-libre [Jiménez, 2018].

Cuando las pérdidas de energía por enfriamiento radiativo se vuelven importantes la remanente pasa a la siguiente etapa de su evolución. [Blondin *et al.* \[1998\]](#) estiman que la transición entre la fase adiabática y la fase radiativa ocurre a una edad de

$$t_{\text{tr}} \approx 2.9 \times 10^4 \left(\frac{E_0}{10^{51} \text{erg}} \right)^{4/17} \left(\frac{n_0}{\text{cm}^{-3}} \right)^{-9/17} \text{ años}, \quad (3.30)$$

3.3.3. Expansión radiativa

La tercer fase es conocida como expansión radiativa porque esta inicia cuando las pérdidas radiativas se vuelven importantes. Durante esta la velocidad de expansión de la remanente disminuye gradualmente, con la expansión el gas se va enfriando y cuando se alcanzan temperaturas postchoque de $\sim 10^6$ K la radiación de energía se vuelve más eficiente, el choque se vuelve radiativo. Bajo algunas circunstancias, como por ejemplo una taza de enfriamiento fuerte o un medio ambiente de alta densidad, el choque radiativo se vuelve isotérmico. En tal caso la condición de salto para la temperatura es

$$T_1 = T_2 \quad (3.31)$$

es decir, la temperatura prechoque y postchoque son iguales a lo largo del choque. De esta ecuación y de las condiciones de salto que vienen de considerar la conservación de masa y momento se puede deducir que

$$u_1 u_2 = c_{s1}^2 \quad (3.32)$$

Esto implica que los saltos en densidad producidos por los choques radiativos pueden ser mucho mayores a aquellos producidos por choques no radiativos.

Se puede derivar que para tiempos suficientemente grandes la relación entre la posición del choque con el tiempo es [[Bandiera y Petruk, 2004](#); [Oort, 1951](#)]

$$R \propto t^{1/4}. \quad (3.33)$$

3.3.4. Mezcla con el MIE

Finalmente, la onda de choque principal, que ha ido desacelerando durante miles de años al barrer una mayor masa del medio ambiente llega a alcanzar velocidades de apenas unas decenas de km s^{-1} , para mezclarse con el medio ambiente. [Draine \[2010\]](#) establece que el tiempo en que la onda de choque se desvanece corresponde a

$$t_{\text{mezcla}} \sim 1.87 \times 10^6 \left(\frac{E_0}{10^{51} \text{erg}} \right)^{0.32} n_0^{-0.37} \left(\frac{c_s}{10 \text{km s}^{-1}} \right)^{-\frac{7}{5}} \text{años.} \quad (3.34)$$

Esto ocurre cuando la velocidad de expansión alcanza la velocidad del sonido c_s en el medio ambiente, bajo la suposición de que esta velocidad es la velocidad de dispersión en el medio ambiente no chocado. Para una densidad de 1 cm^{-3} tenemos que la RSN se desvanece en un tiempo de $\sim 10^6$ años.

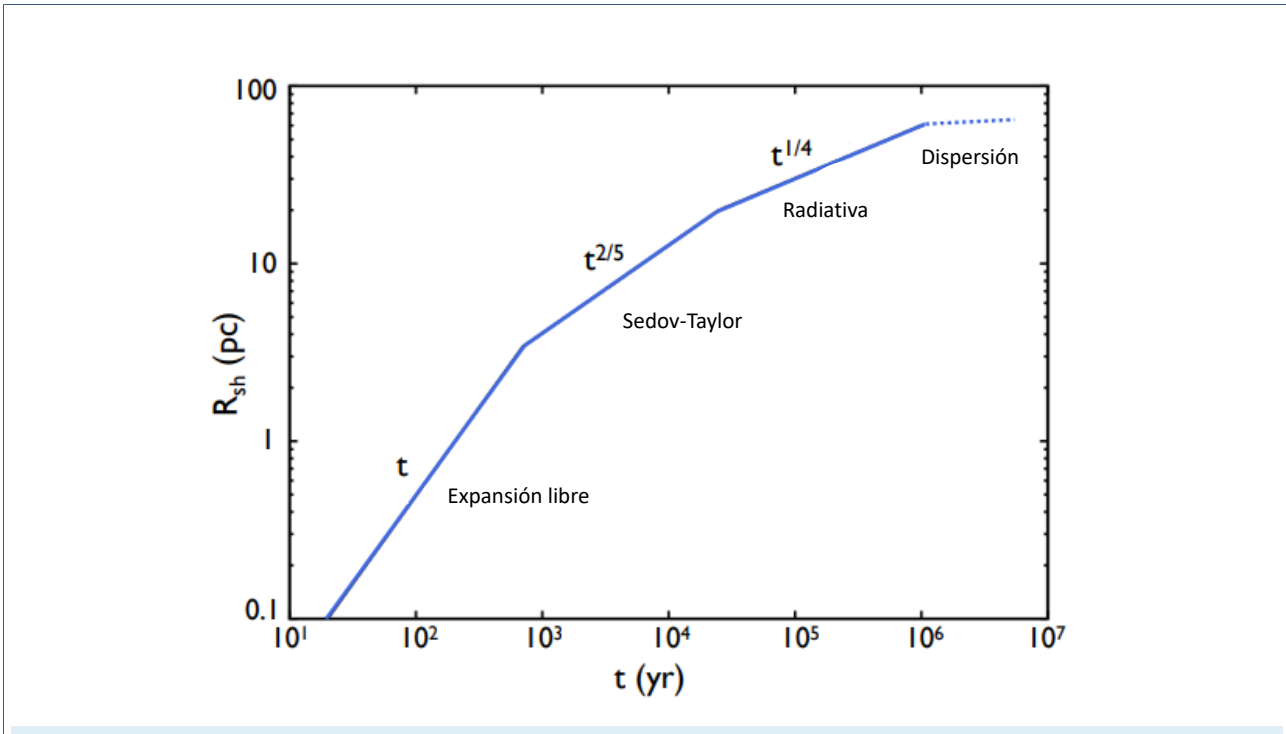


Figura 3.1: Evolución de la posición de la onda de choque a lo largo del tiempo suponiendo una energía total de 10^{51} erg , una velocidad de expansión de 10000 km s^{-1} y el desarrollo de la explosión en un medio con densidad uniforme. Los puntos de quiebre que corresponden a cambios en la pendiente de la curva $R \propto t^n$ ahí donde ocurre la transición entre las fases de expansión libre a adiabática y de la fase adiabática a la radiativa. Imagen tomada de [Feijen \[2022\]](#)

Simulación numérica

El uso de simulaciones numéricas como herramienta para el desarrollo de investigaciones científicas es a día de hoy bastante común dado el gran avance tecnológico en el ámbito computacional que hubo en pasadas décadas y su aplicación en la astrofísica ha ido de la mano con tal avance. Los trabajos de [Taylor \[1950\]](#), [Sedov \[1946\]](#) y [Von Neumann \[1963\]](#) donde obtienen una solución analítica en geometría esférica para el flujo de materia dada la liberación puntual de energía fueron el punto de partida para el estudio de ondas expansivas hasta llegar a los trabajos de [Bernstein y Kulsrud \[1965\]](#) que abordan el problema desde el punto de vista de la magneto-hidrodinámica, y desde entonces los modelos se han vuelto cada vez más sofisticados [[Truelove y McKee, 1999](#)] teniendo que recurrir a las simulaciones numérica y al poder computacional para estudiar situaciones no reproducibles en papel o en un laboratorio.

4.1. El código PION

En este trabajo llevamos a cabo las simulaciones numéricas con el código PION (por PhotoIonization Of Nebulae) desarrollado por [Mackey y Lim \[2021\]](#). Este es un código de uso libre de dinámica de fluidos que incluye las ecuaciones de conservación de masa, momento y energía tanto de hidrodinámica como de magneto-hidrodinámica además de transferencia radiativa y un módulo para incluir procesos de micro-física como el enfriamiento/calentamiento

y recombinación. Fue desarrollado en un principio para modelar la evolución de regiones HII, que son burbujas fotoionizadas que se forman alrededor de estrellas masivas, pero es lo suficientemente versátil para ser usado para otras aplicaciones, como por ejemplo en simulaciones de burbujas de vientos estelares y simulaciones de RSN, que es lo que nos compete aquí. Además, al ser de código abierto o libre tiene la ventaja de permitirnos modificar el código fuente para adaptarlo a nuestras necesidades. En las siguientes subsecciones se detallarán las modificaciones hechas al código.

En el sitio web oficial se encuentra la documentación disponible (de la cual se ha obtenido la información proporcionada aquí) y es: <https://www.pion.ie/docs/>

4.1.1. Características generales

El código PION se encuentra escrito en el lenguaje de programación orientado a objetos C++. En él se resuelven las ecuaciones de la hidrodinámica y magneto-hidrodinámica ideal en los sistemas de coordenadas cartesianas para 1, 2 y 3 dimensiones, en el sistema de coordenadas cilíndricas en 2D y en coordenadas esféricas en 1D. La estructura de PION permite la comunicación en modo paralelo y en serie.

Los métodos numéricos que incluye son

1. Método de Lax-Friedrich [[Lax, 1954](#)]: método numérico conservativo basado en las diferencias finitas. Con este se obtiene una aproximación de primer orden en tiempo y de segundo orden en el espacio por lo cual su uso es limitado pero su facilidad para programarlo lo hace un recurso didáctico importante. Este método introduce mucha difusión numérica por lo que da resultados muy “manchados numéricamente”, como se menciona en [LeVeque \[2002\]](#).
2. Linear Riemann Solver (HD/MHD) [[Falle et al., 1998](#)]: esquema de segundo orden para hidrodinámica (HD) y magneto-hidrodinámica (MHD) que usa aproximaciones lineales en la solución del problema de Riemann. Es un esquema bastante robusto, excepto para aquellos problemas con fuertes rarefacciones.
3. Exact Riemann Solver: se obtiene la solución exacta al problema de Riemann para las ecuaciones de Euler (HD) que luego es utilizada como base para resolver otros problemas [[Toro y Solvers, 1999](#)].

4. Hybrid Riemann Solver: esquema para HD. Estos incluyen de forma adaptativa esquemas simples y sofisticados según distintas regiones del flujo [Toro y Solvers, 1999].
5. Roe conserved variables: parte de la construcción de un vector de estado en variables conservadas. Este esquema tiene una alta resolución para resolver choques y discontinuidades de contacto y presenta una baja difusión numérica. Sirve para HD/MHD [Toro y Solvers, 1999].
6. Roe primitive variables [Toro y Solvers, 1999]: este es un esquema muy similar al anterior pero construye el vector de estado con las variables primitivas. Ambos esquemas usan aproximaciones lineales. En este caso el esquema es para las ecuaciones de Euler (HD).
7. Flux vector splitting: método sencillo y eficiente computacionalmente hablando que separa el flujo en sus componentes para luego decidir si tomar diferencias contra el viento o a favor de; muy adecuado para las ecuaciones de Euler (HD) pero que produce superficies de contacto “gruesas” por ser un esquema con bastante difusión numérica [Van Leer, 2005].
8. HLL [Harten *et al.*, 1983]: método creado por Harten Lax y van Leer tanto para HD como MHD. Este esquema, como se menciona en Toro y Solvers [1999], obtiene una aproximación para el flujo numérico entre celdas y es la base de muchos otros que modifican el número de estados intermedios considerados.
9. HLLD [Miyoshi y Kusano, 2005]: método para MHD ideal basado en el esquema HLL, llamado así por las siglas de *Harten-Lax-van Leer Discontinuities*. Este método es de los más robustos, eficientes y menos caros computacionalmente hablando en comparación a otros [Guo *et al.*, 2016].

En general estos métodos (exceptuando 1 y 6) resuelven las ecuaciones de magneto-hidrodinámica de forma conservativa y son esquemas “contra el viento”. Estos métodos calculan los flujos para fluidos compresibles no viscosos con ondas de choque, también conocidos como métodos de “captura de choques”. Por otro lado, el código PION incluye esquemas para la micro-física como recombinación y ionización, para mecanismos de calentamiento y enfriamiento, para la química y trazadores de especies químicas.

PION se maneja con el formato de archivos SILO para los archivos de entrada y salida. Este tipo de archivos fue desarrollado en el Laboratorio Nacional Lawrence Livermore (LLNL

por sus siglas en inglés) con el fin de almacenar datos con estructura jerárquica de mallas en 2D y 3D. Su extensión es `.silo` y corresponde a los tipos de archivos Visit Hydrodynamical Numerical Simulation Data, usados para almacenar datos que tienen la estructura de datos para simulaciones numéricas hidrodinámicas como podrían ser variables escalares, vectoriales y tensoriales. Alternativamente, se puede escribir en formato ASCII y FITS.

PION fue construido para distintos sistemas operativos basados en UNIX y OS X. Es necesario contar con un compilador de C++, GCC. Además de MPI que permite la comunicación de datos entre procesos en paralelo y las siguientes librerías: *SUNDIALS* [Hindmarsh *et al.*, 2005] en su versión 2, 3, 4 o 5; la cual proporciona integradores de tiempo robustos y métodos algebraicos no lineales que son fácilmente incorporados al código de PION. Para el manejo de archivos con formatos FITS y SILO también se necesitan las librerías *HDF5* [The HDF Group, 1997], *CFITSIO* [Pence, 2010] y *SILO* [Mcabee *et al.*, 2010] que permiten la administración, procesamiento y almacenamiento de grandes cantidades de datos en los mencionados formatos.

4.1.2. Enfriamiento radiativo

PION tiene la opción de incluir enfriamiento/calentamiento radiativo a través de diferentes esquemas. Para el enfriamiento se usan funciones tabuladas de temperatura y densidad para obtener la tasa de enfriamiento por interpolación. Para este trabajo, cuando se indique la adición de enfriamiento radiativo a un modelo estaremos usando el esquema 7, que utiliza la función tabulada de Equilibrio de Ionización Colisional (EIC) de Wiersma *et al.* [2009] como curva de enfriamiento para temperaturas desde 10^4 K hasta 10^8 K (Figura 4.1). En su trabajo, Wiersma *et al.* [2009] incluyen los efectos de enfriamiento de material enriquecido químicamente por elementos pesados y de la radiación ionizante (debido a que muestran una dependencia entre esta y las contribuciones de algunos elementos a la tasa de enfriamiento), aspectos que otros autores tratan solo de forma aproximada.

4.2. Problemas varios implementados

A lo largo del desarrollo de este trabajo se realizaron distintos conjuntos de simulaciones para cubrir distintos aspectos de interés. Las primeras de ellas con el propósito de verificar la correcta instalación y compilación del código PION. Algunos de estos problemas corresponden a

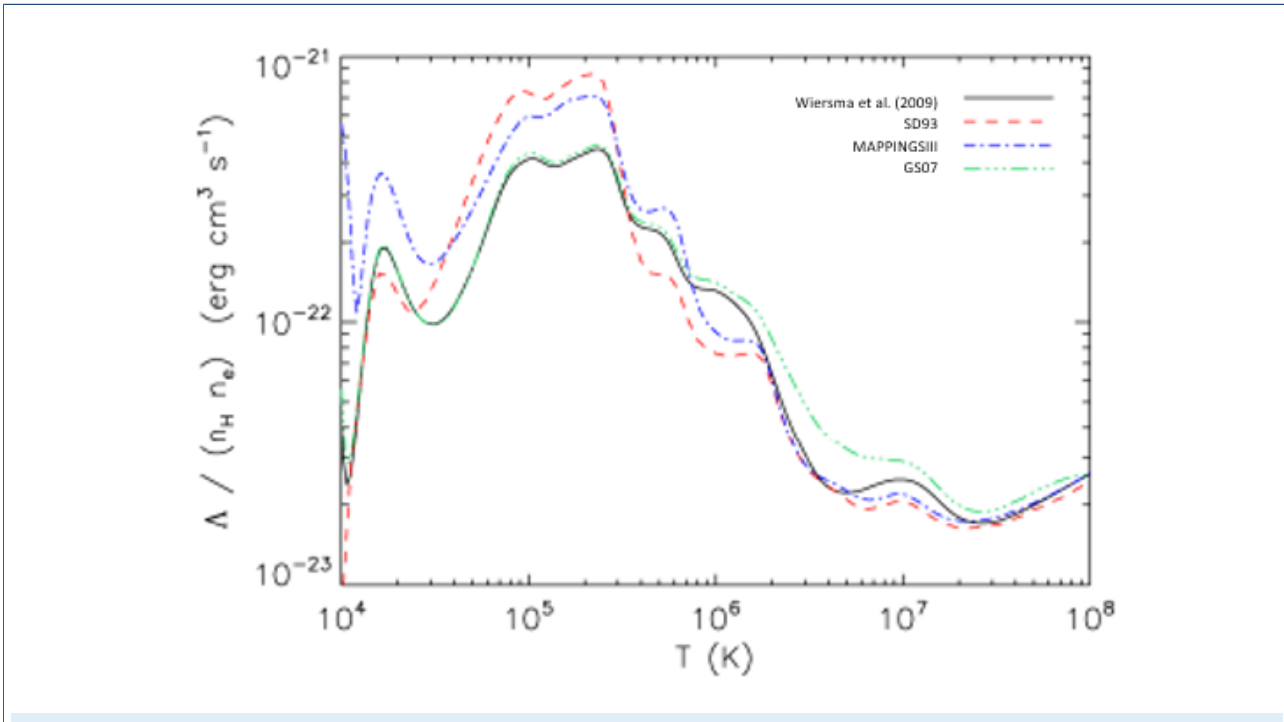


Figura 4.1: Taza de enfriamiento normalizada de la función de EIC. La figura fue tomada del trabajo de [Wiersma et al. \[2009\]](#) y presenta una comparación con curvas de enfriamiento de otros estudios: [Sutherland y Dopita \[1993\]](#) (SD93), [Groves et al. \[2008\]](#) (MAPPINGSI) y [Gnat y Sternberg \[2007\]](#) (GS07).

los proporcionados por el tutorial de la página web oficial de PION, por lo que seguimos los pasos descritos ahí. En estos se realiza la simulación Hidrodinámica en 2 dimensiones de la formación de un arco de choque alrededor de una estrella en movimiento y la simulación de los vientos en colisión de un sistema binario. Otros son problemas de prueba con una solución numérica consensuada como el problema MHD de Orszag-Tang. Como se trata de ejemplos hechos para verificar que no han ocurrido errores en el proceso de instalación y muestras de las capacidades del código consideramos que no tienen la relevancia suficiente en este trabajo para entrar en los detalles de cada una de las corridas. En el artículo de [Mackey et al. \[2021\]](#) encontramos más información sobre estos ejercicios.

Otro conjunto de simulaciones tienen el propósito de familiarizarnos con la estructura del código fuente y con la forma de ingresar los parámetros que inicializan una simulación. Los parámetros básicos requeridos para inicializar una simulación son:

- Sistema de coordenadas

- Dominio de simulación: número de dimensiones, resolución de la malla y tamaño físico.
- Ecuaciones a resolver (HD o MHD).
- Método numérico (entre los listados en la subsección [4.1.1](#)).
- Condiciones iniciales.
- Condiciones de frontera.
- Parámetros de los archivos de salida (nombre de los archivos y frecuencia de escritura).
- Tiempo total de integración

En particular, para simular la expansión de la onda de choque producida por una remanente de supernova los parámetros básicos a ingresar son la densidad y presión (temperatura) del medio ambiente en que tendrá lugar la explosión, las componentes del campo magnético si lo hay, la energía inicial depositada, el radio en número de celdas del volumen que contendrá la energía inicial y su densidad. Estos conjuntos de simulaciones tienen una gran importancia técnica, pero los resultados no son relevantes para los propósitos de este trabajo.

Finalmente, realizamos simulaciones de RSN identificando tres objetivos principales: 1) comparar los resultados de la simulación numérica con las soluciones analíticas conocidas para el problema de la expansión de una onda de choque esférica en condiciones ideales (Sec. [4.2.1](#)), 2) evaluar las herramientas de post-procesamiento desarrolladas en Python, sobre las cuales se detallará en el Capítulo [5](#) y 3) hacer una primera aproximación a escenarios que puedan generar morfologías cuadradas en las remanentes. Los resultados obtenidos en estos conjuntos de pruebas sí son relevantes para el desarrollo de nuestro trabajo y representan los primeros pasos para acercarnos a tener un modelo con la intención de reproducir la situación de nuestro objeto de estudio, la remanente 3C 397, así que entraremos en los detalles de estas simulaciones en las siguientes subsecciones.

4.2.1. Simulaciones de RSN en un medio uniforme

Con el objetivo de comparar los resultados de la simulación numérica del código PION con las soluciones analíticas conocidas para el problema de la expansión de una onda de choque

esférica en condiciones ideales, preparamos un escenario sencillo que reproduzca esta situación.

Partimos de la simulación de la expansión de una onda de choque en una malla cartesiana de 3 dimensiones con una resolución de 256^3 celdas, en un medio ambiente con densidad uniforme de 1 cm^{-3} . El dominio de la simulación corresponde a un tamaño físico de 40 pc por lado. La explosión se ubica en el centro del cubo, donde se deposita una energía inicial típica de 10^{51} erg en una región esférica de radio $R \sim 0.75$ pc. Luego, al iniciar con un radio R estamos considerando que el tiempo inicial de evolución será $t_0 > 0$.

El problema de prueba de RSN que viene preprogramado en PION supone que el 100% de la energía inicial (E_0) es energía térmica, por lo que es necesario modificar el código para tomar en cuenta las fases iniciales cuando la energía cinética domina. Añadimos al archivo de parámetros una variable que indique el porcentaje de energía cinética (f_k), entendiendo que el resto se tomará como energía térmica depositada dentro de un volumen de radio R . Además, añadimos una variable para indicar la masa eyectada (M_e) depositada dentro del volumen de la explosión en masas solares. Por lo tanto la presión inicial (P_0) queda dada por la expresión:

$$P_0 = \frac{3 \cdot (1 - f_k) E_0 (\gamma - 1)}{4\pi R^3} \quad (4.1)$$

y la densidad inicial (ρ_0) por:

$$\rho_0 = \frac{3M_e}{4\pi R^3}. \quad (4.2)$$

De tal forma que la velocidad incrementa linealmente con el radio r :

$$\dot{r} = v_0 \cdot \frac{r}{R}, \quad (4.3)$$

donde v_0 es la velocidad de la onda de choque, dada por:

$$v_0 = \left(\frac{2 \cdot \frac{5}{3} \cdot f_k \cdot E_0}{M_e} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (4.4)$$

Hacemos que el campo magnético dentro del volumen de la explosión sea tres órdenes de magnitud menor que el del medio ambiente, dado que se espera que el campo magnético de la progenitora se haya diluido por la expansión y congelación del flujo [Ellison *et al.*, 2005]. Esta modificación tendrá relevancia después, cuando incluyamos un campo magnético no nulo en

nuestros modelos.

Entonces, para esta simulación consideramos que de la energía depositada el 99.9 % corresponde a energía cinética y el resto a energía térmica y en estos experimentos se considera una masa eyectada de $3 M_{\odot}$. Se resuelven las ecuaciones de MHD usando el método numérico HLLD, listado en la subsección 4.1.1. Consideramos un campo magnético idénticamente cero. Añadimos ruido al fondo para considerar el desarrollo de la remanente de supernova en un medio uniforme pero con cierto grado de inhomogeneidades para romper con la simetría del problema, de tal forma que la densidad en el medio presente una desviación estándar de 0.8 respecto al valor de densidad uniforme dado.

Obtenemos como salidas del código PION un archivo en formato SILO para cada tiempo de simulación determinado por la frecuencia de escritura de la salida, igual a $\Delta t = 200$ años, y el tiempo final de simulación, igual a 12000 años. Cada archivo contiene para cada celda cúbica del dominio los valores para ese tiempo de la densidad, presión, componentes de velocidad y componentes de campo magnético.

4.2.1.1. Resultados

La Figura 4.2 muestra la evolución temporal de la densidad. La circunferencia amarilla representa el material barrido por la onda de choque principal. Luego de aproximadamente ~ 1000 años podemos distinguir al choque de reversa (generado como respuesta del medio ambiente al paso del choque principal), el cual es acelerado hacia el centro de simetría de la remanente. El anillo grueso color azul claro es el material eyectado barrido por el choque de reversa. La región circular en azul oscuro es material eyectado todavía no chocado en expansión libre. Al ser constante la masa del material eyectado e incrementar el volumen por la expansión general de la RSN vemos una disminución de la densidad en el interior de la remanente. El choque de reversa llega al centro a una edad de ~ 2800 años (estado intermedio entre los paneles 4.2b y 4.2c), donde hay colisiones entre choques oblicuos con el resultado de que nuevos choques se lanzan hacia el exterior. En el centro del remanente queda una región caliente y con densidad y velocidades bajas. En la secuencia de paneles 4.2c, 4.2d, 4.2e y 4.2f podemos distinguir al choque de reversa (anillo en la región azul claro) en su viaje de regreso luego de alcanzar el centro de la remanente, expandiéndose ahora junto al choque principal hasta el final de la simulación.

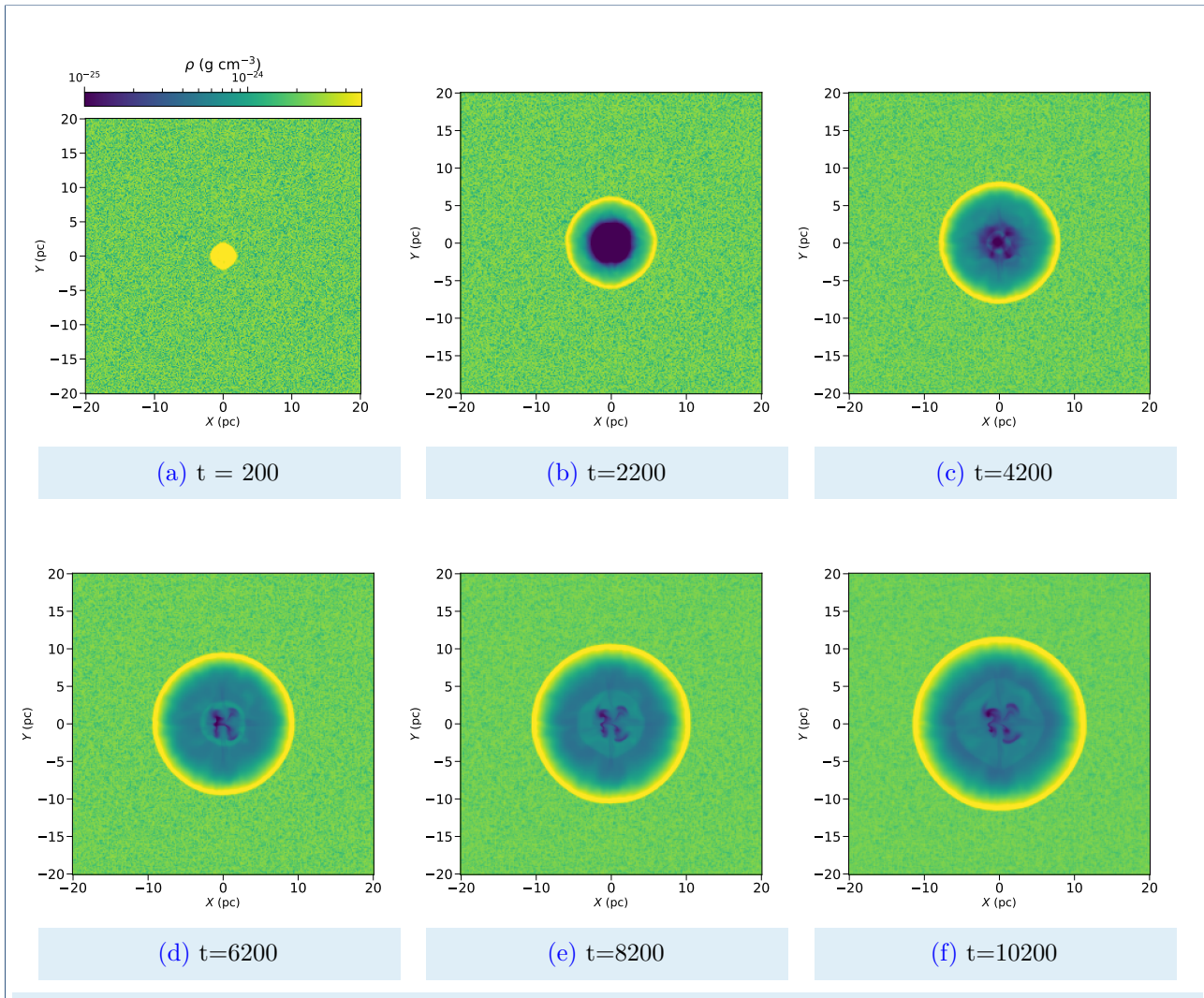


Figura 4.2: Evolución de la densidad en el plano XY , desde un tiempo igual a 200 años de evolución. Observamos la expansión del choque principal que corresponde con el máximo en densidad (circunferencia en amarillo). Cada panel representa un incremento en tiempo de 2000 años.

En la Figura 4.3 podemos observar la evolución de la presión para esta simulación. En la secuencia de paneles observamos la expansión de la onda de choque principal (anillo externo) y al choque de reversa a partir del panel 4.3c, luego de que este ha alcanzado el centro de la explosión y continua ahora su camino expandiéndose junto al choque principal. Se observa el incremento de la presión (temperatura) por el paso de la onda de choque. Desde el tiempo inicial hasta antes de ~ 3000 años se alcanzan los valores máximos de presión en una delgada capa

justo detrás de la onda de choque y en tiempos posteriores el choque de reversa contribuye al incremento de esta variable en el interior de la remanente. El comportamiento general también sigue los perfiles de presión de la solución analítica a el problema de expansión de una onda de choque.

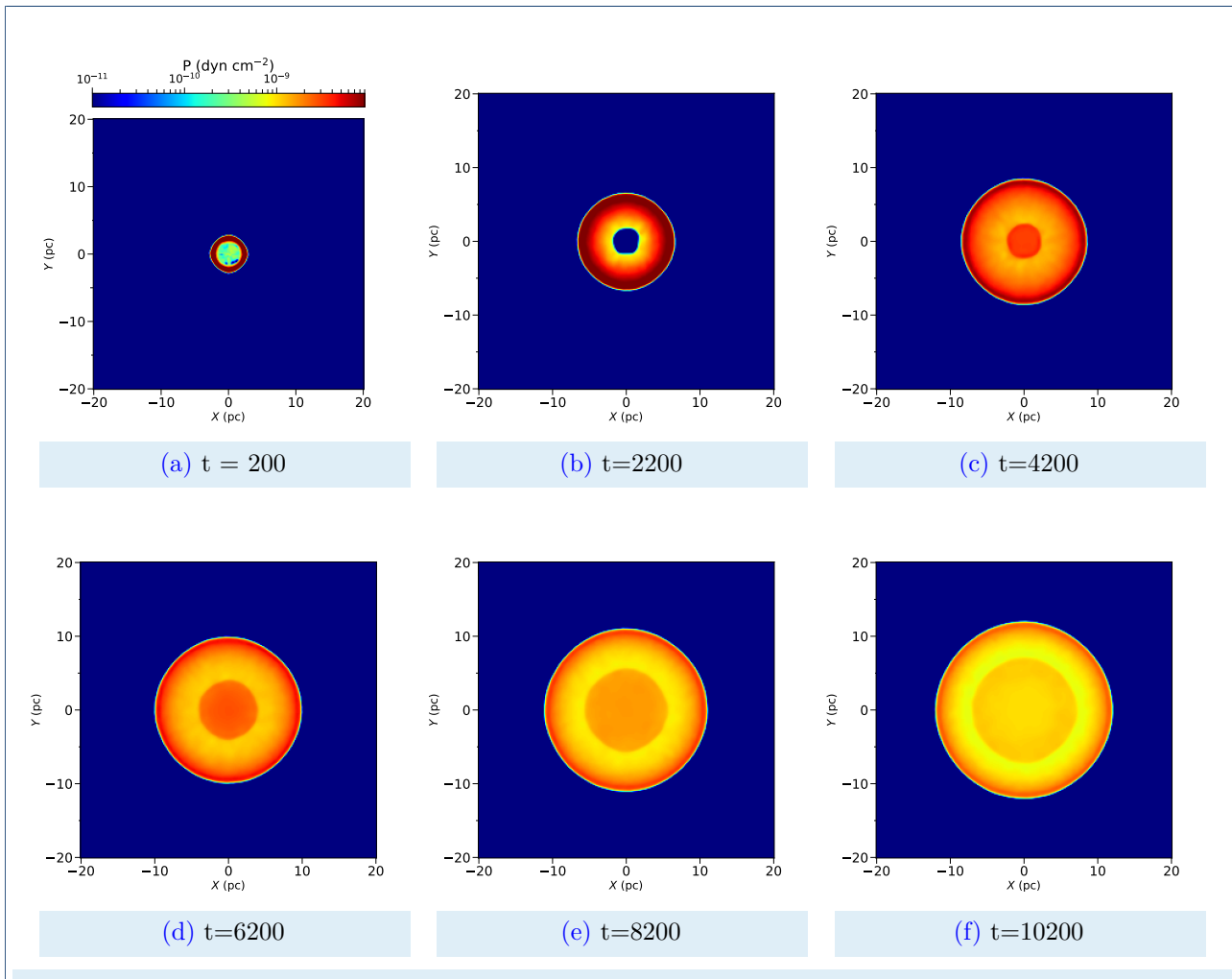


Figura 4.3: Evolución de la presión en el plano XY , desde un tiempo igual a 200 años de evolución. Observamos la expansión de la onda de choque principal, trazada por máximos locales de la presión (anillo externo) y la contribución del choque de reversa que viaja hacia el exterior de la remanente a partir de un tiempo de ~ 3000 años (disco interno). Cada panel representa un incremento en tiempo de 2000 años.

Realizamos el ejercicio de rastrear la expansión de la onda de choque a lo largo del tiempo. Mediante una rutina en Python aislamos la región correspondiente a la onda del choque principal

encontrando para un tiempo dado aquellas celdas en nuestro cubo de datos cuyo valor en densidad se encuentre por encima del 80 % del valor máximo de densidad. Calculamos la distancia de cada una de estas celdas al centro del dominio y tomamos el radio como el promedio de estas distancias. Repetimos esto para cada tiempo en intervalos de ~ 200 años. En la figura 4.4 en puntos azules graficamos la evolución del radio de la onda de choque con el tiempo resultado de nuestra simulación numérica en escala logarítmica. Como vimos en la sección 3.3, la ley que describe el comportamiento del radio contra el tiempo en la fase de expansión libre es $R \propto t$, y en la fase de Sedov-Taylor es $R \propto t^{2/5}$. Lo anterior implica un comportamiento de línea recta en el espacio log-log con pendientes 1 y $2/5$ respectivamente. Graficamos sobre nuestro conjunto de datos el comportamiento esperado por la teoría: la línea verde discontinua sigue la tendencia esperada para la fase de expansión libre (ver ecuación 3.25) y la línea azul discontinua para la fase de Sedov-Taylor (ecuación 3.26). En la figura hemos utilizado cantidades adimensionales de posición y tiempo como hacen Truelove y McKee [1999], usando las escalas características R_{ch} y t_{ch} del problema, que definen como

$$R_{\text{ch}} \equiv M_e^{1/3} \rho_0^{-1/3}, \quad (4.5)$$

$$t_{\text{ch}} \equiv E_0^{-1/2} M_e^{5/6} \rho_0^{-1/3}. \quad (4.6)$$

Para valores típicos de $E_0 = 10^{51}$ erg, $M_e = 3M_{\odot}$ y $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$ obtenemos que $R_{\text{ch}} \sim 4 \text{ pc}$ y $t_{\text{ch}} \sim 1000$ años.

Encontramos que el modelo reproduce bien el comportamiento descrito por las soluciones teóricas, es decir la expansión del radio sigue una ley de potencias que en el espacio logarítmico aproxima una línea recta con pendiente 1 durante los tiempos tempranos de evolución y paulatinamente se transforma en una línea con pendiente $2/5$ conforme la expansión se vuelve adiabática. Observamos que la transición entre una fase a otra ocurre de forma continua y que el radio y tiempo característicos, definidos en las ecuaciones 4.5 y 4.6, son parámetros útiles para describir esta etapa de evolución.

A fin de comparar los resultados de la simulación numérica del código PION con las soluciones analíticas para tiempos de evolución tardíos, es decir durante la fase radiativa, preparamos un escenario similar al ya descrito, incrementando la densidad del medio ambiente para permitir la

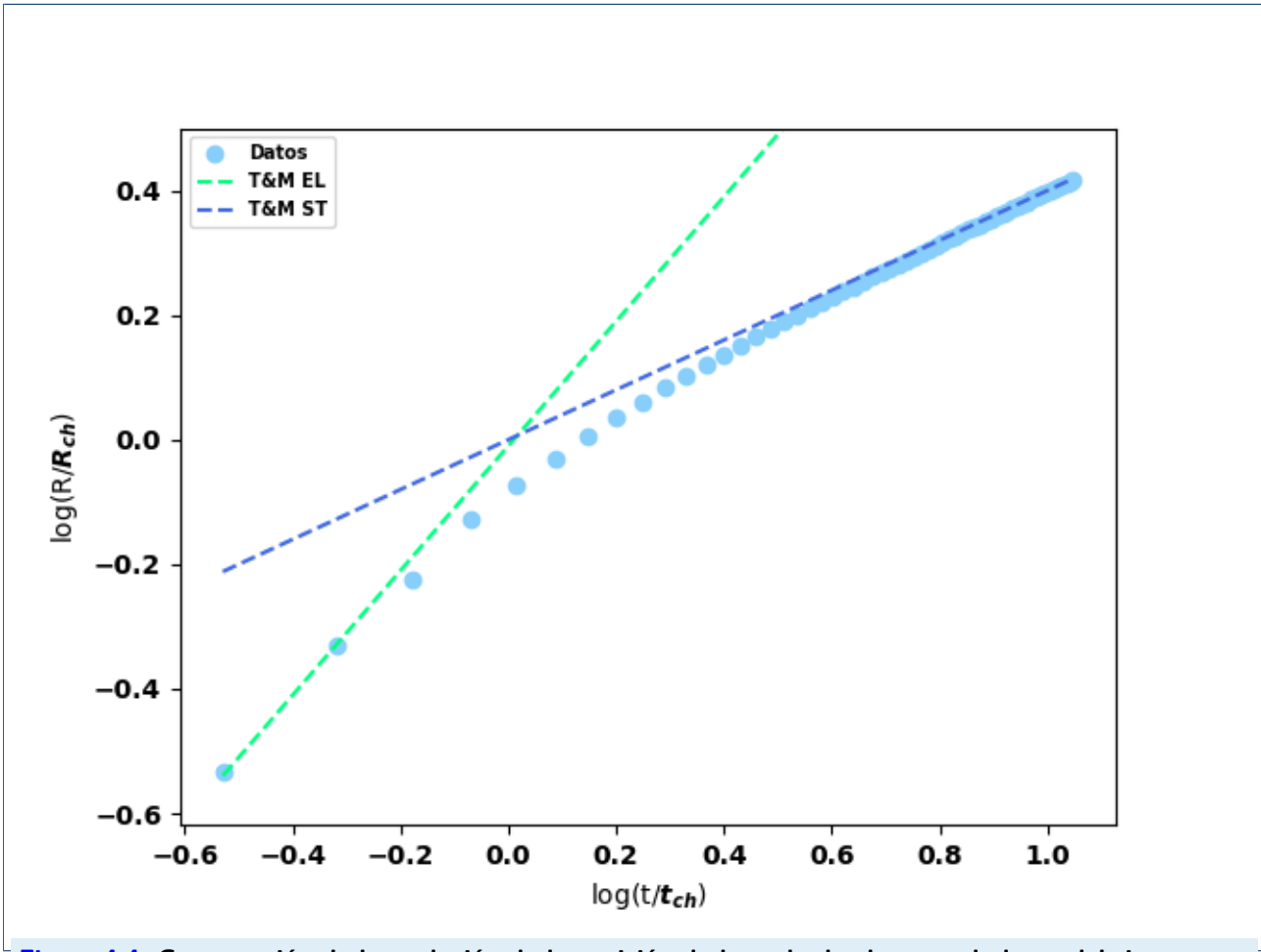


Figura 4.4: Comparación de la evolución de la posición de la onda de choque a lo largo del tiempo con los datos de nuestra simulación (puntos azules) con las soluciones analíticas conocidas durante la fase de expansión libre (T&M EL) y la fase de expansión adiabática o de Sedov-Taylor (T&M ST). Se ha corregido el tiempo de simulación por considerar el tiempo de evolución de la remanente dado que se inicia la simulación con un volumen de radio 0.75 pc, así que sumamos 100 años al tiempo de simulación.

expansión de la remanente sin que esta salga del dominio de simulación. Partimos con los mismos parámetros que la simulación anterior con la diferencia de que consideramos una densidad para el medio interestelar de 10 cm^{-3} . Rastreamos la evolución de la expansión por un tiempo de simulación desde $t_0 = 0$ hasta $t_f = 49000$ años. Consideramos la participación de los mecanismos de enfriamiento radiativo a partir de $t = 8000$ años (siguiendo lo establecido por la ecuación 3.30 para calcular el tiempo al cual ocurre la transición entre la fase adiabática y la fase radiativa con nuestros parámetros, resulta una edad de $t_{tr} \sim 8600$ años). No se considera la participación del enfriamiento radiativo a tiempos mas tempranos para ahorrar tiempo de computo.

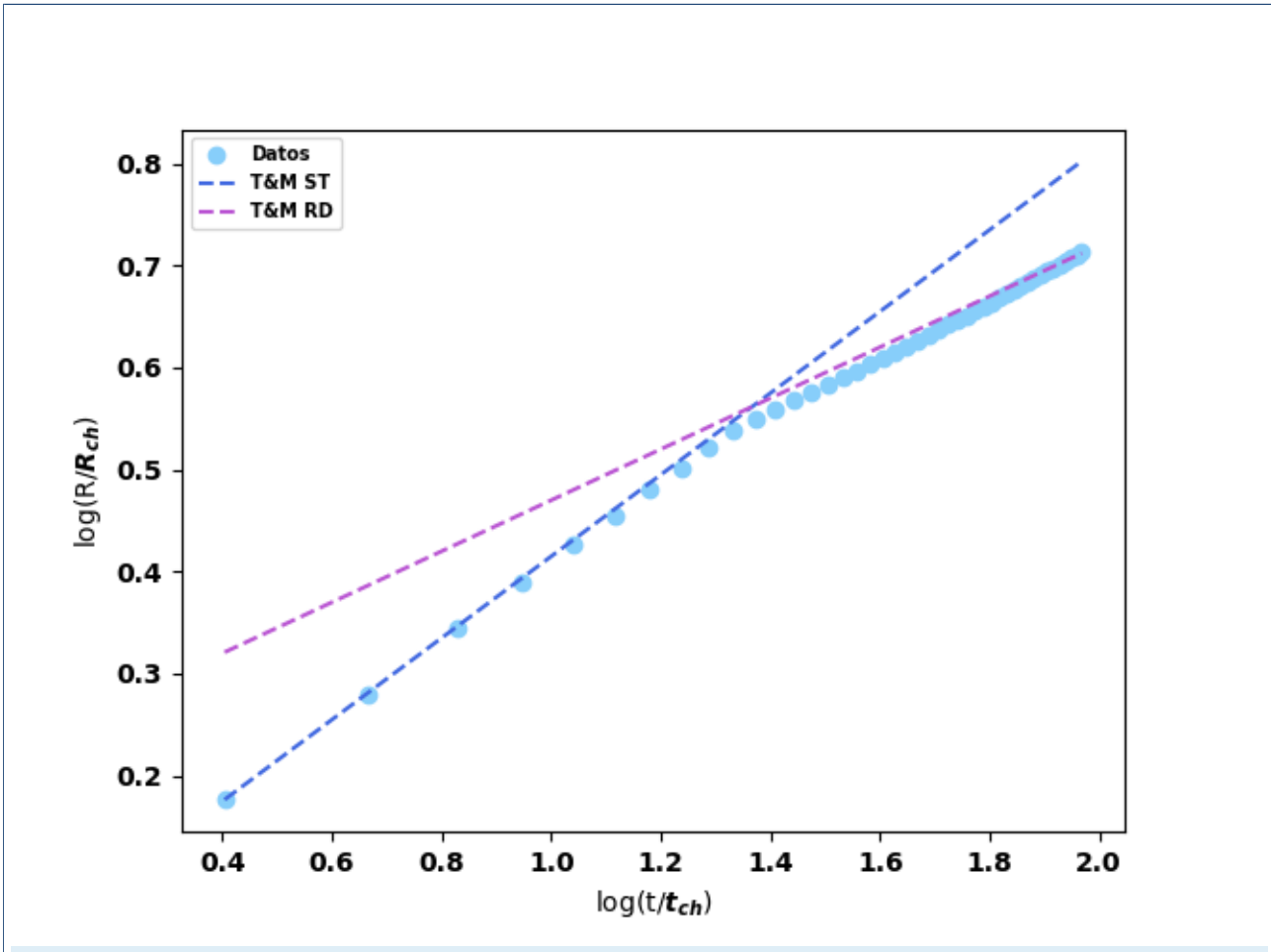


Figura 4.5: Comparación de la evolución de la posición de la onda de choque a lo largo del tiempo con la teoría en las fases adiabática (T&M ST) y radiativa (T&M RD) utilizando variables adimensionales por dividir entre escalas características de posición y tiempo del problema, definidas por Truelove y McKee [1999]. En este caso la corrección al tiempo de simulación por considerar que se inicia la simulación con un volumen de radio 1.5 pc es de 200 años.

La explosión se ubica en el centro del cubo, donde se deposita una masa de $3 M_{\odot}$ y una energía inicial típica de 10^{51} erg en una región esférica de radio ~ 1.5 pc. Al igual que antes consideramos un campo magnético idénticamente cero. Añadimos ruido al fondo con 0.8 de desviación estándar. Hacemos el mismo ejercicio de rastrear la posición de la onda de choque a lo largo del tiempo y hacemos la gráfica de r contra t en espacio $\log - \log$ (ver Figura 4.5). Graficamos también las tendencias esperadas, en el caso de la fase radiativa una recta con pendiente $1/4$. Nuestros datos siguen el comportamiento esperado a tiempos tempranos en fase adiabática y tiende a la ley de expansión teórica para tiempos tardíos. Nuevamente vemos una transición continua de una fase a otra. Esta transición ocurre a ~ 25 veces el tiempo

característico definido en la ecuación 4.6 que para los parámetros de esta simulación es $t_{\text{ch}} = 500$ años ($R_{\text{ch}} = 2$ pc).

4.2.2. Simulaciones de RSN con morfología de borde plano

La remanente de supernova CTB 109 presenta una curiosa morfología semicircular con un borde plano (estructuras en las que estamos interesados en este trabajo) y gracias al estudio de [Castellanos-Ramírez *et al.* \[2021\]](#) en el que realizan simulaciones magneto-hidrodinámicas en tres dimensiones de esta remanente (con métodos y objetivos similares a los de este trabajo), CTB 109 se vuelve un ejemplar perfecto para replicar en la medida de lo posible la simulación de [Castellanos-Ramírez *et al.* \[2021\]](#) y comparar los resultados obtenidos por nuestra simulación pero en particular por las herramientas de post procesamiento desarrolladas en el presente trabajo.

La remanente CTB 109 (ver Figura 4.6) se ubica en la constelación de Casiopea en las coordenadas galácticas (109.1,+01.0) [[Gregory y Fahlman, 1980](#)]. Es una fuente de emisión de radio y rayos X, que presenta por el lado este una morfología característica de una remanente tipo cascara, siendo esta forma interrumpida abruptamente por el lado oeste, dando la apariencia de media esfera proyectada sobre el plano del cielo [[Hughes *et al.*, 1981](#); [Sánchez-Cruces *et al.*, 2018](#)]. Se le atribuye al medio ambiente en que se desarrolla esta remanente su peculiar forma debido a que hay evidencia de la interacción de la remanente de supernova con una nube gigante muy densa de gas molecular que haría de barrera impidiendo la expansión de la onda de choque hacia la región oeste. Aquí ya es evidente la importancia de llevar a cabo este tipo de simulaciones en 3D, pues las condiciones del medio ambiente en que se desarrolla la remanente provocan que la expansión de la onda de choque no sea isotrópica.

Para reflejar la presencia de una nube molecular densa en la simulación de [Castellanos-Ramírez *et al.* \[2021\]](#) el medio ambiente del modelo consiste en dos fases de gas en equilibrio de presión pero con un salto en densidad. Para reproducir esta simulación es necesario adaptar el código fuente de PION para que reciba un nuevo conjunto de parámetros e interprete las condiciones físicas indicadas por el usuario. Las variables que añadimos al archivo de parámetros indican cuál es el eje (X, Y o Z) sobre el cual se colocará la interfaz, la coordenada en centímetros que marca el punto de discontinuidad sobre dicho eje y las condiciones iniciales de esta nueva fase: densidad, presión y campo magnético.

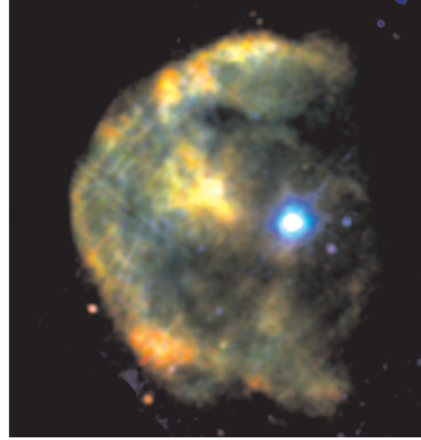


Figura 4.6: Imagen RGB de la RSN CTB 109 en rayos X con observaciones del observatorio espacial de rayos X *XMM-Newton*. Bandas de energía de 0.3 – 0.9 keV (rojo), 0.9 – 1.5 keV (verde) y 1.5 – 4.0 keV en azul. La imagen fue tomada del artículo de [Sasaki \[2014\]](#).

Entonces la configuración del medio ambiente y la explosión inicial es la siguiente: la fase en la que inicia la supernova tiene una densidad de $n_0 = 0.3 \text{ cm}^{-3}$ y aproximadamente a 4 pc del lugar de la explosión se encuentra la interfaz que marca el comienzo de una fase de alta densidad con 30 cm^{-3} . Se considera que la masa eyectada por la supernova es de $3M_\odot$, contenida dentro de una esfera de radio $R_0 = 1.1 \text{ pc}$ y se deposita inicialmente una energía de $E_0 = 4.0 \times 10^{50} \text{ erg}$, el 95% de esta es energía cinética y el 5% restante corresponde a energía térmica. La velocidad inicial de expansión es de $v_0 \sim 4600 \text{ km s}^{-1}$ (ecuación 4.4). Consideramos que la explosión se desarrolla en presencia de un campo magnético interestelar uniforme con magnitud de $B_0 = 5.0 \mu\text{G}$ a 120° respecto al eje x. Ambas simulaciones corresponden con un tiempo de integración desde $t_0 = 0$ hasta $t_f = 12000 \text{ yr}$. Esta configuración corresponde a las mismas condiciones iniciales impuestas por [Castellanos-Ramírez *et al.* \[2021\]](#).

Nuestro dominio de simulación corresponde a una caja con 256 celdas por lado para un tamaño físico de 40 pc por lado, a diferencia de la simulación realizada por [Castellanos-Ramírez *et al.* \[2021\]](#), que usan una caja con un total de 512^3 celdas para el mismo tamaño físico. Escogemos una resolución más pobre con el fin de ahorrar tiempo de cómputo pero suficientemente buena para que los resultados sean comparables. Otra diferencia a mencionar con la simulación realizada por [Castellanos-Ramírez *et al.* \[2021\]](#) es la forma de representar un medio ambiente con inhomogeneidades, los autores añaden ruido a la densidad por medio de la modulación de

esta por una función fractal mientras que en nuestro caso imponemos un ruido Gaussiano donde los valores de densidad se encuentran entre el promedio y el 80 % de este.

La Figura 4.7 muestra la evolución de la densidad en el plano correspondiente a $Z = 0$ desde un tiempo de ~ 200 años hasta ~ 10200 años. Cada panel muestra el estado de esta variable para un incremento en tiempo de $\Delta t = 2000$ años. Podemos observar la distancia a la cual se encuentra la interfaz del lugar de la explosión y como la onda de choque se expande hacia la izquierda como normalmente se espera en un medio uniforme, pero hacia la derecha la onda expansiva ha sido frenada por la barrera de material más denso, y de hecho ha rebotado generando una estructura en forma de arco dentro de la remanente. La formación de esta estructura también es reproducida en [Castellanos-Ramírez *et al.* \[2021\]](#). La onda de choque al final del tiempo simulado ha alcanzado un radio de ~ 12 pc hacia el este, una distancia algo mayor a la estimada con la solución autosimilar de Sedov-Taylor de ~ 10 pc para una remanente con la misma cantidad de energía depositada, en un medio de densidad inicial de 0.3 cm^{-3} y este tiempo de evolución. La onda expansiva choca con el medio denso a un tiempo de evolución de aproximadamente 1000 años. Y como se observa en la Figura 4.7, la interacción del choque principal con la barrera genera un choque reflejado y un choque transmitido, el cual penetra en la barrera de material denso provocando un incremento de densidad en esta región.

En la Figura 4.8 podemos observar la evolución de la presión en el tiempo en el plano XY desde un tiempo inicial de $t \sim 200$ años. Cada panel corresponde a un incremento de $\Delta t = 2000$ años. Aquí se puede apreciar mejor la formación de la estructura interna en forma de arco mencionada anteriormente, formada por el rebote de la onda de choque al impactar con la barrera de material denso.

La Figura 4.9, extraída del trabajo de [Castellanos-Ramírez *et al.* \[2021\]](#), nos permite comparar los resultados de las simulaciones numéricas. Si observamos las figuras 4.8 y 4.9 podemos notar que en ambos casos se aprecia la formación de las estructuras internas por el rebote del choque. También podemos notar diferencias entre las simulaciones. Principalmente, en la simulación de [Castellanos-Ramírez *et al.* \[2021\]](#) la onda de choque parece no penetrar significativamente en la nube densa, mientras que en la simulación adiabática realizada con PION sí. Pareciera que la onda de choque llega más lejos en nuestra simulación en su expansión hacia el lado izquierdo que en el caso de la literatura mencionada. Esto se debe a la integración de un esquema de

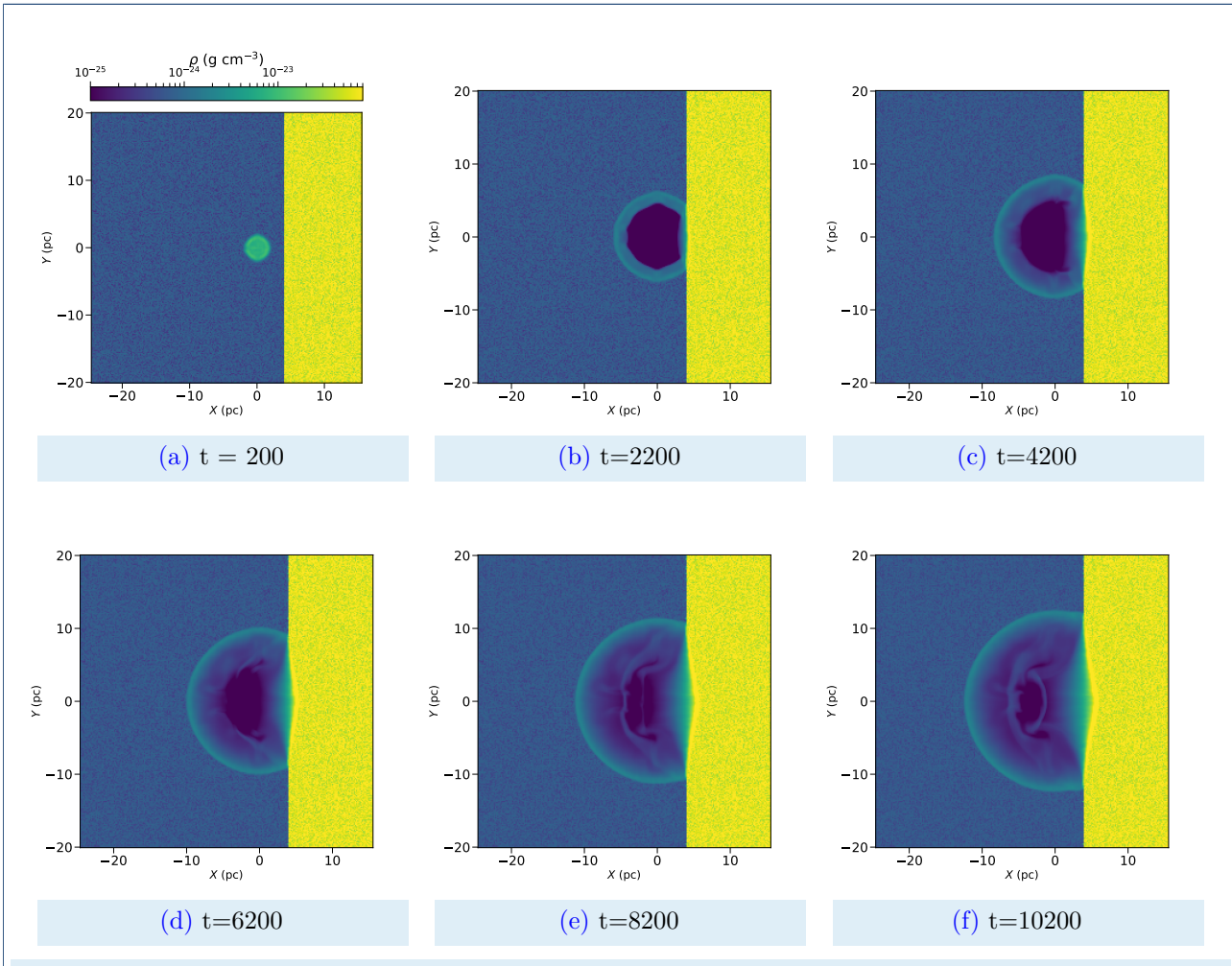
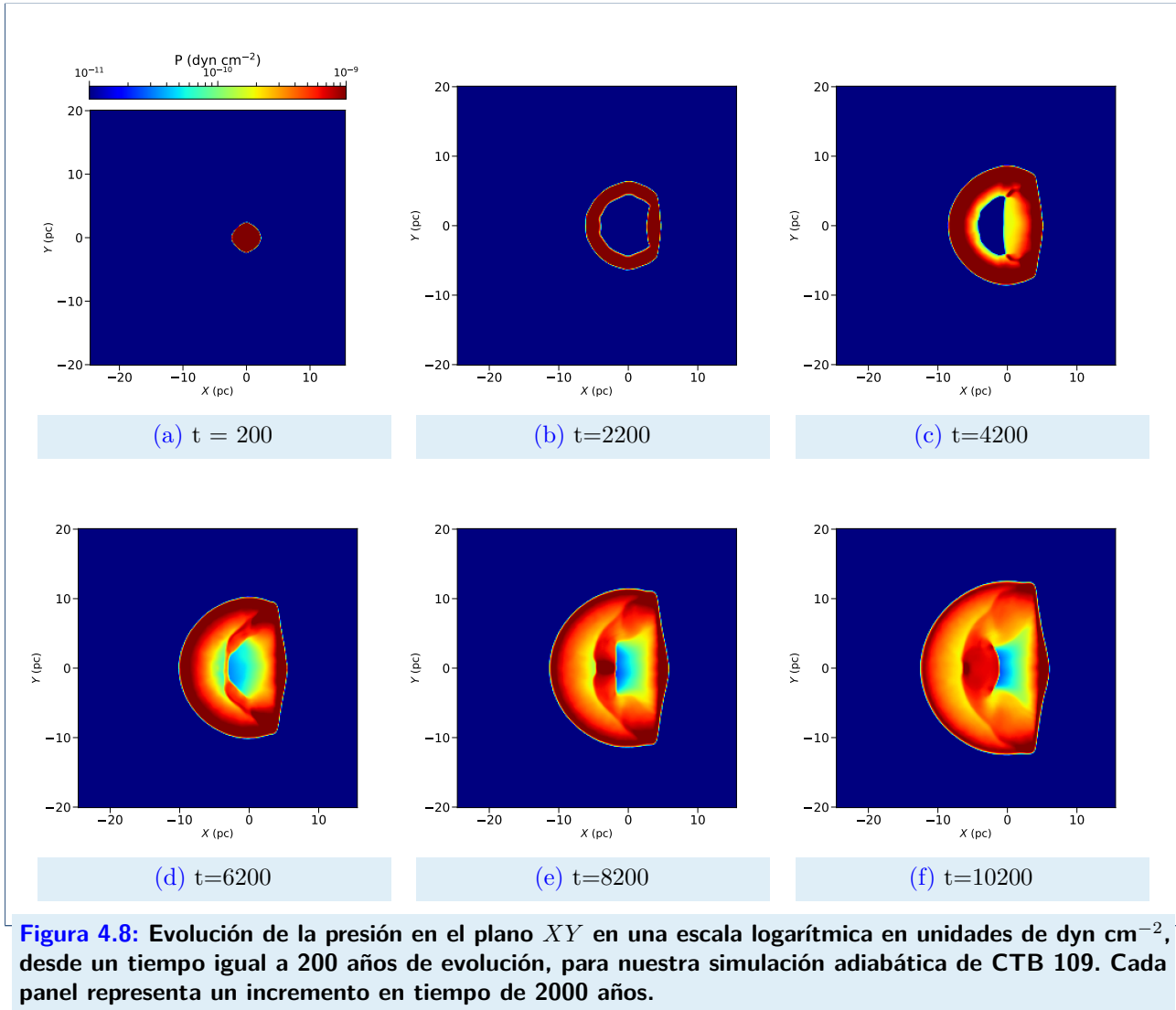


Figura 4.7: Evolución de la densidad en el plano XY en una escala logarítmica en unidades de g cm^{-3} , desde un tiempo igual a 200 años de evolución, para nuestra simulación adiabática de CTB 109. Cada panel representa un incremento en tiempo de 2000 años.

enfriamiento radiativo que [Castellanos-Ramírez et al. \[2021\]](#) implementa y nosotros todavía no. Así que retomamos las salidas de nuestra simulación y encendemos el enfriamiento luego de que la onda de choque alcanza la barrera de material denso, lo cual ocurre a un tiempo de evolución de $t \sim 1000$ años. La elección de no iniciar los procesos de enfriamiento radiativo desde el inicio de la simulación es por motivos prácticos para reducir el tiempo de computo necesario para su ejecución. Además, la inclusión del enfriamiento radiativo en una simulación debe tomarse con precaución debido a que los choques en las simulaciones numéricas no son una discontinuidad perfecta, si no que se definen en un número finito de celdas lo que lleva a obtener resultados numéricos no físicos. Para minimizar este efecto es importante contar con una buena resolución

numérica. Nuestra elección de excluir la participación del enfriamiento radiativo durante la primer fase de evolución permite la definición en la malla computacional de la estructura donde interactua el choque con la barrera.



Las secuencias de figuras 4.10 y 4.11 muestran la evolución de la densidad y presión para el modelo con enfriamiento radiativo. Podemos observar la formación de las mismas estructuras internas pero en la región donde la onda de expansiva choca con la barrera el enfriamiento radiativo resulta en una disminución de la presión, por lo que el material en expansión no llega tan lejos como en las simulaciones adiabáticas, aunque esto será más evidente en las siguientes

secciones cuando creemos nuestros mapas sintéticos para estas simulaciones. Si regresamos a comparar nuestra figura 4.11 con la Figura 4.9 notamos que el hemisferio esférico en las simulaciones de Castellanos-Ramírez *et al.* [2021] se ve deformado (achatado), resultado de las fluctuaciones en densidad en el medio ambiente de su modelo.

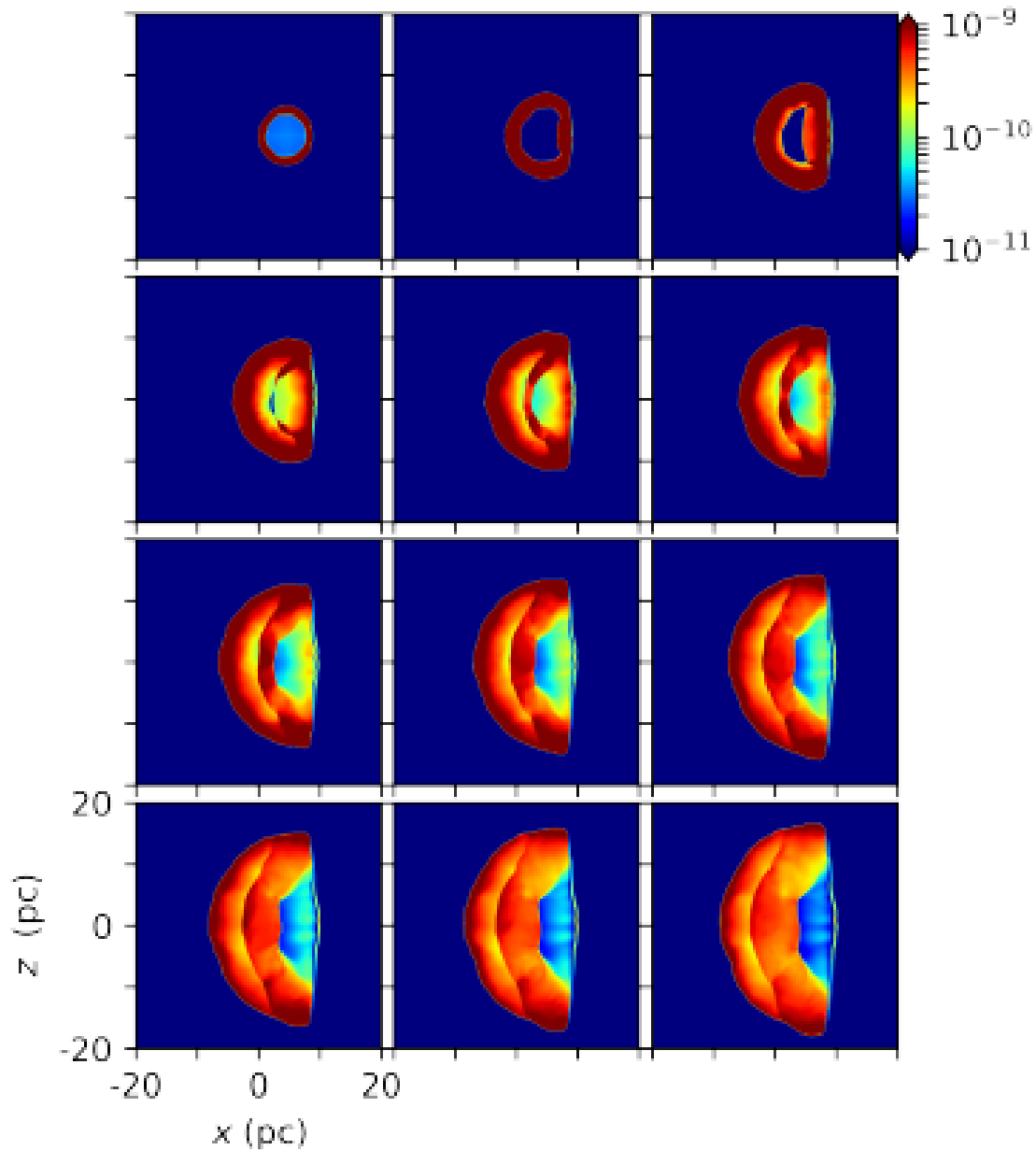


Figura 4.9: En esta secuencia de figuras se muestra la evolución de la presión en el plano XZ de la simulación realizada por [Castellanos-Ramírez et al. \[2021\]](#) con el código GUACHO. Se muestra para una evolución temporal de $t = 100$ yr hasta $t = 12000$ yr, en incrementos de 1000 yr. La figura fue tomada del artículo de [Castellanos-Ramírez et al. \[2021\]](#), corresponde a la figura 2, pág 5.

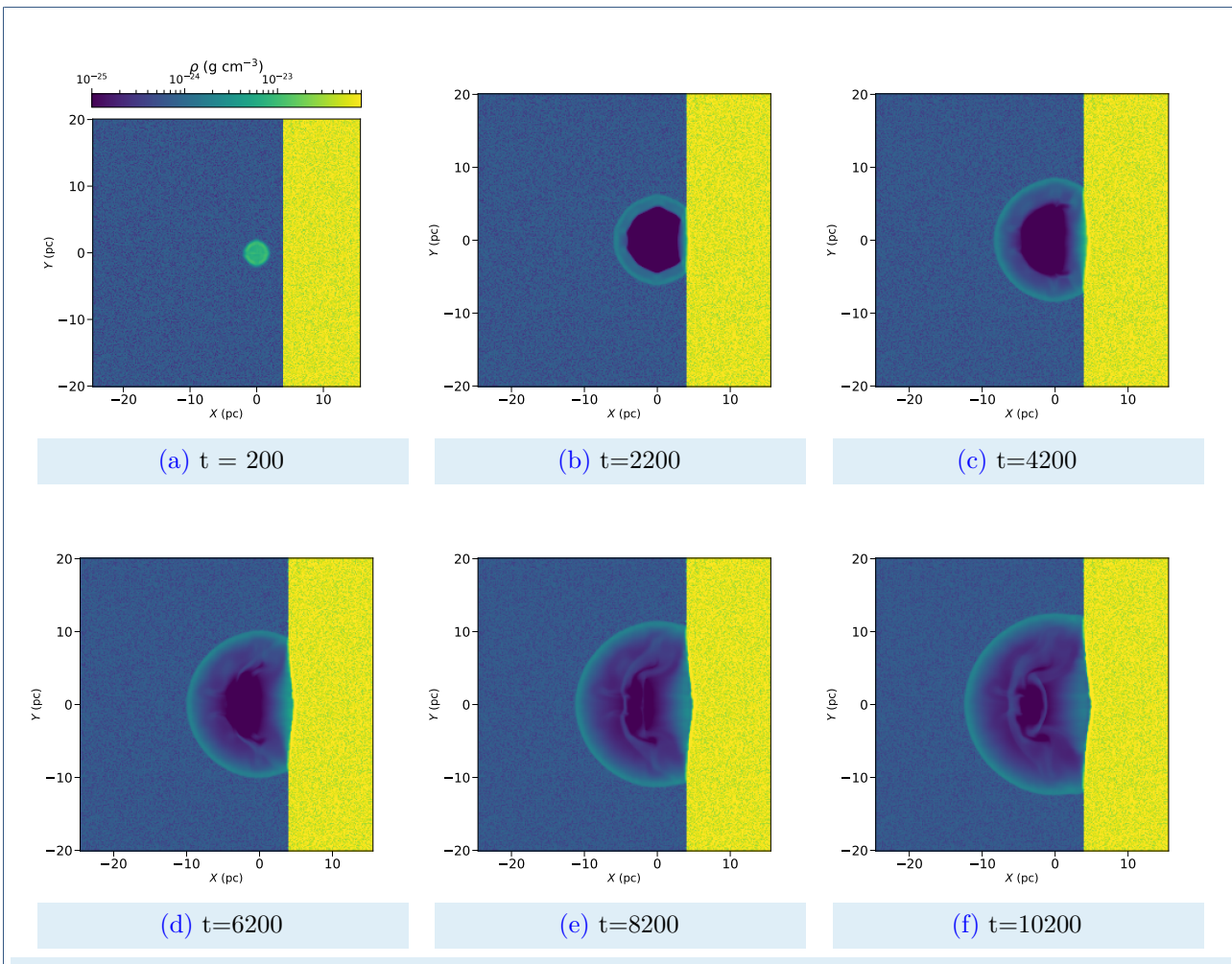


Figura 4.10: Evolución de la densidad en el plano XY , desde un tiempo igual a 200 años de evolución para nuestra simulación de la RSN CTB 109 con enfriamiento radiativo encendido a partir de $t = 1000$ años. Cada panel representa un incremento en tiempo de 2000 años.

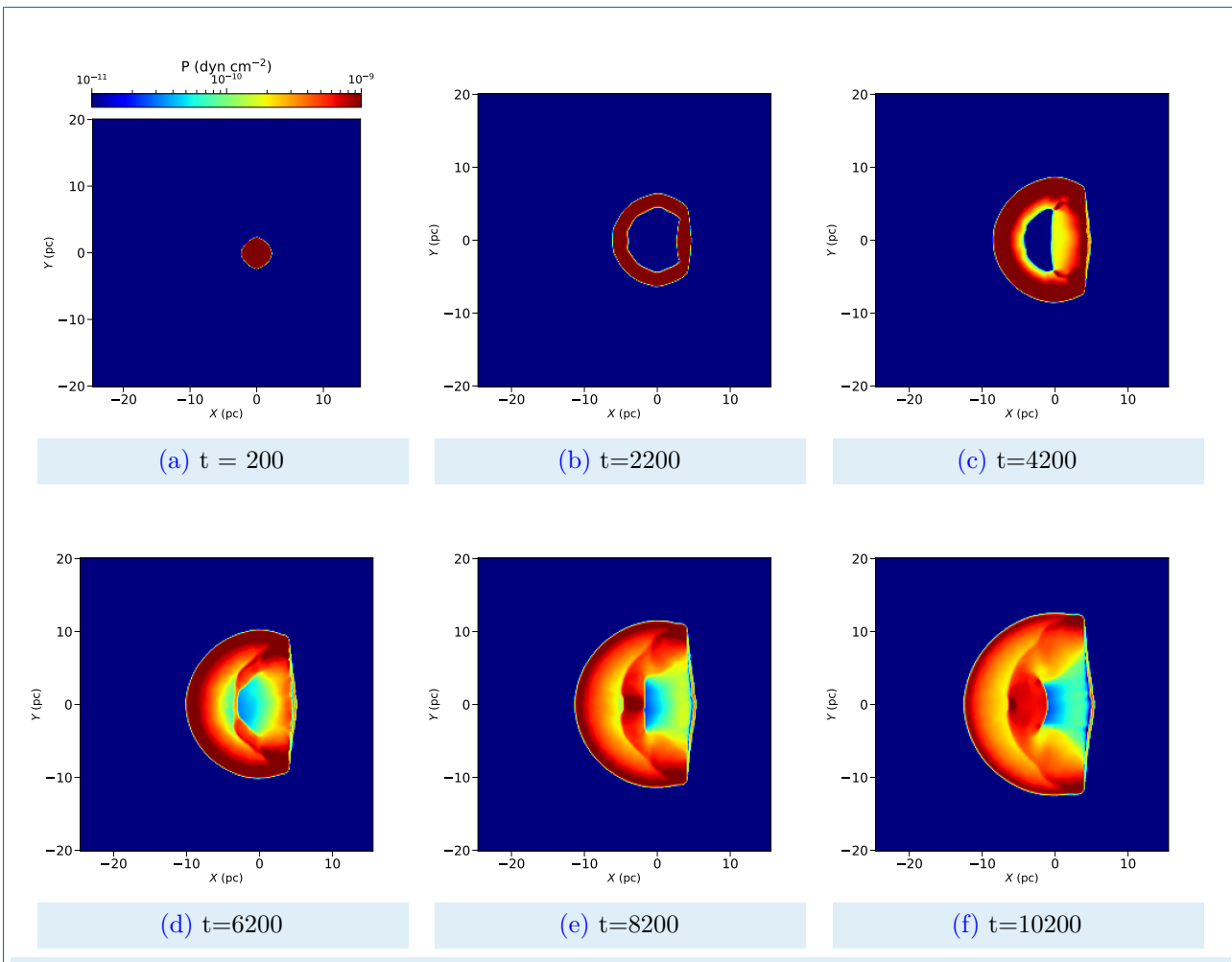


Figura 4.11: Evolución de la presión en el plano XY , desde un tiempo igual a 200 años de evolución para nuestra simulación de la RSN CTB 109 con enfriamiento radiativo encendido a partir de $t = 1000$ años. Cada panel representa un incremento en tiempo de 2000 años.

Postprocesamiento

Las simulaciones numéricas proporcionan las variables hidrodinámicas en cada celda del dominio computacional a cada paso de tiempo, pero estas cantidades no son las que se observan con los telescopios y demás instrumentos observacionales de los astrónomos. Para poder comparar nuestros resultados con observaciones reales es necesario recrear la emisión del objeto. ¿Cómo se vería si estuviésemos observando a través de un telescopio? Para contestar esta pregunta echamos mano de las variables físicas de nuestro modelo y de la teoría de emisión de remanentes de supernova. A los productos que intentan “hacer como que miramos a través de un telescopio” se les conoce como mapas de emisión y espectros sintéticos y es parte medular de esta tesis el desarrollo de herramientas para la creación de estos.

5.1. Mapas sintéticos de emisión sincrotrón

Con el fin de visualizar la emisión en radio a partir de las variables dadas por la simulación y siguiendo lo establecido por [Castellanos-Ramírez *et al.* \[2021\]](#) calculamos para una línea de visión dada (LOS por el inglés line of sight) y para cada celda en nuestra rejilla la emisividad sincrotrón, la intensidad integrada a lo largo de esta línea de visión y los parámetros de Stokes Q y U .

La emisividad sincrotrón se calcula mediante la expresión [[Norman y Jun, 1996](#)]:

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

donde P y ρ son la presión y densidad del gas, ν es la frecuencia de observación tomada como 10 GHz, B_{\perp} es la componente del campo magnético perpendicular a la línea de visión y α es el índice espectral tomado como 0.45 en la simulación de la remanente de supernova CTB 109.

El parámetro κ depende del mecanismo de aceleración de los electrones relativistas. En el caso *quasi-paralelo* se tiene que $\kappa = \cos^2(\theta_B)$ y en el caso *quasi-perpendicular* se tiene $\kappa = \sin^2(\theta_B)$ donde θ_B es el ángulo oblicuo, es decir el ángulo entre la normal al choque y el campo magnético post-choque [ver [Ávila-Aroche et al., 2020](#); [Fulbright y Reynolds, 1990](#); [Orlando et al., 2007](#)]. Este ángulo a su vez se relaciona con el ángulo θ_{Bn} , que es el ángulo oblicuo entre el campo magnético externo y la normal al choque.

Para un choque con factor de compresión 4 el ángulo oblicuo entre la normal al choque y el campo magnético pos-choque (θ_B) está dado por la expresión [[Fulbright y Reynolds, 1990](#); [Orlando et al., 2007](#)]:

$$\sin^2 \theta_B = \left(\cot^2 \frac{\theta_{Bn}}{16} + 1 \right)^{-1}. \quad (5.2)$$

Así que para determinar este ángulo es necesario calcular el ángulo entre el campo magnético externo, que en nuestras simulaciones corresponde al campo magnético inicial y es constante en todo el dominio, y la normal al choque (θ_{Bn}). Para calcular este ángulo seguimos el trabajo realizado por [Esparza y Balogh \[2001\]](#), donde plantean que la determinación de este parámetro en choques interplanetarios puede darse a través de las condiciones antes del choque y las condiciones postchoque del campo magnético. En este trabajo presentan el diagrama de la Figura 5.1, que muestra la interpretación geométrica del teorema coplanar para el campo magnético, y enunciado en el artículo de [Esparza y Balogh \[2001\]](#) establece que: para un choque MHD rápido, oblicuo, compresivo el campo magnético aguas arriba B_u , el campo magnético aguas abajo B_d , y la normal al choque n_s , son todos coplanares [[Colburn y Sonett, 1966](#)].

En el enunciado (y en la figura) B_u es el campo magnético inicial y B_d el campo magnético perturbado luego del paso del choque.

Así, siguiendo la descripción presentada en dicho trabajo y apoyándonos del diagrama

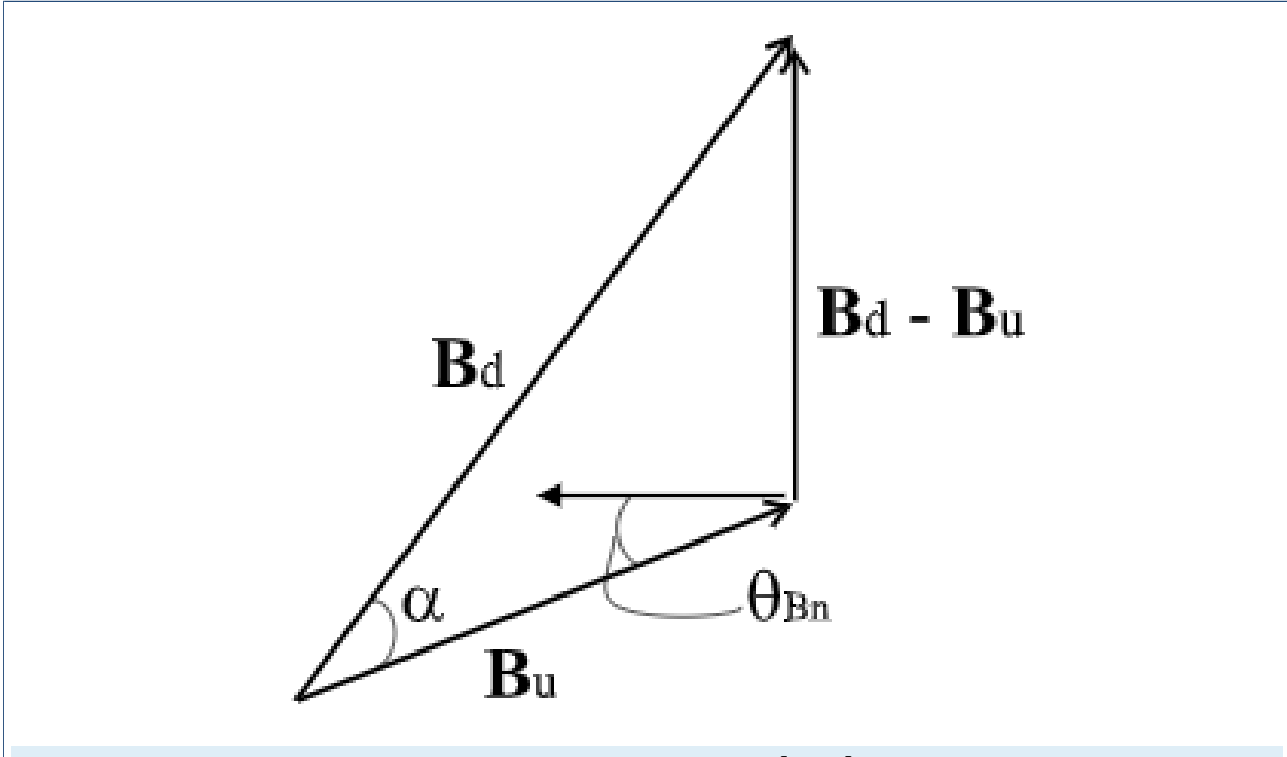


Figura 5.1: Diagrama obtenido del trabajo de [Esparza y Balogh \[2001\]](#) donde se muestra la interpretación geométrica del teorema coplanar para el campo magnético. En la figura B_u es el campo magnético inicial y B_d el campo magnético perturbado luego del paso del choque. El ángulo α es el ángulo de desviación.

presentado en la Figura 5.1, llegamos a la correcta expresión para la determinación del ángulo a través de la ley de senos y la ley de cosenos para el triángulo formado por los vectores de campo magnético. La expresión deducida siguiendo su planteamiento es:

$$\theta_{Bn} = \arccos \left[r_B \cdot \frac{\sqrt{1 - \cos^2 \alpha}}{\sqrt{1 + r_B^2 - 2r_B \cos \alpha}} \right], \quad (5.3)$$

donde r_B es el cociente entre la magnitud del campo magnético en cada celda dado un tiempo determinado $t = t_d$ y la magnitud del campo magnético inicial, que es constante en todas las celdas. El ángulo α es el ángulo de desviación del campo magnético, es decir el ángulo por el cual cambia la dirección del campo magnético debido al paso de la onda de choque.

Una vez calculada la emisividad sincrotrón podemos conocer la intensidad total I y los parámetros de Stokes Q y U por [[Cécere et al., 2016](#); [Clarke et al., 1989](#); [Jun y Norman, 1996](#)]

$$I(y, z, \nu) = \int_{LOS} j_s(x, y, z, \nu) dx, \quad (5.4)$$

$$Q(y, z, \nu) = \int_{LOS} f_P j_s(x, y, z, \nu) \cos(2\phi) dx, \quad (5.5)$$

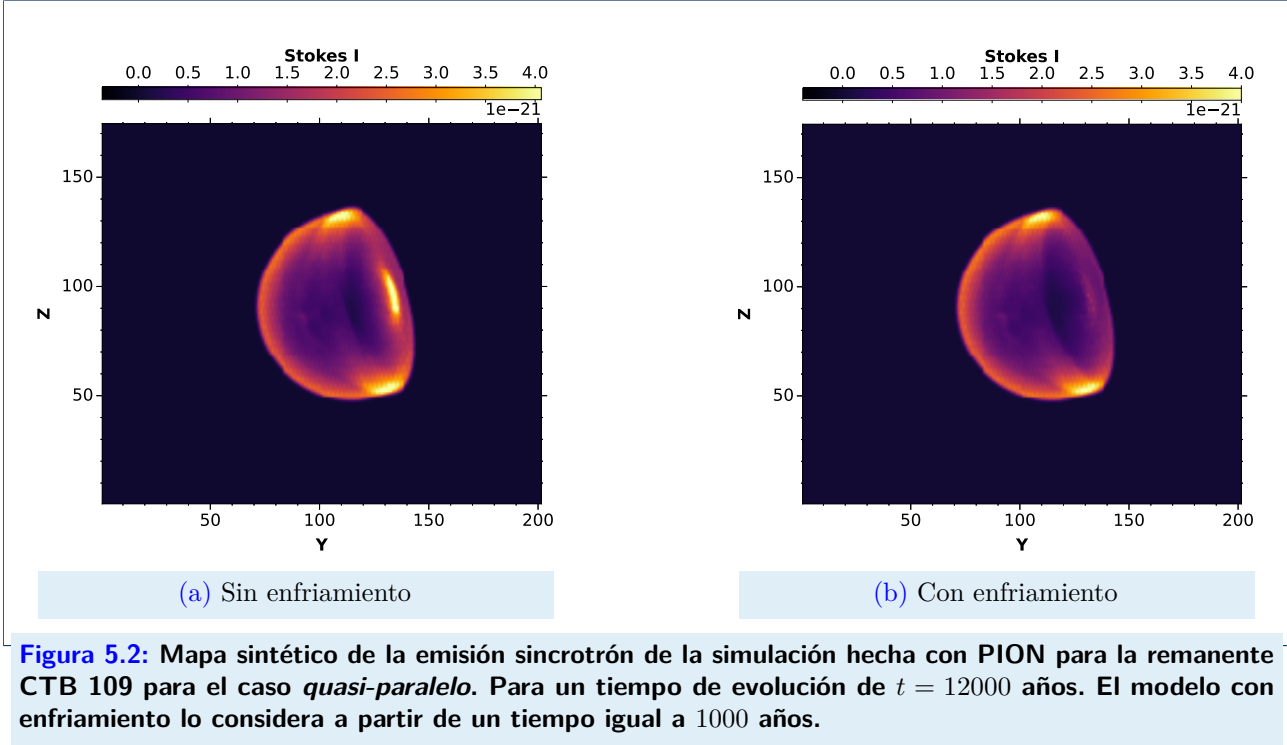
$$U(y, z, \nu) = \int_{LOS} f_P j_s(x, y, z, \nu) \sin(2\phi) dx, \quad (5.6)$$

donde f_P es el grado de polarización lineal dado por

$$f_P = \frac{\alpha + 1}{\alpha + 5/3} \quad (5.7)$$

y ϕ es el ángulo de posición del campo magnético local en el plano del cielo, calculada a partir de la proyección del vector de campo magnético post-choque sobre el plano Y-Z considerado como el plano del cielo luego de aplicar las correspondientes rotaciones del cubo de datos según la LOS dada. Este ángulo se mide en sentido antihorario a partir del eje Z positivo. Para esto proyectamos la emisividad sincrotrón a lo largo de la LOS sobre un plano paralelo (que denominaremos “la pantalla”) al plano Y-Z del dominio del modelo con una resolución menor a la de la simulación. Además realizamos una interpolación lineal sobre la pantalla (que corresponderá al plano del cielo) a fin de obtener imágenes suavizadas y con una distribución razonable de la emisividad a lo largo de una línea de visión.

Aplicamos al caso de estudio de la remanente CTB 109 a fin de replicar los resultados mostrados por [Castellanos-Ramírez et al. \[2021\]](#). En la Figura 5.2 presentamos nuestros mapas sintéticos de emisión sincrotrón para los modelos de CTB 109 sin enfriamiento (5.2a) y con enfriamiento (5.2b) luego de 12000 años de evolución para el caso *quasi-paralelo*. Cabe mencionar que los ejes en todos nuestros mapas sintéticos se presentan en celdas y no en unidades físicas dado que realizamos rotaciones para la línea de visión deseada siguiendo la respectiva proyección del cubo de datos sobre una malla 2D que representa el plano del cielo y por lo tanto cambia la escala del tamaño físico. En la Figura 5.3 mostramos nuestros resultados para el caso *quasi-perpendicular* con propósito comparativo. La diferencia más evidente con respecto al caso *quasi-paralelo* es la disminución de la magnitud de la emisión en toda la remanente. Estructuralmente las diferencias son pequeñas: en el caso *quasi-perpendicular* no vemos la emisión interna de la remanente ocasionada por el choque principal que ha rebotado.



5.2. Mapas de emisión en rayos X sintéticos

Ahora para comparar los resultados de nuestra simulación con observaciones de la remanente de supernova generamos mapas sintéticos de emisión en rayos X como lo hizo [Castellanos-Ramírez et al. \[2021\]](#).

Calculamos para una LOS cualesquiera el coeficiente de emisión de rayos X como función de la densidad en partículas por centímetro cúbico y la intensidad en rayos X, esto es:

$$j_\nu(y, z, T) = \int_{\text{LOS}} n^2(x, y, z) \cdot V \xi_\nu(T) dx \quad (5.8)$$

donde n es la densidad de partículas, bajo la suposición de que el número de iones es igual al número de electrones. V es el volumen de cada celda, que en el caso de nuestra simulación es constante. Finalmente $\xi_\nu(T)$ es la función de emisividad en rayos X generada con CLOUDY [[Ferland et al., 2017](#)] para un volumen de 1 cm^3 de gas con densidad 1 cm^{-3} para una escala de temperaturas de $10^{4.78}$ a $10^{9.14}$ K con incrementos en espacio logarítmico de 0.04 grados

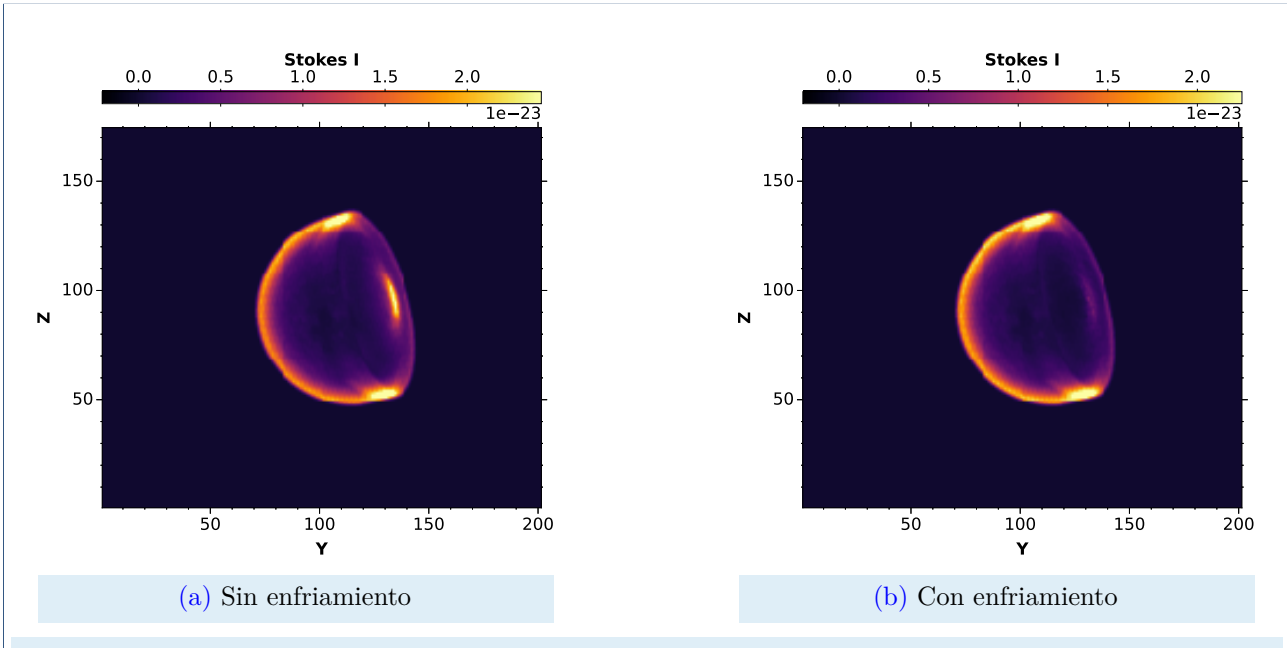


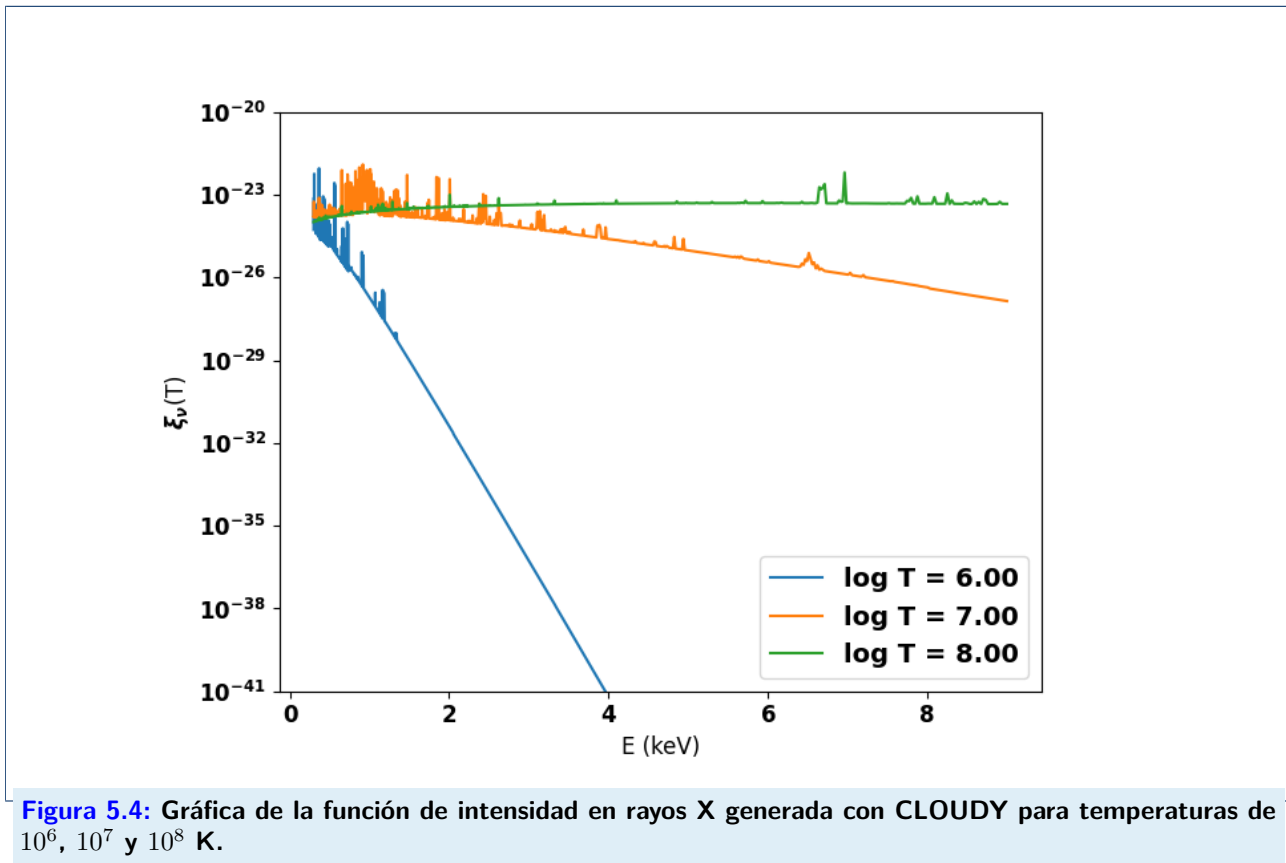
Figura 5.3: Mapa sintético de la emisión sincrotrón del modelo hecho con PION para la remanente CTB 109, caso *quasi-perpendicular*. Para un tiempo de evolución de $t = 12000$ años. El modelo con enfriamiento lo considera a partir de un tiempo igual a 1000 años.

suponiendo abundancias típicas del MIE y usando la base de datos atómicos CHIANTI [Del Zanna *et al.*, 2021]. En la Figura 5.4 graficamos $\xi_\nu(T)$ en función de energía (frecuencia) para distintas temperaturas, T . Esta función consta de dos componentes: el continuo y las líneas espectrales.

El procedimiento para generar los mapas sintéticos empieza con calcular la temperatura en cada celda del dominio computacional. Para la línea de visión dada, calculamos la distribución en temperatura de la medida de emisión diferencial, DEM(T) (por el inglés *differential emission measure*) definido para cada intervalo o bin de temperatura (con temperatura central T_b) como la suma de la densidad al cuadrado de las celdas sobre la línea de visión (y con temperatura dentro del intervalo correspondiente) por el volumen de una celda, como se explica en Toalá y Arthur [2018]:

$$\text{DEM}(T_b) = \sum_{k, T_k \in T_b} n^2 \cdot V, \quad (5.9)$$

Lo anterior genera un cubo de datos con dimensiones correspondientes a (T, Y, Z) que multiplicamos, para cada intervalo de temperatura, por el espectro $\xi_\nu(T)$ correspondiente a la temperatura media del intervalo T_b . Finalmente sumamos los espectros sobre los intervalos de energía considerados en el rango de 0.3 a 9.0 keV.



Se crean mapas sintéticos de la emisión en rayos X tomando en cuenta los efectos de absorción del medio interestelar neutro que se encuentra entre la fuente y el observador. Para ello asumimos una densidad columnar de $N_{\text{H}} = 6.0 \times 10^{21} \text{ cm}^2$ (como hace [Castellanos-Ramírez *et al.* \[2021\]](#)) y consideramos que la mitad del gas es gas molecular [[Balucinska-Church y McCammon, 1992](#)].

Integramos para cada pixel de la pantalla el espectro sobre el rango de energías entre 0.3 y 9.0 keV para generar mapas integrados de emisión de rayos X. En la Figura 5.5 se muestran los mapas sintéticos de emisión sin absorción generados con nuestras herramientas de post procesamiento para las salidas de los modelos de la remanente CTB 109 a $t = 12000$ años, con y sin enfriamiento radiativo. La imagen en la figura 5.5a se encuentra saturada para que ambos mapas tengan la misma escala y podamos comparar la morfología sin perder detalle en la figura con valores de luminosidad menores, ya que la diferencia en los valores máximos de ambas figuras es de dos ordenes de magnitud. Aquí se hace más evidente la importancia

de los mecanismos de enfriamiento radiativo para la morfología de la remanente; cuando no consideramos el enfriamiento, es decir, una RSN completamente adiabática (panel 5.5a en la figura) la región de impacto con la barrera se vuelve importante en la morfología reproducida en rayos X. En la simulación con enfriamiento radiativo se nota que el enfriamiento es muy eficiente en esta región y como consecuencia ya no es una fuente fuerte de rayos X (ver panel 5.5b).

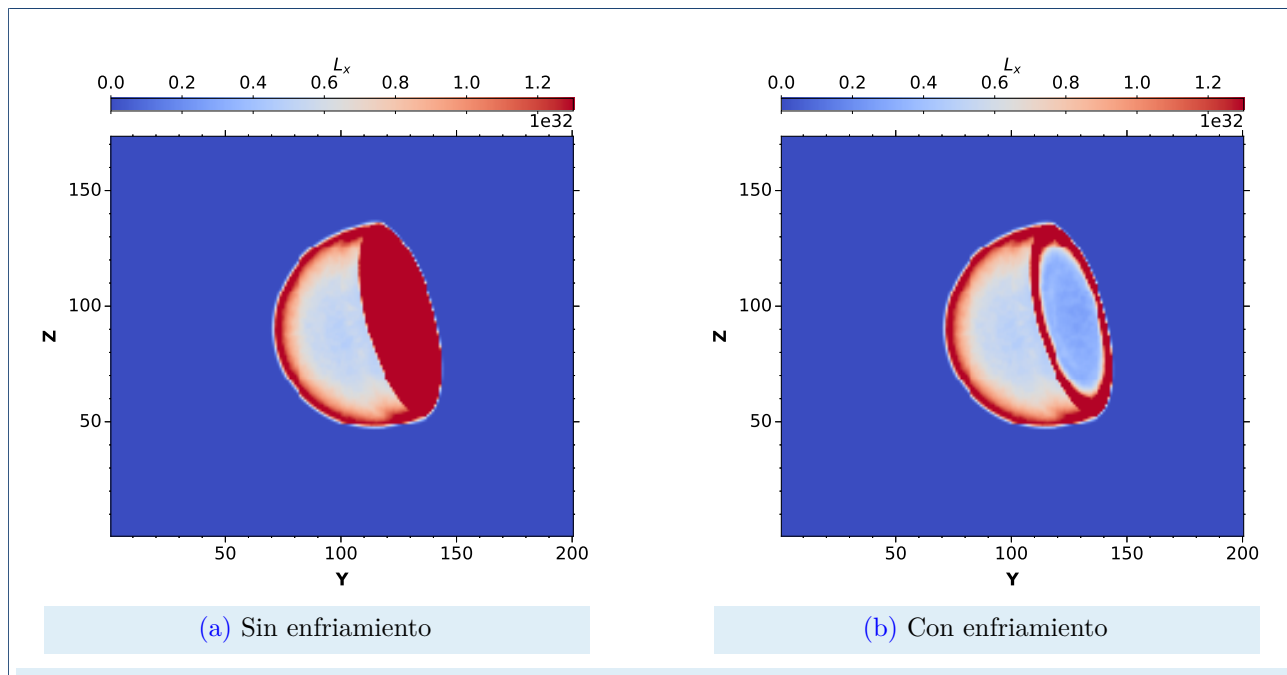


Figura 5.5: Mapas sintéticos de la emisión en rayos X sin absorción del modelo hecho con PION para la remanente CTB 109. Para un tiempo de evolución igual a $t = 12000$ años. Se muestra la simulación sin enfriamiento y con enfriamiento.

En la Figura 5.6 se muestran los mismos mapas sintéticos de emisión en rayos X integrados luego de considerar la absorción por la columna de medio interestelar entre el objeto y el observador. La emisión del centro de la cara circular que se ha formado por la interacción del choque principal y la barrera de material se ve disminuida tanto por los procesos de enfriamiento como por considerar la absorción del medio, así que desaparece esta componente de la morfología. En la Figura 5.7 comparamos la emisión de rayos X con y sin absorción integrando sobre distintas bandas de energía: banda R de 0.3 a 3.0 keV, banda G de 3.0 a 5.0 keV y banda B de 5.0 a 9.0 keV. La absorción por el medio afecta más a bandas del espectro de baja energía, por ejemplo en los rangos de 0.3 a 3.0 keV, donde vemos que la emisión proviene principalmente de la interacción del choque principal con el MIE. En rangos de energía de 3.0 a 5.0 keV la emisión

también es dominada por el choque principal y al considerar absorción la emisión disminuye en la cáscara que forma la remanente. En los regímenes de altas energías, por ejemplo en el rango de 5.0 a 9.0 keV, la emisión se ve dominada por la estructura interna formada por el rebote del choque principal contra la barrera de material. Esta región del espectro no se ve muy afectada por la absorción y a la vez la magnitud de la emisión es menor que en los otros intervalos de energía debido a que el gas que emite en esta banda es de muy baja densidad; por estas razones no se aprecia en ninguna de las figuras de rayos X integrados sobre el rango completo de energías la contribución del arco interno (es decir, en las figuras 5.5a y 5.6). Concluimos que la parte del remanente que interactúa con la barrera debe estar en fase radiativa, mientras que el resto todavía está en la fase adiabática. La morfología en rayos X termina siendo la de una cáscara hueca (5.6b), misma conclusión a la cual llegan [Castellanos-Ramírez *et al.* \[2021\]](#).

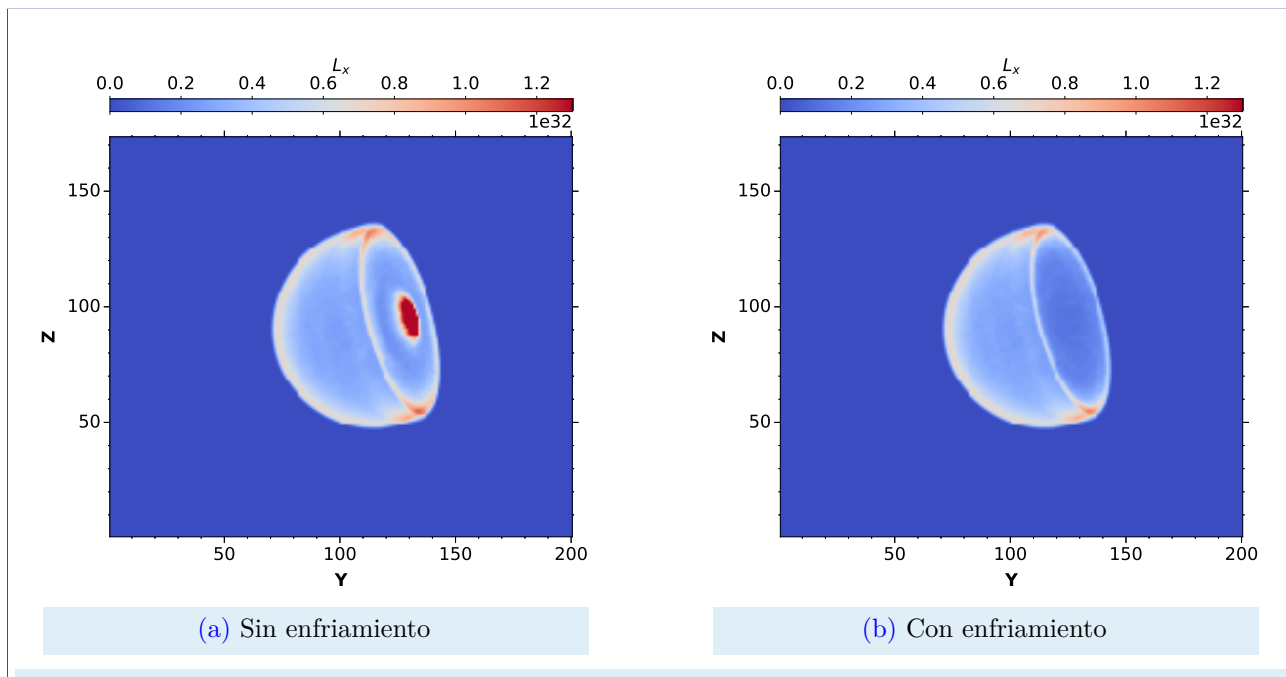


Figura 5.6: Mapas sintéticos de la emisión en rayos X con absorción del modelo hecho con PION para la remanente CTB 109. Para un tiempo de evolución igual a $t = 12000$ años.

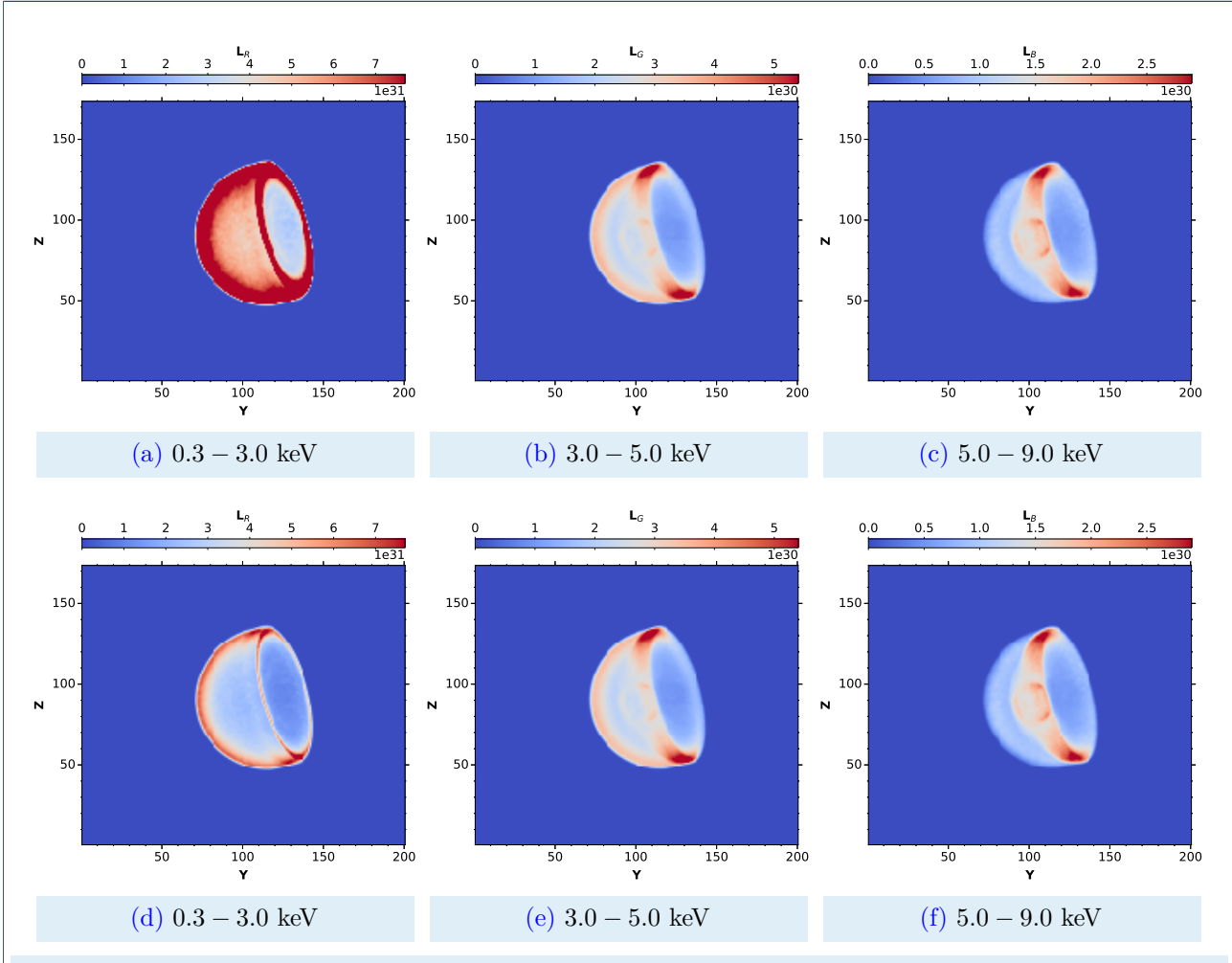


Figura 5.7: Mapas sintéticos de la emisión en rayos X integrada en distintas bandas de energía sin absorción (paneles superiores) y con absorción (paneles inferiores) del modelo hecho con PION para la remanente CTB 109 con enfriamiento. Para un tiempo de evolución igual a $t = 12000$ años.

5.3. Mapas sintéticos de polarización

Una vez conocemos los parámetros de Stokes Q y U podemos encontrar la intensidad linealmente polarizada haciendo:

$$I_p(y, z, \nu) = (Q^2(y, z, \nu) + U^2(y, z, \nu))^{1/2}, \quad (5.10)$$

y podemos recuperar el ángulo de posición del campo magnético a través de los parámetros Q y U

$$\phi_B = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{U(y, z, \nu)}{Q(y, z, \nu)} \right). \quad (5.11)$$

Además podemos calcular la fracción de polarización lineal

$$p = \frac{I_p(y, z, \nu)}{I(y, z, \nu)}. \quad (5.12)$$

En la figura 5.8 mostramos el mapa de polarización lineal para nuestro modelo de CTB 109 con enfriamiento radiativo. En el caso de la remanente CTB 109 [Castellanos-Ramírez et al. \[2021\]](#) encuentran un valor de 60 por ciento en las regiones más brillantes, similar al calculado con nuestras herramientas para nuestro modelo, donde obtenemos un máximo de 63%.

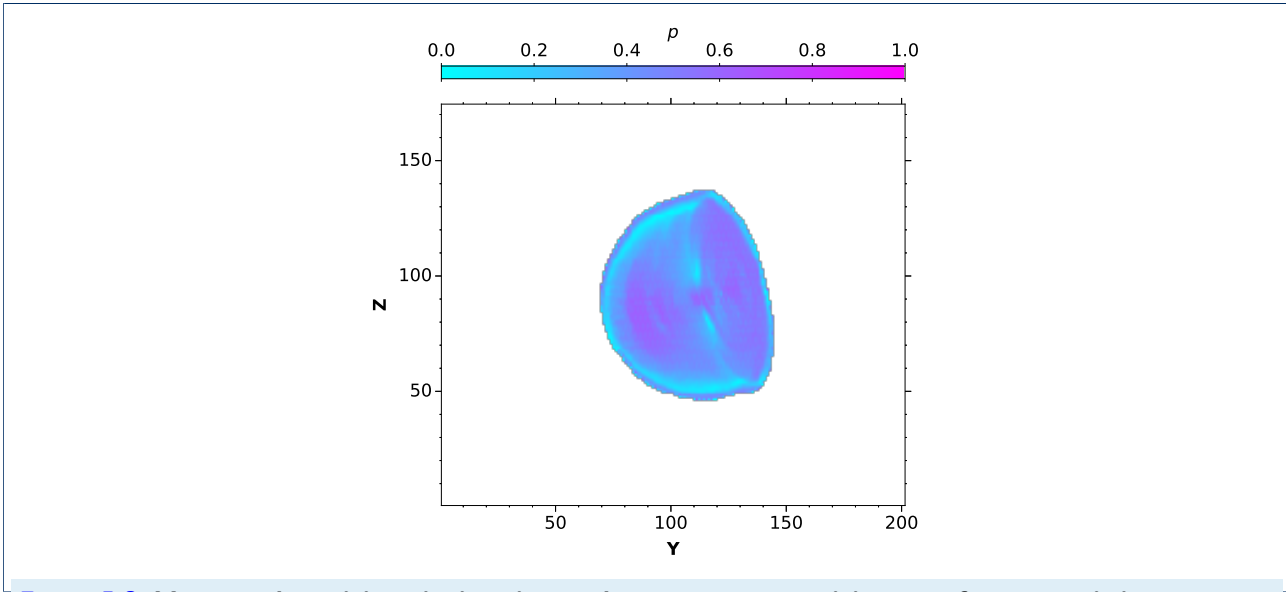


Figura 5.8: Mapa sintético del grado de polarización para nuestro modelo con enfriamiento de la remanente CTB 109. Para un tiempo de evolución igual a $t = 12000$ años.

Simulación MHD 3D de la RSN 3C 397.

Hemos desarrollado las herramientas necesarias para interpretar y comparar las salidas de nuestros modelos con observaciones reales. Ahora toca probar cómo la variación de parámetros afectan o no la morfología de una remanente propiciando una forma rectangular. También se consideran los efectos de distintos fenómenos físicos relacionados a la emisión de estos objetos. Finalmente, se juntará todo lo aprendido para crear una simulación que represente lo mejor posible a la remanente 3C 397 a una mayor resolución numérica.

6.1. Simulaciones de RSN con más de una barrera

Ya vimos que en el caso de la RSN CTB 109 el motivo de que su morfología presente una estructura plana es la presencia de una nube de gas molecular densa que interactúa con la onda de choque. Además, las simulaciones numéricas pueden reproducir su apariencia por considerar el desarrollo de la supernova en un medio de dos fases, simplificando la presencia de la nube densa por medio de una interfaz donde ocurre el salto en densidad. Luego, es natural suponer que una de las razones por la cual observamos remanentes con más de un borde plano es la presencia de varias nubes que harían de barrera para la onda de choque en distintas direcciones. Para investigar más al respecto preparamos otro conjunto de simulaciones de prueba. De nuevo, es necesario adaptar el código fuente de PION para poder introducir los parámetros necesarios

para añadir tres interfaces que nos permitirían generar un medio ambiente hasta con 4 fases distintas.

Con el fin de acercarnos a un escenario que tenga probabilidades de recrear la morfología ya descrita de la remanente de supernova 3C 397 establecemos un medio ambiente de tres fases con tres barreras, encerrando así a la explosión de supernova en tres direcciones distintas.

Para establecer los parámetros físicos a usar tomamos como punto de partida el estudio de [Jiang *et al.* \[2010\]](#), donde realizan un análisis de la cinemática de las nubes moleculares alrededor de 3C 397 con observaciones de CO. Encuentran que la remanente se encuentra confinada en una cavidad de gas molecular y en interacción con una nube molecular como lo evidencia el ensanchamiento que observan para esta componente de la línea ^{12}CO .

Tal nube molecular presenta un gradiente en su densidad columnar. Derivan una densidad molecular promedio en el rango de 10 a 30 partículas por centímetro cúbico para el medio ambiente donde se desarrolla la explosión. En la Figura 8 del artículo de [Jiang *et al.* \[2010\]](#), se presenta la distribución de la densidad columnar a lo largo de la latitud y longitud Galácticas. Podemos usar estas gráficas para estimar valores de densidad del medio en que se desarrolla la remanente aproximando por funciones escalonadas para poder ajustar estos datos a las características implementadas en el código PION para establecer un medio ambiente con interfaces. Con la latitud, la densidad columnar va de $\sim 1.4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ hasta un máximo de $\sim 3.5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. Con la longitud, la densidad columnar presenta su máximo a latitudes mayores, con un valor de $\sim 3.0 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$, tiene un mínimo local ahí donde se extiende la remanente de $\sim 1.4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$, y a latitudes menores un valor aproximado de $\sim 1.8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. La Figura 6.1, tomada del artículo de [Jiang *et al.* \[2010\]](#), muestra estos perfiles de densidad columnar que aproximamos con funciones escalonadas para simplificar el problema. Con esta información y suponiendo una línea de visión de $\sim 10 \text{ kpc}$ estimamos densidades por centímetro cúbico, esto nos permitirá tener una mejor idea de la magnitud de los incrementos en densidad que deben reflejar nuestras simulaciones para este objeto.

Entonces, los parámetros de nuestra simulación como primera aproximación son los siguientes: consideramos una caja rectangular de $70 \times 100 \times 100$ celdas que corresponden a un tamaño físico de $14 \times 20 \times 20 \text{ pc}$. En primera instancia escogemos una resolución pobre para ahorrar tiempo

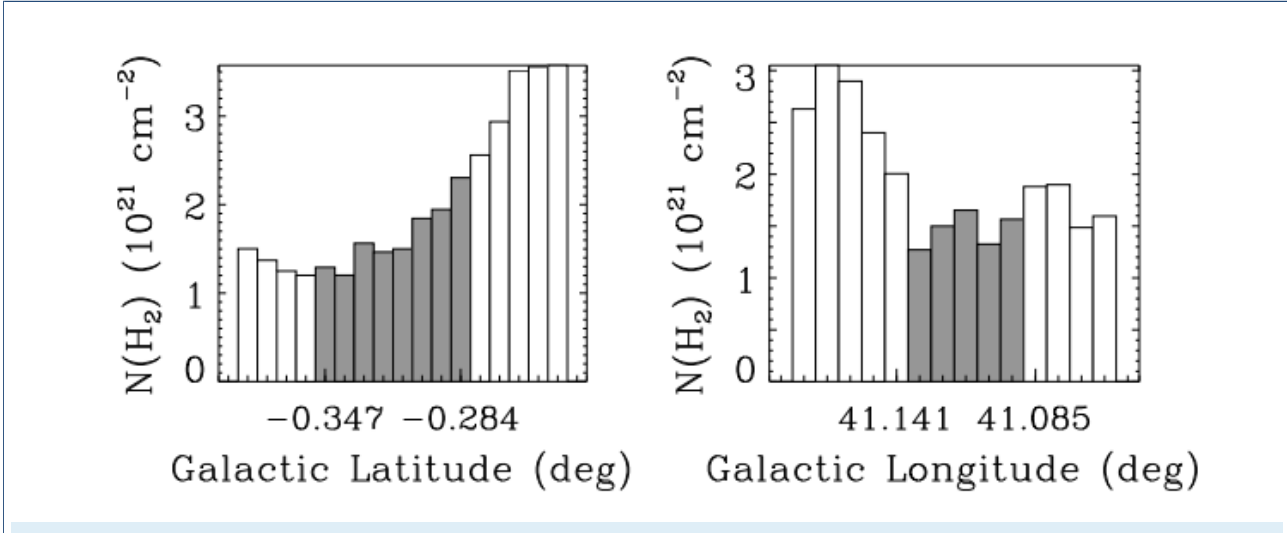


Figura 6.1: Perfiles de la densidad columnar de 3C 397, tomados de referencia para la construcción del medio interestelar para nuestra simulación. La figura pertenece al artículo de [Jiang et al. \[2010\]](#) y bien indican en su pie de figura que las barras grises corresponden con la extensión de la remanente.

de cómputo y poder realizar pruebas rápidas variando algunos parámetros de la simulación.

Situamos el centro de la explosión en $(0, 0, 0)$. Colocamos una energía inicial de 1.0×10^{51} erg y una masa eyectada de $3 M_{\odot}$ dentro de una esfera de radio 2.0 pc. Consideramos que el 95 % de la energía inicial se encuentra en forma de energía cinética y el resto en energía térmica.

El medio ambiente corresponde con un medio de tres fases en densidad pero con presión uniforme de 1.38×10^{-13} dyn cm $^{-2}$. La fase donde tendrá lugar la explosión inicia con una densidad de $n_1 = 1$ cm $^{-3}$ con una temperatura de 1500 K. A 5 pc del centro de la explosión en dirección X negativa se encuentra la interfaz que divide a la fase anterior con una fase de densidad $n_2 = 60$ cm $^{-3}$ y temperatura igual a 26 K. A 5 pc en dirección X positiva y en dirección Y positiva encontramos dos barreras que dividen al medio no denso y a una fase de $n_3 = 100$ cm $^{-3}$ y $T_3 = 15$ K (ver Figura 6.2).

Partiendo de esta simulación se realizan otras en las que se considera el desarrollo de la supernova en presencia de un campo magnético con magnitud igual a $B_0 \sim 5 \mu\text{G}$ variando la orientación de este. En la Tabla 6.1 se resumen los distintos valores tomados para las componentes del campo magnético en las distintas corridas, estas incluyen vectores siguiendo la dirección positiva de los tres ejes y sobre los planos XY , XZ y YZ a un ángulo de 45° .

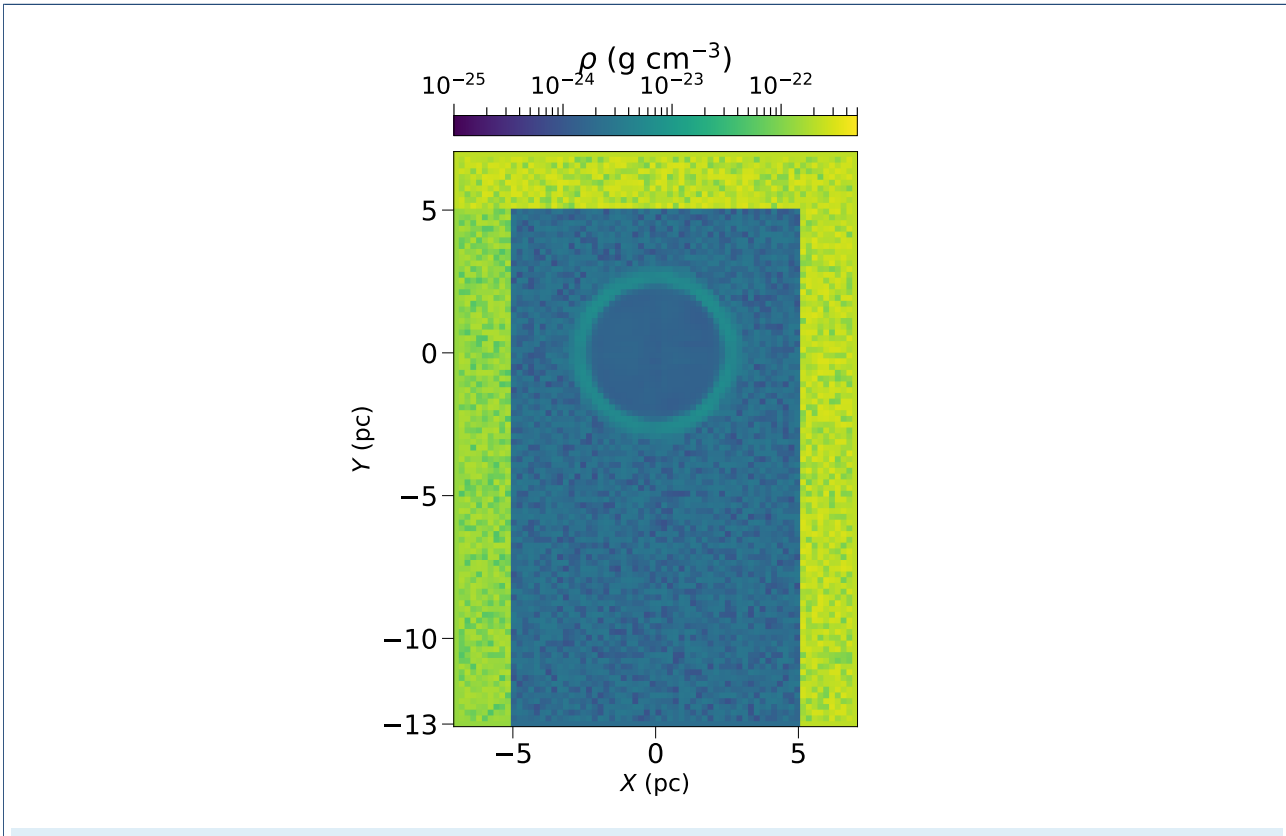


Figura 6.2: Rebanada del plano XY de la condición inicial de la densidad del medio ambiente para las simulaciones de la RSN 3C 397. Este está compuesto por un medio multifase, aquel donde se desarrolla la supernova y dos medios densos que definen tres barreras que encierran a la remanente de supernova.

Finalmente, considerando la relevancia que tiene el enfriamiento radiativo (como vimos para la remanente CTB 109) realizamos otro conjunto de corridas teniendo como base las anteriores variando el tiempo en el que la simulación considera el enfriamiento radiativo. Para cada simulación probamos el inicio de los procesos de enfriamiento a un tiempo temprano de alrededor de 1000 años, durante el cual la onda de choque alcanza las barreras de gas denso. Luego, a un tiempo medio de entre 3400 a 4000 años, en el cual la onda de choque ya ha rebotado sobre las paredes y ha barrido el interior de sí misma alcanzando el centro. Por último un tiempo tardío, de alrededor de 6500 años.

En el Apéndice B podemos ver la evolución de la densidad desde un tiempo inicial de 200 años hasta 10200 años para el modelo ID = 13, para el plano XY con propósito ilustrativo, debido a que los demás modelos siguen el mismo comportamiento (la dirección del campo magnético

Cuadro 6.1: Resumen de las distintas orientaciones usadas para del campo magnético. La primer columna corresponde al ID de la corrida y las siguientes tres columnas a los valores usados para las componentes del campo magnético en cada simulación.

ID	B_x μG	B_y μG	B_z μG
13	0	0	0
14	5.0	0	0
15	0	5.0	0
16	0	0	5.0
17	3.5	3.5	0
18	3.5	0	3.5
19	0	3.5	3.5
20	2.9	2.9	2.9

no influye significativamente en la expansión de la onda de choque). Esta vez la explosión se encuentra confinada en tres direcciones y en general se puede observar el rebote de la onda de choque principal sobre estas paredes de material denso y nuevamente el reflejo del choque en reversa luego de alcanzar el centro de la remanente y continuar viajando ahora hacia el exterior. Esto da lugar a la formación de estructuras de arcos cruzados en el interior de la remanente.

Las diferentes figuras del Apéndice B nos muestran el cambio de la densidad en el plano XY para el mismo modelo (ID=13) pero considerando distintos tiempos iniciales para el enfriamiento. Si comparamos entre figuras podemos hacer algunas observaciones interesantes. Por ejemplo, las figuras correspondientes para las simulaciones con campo magnético ilustran que la configuración de este no afecta la expansión de la onda de forma significativa, al menos no para una magnitud de $5 \mu\text{G}$ como se escogió en estas pruebas.

En cuanto a la presión de gas, notamos un incremento de esta en la región central luego de que la onda de choque rebotada haya alcanzado el centro de la remanente. Luego, la consideración de los mecanismos de enfriamiento en el modelo durante cualquier tiempo provoca una disminución de la presión en las regiones donde ha chocado la onda de choque principal con alguna de las barreras de material denso. Estas gráficas no figuran en este trabajo a fin de no saturar de información al lector y dado que las características más relevantes han sido resumidas aquí.

Estas observaciones pueden hacerse por una simple inspección visual de las imágenes, pero

se puede considerar realizar un análisis cuantitativo de los resultados obtenidos a través de los estadísticos descriptivos básicos. Sin embargo, consideramos que por ahora es suficiente un análisis cualitativo de las imágenes para tener una idea de como afectan los parámetros básicos relacionados.

6.2. Mapas sintéticos

Ahora que nos encontramos con más confianza en nuestras herramientas de post procesamiento por haber comparado nuestros resultados para el caso de la remanente CTB 109 en el capítulo anterior con un trabajo de la literatura, las aplicamos al conjunto de simulaciones con campo magnético descritas en la sección anterior.

Generamos mapas de la intensidad sincrotrón I para una línea de visión perpendicular al plano XY, para un tiempo de evolución de ~ 8000 años. Podemos revisar las figuras generadas para las simulaciones ID=14, 15 y 16 en el Apéndice C, cada panel corresponde al modelo con distinto tiempo inicial de enfriamiento radiativo. En general podemos destacar varios puntos. Primero, si no consideramos el enfriamiento, la emisión sincrotrón se verá dominada por completo por el choque con las barreras de material denso. La variación en el tiempo inicial de enfriamiento tiene consecuencias en la magnitud de la emisión pero no en la morfología resultante. En segundo lugar, si la línea de visión es perpendicular al campo magnético, entonces la remanente se muestra más o menos rellena y si la línea de visión es paralela al campo magnético obtendremos una remanente con un hueco en el centro. Por último, al considerar enfriamiento obtendremos valores menores de emisión sincrotrón, pero al no dominar las paredes la emisión es más homogénea en la extensión de la remanente.

Generamos mapas sintéticos de la emisión en rayos X para nuestras simulaciones. A modo de ejemplo, se muestran los resultados obtenidos para la simulación ID=14, 15 y 16 para un rango de energía de 0.3 a 9.0 keV en el Apéndice D. En general observamos que es difícil recuperar una morfología rellena en rayos X, la emisión es dominada por el material condensado contra las barreras en cualesquiera que sea el escenario. Esto podría deberse a la distribución inicial de la masa eyectada dentro del volumen de la explosión, en donde la densidad es constante o a la banda sobre la cual se integran las observaciones. Existen trabajos dedicados al estudio

de la evolución de remanentes con eyecta que tienen una estructura inicial de un núcleo con densidad constante y una envolvente donde la densidad decrece con el radio siguiendo una ley de potencia como los trabajos de [Chevalier \[1982\]](#) y [Bandiera *et al.* \[2021\]](#). Tal escenario es más natural de ocurrir dada la naturaleza de los astros que originan supernovas y aunque esto solo es una sospecha, puede aclararse la cuestión generando un nuevo conjunto de simulaciones luego de adaptar el código para reproducir la situación descrita.

6.2.1. Integración de un perfil de densidad no constante al código PION.

Suponemos que la estructura inicial para el material eyectado por la explosión consta de un núcleo de radio R_t con densidad constante ($\rho_{\text{nuc}} = \rho_0$) y una envolvente con perfil de densidad de ley de potencia ω [[Bandiera *et al.*, 2021](#); [Chevalier, 1982](#)]

$$\rho_{\text{env}} = \rho_0 \left(\frac{r}{R_t} \right)^{-\omega}. \quad (6.1)$$

Si M_e es la masa total eyectada, A es la fracción de masa contenida en el núcleo y $B = 1 - A$ es la fracción de la masa total contenida en la envolvente, entonces conociendo el radio R de la esfera que contendrá todo el material eyectado y de la ecuación de continuidad en forma integral deducimos la siguiente ecuación para encontrar el valor de R_t

$$R_t = R \left[1 + \frac{(3 - \omega)B}{3A} \right]^{\frac{1}{\omega-3}} \quad (6.2)$$

y a su vez deducimos que la densidad dentro del núcleo es

$$\rho_0 = \frac{3AM_e}{4\pi R_t^3}. \quad (6.3)$$

Luego, por la ley de conservación de energía encontramos que la velocidad inicial de expansión es

$$V = \left[\frac{2E_{k,T}}{AM_e \left(\frac{3}{5} + \frac{3}{5-\omega} \left\{ \left(\frac{R}{R_t} \right)^{5-\omega} - 1 \right\} \right)} \left(\frac{R}{R_t} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (6.4)$$

con $E_{k,T}$ la energía cinética total.

Una vez realizado este cambio en el código fuente de PION generamos un nuevo conjunto de simulaciones repartiendo una masa eyectada de $5M_{\odot}$ y una energía inicial de 10^{51} erg dentro de un volumen con radio $R = 2$ pc en el cual 60 % de la masa se encuentra en un núcleo con densidad constante y 40 % en una envolvente. Probamos tres configuraciones distintas para el campo magnético sin considerar enfriamiento radiativo (Cuadro 6.2) generando así los identificadores (ID's) 21, 22 y 23. Repetimos cada una de estas simulaciones pero considerando el enfriamiento radiativo a partir de un tiempo de evolución $t \sim 2400$ años. En el Apéndice E encontramos un cuadro que, para mayor claridad, resume todas las corridas realizadas para modelar a la RSN 3C 397 con los parámetros más relevantes utilizados en cada una de ellas.

Cuadro 6.2: Resumen de las distintas orientaciones usadas para del campo magnético. La primer columna corresponde al ID de la corrida y las siguientes tres columnas a los valores usados para las componentes del campo magnético en cada simulación.

ID	B_x μG	B_y μG	B_z μG
21	5.0	0	0
22	0	5.0	0
23	0	5.0	5.0

Una vez realizada esta modificación integramos el flujo en rayos X de la totalidad de la remanente para una línea de visión perpendicular al plano XY sobre las bandas de energía 0.3-2.1 keV, 0.4-2 keV y 4.0-6.0 keV, que corresponden con los rangos de energía para los cuales obtuvimos de la literatura un valor de flujo integrado (ver Cuadro 2.1), con el fin de comparar los datos observados y simulados. Realizamos los cálculos para un tiempo de evolución de la remanente de $t \sim 5000$ años y $t \sim 8000$ años. Los resultados se resumen en los Cuadros 6.3 y 6.4.

El flujo integrado total de la remanente es menor cuando se considera el enfriamiento radiativo del gas, esto supone una diferencia de hasta un orden de magnitud en las bandas de baja energía. Notamos que la configuración escogida para el campo magnético no implica grandes diferencias en el cálculo del flujo integrado. En la banda de rayos X blandos, de 0.3 a 2.1 keV, el valor de flujo total observado para 3C 397 es de 27×10^{-9} erg cm⁻² s⁻¹, en comparación con nuestros

modelos que consideran enfriamiento radiativo y la absorción del MIE obtenemos un flujo de $\sim 3.0 \times 10^{-9}$ y 1.2×10^{-10} erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ para una remanente de 5000 y 8000 años respectivamente, valores menores al observado siendo favorable el escenario de una remanente “joven”. Por otro lado, para la banda de 0.4-2 keV el valor encontrado en la literatura para el flujo integrado es de entre $(5 - 10) \times 10^{-11}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$, nuestros modelos con enfriamiento estiman valores algo mayores a esto, siendo en este caso favorable el escenario de una remanente de ~ 8000 años. En la banda de rayos X duros, en la banda de 4 a 6 keV tenemos como límite superior un valor de 1.1×10^{-13} erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ pero los valores obtenidos con nuestros modelos incluyendo enfriamiento y absorción del medio interestelar superan a esta cota por hasta 2 ordenes de magnitud.

En general estamos sobreestimando la emisión, y la morfología en rayos X sigue estando dominada por la emisión del gas que choca contra las barreras densas. Esto se atribuye principalmente a la densidad en el volumen ocupado por la eyecta por lo que realizamos una corrida de prueba más disminuyendo la masa depositada dentro del volumen de la explosión. A su vez observaremos el factor por el cuál cambian las estimaciones de flujo.

Cuadro 6.3: Flujo en rayos X integrado de nuestros modelos para la remanente 3C 397 para las bandas de energía de 0.3-2.1 keV, 0.4-2 keV y 4.0-6.0 keV considerando un tiempo de evolución de 5 mil años. Además se indican parámetros relevantes de la configuración de cada modelo como la inclusión o no del enfriamiento radiativo (ER). Las unidades son en erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$. Comparamos los resultados con la simulación ID = 14, cuya diferencia con la simulación ID = 21 es la distribución inicial de densidad dentro del volumen de la explosión, la primera con densidad constante y la segunda con una estructura de núcleo y envolvente con distintos perfiles de densidad.

Flujo integrado a t = 5000								
ID	B	ER	Con absorción			Sin absorción		
			0.3-2.1	0.4-2	4.0-6.0	0.3-2.1	0.4-2	4.0-6.0
14	Bx	×	9.8×10^{-10}	9.7×10^{-10}	7.0×10^{-12}	8.0×10^{-9}	5.0×10^{-10}	7.1×10^{-12}
21	Bx	×	2.6×10^{-10}	2.5×10^{-10}	1.4×10^{-11}	1.9×10^{-8}	1.3×10^{-8}	1.4×10^{-11}
		✓	3.0×10^{-10}	2.9×10^{-10}	1.2×10^{-11}	9.5×10^{-10}	8.2×10^{-10}	1.2×10^{-11}
22	By	×	2.6×10^{-10}	2.5×10^{-10}	1.4×10^{-11}	1.9×10^{-8}	1.3×10^{-8}	1.4×10^{-11}
		✓	3.0×10^{-10}	2.9×10^{-10}	1.2×10^{-11}	9.5×10^{-10}	8.2×10^{-10}	1.2×10^{-11}
23	By+Bz	×	2.6×10^{-10}	2.5×10^{-10}	1.4×10^{-11}	1.9×10^{-8}	1.3×10^{-8}	1.4×10^{-11}
		✓	3.0×10^{-10}	2.9×10^{-10}	1.2×10^{-11}	9.5×10^{-10}	8.2×10^{-10}	1.2×10^{-11}
24	Bx	×	2.0×10^{-10}	2.0×10^{-10}	1.3×10^{-11}	1.6×10^{-8}	1.0×10^{-8}	1.3×10^{-11}
		✓	2.6×10^{-10}	2.5×10^{-10}	1.0×10^{-11}	8.1×10^{-10}	7.1×10^{-10}	1.0×10^{-11}

Para la nueva corrida (ID = 24) consideramos una masa eyectada de $1.4M_{\odot}$ con una energía inicial de 10^{51} erg depositada dentro de un volumen de radio 2 pc en presencia de un campo

Cuadro 6.4: Flujo en rayos X integrado de nuestros modelos para la remanente 3C 397 para las bandas de interés considerando un tiempo de evolución de 8 mil años. Las unidades son en $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Flujo integrado a $t = 8000$								
ID	B	ER	Con absorción			Sin absorción		
			0.3-2.1	0.4-2	4.0-6.0	0.3-2.1	0.4-2	4.0-6.0
14	Bx	×	3.8×10^{-10}	3.7×10^{-10}	4.3×10^{-12}	4.9×10^{-9}	2.4×10^{-9}	4.4×10^{-12}
21	Bx	×	1.0×10^{-9}	1.0×10^{-9}	7.8×10^{-12}	1.3×10^{-8}	7.2×10^{-9}	7.9×10^{-12}
		✓	1.2×10^{-10}	1.2×10^{-10}	6.2×10^{-12}	4.1×10^{-10}	3.6×10^{-10}	6.2×10^{-12}
22	By	×	1.0×10^{-9}	1.0×10^{-9}	7.8×10^{-12}	1.3×10^{-8}	7.2×10^{-9}	7.9×10^{-12}
		✓	1.2×10^{-10}	1.2×10^{-10}	6.2×10^{-12}	4.2×10^{-10}	3.6×10^{-10}	6.2×10^{-12}
23	By+Bz	×	1.0×10^{-9}	1.0×10^{-9}	7.8×10^{-12}	1.3×10^{-8}	7.2×10^{-9}	7.9×10^{-12}
		✓	1.2×10^{-10}	1.2×10^{-10}	6.2×10^{-12}	4.2×10^{-10}	3.6×10^{-10}	6.2×10^{-12}
24	Bx	×	8.8×10^{-10}	8.7×10^{-10}	7.7×10^{-12}	1.1×10^{-8}	5.8×10^{-9}	7.8×10^{-12}
		✓	1.2×10^{-10}	1.2×10^{-10}	5.6×10^{-12}	4.2×10^{-10}	3.6×10^{-10}	5.7×10^{-12}

magnético con magnitud $5.0 \mu\text{G}$ orientado en dirección del eje X positivo. Además incluimos en los parámetros de entrada la opción de incluir un trazador para rastrear a lo largo de la simulación el material de la eyecta, lo cual será útil como veremos más adelante.

Los resultados se muestran junto con los obtenidos para las otras corridas en los Cuadros 6.3 y 6.4. Para un tiempo de evolución de nuestro objeto de 5000 años el flujo integrado en la banda de 4 a 6 keV disminuye aproximadamente un 17% al disminuir la cantidad de masa eyectada en un factor de ~ 3.5 veces. El impacto en las otras bandas es ligeramente menor, disminuyendo el flujo total integrado en un $\sim 13.5\%$. Por otro lado, para una edad de 8000 años el flujo total calculado en la banda de rayos X duros disminuye alrededor de un 9% al disminuir la cantidad de masa eyectada. En las otras bandas el cambio es menor al 0.1%. Las diferencias no son significativas, no al grado de explicar la diferencia de 2 órdenes de magnitud que hay con las observaciones. Consideramos que son muchos los factores que intervienen y que pueden explicar la diferencia con las observaciones, como por ejemplo la simplificación hecha para nuestro modelo de los parámetros que describen al medio circundante de la RSN o incertidumbre en las observaciones que se tienen del objeto; como por ejemplo su edad, debido a que podría tratarse de una remanente más vieja de lo que se ha estimado que al encontrarse confinada entre nubes de material denso no siguió su expansión al ritmo que sugieren los modelos esféricos o incertidumbres en los métodos para obtener los valores observados, dado que notamos que las observaciones reportan dos valores de flujo integrado en rayos X muy distintos para

prácticamente la misma banda de energía.

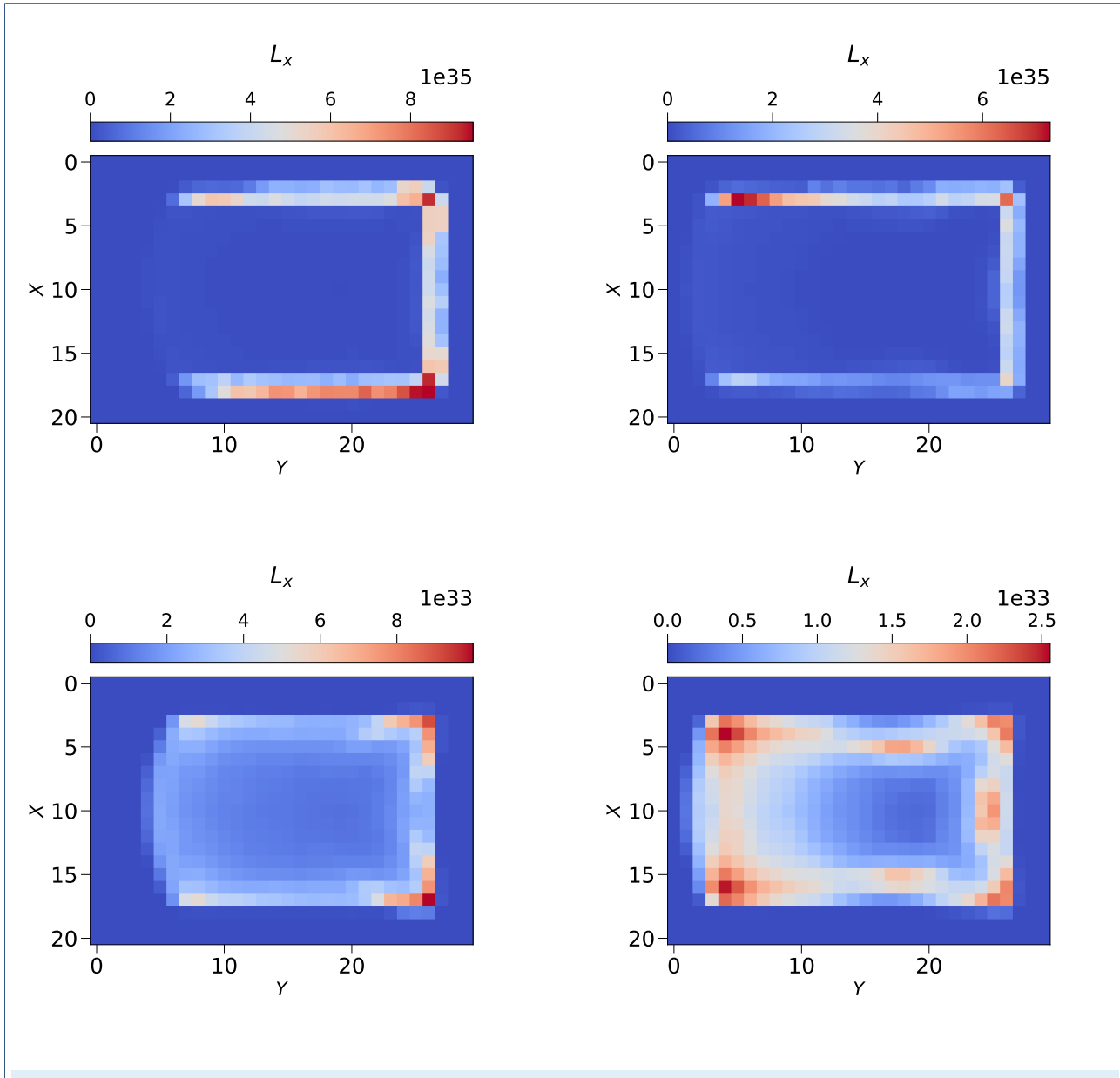


Figura 6.3: Emisión sintética de rayos X para el modelo ID = 24 con enfriamiento radiativo. Los paneles superiores corresponden a la emisión integrada en el rango de energía de 0.3 a 2.1 keV. Los paneles inferiores corresponden a la banda de rayos X duros de 4.0 a 6.0 keV. La primera columna es para un tiempo de evolución de 5 mil años y la segunda para 8 mil años.

Por otro lado, en la Figura 6.3 observamos la emisión sintética en rayos X para este último

modelo en dos bandas de energía y para los tiempos de evolución de la remanente de 5000 años y 8000 años. Para la banda de rayos X duros recuperamos una morfología más o menos homogénea en el interior de la remanente pero en la banda de rayos X suaves la emisión del material que choca con las interfaces sigue dominando la morfología.

6.2.2. Integración de abundancias químicas de una RSN para la creación de mapas sintéticos de rayos X.

Un factor que consideramos importante al crear nuestros mapas sintéticos de emisión en rayos X es el hecho de que utilizamos abundancias típicas del medio interestelar para obtener el coeficiente de emisión para todo el dominio de simulación. Lo correcto sería considerar abundancias típicas de una remanente de supernova o mejor dicho del progenitor de una SN (ya sea Tipo I o II) para el material eyectado y para el medio ambiente las abundancias del MIE. Así que consideramos apropiado integrar esta consideración a nuestro trabajo. Como ya mencionamos antes nuestra última simulación de prueba incluye un trazador que sigue el rastro del material de la eyecta. Usamos esta variable para crear una máscara sobre nuestro conjunto de datos que nos permita decidir si a una celda dada le corresponde una función $\xi_\nu(T)$ (Ver ecuación 5.8) construida con abundancias típicas del medio interestelar o con abundancias de una RSN. Para estas últimas generamos con CLOUDY los datos para 1 cm^3 de gas con densidad 1 cm^{-3} para la misma escala de temperatura suponiendo ahora abundancias de la RSN del Cangrejo, también conocida como Nebulosa del Cangrejo [Pequignot y Dennefeld, 1983], que tradicionalmente se le atribuye un origen de SN Tipo II, pero también se ha sugerido (por ejemplo en Nomoto *et al.* [1982] y Smith [2013]) que proviene de una estrella de masa intermedia que formó una enana blanca que luego colapsó debido al proceso de captura de electrones [Hiramatsu *et al.*, 2021].

Calculamos el flujo integrado con esta nueva consideración. Los resultados para un tiempo de evolución de 5 y 8 mil años se resumen en los Cuadros 6.5 y 6.6. El efecto obtenido de considerar las abundancias químicas de la eyecta es un incremento del flujo total por un factor de ~ 4 para las bandas de baja energía y de ~ 5 para la banda de altas energías en el caso de un tiempo de evolución de 5000 años y considerando los modelos que incluyen enfriamiento radiativo y absorción del MIE.

Cuadro 6.5: Flujo en rayos X integrado de nuestros modelos comparando el uso de un trazador (TR) para el material de la eyecta, considerando un tiempo de evolución de 5 mil años. Las unidades son en $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

ID = 24. Flujo integrado a $t = 5000$							
TR	ER	Con absorción			Sin absorción		
		0.3-2.1	0.4-2	4.0-6.0	0.3-2.1	0.4-2	4.0-6.0
✓	×	1.3×10^{-8}	1.3×10^{-8}	7.2×10^{-11}	2.0×10^{-7}	7.4×10^{-8}	7.2×10^{-11}
✓	✓	1.0×10^{-9}	1.0×10^{-9}	6.0×10^{-11}	4.1×10^{-9}	3.0×10^{-9}	6.1×10^{-11}
×	×	2.0×10^{-9}	2.0×10^{-9}	1.3×10^{-11}	1.6×10^{-8}	1.1×10^{-8}	1.3×10^{-11}
×	✓	2.6×10^{-10}	2.6×10^{-10}	1.1×10^{-11}	8.2×10^{-10}	7.1×10^{-10}	1.1×10^{-11}

Cuadro 6.6: Flujo en rayos X integrado de nuestros modelos comparando el uso de un trazador para el material de la eyecta, considerando un tiempo de evolución de 8 mil años. Las unidades son en $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

ID = 24. Flujo integrado a $t = 8000$							
TR	ER	Con absorción			Sin absorción		
		0.3-2.1	0.4-2	4.0-6.0	0.3-2.1	0.4-2	4.0-6.0
✓	×	6.1×10^{-9}	5.9×10^{-9}	4.4×10^{-11}	2.0×10^{-7}	4.7×10^{-8}	4.4×10^{-11}
✓	✓	5.5×10^{-10}	5.4×10^{-10}	3.2×10^{-11}	2.2×10^{-9}	1.7×10^{-9}	3.2×10^{-11}
×	×	8.9×10^{-10}	8.8×10^{-10}	7.8×10^{-12}	1.1×10^{-8}	5.9×10^{-9}	7.8×10^{-12}
×	✓	1.2×10^{-10}	1.2×10^{-10}	5.6×10^{-12}	4.2×10^{-10}	3.6×10^{-10}	5.7×10^{-12}

6.2.3. Integración de despolarización por rotación de Faraday

Ahora, si calculamos el grado de polarización para nuestros modelos preliminares de la remanente 3C 397 obtenemos un valor de $\sim 65\%$ para la frecuencia de observación correspondiente a una longitud de onda de 6 cm. El valor medio reportado por [Dyer y Reynolds \[1999\]](#) para esta longitud de onda es de entre 1.5% y 2.7% , considerablemente menor al predicho por nuestros modelos. Ya se mencionó en la Sección [2.5.2](#), que el grado de polarización observado en cualquier fuente suele ser mucho menor que el valor intrínseco a la fuente debido a varios fenómenos físicos e instrumentales así que nuestros resultados para la polarización deben de reflejar tal pérdida de polarización.

Teóricamente, el grado de polarización lineal intrínseco de la radiación sincrotrón depende del índice espectral y es independiente de la frecuencia para un campo magnético uniforme [[Dubner y Giacani, 2015](#)] y está dado por

$$P = \frac{-2\alpha + 2}{-2\alpha + \frac{10}{3}}. \quad (6.5)$$

Para la RSN 3C 397 tenemos que $\alpha = -0.4$, adoptando el valor calculado por [Kassim \[1989\]](#), así que el valor teórico máximo esperado es de $\sim 67\%$.

Consideramos una disminución del grado de polarización debido a la rotación del plano de polarización durante la propagación de la emisión dentro de la propia remanente, es decir, rotación Faraday interna.

Siguiendo el trabajo de [Moranchel-Basurto et al. \[2020\]](#), el ángulo de rotación del plano de polarización por rotación Faraday es tal que

$$\Delta\phi = MR\lambda^2, \quad (6.6)$$

donde λ es la longitud de onda en metros y MR es la medida de rotación en rad m^{-2} definida como

$$MR = 0.81 \int_{\text{LOS}} n_e B_{\parallel} dl, \quad (6.7)$$

con n_e la densidad electrónica y B_{\parallel} la componente del campo magnético paralela a la línea de visión. La integral se realiza a lo largo de la línea de visión en pársec, considerando solo el material de la remanente.

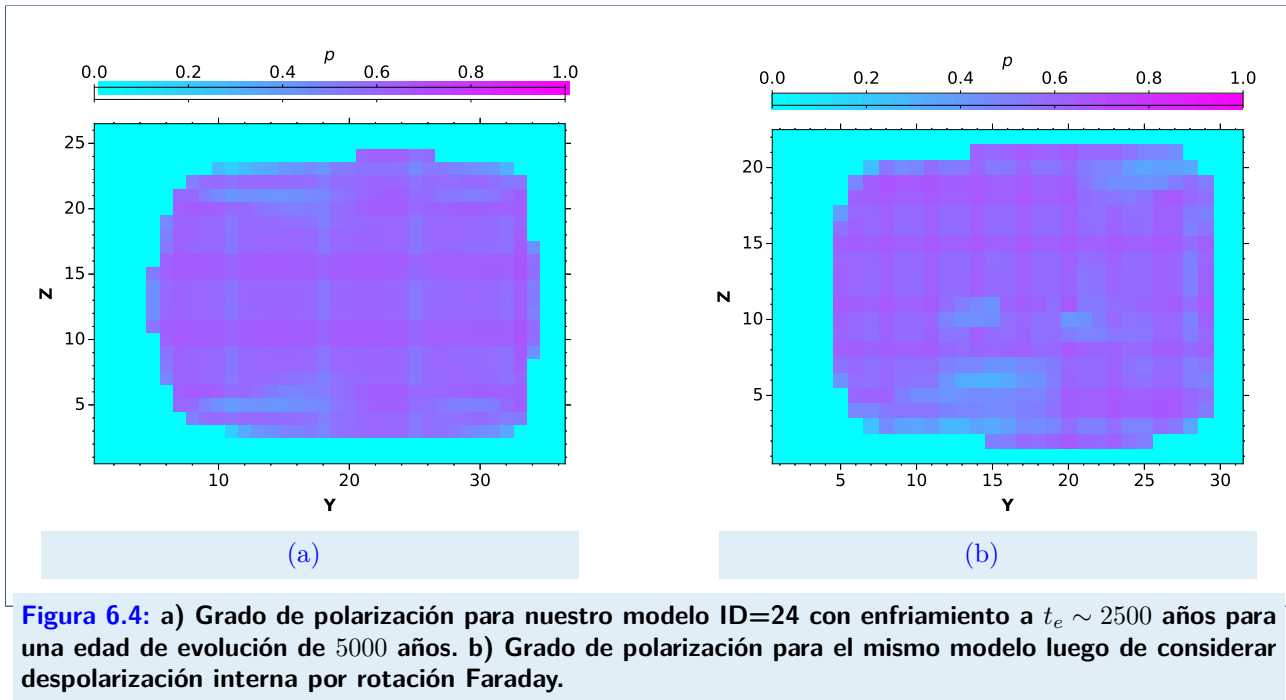
Este ángulo de rotación modifica nuestras definiciones de los parámetros de Stokes U y Q [[Schneider et al., 2015](#)] de la siguiente forma:

$$Q(y, z, \nu) = \int_{\text{LOS}} f_{\text{P}} j_s(x, y, z, \nu) \cos(2\phi + \Delta\phi) dx, \quad (6.8)$$

$$U(y, z, \nu) = \int_{\text{LOS}} f_{\text{P}} j_s(x, y, z, \nu) \sin(2\phi + \Delta\phi) dx. \quad (6.9)$$

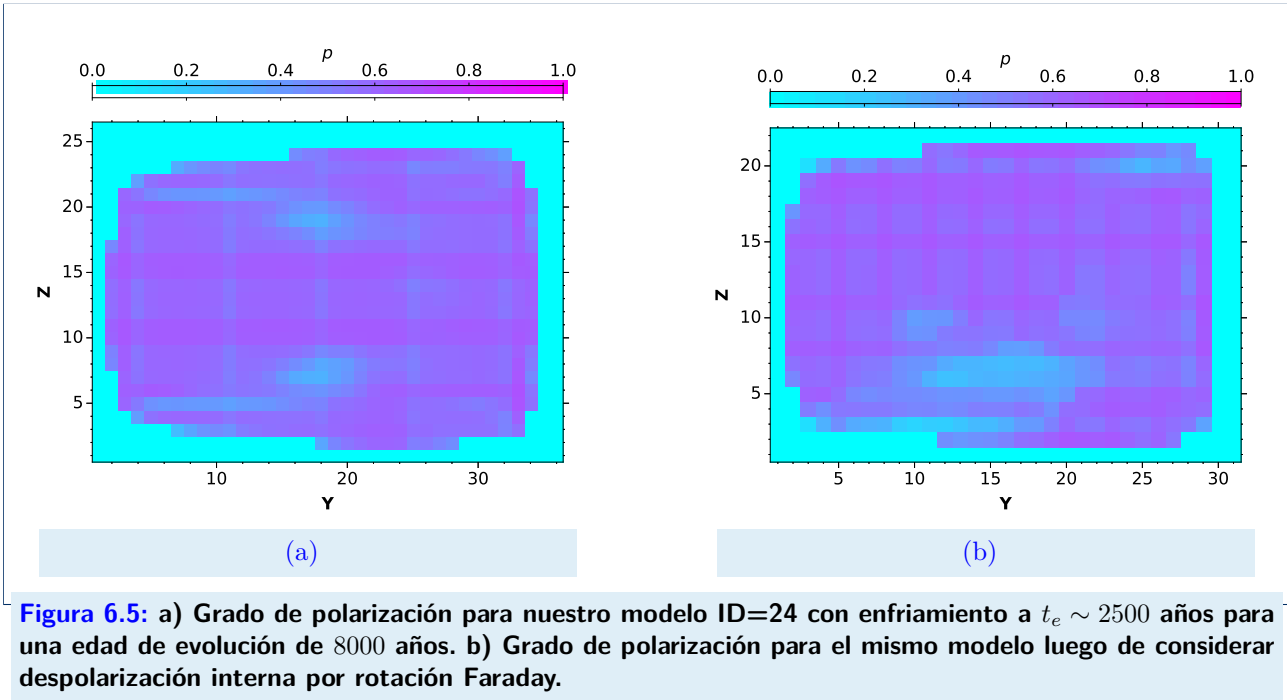
Una vez aplicado esto calculamos el grado o fracción de polarización para el último modelo (ID=24). En las Figuras 6.4 y 6.5 podemos ver los resultados para distintos tiempos de evolución. Si bien el valor máximo sigue siendo de $\sim 65\%$ vemos que sí hay regiones donde la fracción de polarización disminuye, como en la región inferior derecha en las imágenes que pasamos de valores mínimo y máximo de 0.4 y 0.6 a valores de 0.2 y 0.5 una vez consideramos despolarización interna. Observamos como la despolarización es mayor cuando consideramos un tiempo de evolución mayor, esto dado que el campo magnético se encuentra más desordenado por el paso

de los choques por lo que encontraremos que la componente del campo magnético paralela a la línea de visión es mayor.



6.3. Simulación a mayor resolución para 3C 397

En este punto vale la pena repasar los puntos principales tratados hasta este momento en este trabajo. Hemos planteado las condiciones iniciales del medio ambiente y de la supernova para nuestro modelo de la RSN 3C 397, modificamos el código PION para representar las condiciones de densidad del medio de interés, estudiamos la variación de parámetros importantes como la dirección del campo magnético y el tiempo inicial para considerar el enfriamiento radiativo, creamos nuestras herramientas de postprocesamiento para la creación de mapas sintéticos de emisión sincrotrón y de rayos X, considerando un perfil de densidad no constante para el material eyectado por la supernova, la absorción del MIE y las abundancias del gas correspondientes a material eyectado por una SN y abundancias típicas del medio interestelar. Además generamos mapas del grado de polarización lineal e implementamos en nuestros resultados el fenómeno de despolarización por rotación Faraday interna. Ahora juntamos todos estos ingredientes para



generar una última simulación para esta remanente a mayor resolución con el fin de resolver las estructuras formadas dentro de la remanente por el rebote del choque principal contra las barreras de material denso.

Nuestro dominio computacional es un prisma rectangular con dimensiones físicas de 14 pc en dirección X y 30 pc en las direcciones Y y Z. Creamos un mallado de $280 \times 600 \times 600$ celdas, cada celda con 0.05 pc por lado. Para la explosión de supernova se considera una energía inicial de 10^{51} erg y una masa eyectada de 1.4 masas solares. Del total de la energía depositada consideramos que el 95 % corresponde a energía cinética y el resto a energía térmica. El 60 % de la masa se encuentra uniformemente distribuida dentro de una esfera de radio $R_t = 0.35$ pc y 40 % en una envoltante cuyo límite exterior alcanza los 0.5 pc desde el centro de la explosión y que tiene un perfil de densidad de ley de potencias $\rho = \rho_0(r/R_t)^{-\omega}$ con $\omega = 7$. La velocidad crece linealmente con el radio hasta alcanzar un valor de $\sim 1.3 \times 10^9$ cm s $^{-1}$ en la frontera de la envoltante.

Corremos nuestra simulación para un tiempo de 0 a 12 000 años, escribiendo archivos de salida cada 500 años.

Finalmente, el entorno en que evoluciona la remanente de supernova es idéntico al descrito en la Subsección 6.1 en la cual simplificamos lo más posible el ambiente de 3C 397 con los valores conocidos de densidad columnar considerando un ambiente multifase. La densidad alrededor del volumen que representa la explosión es de $n_1 = 1 \text{ cm}^{-3}$ con una temperatura de 1500 K. A 5 pc del centro de la explosión en dirección X negativa se encuentra la interfaz que divide a la fase anterior con una fase de densidad $n_2 = 60 \text{ cm}^{-3}$ y temperatura igual a 26 K. A 5 pc en dirección X positiva y 5 pc en dirección Y positiva encontramos dos barreras perpendiculares entre sí que dividen al medio no denso y a una fase de $n_3 = 100 \text{ cm}^{-3}$ y $T_3 = 15 \text{ K}$. Este medio ambiente tiene un campo magnético con magnitud igual a $B_0 \sim 5 \mu\text{G}$ y una orientación de 45° respecto al eje X positivo sobre el plano XY , por lo que será perpendicular a nuestra línea de visión, tomada como paralela al eje Z .

A partir de esta simulación generamos otra que incluya los procesos de enfriamiento radiativo del gas desde un tiempo inicial de $t_e = 2500$ años. El intervalo de tiempo de la simulación corresponde de 0 hasta 6000 años.

6.4. Resultados y discusión

La Figura 6.6 muestra la evolución de la distribución de densidad en el plano XY a partir de la colisión de la onda de choque principal con las barreras de material que hacen de nubes densas a un tiempo de 1000 años para nuestro modelo con enfriamiento. En el primer panel (6.6a) distinguimos entonces al choque principal, que hasta este punto ha seguido la evolución esférica descrita en capítulos previos. El choque es trazado por máximos de densidad por el material del MIE que se comprime en una delgada capa detrás del frente de choque. Con la expansión de la onda y crecimiento del volumen disminuye la densidad del material eyectado (interior de la remanente) llegando a densidades menores que las del medio ambiente, correspondiendo bien al perfil de densidad de las soluciones analíticas (Sección 4.2.1).

Ubicamos las barreras de material denso a la misma distancia del centro de la explosión por lo cual la onda de choque principal toca las tres barreras en el mismo tiempo de integración. Luego de la colisión podemos observar que la onda de choque rebota hacia atrás, hacia el centro

de la remanente. A su vez, a partir del panel 6.6b notamos la participación del choque en reversa, que a este tiempo ha alcanzado el interior de la remanente redistribuyendo el material en el interior y ahora continua viajando hacia el exterior de la remanente. El rebote del choque principal en tres barreras orientadas en distintas direcciones y la participación del choque en reversa da lugar a la formación de estructuras internas cruzadas en forma de arco, además de propiciar la formación de regiones de inestabilidad.

Generamos nuestros mapas sintéticos de la emisión sincrotrón para las dos simulaciones (con y sin enfriamiento) para una línea de visión perpendicular al plano XY y una longitud de onda de 20 cm. En la secuencia de paneles de las Figuras 6.7 y 6.8 podemos ver como cambia la morfología con el tiempo.

De nuevo, a una edad de 1000 años la onda de choque principal llega a las barreras de material denso por lo que la expansión de esta se desarrolla con simetría esférica hasta este tiempo y los valores mínimos de la emisión sincrotrón se corresponden con la dirección paralela al campo magnético. En los siguientes 2000 años la emisión es dominada por la interacción del material que se encuentra con las barreras, que en estas figuras se encuentran abajo, arriba y a la derecha aunque la dirección del campo magnético rige los puntos de máximo brillo, lo cual es de esperar dada la fuerte dependencia de la emisión con la componente perpendicular a la línea de visión del campo magnético. Esto favorece una morfología de cáscara rectangular, lo cual concuerda con las observaciones de 3C 397 a estas longitudes de onda, pero la emisión interna es bastante homogénea en nuestros mapas sintéticos. Después de los 3000 años la onda de choque principal ya ha rebotado sobre las barreras alcanzando el centro de la remanente por lo que distinguimos la formación de algunas estructuras internas interesantes más evidentes en tiempos desde los 8000 años, dado que a este punto tanto el choque principal como el choque en reversa han recorrido varias veces el interior de la remanente. Tales estructuras evidencian la memoria del gas sobre el medio ambiente que le rodea pues observamos estructuras planas dentro de la remanente, reflejo de los múltiples rebotes de la onda de choque principal. En la simulación con enfriamiento destacamos nuevamente que disminuye la emisión del material eyectado que alcanzó a penetrar en las barreras de alta densidad.

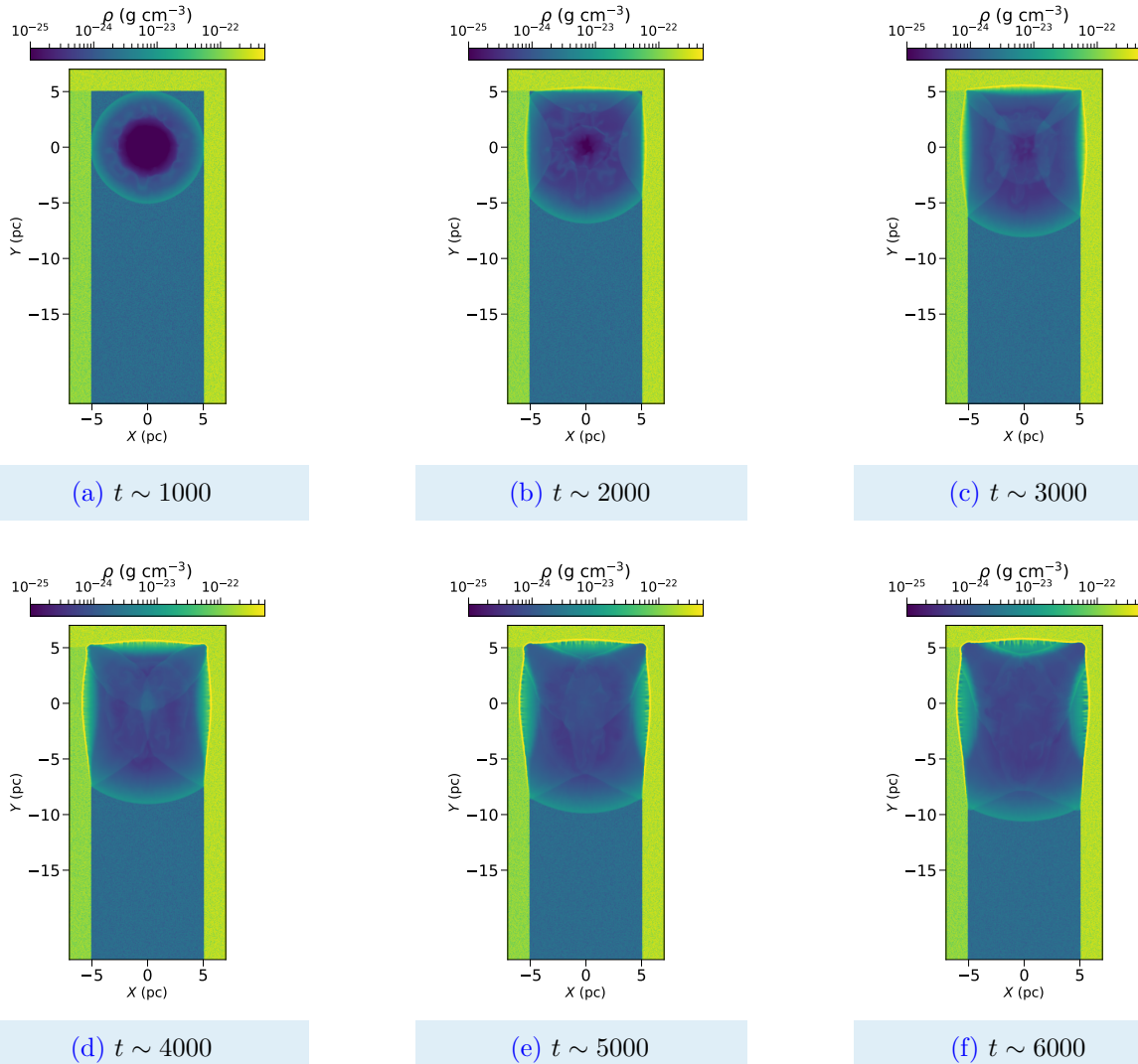


Figura 6.6: Mapas de densidad en el plano XY para un tiempo de vida de la remanente inicial de $t \sim 1000$ años con enfriamiento radiativo. Cada panel representa un incremento del tiempo de evolución de $t = 1000$ años.

Si bien lo anterior resulta interesante de observar, y recuperamos a grandes rasgos la morfología de cáscara de la remanente 3C 397, es evidente que no hemos logrado replicar la estructura interna grumosa observada en estas regiones del espectro electromagnético. La principal razón para atribuir esto es que el medio en que tiene lugar la evolución de la supernova es un medio no uniforme a gran escala, con grumos densos y nubes a distintas profundidades. Las condiciones iniciales de nuestra simulación son una simplificación de las características conocidas al momento

del medio ambiente que rodea a esta supernova y aunque añadimos ruido a nuestra simulación para obtener cierto grado de inhomogeneidad en la densidad, esta se establece en una escala física pequeña, obteniendo así un medio con inhomogeneidades bastante bien distribuidas que permiten que la emisión sincrotrón aparezca homogénea al interior de la remanente. Entonces, para representar un medio ambiente grumoso debemos incluir en nuestra simulación un factor de llenado (*filling factor*), que es un parámetro de la “porosidad” del medio, como lo hacen Higdon y Lingenfelter [1980] y Slavin *et al.* [2017]; o bien dar un tratamiento más sofisticado al integrar ruido/perturbaciones a las condiciones iniciales de la simulación para caracterizar un medio ambiente turbulento como en los trabajos de Balsara *et al.* [2001], Velazquez *et al.* [2017], Zhang y Chevalier [2019] y Peng *et al.* [2020]. Incluso considerar gradientes de densidad descritos por funciones suaves como en Dohm-Palmer y Jones [1996] o Villagran *et al.* [2020] en lugar de los cambios abruptos en densidad impuestos aquí.

En las Figuras 6.9 y 6.10 mostramos los mapas de emisión sintética en rayos X para nuestra simulación de esta remanente sin enfriamiento radiativo integrando para una línea de visión paralela al eje Z, esto implica rotar nuestro dominio computacional 90° al rededor del eje Y. Calculamos para las bandas de energía de 0.3 – 2.1 y 4.0 – 6.0 keV respectivamente una vez considerada la absorción del medio interestelar. En la secuencia de paneles en las figuras vemos la evolución con el tiempo de la morfología en rayos X para estas bandas. Cada panel muestra un incremento en el tiempo de evolución de 3000 años pues son tiempos representativos del cambio de morfología de la remanente.

En la banda de rayos X duros, inicialmente la morfología de la remanente es de una cáscara, pues la emisión se ve dominada por estas regiones de interacción con el material denso que la rodean. No es hasta después de ~ 6000 años, cuando la magnitud de la emisión en estas regiones de interacción ha bajado que podemos observar la emisión del gas interior, la cual se muestra bastante homogénea, nuevamente debido a que las inhomogeneidades impuestas a la densidad del medio son desviaciones de la densidad media en escalas de un píxel, lo cual no es suficiente para perturbar la emisión del material calentado por el paso de la onda de choque. Después de los 8000 años de evolución distinguimos la formación de estructuras lineales dando una morfología de doble cascarón a la remanente. Además notamos que los valores máximos de la emisión se alcanzan ahí donde convergen dos barreras. Todo esto es evidencia de los rebotes de la onda de choque. Por otro lado, en la banda de bajas energías la emisión proviene del

material calentado por la onda de choque ahí donde esta ha sido capaz de empujar al material de las barreras, determinando una apariencia de cascarón.

Incluir el enfriamiento radiativo en la simulación tiene el efecto de disminuir la magnitud de la emisión pero la morfología sigue siendo esencialmente la misma en la banda de altas energías. Para la banda de 0.3 – 2.1 keV también disminuye la magnitud de la emisión y perdemos las estructuras que daban la apariencia de doble cáscara. Por estas razones no se muestran los mapas con enfriamiento en este trabajo pero sí para el modelo sin enfriamiento a fin de apreciar todas las estructuras mencionadas anteriormente.

Integramos la emisión sobre la extensión de toda la remanente y corregimos por la distancia para obtener el flujo en las distintas bandas de rayos X para la evolución de la remanente con el tiempo. Los resultados para los modelos sin enfriamiento y con enfriamiento se presentan en los Cuadros 6.7 y 6.8 respectivamente.

Nos enfocamos en nuestros modelos que incluyen la absorción del medio. Los datos que estimamos de nuestros modelos se encuentran por debajo del valor observado en la banda de 0.3-2.1 keV por lo que asignar una edad al objeto no es viable. Para la banda de 0.4 a 2 keV los valores obtenidos del modelo están por encima del límite máximo indicado por la literatura siendo favorable un escenario de una remanente joven con una edad menor a los 1000 años. Las gráficas de estos datos por banda de energía se muestran en la Figura 6.11. En general el flujo integrado es de magnitud menor en la banda de altas energías donde además se evidencia que la absorción por el medio interestelar afecta más a las bandas de bajas energías. La caída del flujo corresponde con el encendido del enfriamiento radiativo en los modelos al rededor de los 2500 años.

Finalmente generamos mapas del grado de polarización para la simulación con enfriamiento radiativo. En la Figura 6.12 mostramos la secuencia de mapas desde un tiempo inicial de 1000 años hasta 6000 años. En la Figura 6.13 presentamos los mismos mapas luego de considerar despolarización por rotación de Faraday interna.

La fracción de polarización máxima encontrada a lo largo de la vida del remanente es de 63% con un valor promedio de $\sim 40\%$. Luego de tomar en cuenta la rotación de Faraday el valor máximo del grado de polarización es de 60% con un valor medio de 30% a lo largo de

Cuadro 6.7: Flujo en rayos X integrado de nuestro modelo de alta resolución para 3C 397 para tiempos de evolución desde $t = 1000$ años hasta $t = 6000$ años. Las unidades son en años, keV y $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ para el tiempo, las bandas de energía y el flujo respectivamente.

t	Con absorción			Sin absorción		
	0.3-2.1	0.4-2	4.0-6.0	0.3-2.1	0.4-2	4.0-6.0
1000	2.519×10^{-11}	2.34×10^{-11}	2.59×10^{-11}	8.24×10^{-11}	5.37×10^{-11}	2.62×10^{-11}
2000	9.26×10^{-9}	9.15×10^{-9}	1.41×10^{-10}	4.29×10^{-8}	3.02×10^{-8}	1.42×10^{-10}
3000	1.41×10^{-8}	1.39×10^{-8}	9.80×10^{-11}	1.29×10^{-7}	6.81×10^{-8}	9.89×10^{-11}
4000	1.22×10^{-8}	1.19×10^{-8}	8.34×10^{-11}	2.06×10^{-7}	7.76×10^{-8}	8.42×10^{-11}
5000	8.71×10^{-9}	8.43×10^{-9}	7.55×10^{-11}	2.42×10^{-7}	6.69×10^{-8}	7.63×10^{-11}
6000	5.82×10^{-9}	5.56×10^{-9}	7.08×10^{-11}	2.33×10^{-7}	5.00×10^{-8}	7.15×10^{-11}

Cuadro 6.8: Flujo en rayos X integrado de nuestro modelo de alta resolución para 3C 397 con enfriamiento radiativo para tiempos de evolución desde $t = 1000$ años hasta $t = 6000$ años. Las unidades son en años, keV y $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ para el tiempo, las bandas de energía y el flujo respectivamente.

t	Con absorción			Sin absorción		
	0.3-2.1	0.4-2	4.0-6.0	0.3-2.1	0.4-2	4.0-6.0
1000	2.52×10^{-11}	2.34×10^{-11}	2.59×10^{-11}	8.24×10^{-11}	5.37×10^{-11}	2.62×10^{-11}
2000	9.26×10^{-9}	9.15×10^{-9}	1.41×10^{-10}	4.29×10^{-8}	3.02×10^{-8}	1.42×10^{-10}
3000	2.97×10^{-9}	2.93×10^{-9}	9.31×10^{-11}	1.73×10^{-8}	1.09×10^{-8}	9.41×10^{-11}
4000	9.04×10^{-10}	8.86×10^{-10}	7.62×10^{-11}	4.22×10^{-9}	2.85×10^{-9}	7.69×10^{-11}
5000	5.69×10^{-10}	5.55×10^{-10}	6.76×10^{-11}	2.75×10^{-9}	1.79×10^{-9}	6.82×10^{-11}
6000	3.84×10^{-10}	3.71×10^{-10}	6.11×10^{-11}	1.62×10^{-9}	1.08×10^{-9}	6.17×10^{-11}

la evolución de la remanente. El valor reportado por observaciones es de 1.4%. Mencionamos antes que es normal estimar una fracción de polarización mucho mayor a la esperada por observaciones debido a varios factores. En primer lugar hemos impuesto el desarrollo de la supernova en un medio ambiente no turbulento en presencia de un campo magnético uniforme bien ordenado, factores que no inducen la reducción del grado de polarización como menciona [Castellanos-Ramírez et al. \[2021\]](#) en su trabajo. Además, no hemos incluido todos los posibles fenómenos de despolarización como por ejemplo la despolarización de Faraday por el MIE.

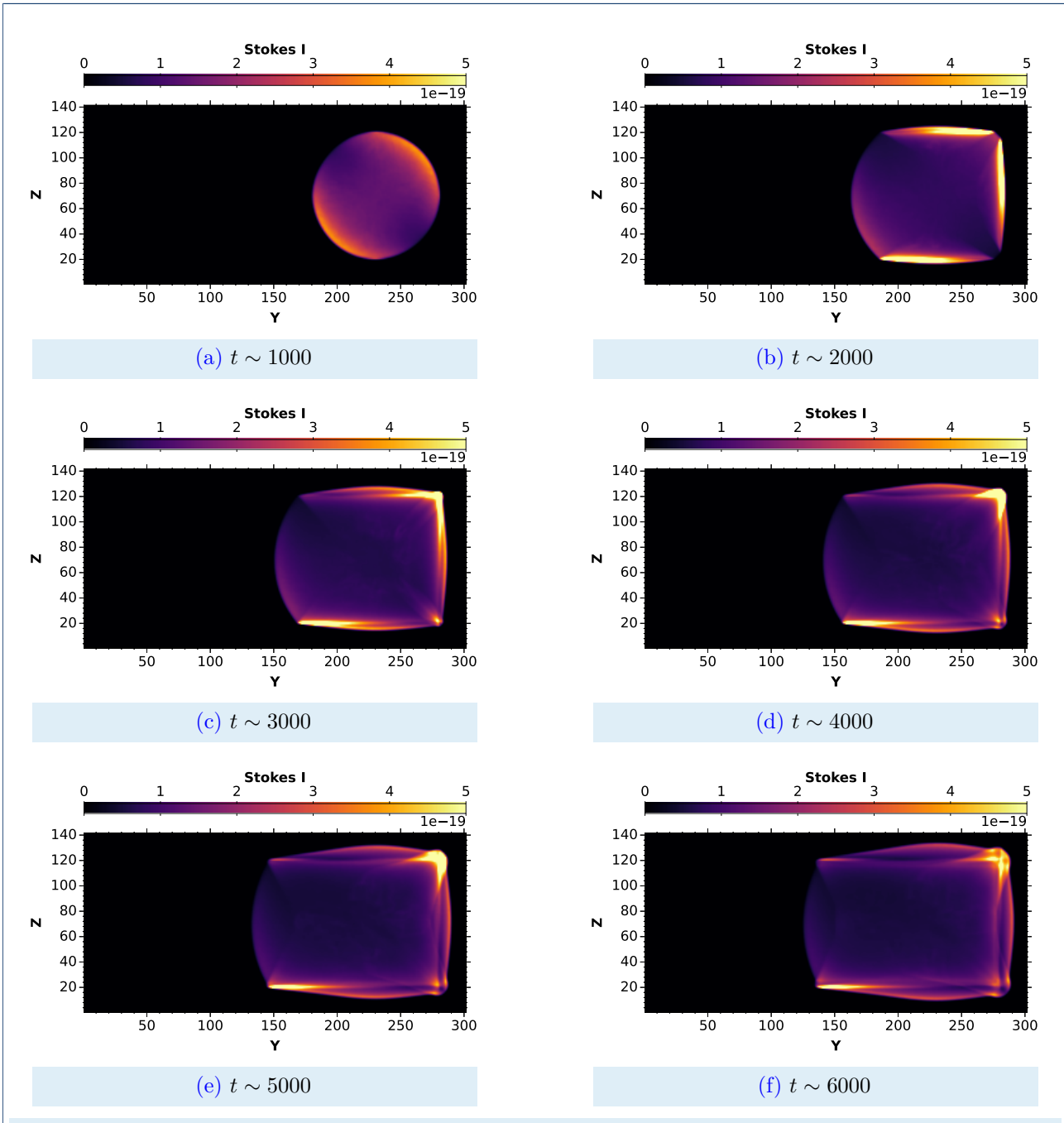
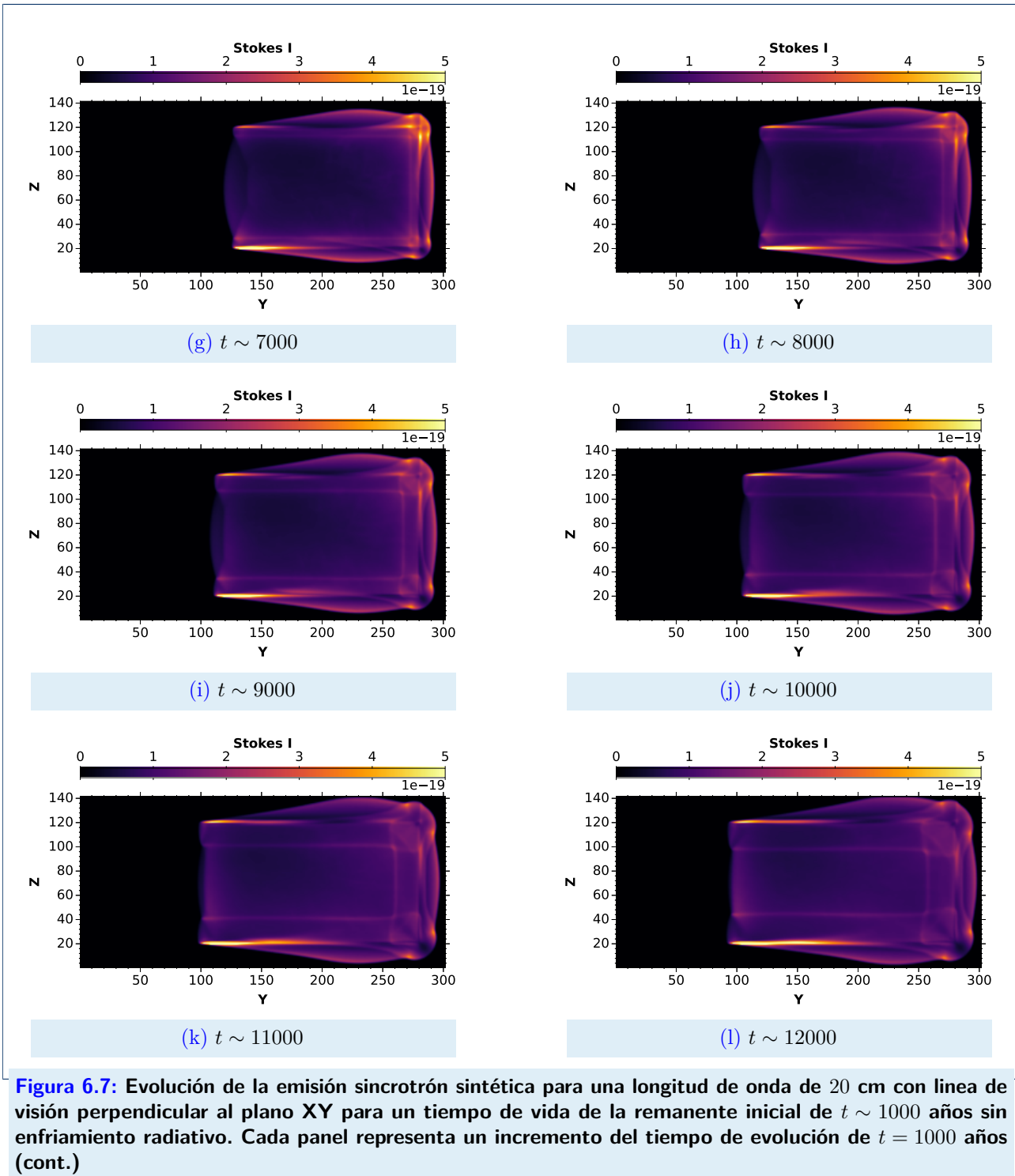
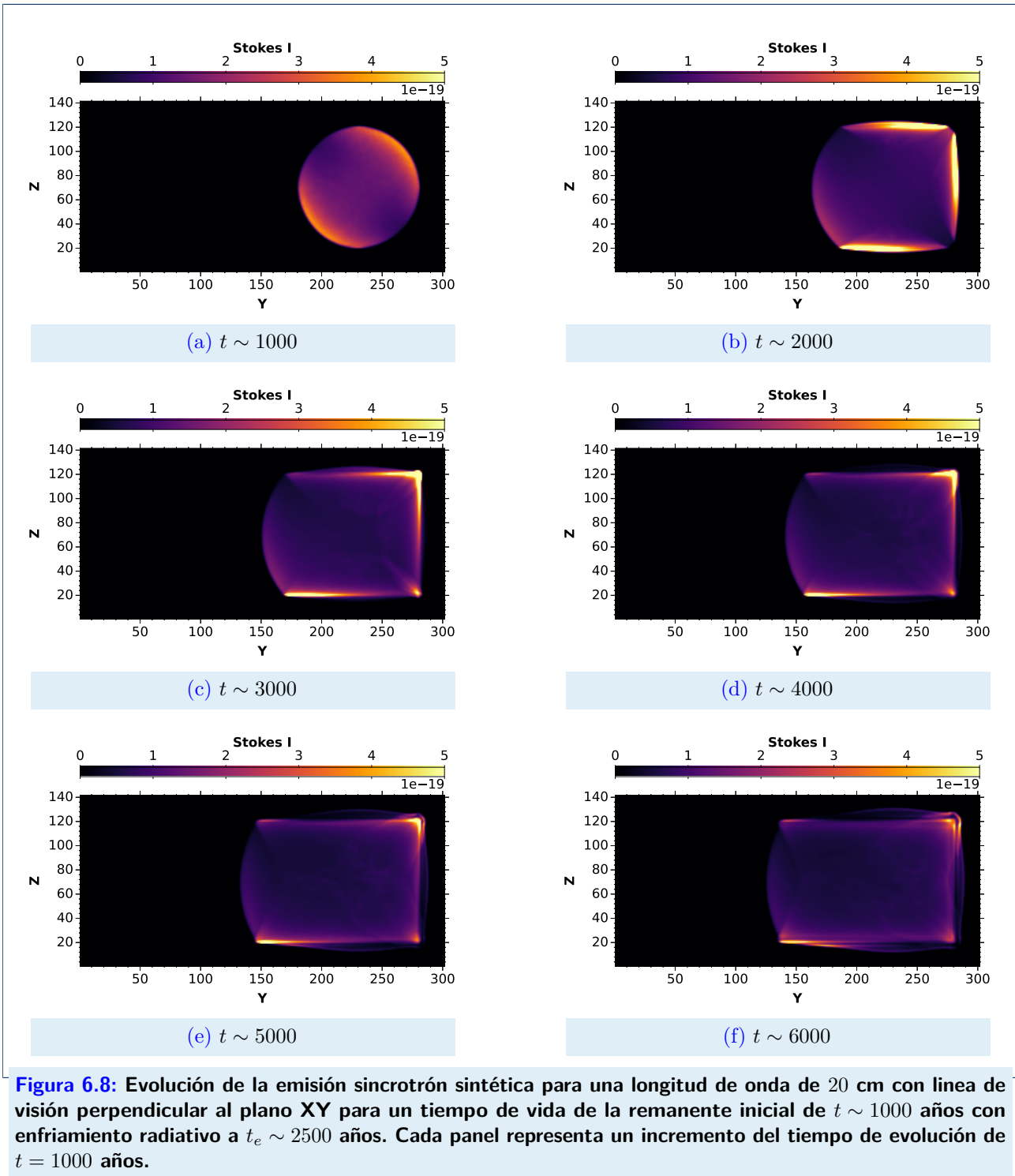


Figura 6.7: Evolución de la emisión sincrotrón sintética para una longitud de onda de 20 cm con línea de visión perpendicular al plano XY para un tiempo de vida de la remanente inicial de $t \sim 1000$ años sin enfriamiento radiativo. Cada panel representa un incremento del tiempo de evolución de $t = 1000$ años.





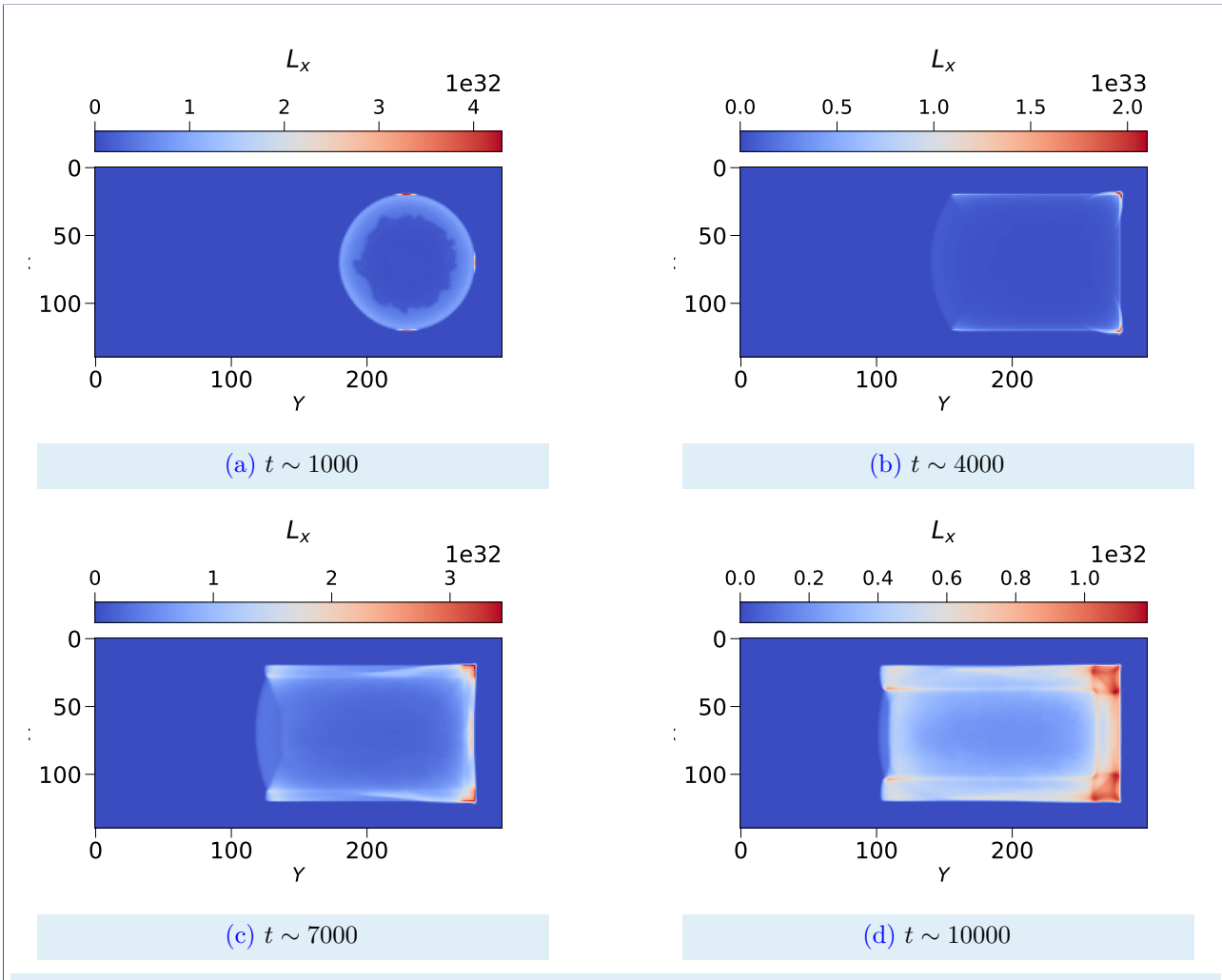


Figura 6.9: Evolución de la emisión sintética en rayos X integrado para la banda de rayos X de alta energía correspondiente al rango de energía de 4.0 a 6.0 keV con línea de visión perpendicular al plano XY para un tiempo de vida de la remanente inicial de $t \sim 1000$ años hasta $t \sim 10000$, sin enfriamiento radiativo e incluyendo absorción del medio interestelar.

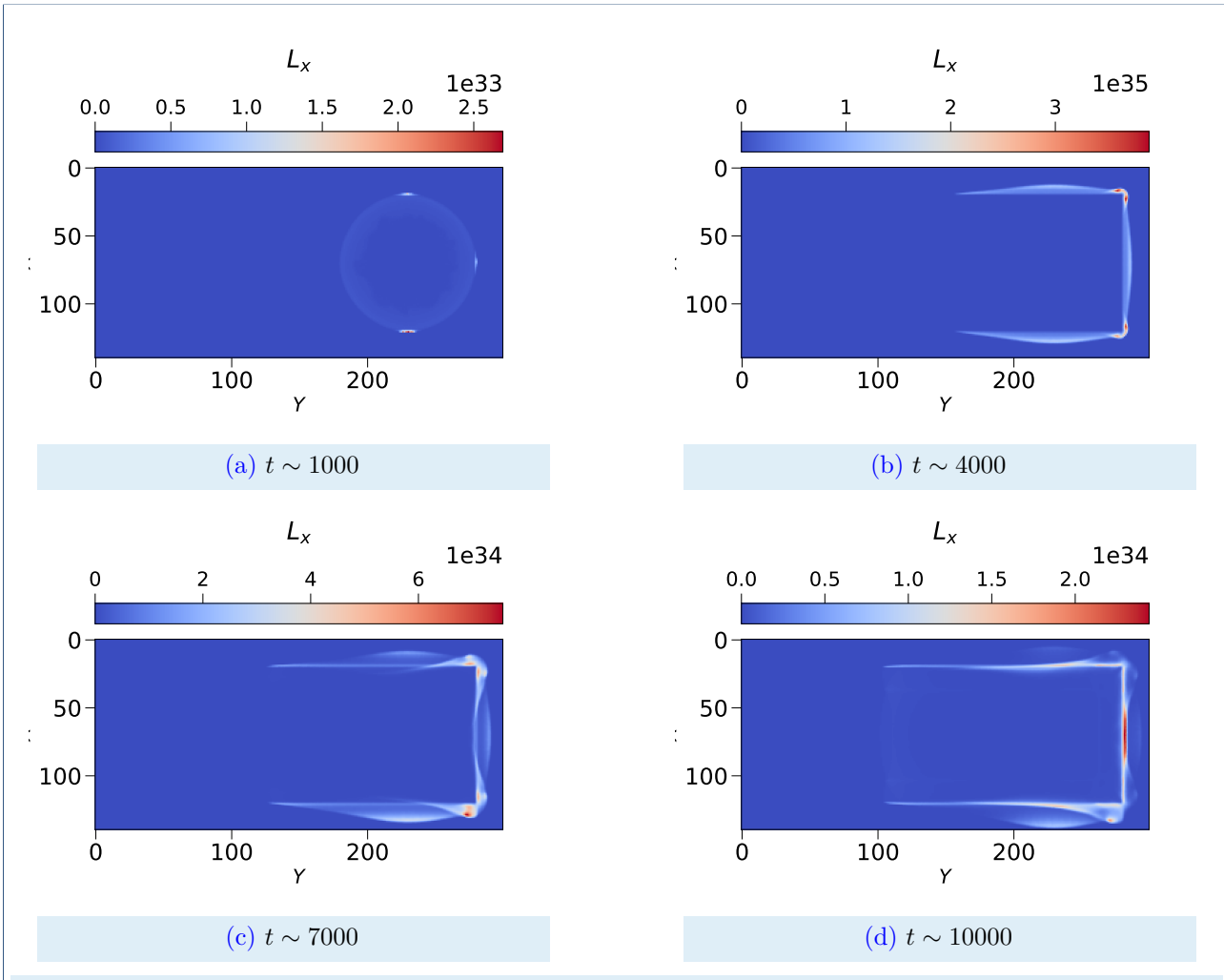


Figura 6.10: Evolución de la emisión sintética en rayos X integrado para la banda de rayos X de baja energía correspondiente al rango de energía de 0.3 a 2.1 keV con línea de visión perpendicular al plano XY para un tiempo de vida de la remanente inicial de $t \sim 1000$ años hasta $t \sim 10000$, sin enfriamiento radiativo e incluyendo absorción del medio interestelar.

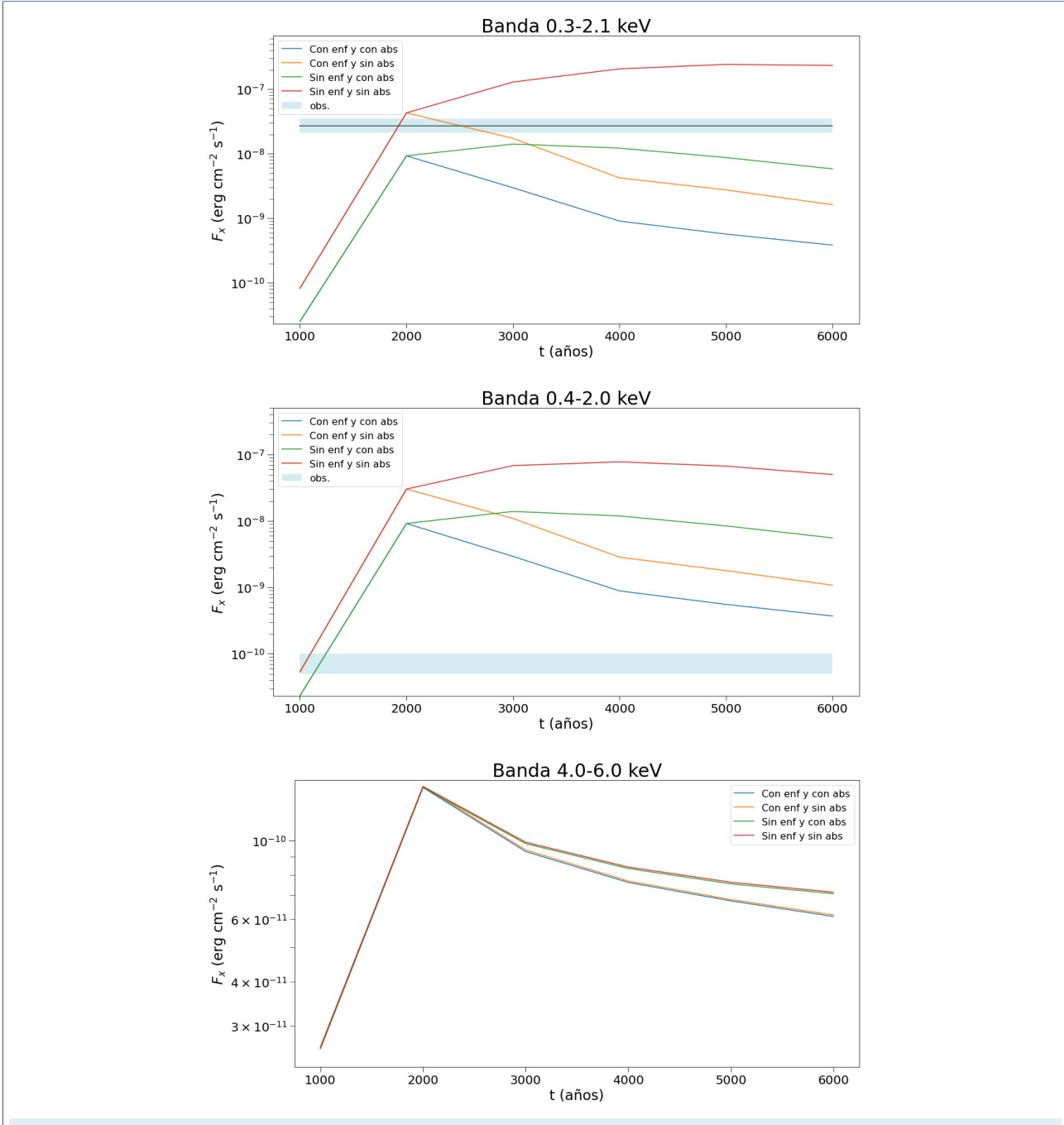


Figura 6.11: Evolución con tiempo del flujo integrado en rayos X de la simulación con alta resolución para 3C 397 en las distintas bandas de energía. En cada gráfica se muestran las diferencias al considerar o no el enfriamiento radiativo y la absorción del medio interestelar. El primer panel incluye el valor reportado por la literatura en esta banda de error y la figura del centro el rango de valores reportados para el flujo integrado.

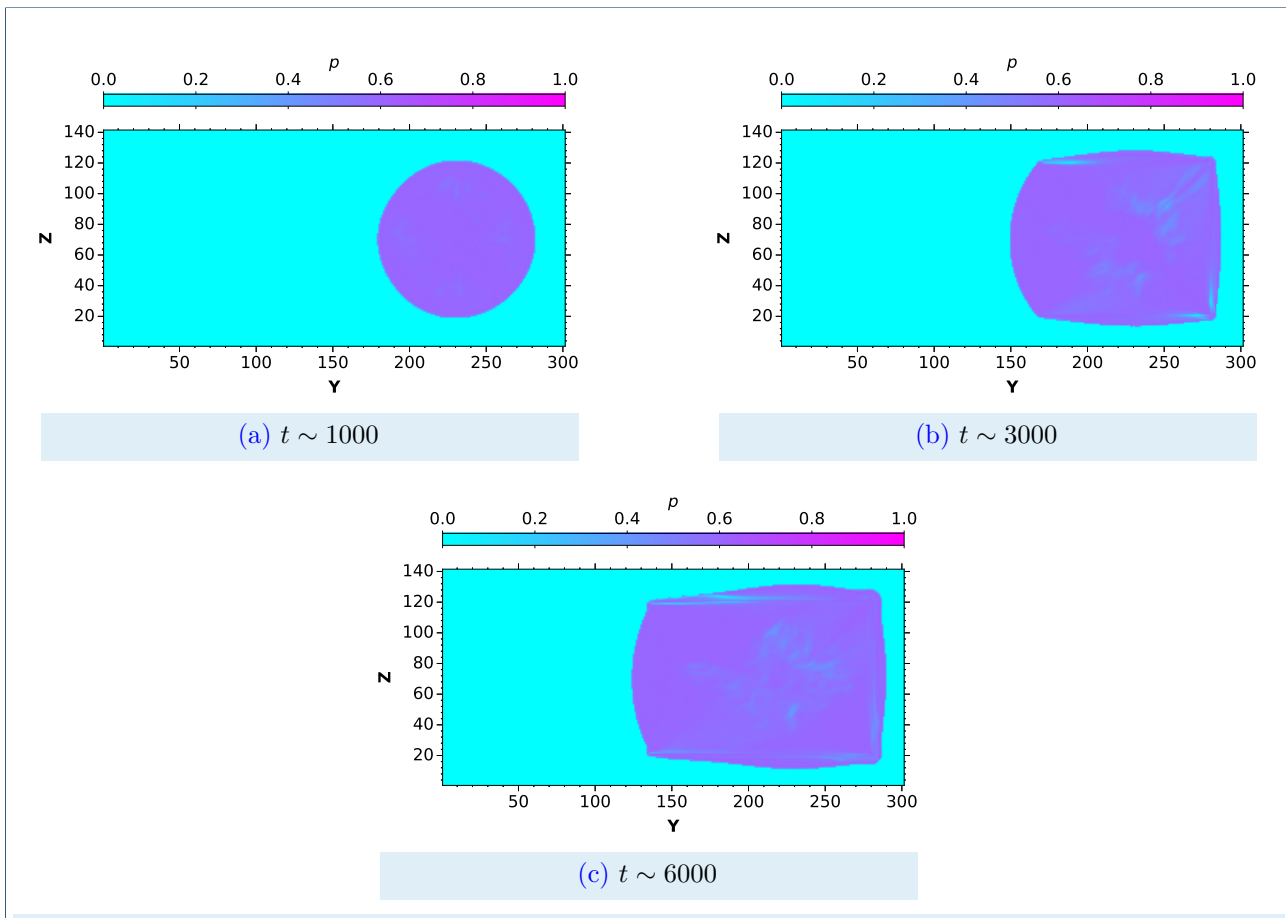


Figura 6.12: Fracción de polarización estimada por nuestro modelo para una longitud de onda de 20 cm con línea de visión perpendicular al plano XY para distintos tiempos de vida de la remanente, incluyendo enfriamiento radiativo a un tiempo $t_e \sim 2500$ años y sin incluir fenómenos de despolarización.

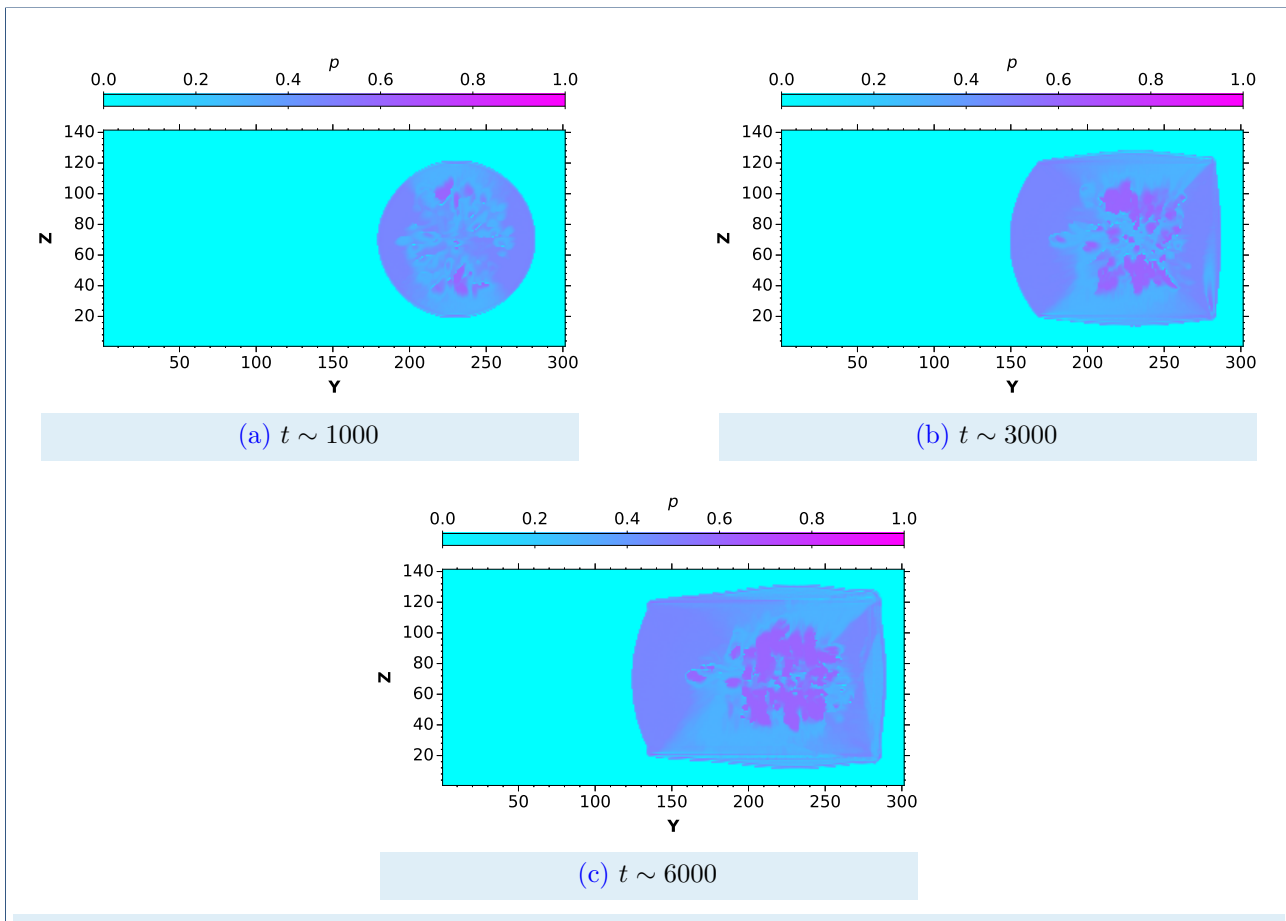


Figura 6.13: Fracción de polarización estimada por nuestro modelo para una longitud de onda de 20 cm con línea de visión perpendicular al plano XY para un tiempo de vida de la remanente inicial de $t \sim 1000$ años hasta $t \sim 6000$, incluyendo enfriamiento radiativo a un tiempo $t_e \sim 2500$ años y considerando la despolarización por rotación Faraday interna.

Conclusiones

En este trabajo creamos un modelo MHD en tres dimensiones con el código de simulación numérica PION a fin de recuperar la morfología rectangular que presenta en las longitudes de onda de radio y rayos X la RSN 3C 397 bajo la hipótesis de que tal forma es causa del confinamiento de la RSN entre nubes densas de gas.

Para validar el uso del código PION en problemas de ondas de choque comparamos con los modelos analíticos conocidos durante las fases de expansión libre, expansión adiabática y expansión radiativa encontrando que el modelo reproduce bien el comportamiento esperado en estas fases.

A fin de comparar nuestros resultados con observaciones del objeto creamos mapas de emisión sintética sincrotrón y de rayos X. Corroboramos la buena ejecución de nuestros cálculos por la comparación de nuestros resultados con los publicados por [Castellanos-Ramírez *et al.* \[2021\]](#) para la remanente CTB 109, una RSN que se encuentra en interacción con una gran nube molecular, la cual ha impedido el desarrollo de la onda de choque en dirección de esta nube, forzando a esta remanente a presentar una morfología con un borde plano, un semi-círculo.

De la literatura concluimos que 3C 397 se encuentra rodeado de grandes nubes moleculares

grumosas, así que simplificamos las características conocidas del medio ambiente con interfaces que establecen saltos de densidad en nuestra simulación. Este es un escenario viable para explicar los rasgos a gran escala de la morfología, pero notamos la falta de incluir un mayor grado de inhomogeneidad (filling factor) en la distribución de densidad del medio ambiente para representar correctamente la presencia de grumos densos. Pensamos que este factor, sumado al rebote de la onda de choque, podría ser la respuesta a recuperar la morfología rellena y grumosa que se observa en rayos X.

Estudiamos variables físicas fuertemente relacionadas con el fenómeno de las RSN como la dirección del campo magnético. Sabemos de la teoría de emisión sincrotrón que esta depende fuertemente de la magnitud de campo magnético, pero en este trabajo exploramos como se ve afectada la morfología en radio por el cambio en la dirección de este campo, obteniendo que es un factor importante para generar una remanente rellena o hueca en el caso de que este sea perpendicular o paralelo a la línea de visión del observador. Por otro lado las regiones más brillantes de la emisión sincrotrón en tiempos de vida menores a los 6000 años corresponden a regiones donde la onda de choque interactúa con las barreras, lo que facilita recuperar la morfología de cáscara de la RSN 3C 397 a estas longitudes de onda y concuerda con las dos estimaciones de edad encontradas en la literatura para este objeto.

Encontramos que la morfología de la emisión en rayos X se ve fuertemente influenciada por la interacción de la onda de choque con las barreras, siendo difícil recuperar la morfología rellena de 3C 397 en estos rangos del espectro electromagnético aún cuando incluimos los procesos de enfriamiento radiativo a diferentes tiempos y a pesar de los esfuerzos hechos al considerar en nuestro modelo un perfil de densidad no constante para el material eyectado por la supernova: formado por núcleo de densidad constante rodeado de una envolvente con perfil de densidad de ley de potencia. También calculamos en distintas bandas de energía el flujo integrado total en rayos X encontrando que la mayoría de las simulaciones sobrestiman el flujo en comparación a las observaciones (para dos de las tres bandas escogidas) aún después de considerar la absorción por el material del medio interestelar dificultando la asignación de una edad a esta remanente a través de los modelos.

También calculamos el grado de polarización considerando despolarización por rotación de Faraday encontrando un valor de 0.6, cuatro veces mayor al valor reportado en la literatura.

Esta diferencia no es alarmante tomando en cuenta que aún hay más consideraciones por hacer que reducirían la fracción de polarización estimada como la presencia de un campo magnético no uniforme no ordenado y la despolarización por el medio interestelar.

El trabajo realizado abarca muchos puntos de la teoría de evolución y observación de remanentes de supernova y estudia varios parámetros importantes para la física del fenómeno sumando al conocimiento que se tiene actualmente sobre la formación de RSN con formas peculiarmente planas o de caja. Así mismo expresamos que es posible extender los alcances de este trabajo debido a que son muchos los factores involucrados que quedan por entender y sobre los cuales se podrían dedicar trabajos futuros.



RSN con estructuras planas

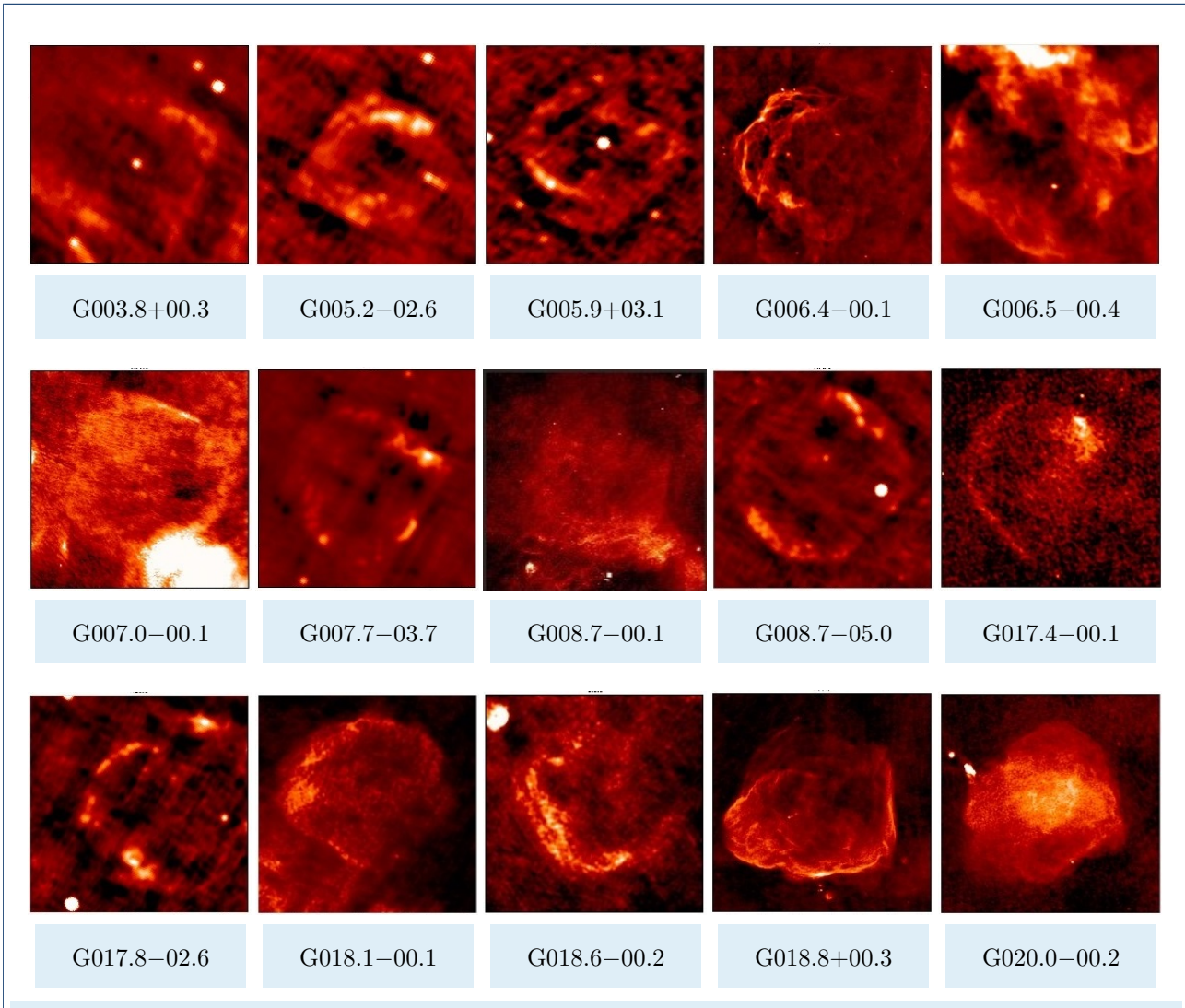
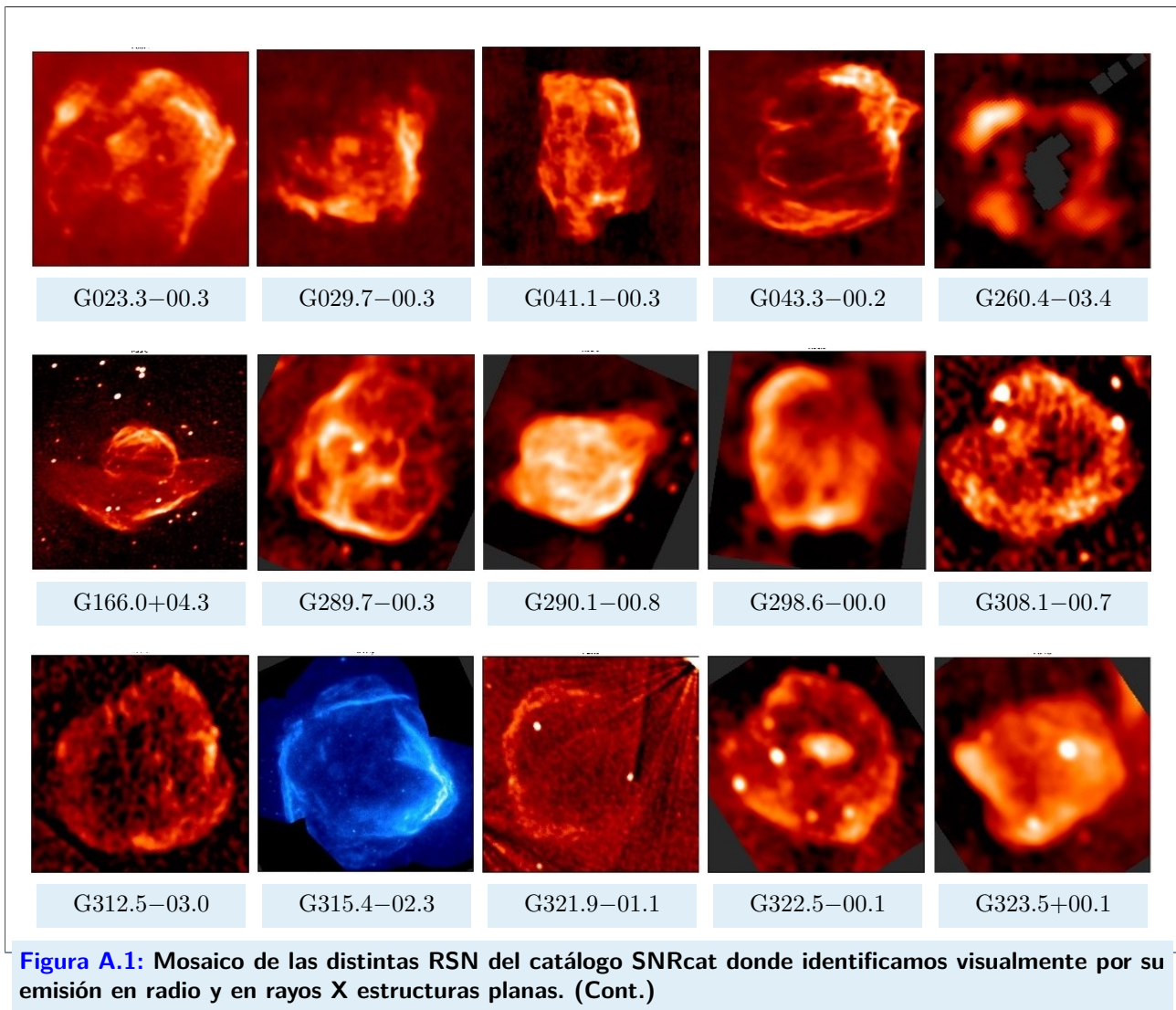


Figura A.1: Mosaico de las distintas RSN del catálogo SNRcat donde identificamos visualmente por su emisión en radio y en rayos X estructuras planas. Las imágenes que figuran en el catálogo fueron obtenidas con distintos instrumentos, aquí mostramos la emisión en radio para todas las remanentes exceptuando G315.4-02.3, para la cual mostramos la emisión en rayos X, donde son más evidentes las estructuras planares. Todas las imágenes fueron obtenidas de SNRcat-High Energy Observations of Galactic Supernova Remnants [Ferrand y Safi-Harb, 2012]—<http://www.physics.umanitoba.ca/snr/SNRcat>



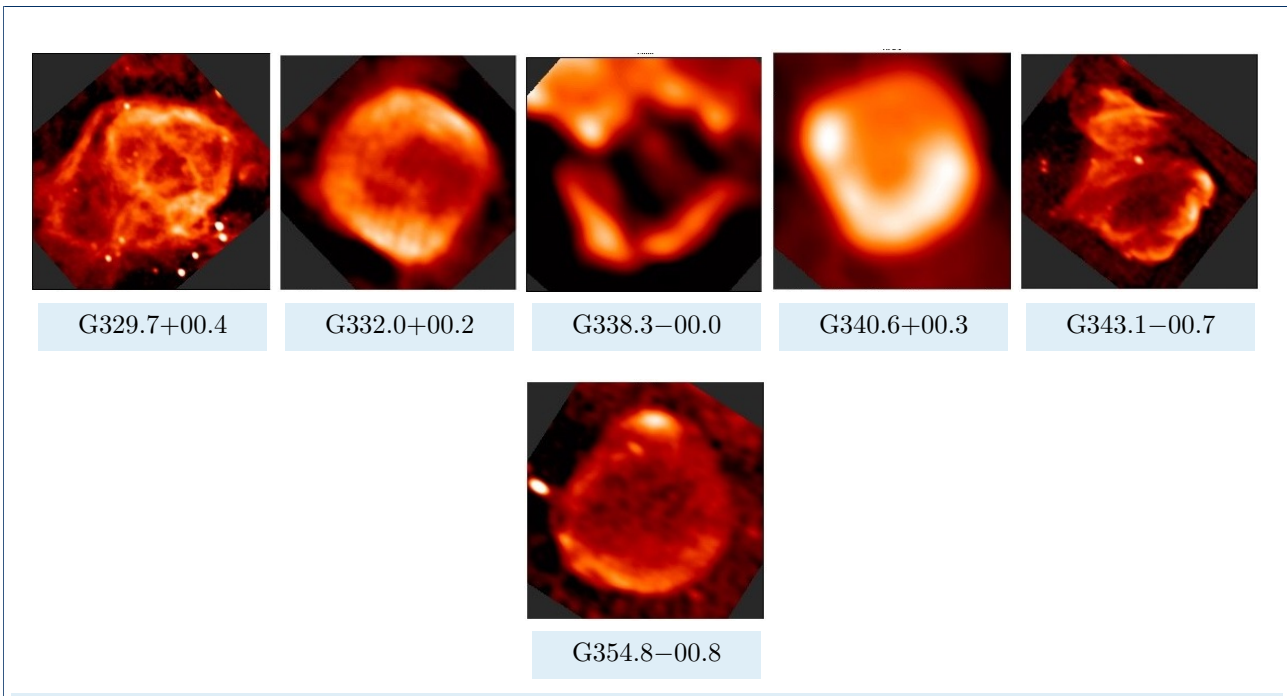


Figura A.1: Mosaico de las distintas RSN del catálogo SNRcat donde identificamos visualmente por su emisión en radio y en rayos X estructuras planas. (Cont.)

Figuras: Densidad

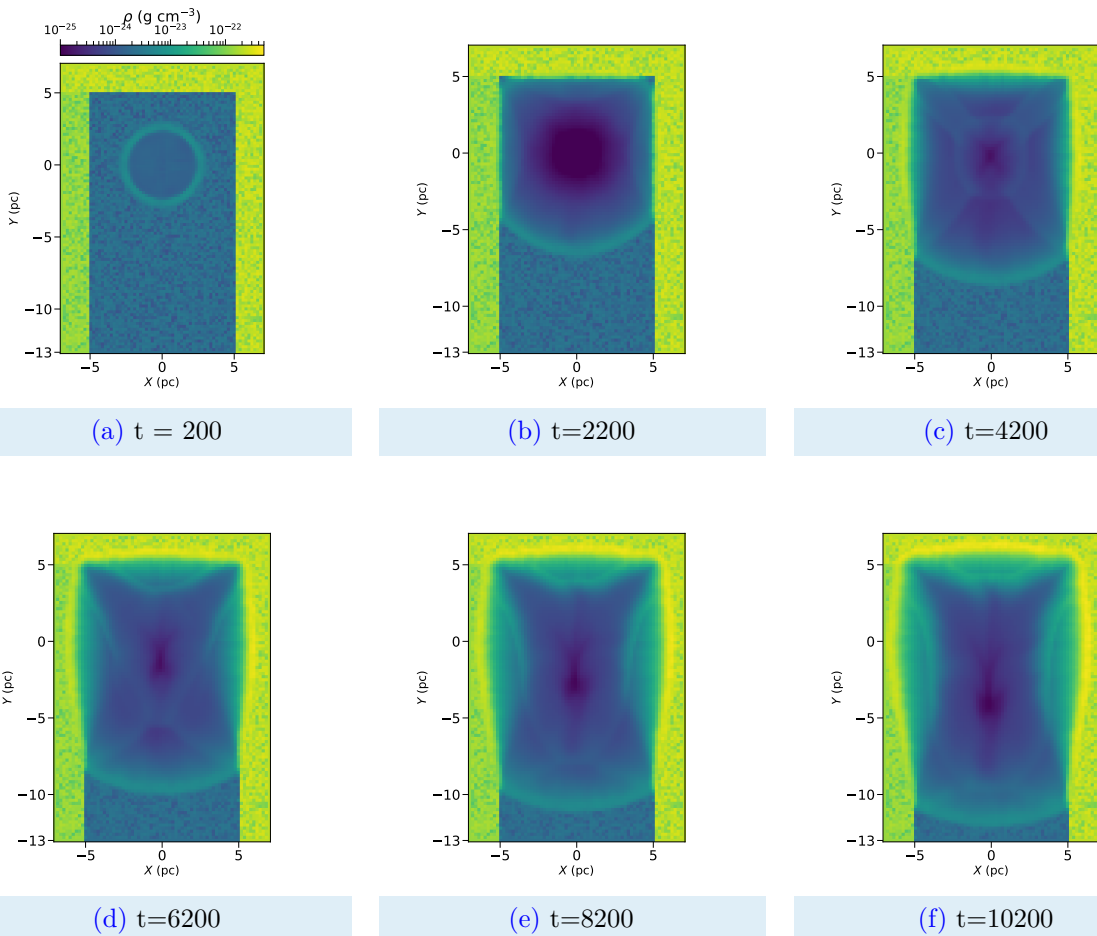


Figura B.1: Evolución de la densidad en el plano XY , desde un tiempo inicial igual a 200 años para la simulación de prueba con ID=13 sin incluir enfriamiento radiativo. Cada panel representa un incremento en tiempo de 2000 años.

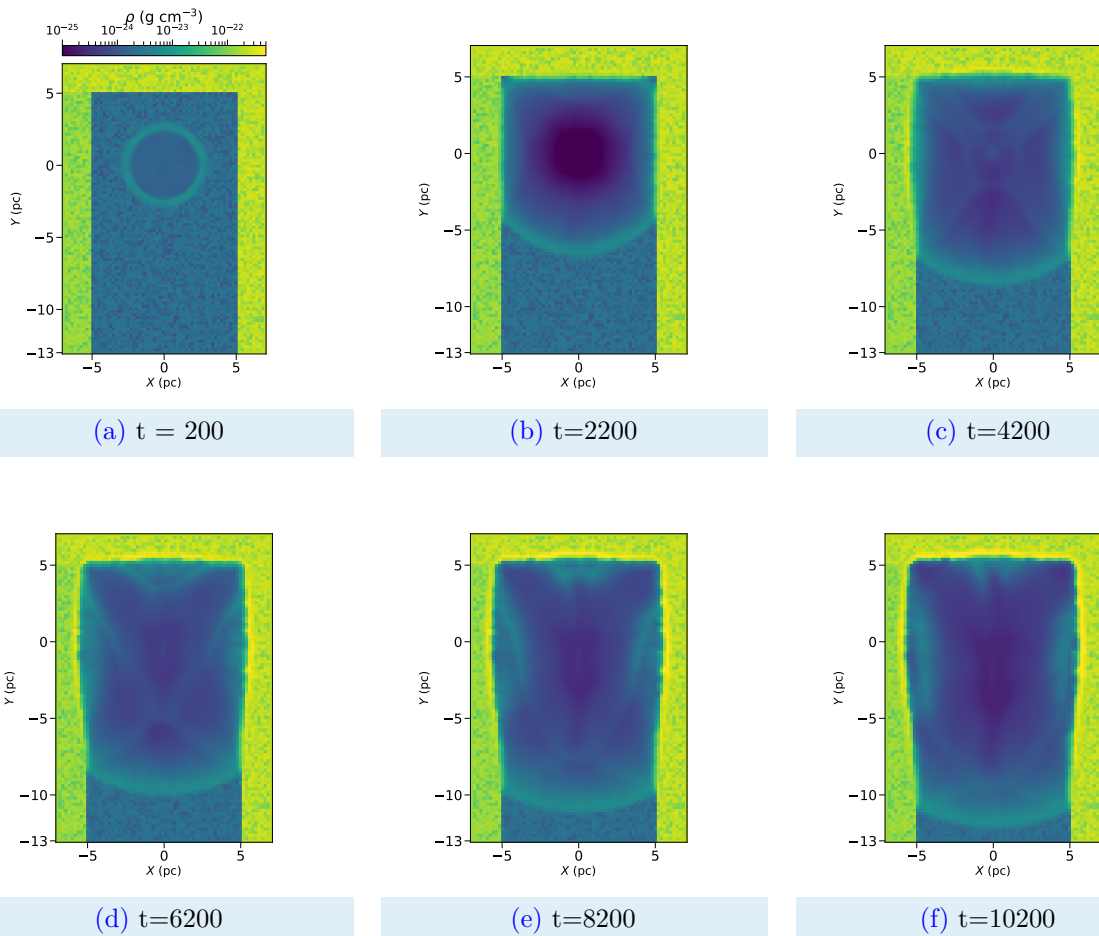


Figura B.2: Evolución de la densidad en el plano XY en una escala logarítmica en unidades, desde un tiempo igual a 200 años de evolución para la simulación ID=13 incluyendo enfriamiento a un tiempo temprano de ~ 1000 años cuando el choque principal alcanza las barreras de material denso. Cada panel representa un incremento en tiempo de 2000 años.

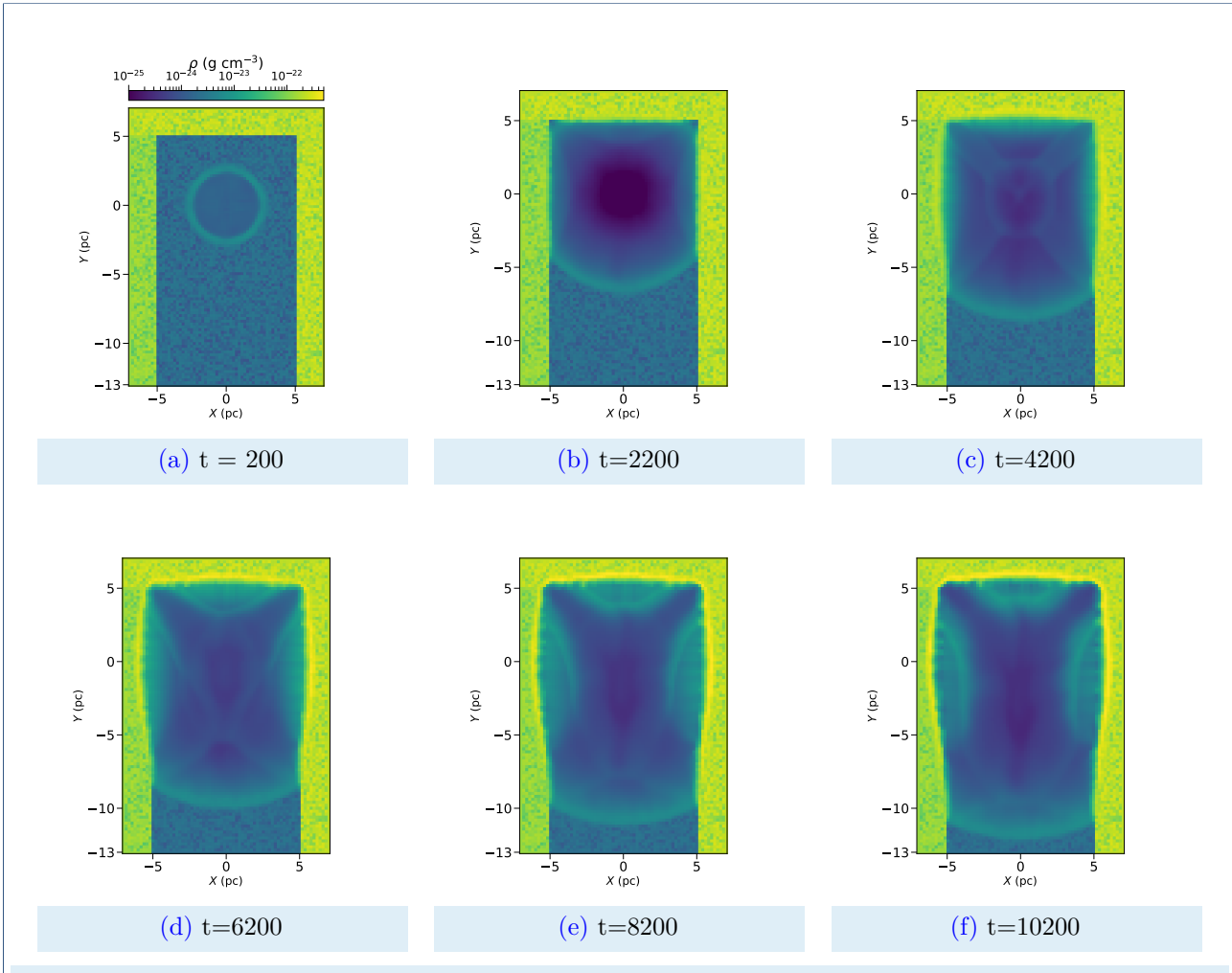


Figura B.3: Evolución de la densidad en el plano XY en una escala logarítmica en unidades, desde un tiempo igual a 200 años de evolución para la simulación ID=13 incluyendo enfriamiento radiativo a un tiempo medio de ~ 3500 años cuando la onda de choque principal ha rebotado luego de alcanzar las barrera de material denso y ha alcanzado nuevamente el centro. Cada panel representa un incremento en tiempo de 2000 años.

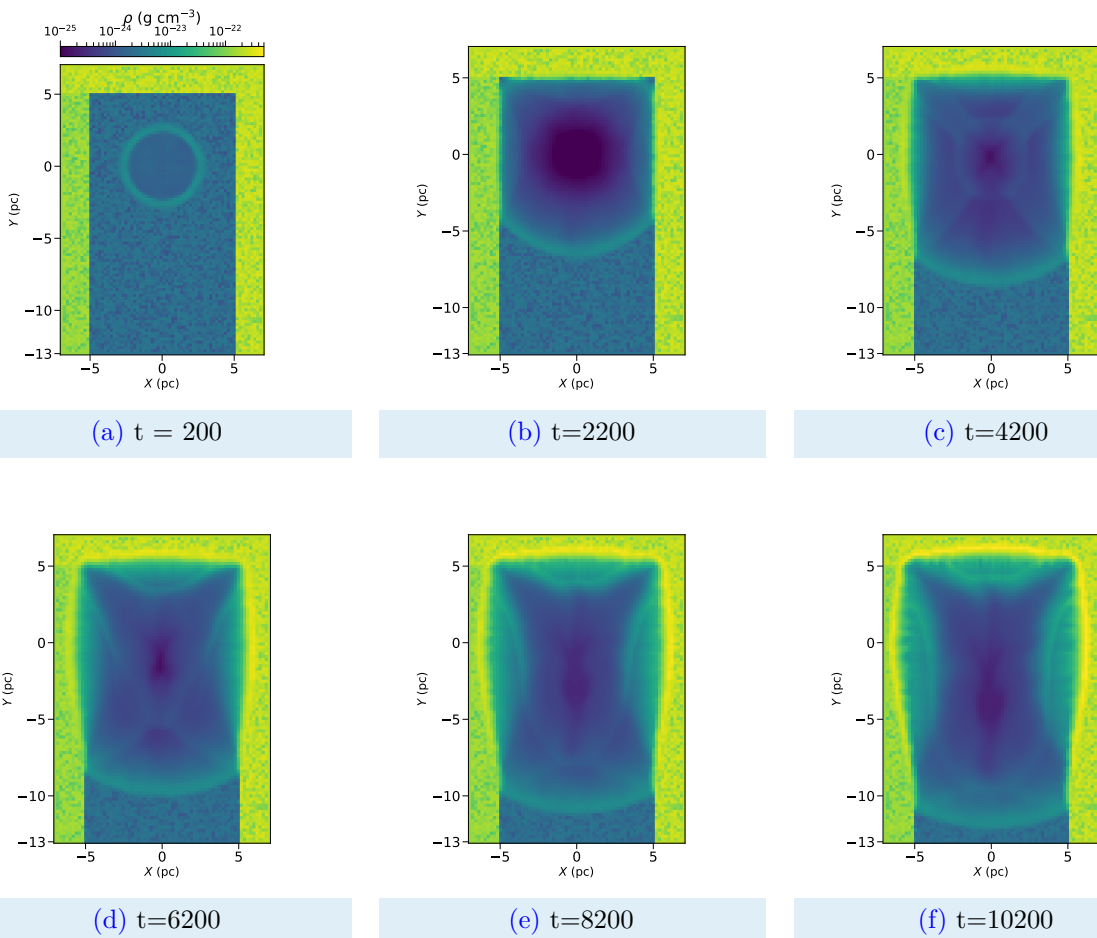


Figura B.4: Evolución de la densidad en el plano XY en una escala logarítmica en unidades, desde un tiempo igual a 200 años de evolución para la simulación ID=13 incluyendo enfriamiento radiativo en un tiempo tardío de ~ 6500 años. Cada panel representa un incremento en tiempo de 2000 años.



Figuras: emisión sincrotrón sintética

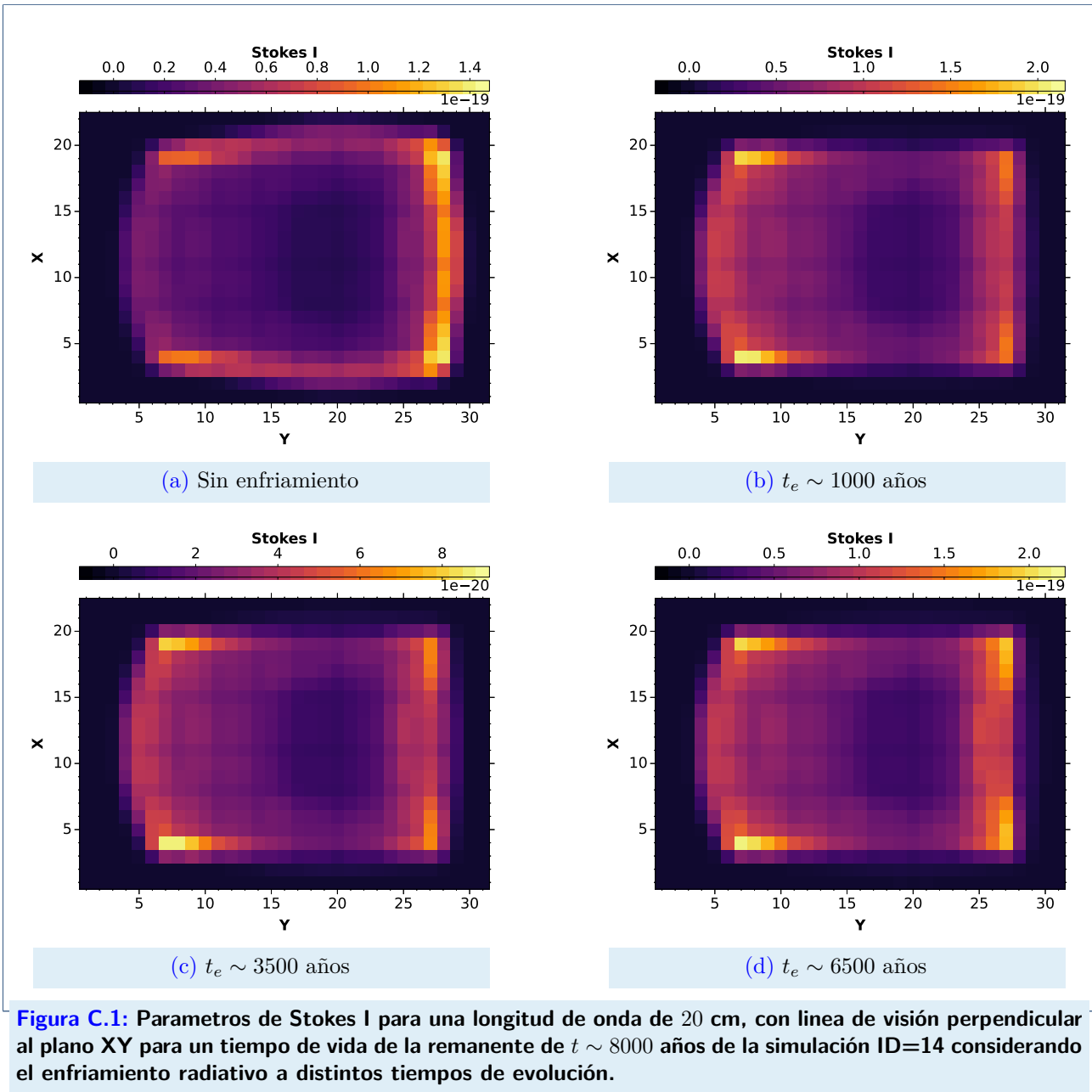
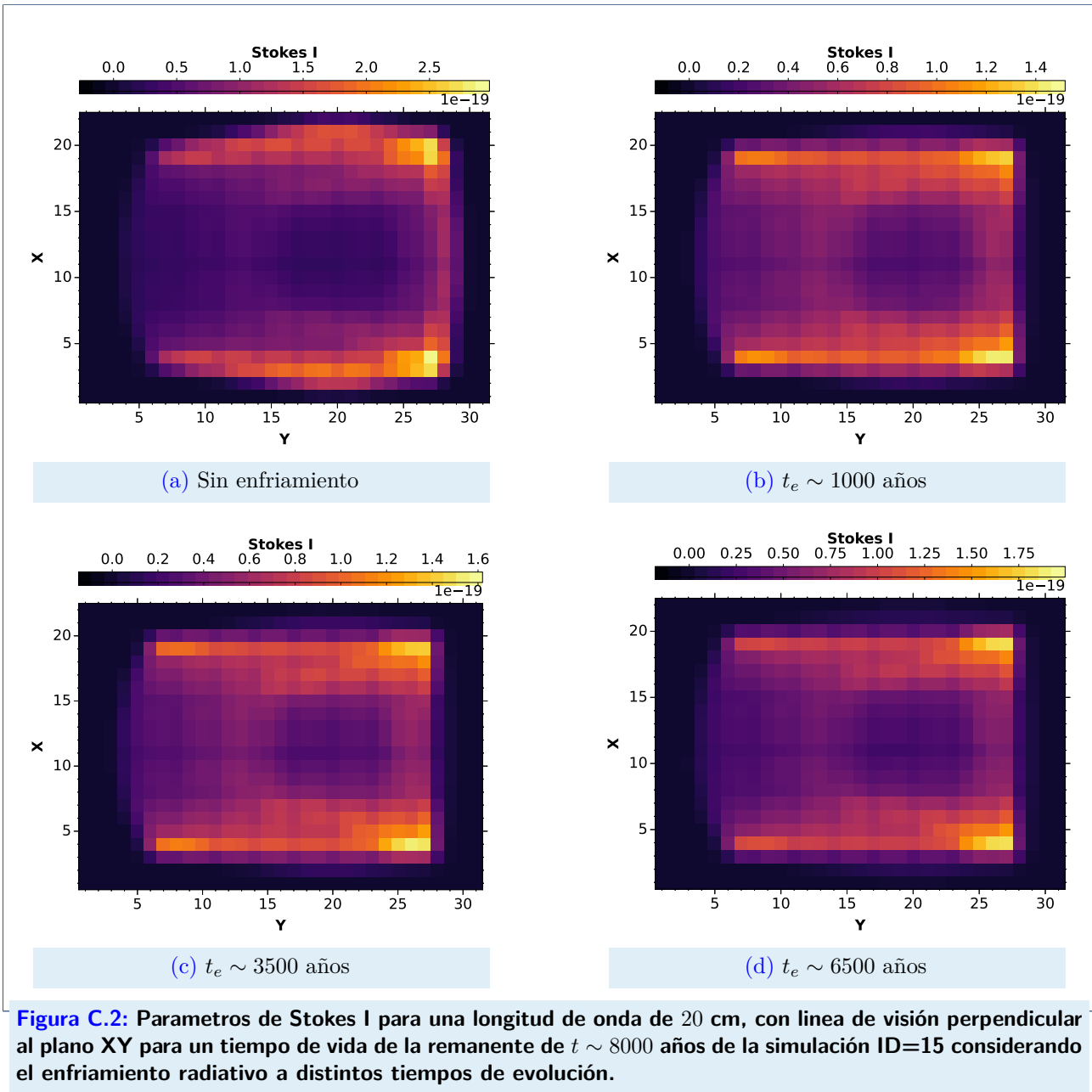


Figura C.1: Parámetros de Stokes I para una longitud de onda de 20 cm, con línea de visión perpendicular al plano XY para un tiempo de vida de la remanente de $t \sim 8000$ años de la simulación ID=14 considerando el enfriamiento radiativo a distintos tiempos de evolución.



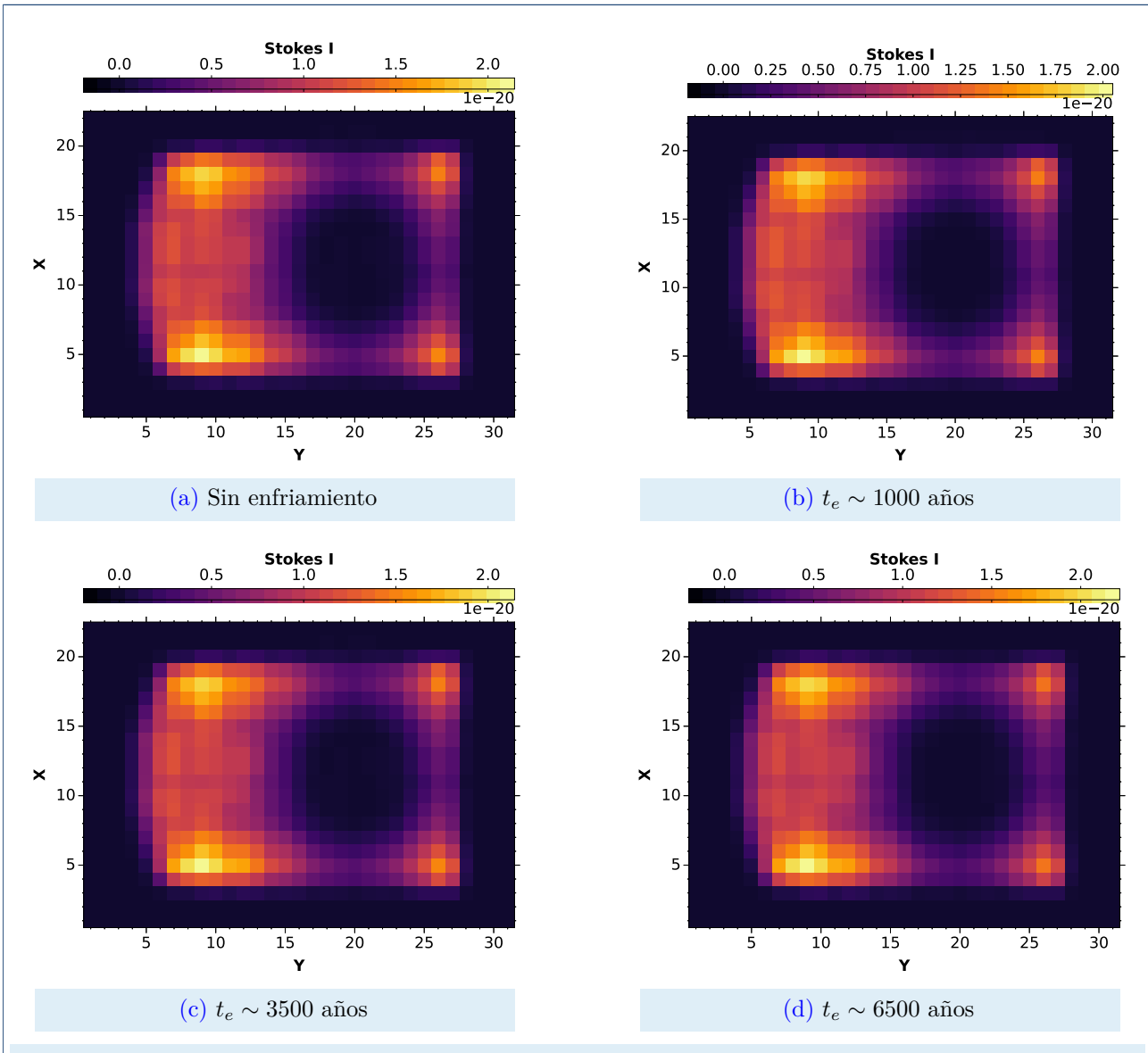


Figura C.3: Parametros de Stokes I para una longitud de onda de 20 cm, con línea de visión perpendicular al plano XY para un tiempo de vida de la remanente de $t \sim 8000$ años de la simulación ID=16 considerando el enfriamiento radiativo a distintos tiempos de evolución.

Figuras: emisión sintética de rayos X

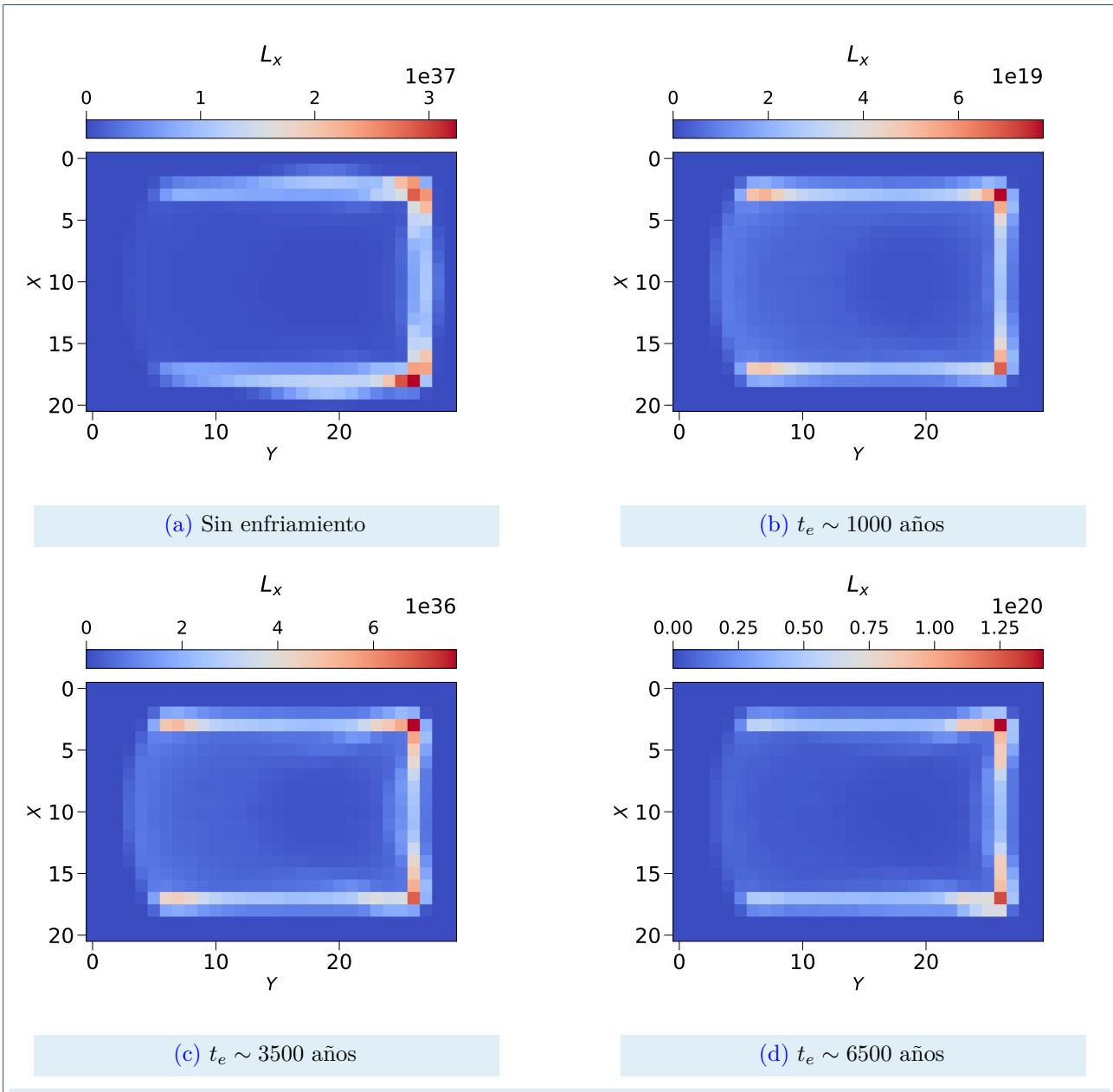


Figura D.1: Emisión sintética en rayos X para un rango de energías de 0.3 a 9.0 keV con línea de visión perpendicular al plano XY para un tiempo de vida de la remanente de $t \sim 8000$ años de la simulación ID=14 considerando el enfriamiento radiativo a distintos tiempos de evolución (parámetro t_e).

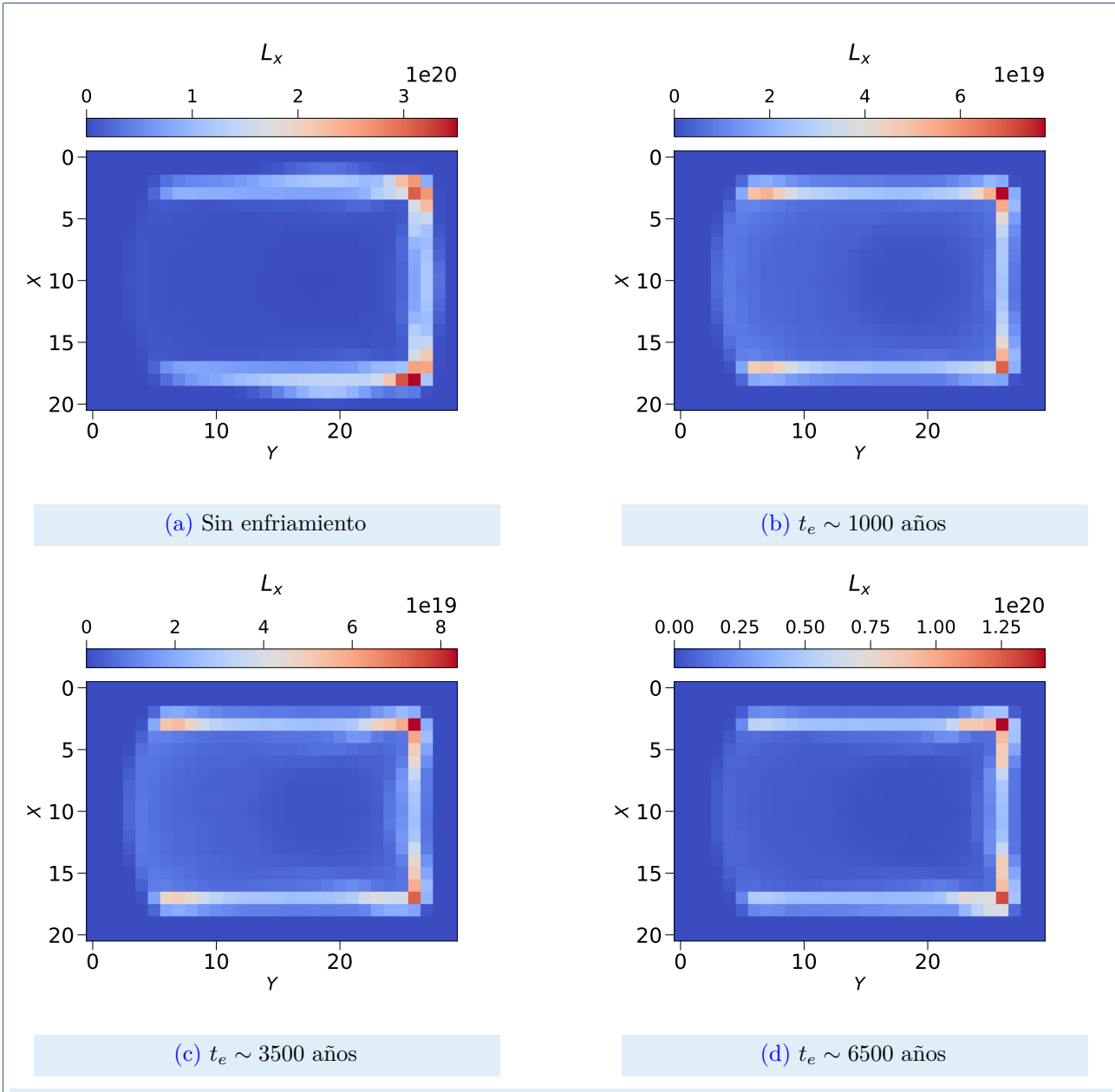


Figura D.2: Emisión sintética en rayos X para un rango de energías de 0.3 a 9.0 keV con línea de visión perpendicular al plano XY para un tiempo de vida de la remanente de $t \sim 8000$ años de la simulación ID=15 considerando el enfriamiento radiativo a distintos tiempos de evolución (parámetro t_e).

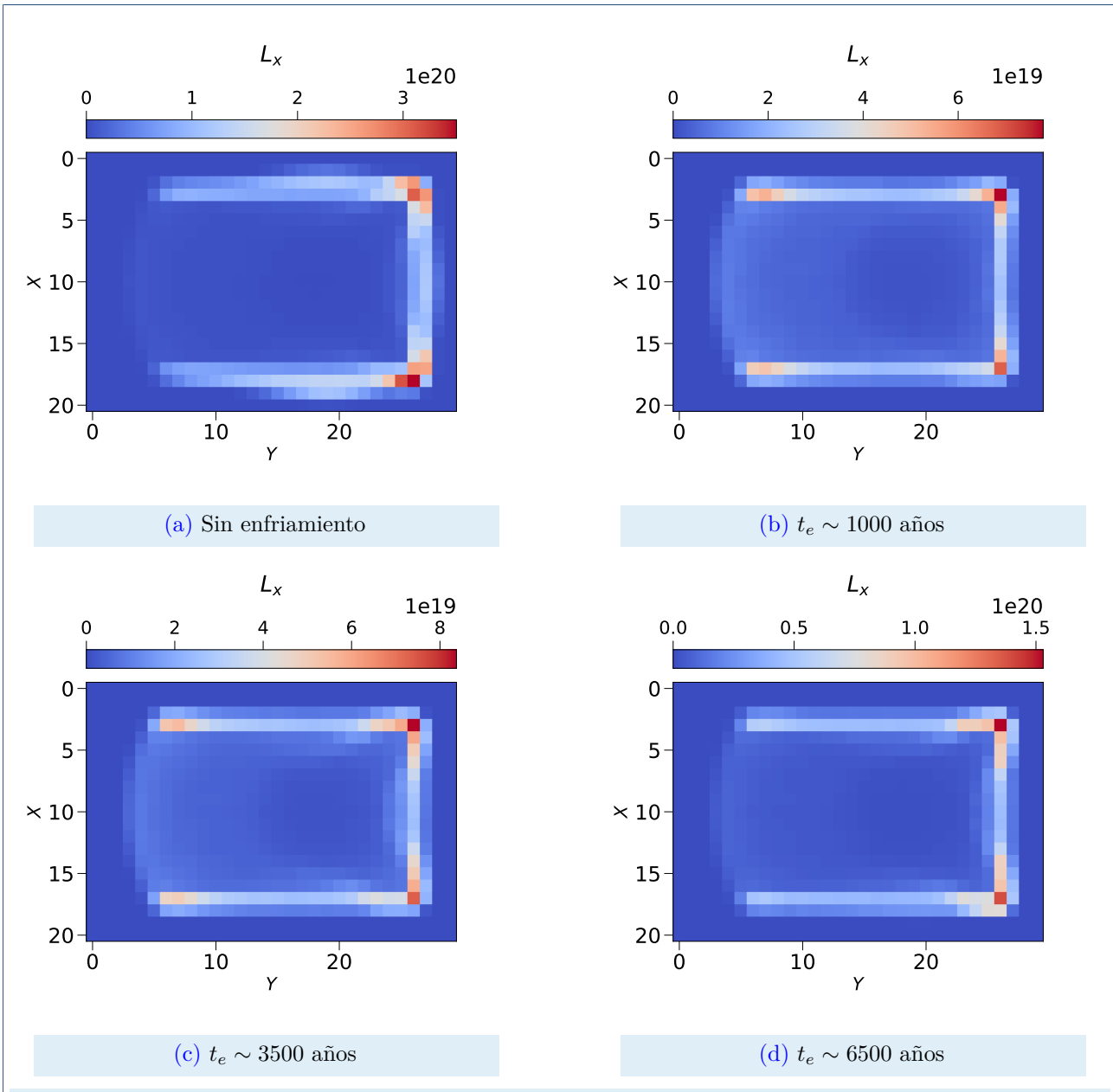


Figura D.3: Emisión sintética en rayos X para un rango de energías de 0.3 a 9.0 keV con línea de visión perpendicular al plano XY para un tiempo de vida de la remanente de $t \sim 8000$ años de la simulación ID=16 considerando el enfriamiento radiativo a distintos tiempos de evolución (parámetro t_e).



Resumen de corridas para 3C 397

multirow

Cuadro E.1: Resumen de las simulaciones realizadas para el estudio de la remanente de supernova 3C 397 con los parámetros importantes que diferencian una corrida de otra. Las columnas corresponden a: identificador de la corrida (ID), componentes de campo magnético consideradas (B), resolución en celdas, perfil de densidad considerado para la explosión, si se incluye o no el enfriamiento radiativo (‘s’ para las simulaciones sin enfriamiento, ‘i’ cuando el enfriamiento inicia en un tiempo temprano, ‘m’ para un tiempo medio, ‘f’ para un tiempo final e ‘int’ para un tiempo intermedio, tales tiempos se especifican en las secciones 6.1 y 6.2.1), la masa total eyectada en masas solares y finalmente si se incluye o no un trazador del material eyectado.

ID	B	Resolución	Densidad	Enfriamiento	M_T	TR
13	-	70×100×100	Uniforme	s	3	—
				i		—
				m		—
				f		—
14	B_x			s		—
				i		—
				m		—
				f		—

Continúa en la siguiente página.

ID	B	Resolución	Densidad	Enfriamiento	M_T	TR
15	B_y			s		—
				i		—
				m		—
				f		—
16	B_z			s		—
				i		—
				m		—
				f		—
17	$B_x + B_y$			s		—
				i		—
				m		—
				f		—
18	$B_x + B_z$			s		—
				i		—
				m		—
				f		—
19	$B_y + B_z$	s	—			
		i	—			
		m	—			
		f	—			
20	$B_x + B_y + B_z$	s	—			
		i	—			
		m	—			
		f	—			
21	B_x	núcleo+envolvente	s	5	—	
		int	—			
		m	—			
22	B_y	s	—			
		int	—			
23	$B_y + B_z$	s	—			

Continúa en la siguiente página.

ID	B	Resolución	Densidad	Enfriamiento	M_T	TR
				int		–
24	B_x			s	1.4	✓
				int		✓
25	$B_x + B_y$	280×600×600		s		✓
				int		✓



Herramientas útiles

F.1. Pypion

Pypion es una librería de Python creada por [Green y Mackey \[2021\]](#) para procesar y visualizar archivos con formato `.silo` provenientes de las simulaciones de PION. Podemos instalar la librería por ejecutar en nuestro directorio de trabajo el siguiente comando via PyPi:

```
python3 -m pip install pypion
```

Pypion contiene rutinas base para graficar datos provenientes de una simulación hecha con PION. Estas rutinas facilitan abrir un archivo en formato SILO y leer los datos de la cabecera; extraer los datos de una variable dada por el usuario del archivo SILO; y finalmente crear gráficos para las variables extraídas con el módulo MATPLOTLIB de Python.

F.2. Visit

Visit es un programa libre y de código abierto que permite la rápida visualización de datos definidos en mallas estructuradas de 2– y 3– dimensiones. Encontramos más información y

una guía completa de como usar este programa en la página web:

<https://visit-sphinx-github-user-manual.readthedocs.io/en/develop/>

Referencias

- Anderson, J. (2011). *EBOOK: Fundamentals of Aerodynamics (SI units)*. McGraw hill. [26](#)
- Ávila-Aroche, A., Velázquez, P., Camps-Fariña, A., Toledo-Roy, J., y Esquivel, A. (2020). Young bilateral supernova remnants evolving into a turbulent interstellar magnetic field. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 495(2):2112–2124. [55](#)
- Baade, W. (1938). The absolute photographic magnitude of supernovae. *The Astrophysical Journal*, 88:285. [2](#)
- Balachandran, P. (2006). *Fundamentals of compressible fluid dynamics*. PHI Learning Pvt. Ltd. [25](#)
- Balsara, D., Benjamin, R. A., y Cox, D. P. (2001). The evolution of adiabatic supernova remnants in a turbulent, magnetized medium. *The Astrophysical Journal*, 563(2):800. [84](#)
- Balucinska-Church, M. y McCammon, D. (1992). Photoelectric absorption cross sections with variable abundances. *Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X)*, vol. 400, no. 2, p. 699, 700., 400:699. [60](#)
- Bamba, A. y Williams, B. J. (2022). Supernova remnants: Types and evolution. *arXiv preprint arXiv:2211.02217*. [7](#)
- Bandiera, R., Bucciantini, N., Martín, J., Olmi, B., y Torres, D. (2021). Revisiting the evolution of non-radiative supernova remnants: a hydrodynamical-informed parametrization of the shock positions. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 508(3):3194–3207. [71](#)
- Bandiera, R. y Petruk, O. (2004). Analytic solutions for the evolution of radiative supernova remnants. *Astronomy & Astrophysics*, 419(2):419–423. [10](#), [30](#)

- Bennett, A. y Smith, F. (1962). The preparation of the revised 3c catalogue of radio sources. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 125(1):75–86. [13](#)
- Berezhko, E. y Völk, H. (2004). The theory of synchrotron emission from supernova remnants. *Astronomy & Astrophysics*, 427(2):525–536. [2](#)
- Bernstein, I. B. y Kulsrud, R. M. (1965). On the explosion of a supernova into the interstellar magnetic field. i. *The Astrophysical Journal*, 142:479. [32](#)
- Bersten, M. C. y Mazzali, P. A. (2017). Light curves of type i supernovae. *Handbook of Supernovae*, p. 723. [5](#)
- Blondin, J. M., Wright, E. B., Borkowski, K. J., y Reynolds, S. P. (1998). Transition to the radiative phase in supernova remnants. *The Astrophysical Journal*, 500(1):342. [29](#)
- Carroll, B. W. y Ostlie, D. A. (2017). *An introduction to modern astrophysics*. Cambridge University Press. [5](#), [6](#)
- Castellanos-Ramírez, A., Velázquez, P., y Cantó, J. (2021). 3d mhd simulations of the supernova remnant ctb 109. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 508(4):5345–5353. [45](#), [46](#), [47](#), [50](#), [51](#), [54](#), [57](#), [58](#), [60](#), [62](#), [64](#), [86](#), [95](#)
- Castelletti, G., Supan, L., Peters, W., y Kassim, N. (2021). Thermal radio absorption as a tracer of the interaction of snrs with their environments. *arXiv preprint arXiv:2108.08178*.
- Castelletti, G. M. (2013). Remanentes de supernova: propiedades espectrales y su conexión con la producción de rayos cósmicos.
- Cécere, M., Velázquez, P. F., Araudo, A. T., De Colle, F., Esquivel, A., Carrasco-González, C., y Rodríguez, L. F. (2016). A study of radio polarization in protostellar jets. *The Astrophysical Journal*, 816(2):64.
- Chawner, Hannah and Gomez, HL and Matsuura, Mikako and Smith, MWL and Papageorgiou, Andreas and Rho, Jeonghee and Noriega-Crespo, A and De Looze, Ilse and Barlow, MJ and Cigan, Phil and others (2020). A complete catalogue of dusty supernova remnants in the galactic plane. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 493(2):2706–2744.
- Chevalier, R. A. (1977). The interaction of supernovae with the interstellar medium. *Annual review of astronomy and astrophysics*, 15(1):175–196.

- Chevalier, R. A. (1982). Self-similar solutions for the interaction of stellar ejecta with an external medium. *The Astrophysical Journal*, 258:790–797.
- Clarke, D. A., Norman, M. L., y Burns, J. O. (1989). Numerical observations of a simulated jet with a passive helical magnetic field. *The Astrophysical Journal*, 342:700–717.
- Clemens, D. P. (1985). Massachusetts-stony brook galactic plane co survey—the galactic disk rotation curve. *The Astrophysical Journal*, 295:422–428.
- Coburn, N. (1954). Discontinuities in compressible fluid flow. *Mathematics Magazine*, 27(5):245–264.
- Colburn, D. y Sonett, C. (1966). Discontinuities in the solar wind. *Space Science Reviews*, 5:439–506.
- Colgate, S. A. y McKee, C. (1969). Early supernova luminosity. *The Astrophysical Journal*, 157:623.
- Condon, J. J. y Ransom, S. M. (2016). *Essential radio astronomy*, volumen 2. Princeton University Press.
- Cosmovici, C. B. (2012). *Supernovae and Supernova Remnants: Proceedings of the International Conference on Supernovae Held in Lecce, Italy, May 7–11, 1973*, volumen 45. Springer Science & Business Media.
- Del Zanna, G., Dere, K., Young, P., y Landi, E. (2021). Chianti—an atomic database for emission lines. xvi. version 10, further extensions. *The Astrophysical Journal*, 909(1):38.
- Dohm-Palmer, R. C. y Jones, T. W. (1996). Young supernova remnants in nonuniform media. *The Astrophysical Journal*, 471(1):279.
- Draine, B. T. (2010). *Physics of the interstellar and intergalactic medium*, volumen 19. Princeton University Press.
- Draine, B. T. y McKee, C. F. (1993). Theory of interstellar shocks. *Annual review of astronomy and astrophysics*, 31(1):373–432.
- Drury, L. O. (1996). Shell type supernova remnants. *Space Science Reviews*, 75(1-2):269–277.

- Dubner, G. y Giacani, E. (2015). Radio emission from supernova remnants. *The Astronomy and Astrophysics Review*, 23(1):1–48.
- Dubner, G. M. (2016). Restos de explosiones de supernova vistos a través del espectro.
- Dyer, K. y Reynolds, S. (1999). Multifrequency studies of bright radio supernova remnants. iii. x-ray and radio observations of 3c 397. *The Astrophysical Journal*, 526(1):365.
- Dyson, J. (1987). Supernova remnants. En *RS Ophiuchi (1985) and the Recurrent Nova Phenomenon: Proceedings of the Manchester Conference 16-18 December 1985*, p. 155. VSP.
- Dyson, J. E. y Williams, D. A. (2020). *The physics of the interstellar medium*. CRC Press.
- Edge, D., Shakeshaft, J., McAdam, W., Baldwin, J., y Archer, S. (1959). A survey of radio sources at a frequency of 159 mc/s. *Memoirs of the Royal Astronomical Society*, 68:37–60.
- Ellison, D. C., Decourchelle, A., y Ballet, J. (2005). Nonlinear particle acceleration at reverse shocks in supernova remnants. *Astronomy & Astrophysics*, 429(2):569–580.
- Esparza, J. A. G. y Balogh, A. (2001). The θ bn problem: Determination of local magnetic parameters of interplanetary shocks from in situ imf data. *Geofísica Internacional*, 40(1):53–63.
- Falle, S., Komissarov, S., y Joarder, P. (1998). A multidimensional upwind scheme for magnetohydrodynamics. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 297(1):265–277.
- Feijen, K. M. (2022). *The Origin of Galactic TeV Gamma Ray Sources*. Tesis doctoral.
- Ferland, GJ and Chatzikos, M and Guzmán, F and Lykins, ML and Van Hoof, PAM and Williams, RJR and Abel, NP and Badnell, NR and Keenan, FP and Porter, RL and others (2017). The 2017 release of cloudy. *Revista mexicana de astronomía y astrofísica*, 53(2).
- Ferrand, G. y Safi-Harb, S. (2012). A census of high-energy observations of galactic supernova remnants. *Advances in Space Research*, 49(9):1313–1319.
- Ferreira, S. y De Jager, O. (2008). Supernova remnant evolution in uniform and non-uniform media. *Astronomy & Astrophysics*, 478(1):17–29.
- Fulbright, M. S. y Reynolds, S. P. (1990). Bipolar supernova remnants and the obliquity dependence of shock acceleration. *The Astrophysical Journal*, 357:591–601.

- Gao, X., Han, J., Reich, W., Reich, P., Sun, X., y Xiao, L. (2011). A sino-german $\lambda 6$ cm polarization survey of the galactic plane-v. large supernova remnants. *Astronomy & Astrophysics*, 529:A159.
- Georgy, C., Meynet, G., Walder, R., Folini, D., y Maeder, A. (2009). The different progenitors of type ib, ic sne, and of grb. *Astronomy & Astrophysics*, 502(2):611–622.
- Gnat, O. y Sternberg, A. (2007). Time-dependent ionization in radiatively cooling gas. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 168(2):213.
- Green, D. (2001). A catalogue of galactic supernova remnants. *Mullard Radio Astronomy Observatory, Cavendish Laboratory, Cambridge, United Kingdom (<http://www.mrao.cam.ac.uk/surveys/snrs/>)*.
- Green, D. (2019). A revised catalogue of 294 galactic supernova remnants. *Journal of Astrophysics and Astronomy*, 40(4):1–12.
- Green, S. y Mackey, J. (2021). Pypion: Post-processing code for pion simulation data. *Astrophysics Source Code Library*, pp. ascl–2103.
- Gregory, P. y Fahlman, G. (1980). An extraordinary new celestial x-ray source. *Nature*, 287(5785):805–806.
- Groves, B., Dopita, M. A., Sutherland, R. S., Kewley, L. J., Fischera, J., Leitherer, C., Brandl, B., y van Breugel, W. (2008). Modeling the pan-spectral energy distribution of starburst galaxies. iv. the controlling parameters of the starburst sed. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 176(2):438.
- Guo, X., Florinski, V., y Wang, C. (2016). The hlld riemann solver based on magnetic field decomposition method for the numerical simulation of magneto-hydrodynamics. *Journal of Computational Physics*, 327:543–552.
- Harten, A., Lax, P. D., y Leer, B. v. (1983). On upstream differencing and godunov-type schemes for hyperbolic conservation laws. *SIAM review*, 25(1):35–61.
- Higdon, J. y Lingenfelter, R. (1980). Supernova radio remnants and the filling factor of the hot interstellar medium. *The Astrophysical Journal*, 239:867–872.

- Hindmarsh, A. C., Brown, P. N., Grant, K. E., Lee, S. L., Serban, R., Shumaker, D. E., y Woodward, C. S. (2005). SUNDIALS: Suite of nonlinear and differential/algebraic equation solvers. *ACM Transactions on Mathematical Software (TOMS)*, 31(3):363–396.
- Hiramatsu, Daichi and Howell, D Andrew and Van Dyk, Schuyler D and Goldberg, Jared A and Maeda, Keiichi and Moriya, Takashi J and Tominaga, Nozomu and Nomoto, Ken'ichi and Hosseinzadeh, Griffin and Arcavi, Iair and others (2021). The electron-capture origin of supernova 2018zd. *Nature Astronomy*, 5(9):903–910.
- Hughes, V., Harten, R. H., y Van den Bergh, S. (1981). A new supernova remnant g109. 2-1.0. *The Astrophysical Journal*, 246:L127–L131.
- Jiang, B., Chen, Y., Wang, J., Su, Y., Zhou, X., Safi-Harb, S., y DeLaney, T. (2010). Cavity of molecular gas associated with supernova remnant 3c 397. *The Astrophysical Journal*, 712(2):1147.
- Jiménez, S. (2018). The impact of the ambient gas density on the evolution of supernova remnants. *Tesis de Maestría, Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica*.
- Jiménez, S., Tenorio-Tagle, G., y Silich, S. (2019). The full evolution of supernova remnants in low-and high-density ambient media. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 488(1):978–990.
- Joglekar, H., Gangal, K., Vahia, M., y Sule, A. (2011). Oldest sky-chart with supernova record. *Puratattva-Bulletin of the Indian Archaeological Society*, 41:207–211.
- Jones, T. W., Rudnick, L., Jun, B.-I., Borkowski, K. J., Dubner, G., Frail, D. A., Kang, H., Kassim, N. E., y McCray, R. (1998). 10^{51} ergs: the evolution of shell supernova remnants. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 110(744):125.
- Jun, B.-I. y Norman, M. L. (1996). On the origin of radial magnetic fields in young supernova remnants. *The Astrophysical Journal*, 472(1):245.
- Kassim, N. E. (1989). Radio spectrum studies of 32 first-quadrant galactic supernova remnants. Technical report, NAVAL RESEARCH LAB WASHINGTON DC.
- Koo, B.-C., Lee, J.-J., Jeong, I.-G., Seok, J. Y., y Kim, H.-J. (2016). Infrared supernova remnants and their infrared-to-x-ray flux ratios. *The Astrophysical Journal*, 821(1):20.

- Kudritzki, R.-P. y Puls, J. (2000). Winds from hot stars. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 38(1):613–666.
- Lax, P. D. (1954). Weak solutions of nonlinear hyperbolic equations and their numerical computation. *Communications on pure and applied mathematics*, 7(1):159–193.
- Leahy, D. y Ranasinghe, S. (2016). Distance and evolutionary state of the supernova remnant 3c 397 (g41. 1-0.3). *The Astrophysical Journal*, 817(1):74.
- LeVeque, R. J. (2002). *Finite volume methods for hyperbolic problems*, volumen 31. Cambridge university press.
- Mackey, J., Green, S., Moutzouri, M., Haworth, T. J., Kavanagh, R. D., Zargaryan, D., y Celeste, M. (2021). pion: simulating bow shocks and circumstellar nebulae. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 504(1):983–1008.
- Mackey, J. y Lim, A. J. (2021). Pion: Computational fluid-dynamics package for astrophysics. *Astrophysics Source Code Library*, pp. ascl–2103.
- Maeder, A. (2008). *Physics, formation and evolution of rotating stars*. Springer Science & Business Media.
- Markovskii, S. y Somov, B. (1996). Magnetohydrodynamic discontinuities in space plasmas: Interrelation between stability and structure. *Space Science Reviews*, 78(3-4):443–506.
- Martínez-Rodríguez, H., Lopez, L. A., Auchettl, K., Badenes, C., Holland-Ashford, T., Patnaude, D. J., Lee, S.-H., Foster, A. R., y Slane, P. O. (2020). Evidence of a type ia progenitor for supernova remnant 3c 397. *arXiv preprint arXiv:2006.08681*.
- Mcabee, T., Brown, S., Ahern, S., Matzke, R., Miller, M., Bonnell, K., Reus, J., Brugger, E., y Whitlock, B. (2010). Silo. Technical report, Lawrence Livermore National Lab.(LLNL), Livermore, CA (United States).
- Meyer, D MA and Velázquez, PF and Petruk, O and Chiotellis, A and Pohl, M and Camps-Fariña, A and Petrov, M and Reynoso, EM and Toledo-Roy, JC and Schneiter, EM and others (2022). Rectangular core-collapse supernova remnants: application to puppis a. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 515(1):594–605.

- Miyoshi, T. y Kusano, K. (2005). A multi-state hll approximate riemann solver for ideal magnetohydrodynamics. *Journal of Computational Physics*, 208(1):315–344.
- Moranchel-Basurto, A., Velázquez, P., Ares de Parga, G., Reynoso, E. M., Schneiter, E. M., y Esquivel, A. (2020). Simulated synchrotron emission for the tycho’s supernova remnants: an asymmetric initial mass model. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 494(2):1531–1538.
- Nomoto, K., Sparks, W. M., Fesen, R. A., Gull, T. R., Miyaji, S., y Sugimoto, D. (1982). The crab nebula’s progenitor. *Nature*, 299(5886):803–805.
- Norman, M. y Jun, B.-I. (1996). On the origin of radial magnetic fields in young supernova remnants. En *APS Meeting Abstracts*, pp. L14–02.
- Ogilvie, G. I. (2016). Astrophysical fluid dynamics. *Journal of Plasma Physics*, 82(3):205820301.
- Oort, J. (1951). Problems of cosmical aerodynamics. *Central Air Document Office, Dayton*.
- Opik, E. (1953). Stellar associations and supernovae. *Irish Astronomical Journal*, 2:219.
- Orlando, S., Bocchino, F., Reale, F., Peres, G., y Petruk, O. (2007). On the origin of asymmetries in bilateral supernova remnants. *Astronomy & Astrophysics*, 470(3):927–939.
- Pence, W. D. (2010). Cfitsio: a fits file subroutine library. *Astrophysics Source Code Library*, pp. ascl–1010.
- Peng, Q., Bao, B., Yang, C., y Zhang, L. (2020). Simulations of young type ia supernova remnants undergoing shock acceleration in a turbulent medium. *The Astrophysical Journal*, 891(1):75.
- Pequignot, D. y Dennefeld, M. (1983). The crab nebula. *Astronomy and Astrophysics (ISSN 0004-6361)*, vol. 120, no. 2, April 1983, p. 249–262., 120:249–262.
- Persic, M., Salucci, P., y Stel, F. (1996). The universal rotation curve of spiral galaxies—i. the dark matter connection. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 281(1):27–47.
- Petschek, A. G. (2012). *Supernovae*. Springer Science & Business Media.
- Pols, O. R. (2011). *Stellar structure and evolution*. Astronomical Institute Utrecht NY.

- Raga, A., Cantó, J., y Rodríguez-González, A. (2012). The physics of the interstellar medium.
- Ranasinghe, S. y Leahy, D. (2018). Revised distances to 21 supernova remnants. *The Astronomical Journal*, 155(5):204.
- Rho, J. y Petre, R. (1998). Mixed-morphology supernova remnants. *The Astrophysical Journal*, 503(2):L167.
- Safi-Harb, S. (2012). Plerionic supernova remnants. En *AIP Conference Proceedings*, volumen 1505, pp. 13–20. American Institute of Physics.
- Safi-Harb, S., Dubner, G., Petre, R., Holt, S. S., y Durouchoux, P. (2005). Chandra spatially resolved spectroscopic study and multiwavelength imaging of the supernova remnant 3c 397 (g41. 1–0.3). *The Astrophysical Journal*, 618(1):321.
- Safi-Harb, S., Petre, R., Arnaud, K., Keohane, J., Borkowski, K., Dyer, K., Reynolds, S., y Hughes, J. (2000). A broadband x-ray study of supernova remnant 3c 397. *The Astrophysical Journal*, 545(2):922.
- Sánchez-Cruces, M., Rosado, M., Fuentes-Carrera, I., y Ambrocio-Cruz, P. (2018). Kinematics of the galactic supernova remnant g109. 1-1.0 (ctb 109). *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 473(2):1705–1717.
- Sasaki, M. (2014). Multi-wavelength view of supernova remnants.
- Sasoh, A. (2020). Compressible fluid dynamics and shock waves.
- Schneider, E. M., Velázquez, P., Reynoso, E. M., Esquivel, A., y De Colle, F. (2015). 3d mhd simulation of polarized emission in sn 1006. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 449(1):88–93.
- Sedov, L. I. (1946). Propagation of strong shock waves. *Journal of Applied Mathematics and Mechanics*, 10:241–250.
- Shu, F. H. (1991). *The Physics of Astrophysics: Gas Dynamics*, volumen 2. University Science Books.

- Slavin, J. D., Smith, R. K., Foster, A., Winter, H. D., Raymond, J. C., Slane, P. O., y Yamaguchi, H. (2017). Numerical simulations of supernova remnant evolution in a cloudy interstellar medium. *The Astrophysical Journal*, 846(1):77.
- Smith, N. (2013). The crab nebula and the class of type iin-p supernovae caused by sub-energetic electron-capture explosions. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 434(1):102–113.
- Stephenson, F. R. y Green, D. A. (2002). Historical supernovae and their remnants.
- Sutherland, R. S. y Dopita, M. A. (1993). Cooling functions for low-density astrophysical plasmas. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 88:253–327.
- Taylor, G. I. (1950). The formation of a blast wave by a very intense explosion i. theoretical discussion. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 201(1065):159–174.
- Tenorio-Tagle, G., Bodenheimer, P., Franco, J., y Rozyczka, M. (1990). On the evolution of supernova remnants. i-explussions inside pre-existing wind-driven bubbles. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 244:563–576.
- The HDF Group (1997). Hierarchical Data Format, version 5. <https://www.hdfgroup.org/HDF5/>.
- Toalá, J. y Arthur, S. (2018). On the x-ray temperature of hot gas in diffuse nebulae. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 478(1):1218–1230.
- Toro, E. F. y Solvers, R. (1999). Numerical methods for fluid dynamics: A practical introduction.
- Truelove, J. K. y McKee, C. F. (1999). Evolution of nonradiative supernova remnants. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 120(2):299.
- Van Leer, B. (2005). Flux-vector splitting for the euler equations. En *Eighth International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics: Proceedings of the Conference, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, Germany, June 28–July 2, 1982*, pp. 507–512. Springer.

- van Marle, A. J., Meliani, Z., y Marcowith, A. (2015). Shape and evolution of wind-blown bubbles of massive stars: on the effect of the interstellar magnetic field. *Astronomy & Astrophysics*, 584:A49.
- Vanhala, H. A. y Cameron, A. (1998). Numerical simulations of triggered star formation. i. collapse of dense molecular cloud cores. *The Astrophysical Journal*, 508(1):291.
- Velázquez, P., Meyer, D. M., Chiotellis, A., Cruz-Álvarez, A., Schneider, E., Toledo-Roy, J., Reynoso, E., y Esquivel, A. (2023). The sculpting of rectangular and jet-like morphologies in supernova remnants by anisotropic equatorially confined progenitor stellar winds. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 519(4):5358–5372.
- Velázquez, P. F. (1999). *Interacción de remanentes de Supernova con el medio interestelar circundante*. Tesis doctoral, Universidad de Buenos Aires. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales.
- Velazquez, P. F., Schneider, E. M., Reynoso, E. M., Esquivel, A., De Colle, F., Toledo-Roy, J., Gomez, D. O., Sieyra, M. V., y Moranchel-Basurto, A. (2017). A 3d mhd simulation of sn 1006: a polarized emission study for the turbulent case. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 466(4):4851–4857.
- Villagran, M. A., Velázquez, P., Gómez, D., y Giacani, E. (2020). Evolving supernova remnants in multiphase interstellar media. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 491(2):2855–2863.
- Vink, J. (2012). Supernova remnants: the x-ray perspective. *The Astronomy and Astrophysics Review*, 20:1–120.
- Vink, J. (2020). *Physics and Evolution of Supernova Remnants*. Springer.
- Von Neumann, J. (1963). The point source solution, collected works. *Oxford: Pergamon*, 6:219.
- Warren, J. S., Hughes, J. P., Badenes, C., Ghavamian, P., McKee, C. F., Moffett, D., Plucinsky, P. P., Rakowski, C., Reynoso, E., y Slane, P. (2005). Cosmic-ray acceleration at the forward shock in tycho’s supernova remnant: evidence from chandra x-ray observations. *The Astrophysical Journal*, 634(1):376.

- Weiler, K. W. y Sramek, R. A. (1988). Supernovae and supernova remnants. *Annual review of astronomy and astrophysics*, 26(1):295–341.
- Wiersma, R. P., Schaye, J., y Smith, B. D. (2009). The effect of photoionization on the cooling rates of enriched, astrophysical plasmas. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 393(1):99–107.
- Wilk, K. D., Hillier, D. J., y Dessart, L. (2018). Ejecta mass diagnostics of type ia supernovae. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 474(3):3187–3211.
- Woltjer, L. (1972). Supernova remnants. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 10(1):129–158.
- Woosley, S. y Janka, T. (2005). The physics of core-collapse supernovae. *Nature Physics*, 1(3):147–154.
- Wootten, A. (1978). Detection of star formation regions near supernova remnant w44. *The moon and the planets*, 19(2):163–168.
- Yamaguchi, Hiroya and Badenes, Carles and Foster, Adam R and Bravo, Eduardo and Williams, Brian J and Maeda, Keiichi and Nobukawa, Masayoshi and Eriksen, Kristoffer A and Brickhouse, Nancy S and Petre, Robert and others (2015). A chandrasekhar mass progenitor for the type ia supernova remnant 3c 397 from the enhanced abundances of nickel and manganese. *The Astrophysical Journal Letters*, 801(2):L31.
- Zhang, D. y Chevalier, R. A. (2019). Numerical simulations of supernova remnants in turbulent molecular clouds. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 482(2):1602–1617.