



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

DINÁMICA DE SUPERNOVAS RELATIVISTAS

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:

FÍSICO

PRESENTA:

DAVID RAMÓN AGUILERA DENA

DIRECTOR DE TESIS:

DR. FABIO DE COLLE

DISTRITO FEDERAL, MÉXICO D.F.

JUNIO, 2015



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.



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.

Dinámica de supernovas relativistas

por

David Ramón Aguilera Dena

Tesis presentada para obtener el grado de

Físico

en la

FACULTAD DE CIENCIAS

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

Distrito Federal, México D.F.. Junio, 2015

Datos del jurado

1. Datos del alumno

Aguilera

Dena

David Ramón

55 27 03 12 00

Universidad Nacional Autónoma de México

Facultad de Ciencias

Física

410023219

2. Datos del tutor

Dr.

Fabio

De Colle

3. Datos del sinodal 1

Dr.

Francisco Javier

Sánchez

Salcedo

4. Datos del sinodal 2

Dr.

Erick Leonardo

Patiño

Jaidar

5. Datos del sinodal 3

Dr.

José Alejandro

Esquivel

Salazar

6. Datos del sinodal 4

Dr.

Diego

López Cámara

Ramírez

7. Datos del trabajo escrito

Dinámica de supernovas relativistas

80 p.

Agradecimientos

Esta tesis marca el final de una época genial de mi vida, y de un montón de aprendizaje, pero también varios momentos difíciles. Muchas personas estuvieron ahí para ayudarme en las buenas y en las malas, y a todos (mencionados o no) se los agradezco.

Especialmente agradezco a mi mamá y a mis hermanas, porque fueron una fuente de inspiración y de apoyo, y sin ellas este trabajo jamás habría terminado. Gracias por evitar que me vuelva (más) loco!

Agradezco muchísimo también el enorme apoyo y la infinita paciencia de mi asesor, Fabio, que me guió paso a paso a lo largo de la realización de este trabajo, y que me llenó de buenas ideas y me motivó para no abandonarlo todo y tirarme al vicio. Agradezco sus excelentes explicaciones y su interés en mi trabajo y en mi aprendizaje. No pude haber deseado un mejor tutor.

Debo mencionar también a mis profesores (de la Facultad y más allá), no nada más por toda la física que me enseñaron, sino también de ese *je ne sais quoi* que tienen algunos, por ser una fuente de inspiración y hacer que la experiencia de estudiar física valiera la pena cada segundo. Quiero agradecer en especial a Enrico Ramírez Ruiz y a William Lee, por ser mis primeros profesores de astronomía y mostrarme el lado más lindo de la física.

Una estrellita en la frente a mis amigos, realmente sólo por estar ahí, porque aprendí un montón de todos ellos, y porque me escucharon, aconsejaron y apoyaron en momentos difíciles e hicieron que los buenos momentos se hicieran incluso mejores.

Muchísimas gracias también a mis sinodales por su súper rápida lectura de mi tesis, y sus valiosísimos comentarios: Dr. Diego López Cámara, Dr. Leonardo Patiño, Dr. Javier Sánchez y Dr. Alejandro Esquivel. Mil gracias también al Dr. Ary Rodríguez y al Dr. Pablo Velázquez por su interés en mi trabajo y valiosos comentarios.

A todos los gigantes, también, por permitirme subir en sus hombros.

Y finalmente, a la UNAM, por regalarme la mejor educación que podría imaginar, y a los proyectos PAPIIT IA101413 y PAPIIT IA103315.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Supernovas y estrellas masivas	2
1.2. Destellos de rayos gamma (GRBs)	5
1.3. La conexión GRB-supernova	8
1.4. Modelos analíticos de la expansión de una supernova	14
1.5. Radiación de sincrotrón	17
2. Método numérico	23
2.1. Hidrodinámica	23
2.2. Transporte radiativo	27
3. Resultados de las simulaciones	33
3.1. Simulaciones de la hidrodinámica	34
3.2. Simulaciones de la emisión de sincrotrón	49
3.3. Interpretación de las observaciones de SN2009bb	53
4. Conclusiones	59
A. Coeficientes de emisión y absorción para radiación de sincrotrón	61

Dinámica de supernovas relativistas

por

David Ramón Aguilera Dena

Resumen

Las supernovas se encuentran entre las explosiones más energéticas del universo. Las supernovas de colapso de núcleo representan el final del ciclo de vida de algunas estrellas masivas: en éstas se forma un núcleo inerte de hierro, que se vuelve inestable al alcanzar una masa cercana a la masa de Chandrasekhar (cercana a $1.4 M_{\odot}$), y desencadenan una energética explosión donde se libera una energía de alrededor de 10^{51} erg a lo largo de un corto periodo de tiempo, llegando a ser más luminosas que el resto de toda la galaxia que las alberga.

Se ha encontrado que algunas de estas energéticas explosiones están vinculadas con destellos de rayos gamma (GRBs) que, después del *Big Bang*, son los eventos electromagnéticos más energéticos conocidos. El origen de los GRBs no es conocido con certeza, pero la relación entre estos eventos y el colapso de estrellas masivas está bien establecido.

Existen algunas supernovas que comparten varias características con los GRBs. Éstas se distinguen por ser más energéticas; lo cual se infiere a partir de su característica emisión en radio (producida por emisión sincrotrón en el frente de choque de la explosión), y se conocen como supernovas relativistas. Dicha sub-población de supernovas es el objeto de estudio de esta tesis; en particular la supernova SN2009bb, que fue la primera de su tipo confirmada.

Es probable que las supernovas en esta población alberguen GRBs, aunque es difícil de determinar ya que la emisión en radio en supernovas asociadas con GRBs están dominadas por el GRB, y no se puede distinguir la emisión de sincrotrón de la supernova. De no ser así, se especula que tienen relación con estos eventos; podría tratarse, por ejemplo, de GRBs fallidos.

Se sabe que los GRBs son producidos por chorros colimados de material que se propagan con velocidades ultra-relativistas, por lo que la capacidad para detectar las supernovas relativistas que los albergan sin necesidad de detectar la emisión de rayos gamma puede servir como herramienta para detectar aquellos destellos que se encuentren colimados fuera de nuestra línea de visión, lo que podría ayudar a caracterizar las propiedades de los progenitores de destellos de rayos gamma, y entender mejor el proceso por el cual se producen.

En esta tesis se aborda el estudio de la hidrodinámica de dichos eventos mediante simulaciones numéricas hidrodinámicas, consistentes con relatividad especial, de su evolución y propagación a través del medio circumestelar, moldeado por el viento de su estrella progenitora. Se estudia su variación como función de la energía y la densidad del medio circumestelar.

Además de esto, se estudian las propiedades de la radiación de sincrotrón generada por el frente de choque de la supernova a lo largo de su evolución temprana, que abarca más o menos el primer año después de la explosión, mediante un código de transporte radiativo realizado durante la elaboración de esta tesis. El estudio de la radiación de sincrotrón es especialmente importante para estos eventos, pues es mediante su observación que es posible distinguir las supernovas relativistas del grueso de la población de supernovas clásicas, y porque a partir de esta radiación se pueden inferir propiedades de la supernova tales como su velocidad de expansión y la densidad del medio circumestelar.

Esta tesis se divide en dos secciones: la primera parte se enfoca en el estudio de la hidrodinámica de las supernovas relativistas, que abarca la distribución de masa y evolución del remanente temprano de estas supernovas, y desaceleración del frente de choque generado por la explosión. Se hace además hincapié en las diferencias que presenta la evolución de esta sub-clase de supernovas, respecto a las supernovas clásicas.

La segunda parte abarca la producción y propiedades de radiación de sincrotrón en el frente de choque de la estrella, que es la característica observacional que las distingue de supernovas normales. Se hace hincapié en las diferencias entre los resultados numéricos y el modelo que fue utilizado para el estudio de la supernova SN2009bb, y se intenta reproducir su evolución espectral ajustando las observaciones a alguna simulación.

Se concluye que el uso de modelos sencillos, aunque útil para la caracterización de estos eventos, no es capaz de explicar las propiedades más detalladas de las supernovas relativistas, y que se requiere una exploración más a fondo por medio de simulaciones numéricas.

Además, se reproduce aproximadamente el espectro de la supernova SN2009bb, y se hacen conclusiones de la energía necesaria en la explosión para producir la intensa emisión observada, y acerca de la densidad requerida en el medio circumestelar para reproducir la luminosidad de esta supernova, aunque este resultado es fuertemente dependiente de parámetros cuyo valor es desconocido. Se concluye que la supernova SN2009bb debió haber sido originada por una explosión alimentada por un motor central, y que no pudo haber sido completamente esférica.

Capítulo 1

Introducción

Una supernova es una energética explosión que sucede al final de la evolución de algunas estrellas. Puede suceder en estrellas que tienen una masa inicial mayor a $10M_{\odot}$, o cuando una estrella enana blanca acreta demasiada masa (de modo que llegue a la masa de Chandrasekhar) de una estrella compañera. Durante la explosión se observa un repentino destello de luz cuya luminosidad puede llegar a exceder la de la galaxia anfitriona. Existen varios tipos de supernova, que se distinguen por sus características espectrales y lugar de origen. Algunas decenas de supernovas han sido vinculadas con destellos de rayos gamma (GRB, por sus siglas en inglés), sugiriendo que éstos tienen un origen común. Esta conexión resulta de gran ayuda para entender el mecanismo de producción de los GRBs, y se ha especulado que entender esta conexión ayudará no solamente a entender más acerca de los procesos de emisión en GRBs, sino también a aumentar el número de GRBs observables, puesto que éstos han sido detectados únicamente por su emisión en rayos gamma, que está colimada dentro de un cono de ángulo pequeño.

En este capítulo introductorio se hace un breve recuento del estudio general de supernovas y GRBs, haciendo énfasis en una posible conexión entre ellos. Luego se presenta un modelo usado ampliamente para interpretar observaciones en longitudes de onda de radio de estas explosiones, presentando por separado la dinámica y la emisión, y notando las virtudes y los defectos del modelo, para finalmente enfatizar la necesidad de estudiar ciertos eventos con simulaciones numéricas para poder interpretar correctamente las observaciones.

1.1. Supernovas y estrellas masivas

Las supernovas se observan como un repentino aumento de luminosidad de una estrella, que varía entre 10^{50} y 10^{52} erg s^{-1} , con una duración de algunas decenas de días, y tienen un complejo sistema de clasificación basado en sus características espectrales y curvas de luz. Aquellas supernovas en cuyo espectro no se observa la línea $H\alpha$, a 656.3 nm, se clasifican como supernovas de tipo I, mientras que aquellas que sí la tienen se clasifican como supernovas de tipo II. A su vez, aquellas supernovas de tipo I que además presentan la línea de SiII, a 615 nm, se clasifican como supernovas tipo Ia, y aquellas que no la tienen pueden ser de tipo Ib si presentan la línea de HeI a 587.6 nm y de tipo Ic si tanto la línea de HeI como la de SiII están ausentes. Por otro lado, las supernovas de tipo II se subdividen de acuerdo al comportamiento de sus curvas de luz: Aquellas que presentan una meseta en su curva de luz son de tipo II-P, mientras que aquellas que no la tienen se clasifican como supernovas tipo II-NP, y aquellas presentan un decremento lineal en su curva de luz, se clasifican como tipo II-L. En la figura 1-1 se dan ejemplos de curvas de luz de cada uno de los tipos de supernova mencionados [Schaeffer, 2003].

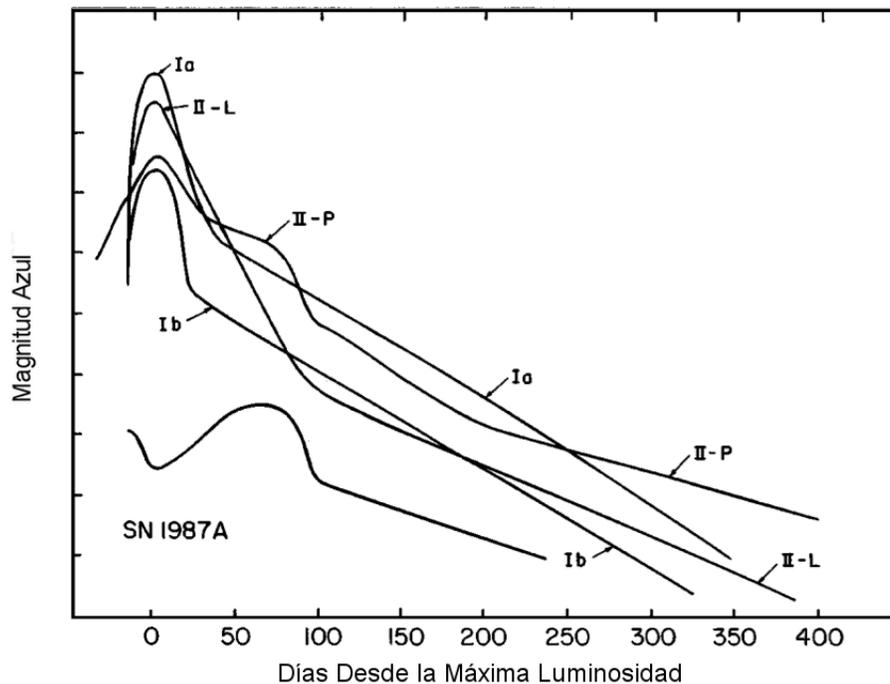


Figura 1-1: Curvas de luz de los distintos tipos de supernova [Filippenko, 1997]

Existen clasificaciones más detalladas, pero se ha encontrado que si se analizan con suficiente detalle la curva de luz y el espectro de cada supernova, todas presentan alguna peculiaridad. Esta clasificación, además, es anterior a los modelos de supernovas actuales, por lo que no refleja realmente el mecanismo que dio lugar a la explosión. La clasificación también puede hacerse en torno al mecanismo que dio lugar a la explosión, distinguiendo entre supernovas termonucleares (tipo Ia), y supernovas de colapso de núcleo (tipo II y Ibc).

Las supernovas tipo Ia están asociadas con la explosión termonuclear de una estrella enana blanca, causada por la acreción de masa de una estrella compañera. Como las estrellas enanas blancas están compuestas de materia degenerada, cuando su masa se aproxima a la masa de Chandrasekhar ($\approx 1.4M_{\odot}$) la presión en su interior es independiente de la temperatura, y la acreción de masa causa que la estrella se contraiga y aumente de temperatura. El aumento gradual de temperatura provoca reacciones nucleares en la estrella, que eventualmente se vuelve opaca a neutrinos y convectiva. Consecuentemente (aunque los detalles de este proceso aún son tema de debate) la estrella genera más energía de la que puede irradiar, y se desencadena la explosión. La envoltura de esta estrella debe tener muy poco hidrógeno para explicar la ausencia de líneas en el espectro, y la presencia de líneas de silicio sugiere que se llevó a cabo nucleosíntesis de elementos de masa intermedia en el proceso de explosión. Estas supernovas forman una clase muy homogénea; tienen espectros y curvas de luz muy similares entre sí, y tienen la misma relación entre el pico y la anchura a media altura de su curva de luz, por lo que han sido utilizadas ampliamente como candelas estándar para medir distancias [Schaeffer, 2003; Rosswog y Brüggen, 2007; Longair, 2011].

Las supernovas tipo II, y las tipo Ibc están asociadas al colapso del núcleo de una estrella masiva (con masa inicial $\geq 10 M_{\odot}$). Las estrellas de secuencia principal (estrellas jóvenes) están compuestas principalmente de hidrógeno, y se encuentran en un estado de estabilidad hidrodinámica gracias al balance entre la fuerza de gravedad y la presión, alimentada por la fusión de hidrógeno en helio, que se lleva a cabo en el núcleo de la estrella. Este proceso lleva a la formación de un núcleo de helio, el cual se contrae (por la ausencia de reacciones nucleares), hasta que alcanza la temperatura suficiente para fusionar el helio en elementos más pesados.

Para estrellas suficientemente masivas, este proceso se repite varias veces, formando un núcleo de elementos cada vez más pesados. El resto de la estrella se estratifica, generando una

estructura como la que se ilustra en la figura 1-2. Los procesos que se llevan a cabo en el núcleo de la estrella no alteran apreciablemente su configuración, ya que la mayoría de la energía es irradiada en neutrinos, y el resto de la estrella es transparente a ellos. Este proceso se detiene cuando se forma un núcleo de hierro, ya que éste es el elemento con mayor energía de amarre por nucleón, y su fusión no sucede espontáneamente ya que es endotérmica.

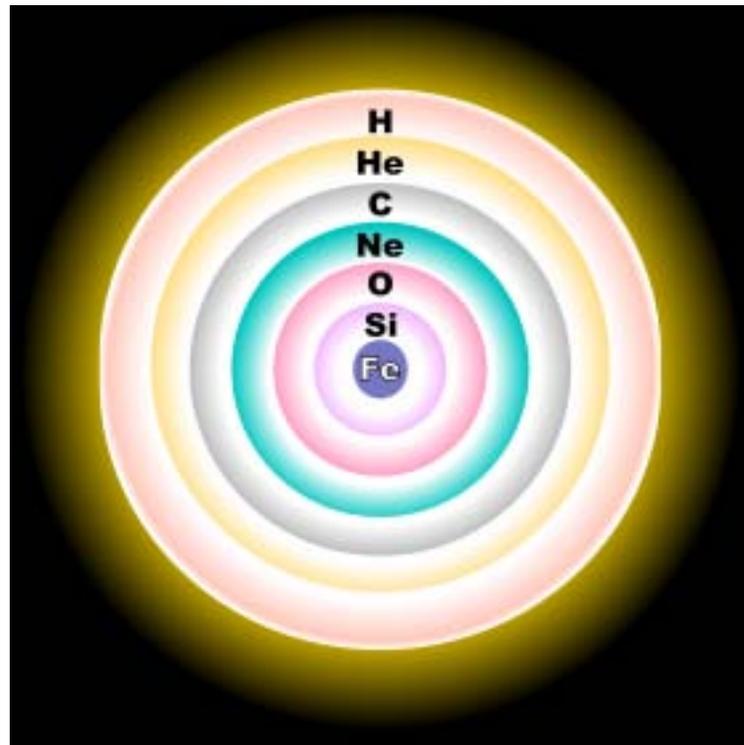


Figura 1-2: Esquema de la estructura estratificada de una estrella masiva evolucionada (no se ilustra la escala de las capas, únicamente su distribución).

Este núcleo inerte de hierro incrementa su densidad rápidamente. Siendo soportado únicamente por presión de degeneración de los electrones, se comprime hasta que alcanza la masa de Chandrasekhar y colapsa. Los detalles de la explosión dependen de la microfísica del núcleo de hierro, y de la estructura de la estrella progenitora, lo cual genera la variedad de características observadas en este tipo de explosiones. Estrellas gigantes rojas dan lugar a supernovas tipo II-P, o a supernovas tipo II-L si su capa de hidrógeno no está extendida, mientras que las supernovas tipo Ibc corresponden a progenitoras tipo Wolf-Rayet. Estas estrellas se caracterizan por haber expulsado sus capas superiores de hidrógeno y helio en vientos masivos, y por tener una alta

velocidad de rotación (del orden de 200km/s).

1.2. Destellos de rayos gamma (GRBs)

Los destellos de rayos gamma (*Gamma-Ray Bursts*, GRBs) son, después del *Big Bang*, los eventos electromagnéticos más energéticos que se han observado. Son destellos de radiación cuya distribución espectral alcanza su máximo en la banda de rayos gamma (desde decenas de keV hasta algunos MeV). Fueron descubiertos accidentalmente en la década de los 60's por los satélites *Vela* del gobierno estadounidense, como parte del *Tratado de Prohibición Parcial de Ensayos Nucleares*, durante la guerra fría.

Tras el descubrimiento de estos destellos transitorios (con duraciones que van de centésimas de segundo a miles de segundos) se idearon cientos de modelos teóricos para tratar de dar explicación a las observaciones, y a la fecha no existe un consenso acerca de su origen y de su mecanismo de formación, aunque se ha progresado bastante en su entendimiento.

Los GRBs tienen una fuerte variabilidad en escalas de tiempo tan cortas como $\Delta t \sim 1$ ms, lo cual puede ser explicado argumentando que éstos son originados por objetos compactos, que actúen como el motor central de la explosión.

Los GRBs son detectados inicialmente en la banda de rayos gamma, pero también presentan una luminiscencia residual que es observada desde rayos X hasta radio, después de la emisión principal en rayos gamma. Esta emisión es observada desde los segundos subsecuentes al GRB, hasta varios meses después de su ocurrencia, y se cree es principalmente producida por mecanismos diferentes al que produce los rayos gamma.

La distribución espacial (figura 1-3) de estos eventos es isotrópica, por lo que se sospechaba que éstos deben tener su origen en escalas cosmológicas (en lugar de ser generados en nuestra galaxia). Esto fue confirmado con mediciones del corrimiento al rojo en la luminiscencia residual del GRB 970508 [Metzger *et al.*, 1997], y mediciones subsecuentes. El corrimiento al rojo típicamente varía entre $z = 1 - 2$ en los lGRBs, pero cabe destacar que se han observado GRBs con corrimientos al rojo mucho mayores. Se sospecha que el GRB 090429B tiene un corrimiento al rojo de $z = 9.4$ [Cucchiara *et al.*, 2011], el valor más alto observado hasta ahora.

Los GRBs tienen un espectro no-térmico, compuesto por dos leyes de potencia que están

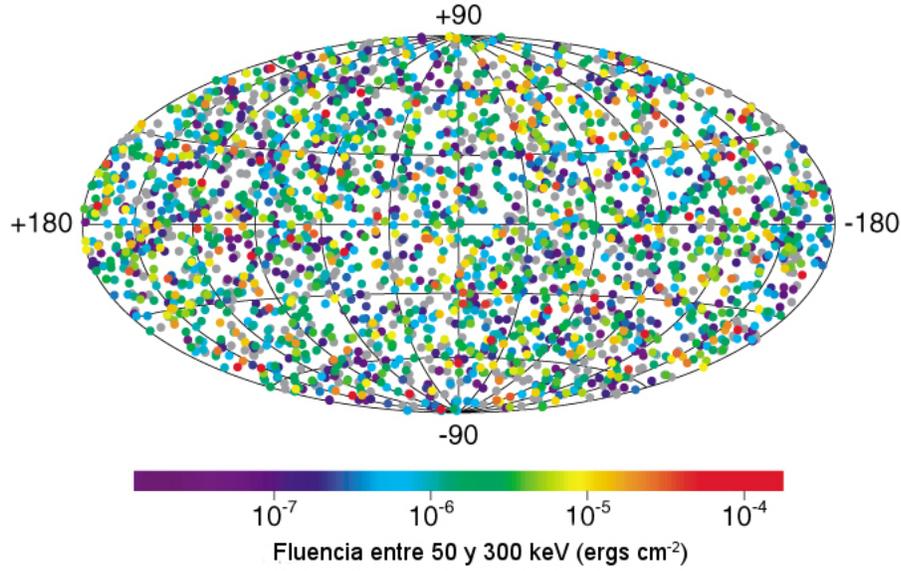


Figura 1-3: Distribución espacial y fluencia de 2704 GRBs observados con *BATSE*. El plano galáctico se encuentra en la línea horizontal central. (Gamma-Ray Astronomy Team, NASA)

unidas suavemente alrededor de una energía máxima E_p . La causa de la forma del espectro es aún materia de debate, pero suelen estar bien descritos por la llamada *función de Band*, encontrada empíricamente [Band *et al.*, 1993; Crider *et al.*, 1997], y dada por

$$N(E) = \begin{cases} A \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\alpha \exp \left(-\frac{(2+\alpha)E}{E_p} \right) & \text{si } E \leq E_b \\ A \left(\frac{E_b}{100 \text{ keV}} \right) \exp(\beta - \alpha) \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\beta & \text{si } E \geq E_b \end{cases} \quad (1-1)$$

donde $E_b = \frac{(\alpha-\beta)E_p}{(2+\alpha)}$ es la energía a la cual se hace la transición entre un régimen y otro. Los parámetros α y β varían entre un GRB y otro, pero el valor típico de α es -1 , y el valor típico de β oscila alrededor de -2 , y A es una constante de normalización que varía para cada GRB.

Se encontró, además, que pueden distinguirse (al menos) dos poblaciones a partir de la duración de los GRBs (figura 1-4). Por convención, la duración es medida a través del parámetro T_{90} , que es el tiempo en el que se reciben el 90 % de las cuentas del GRB, quitando el 5 % inicial y el 5 % final. Las dos poblaciones se distinguen como sigue: aquellos que tienen un T_{90} de más de 2 s son llamados GRBs largos (lGRB, *long Gamma-Ray Burst*) y aquellos con T_{90} de menos de 2 s son llamados GRBs cortos (sGRB, *short Gamma-Ray Burst*) [Kouveliotou *et al.*, 1993].

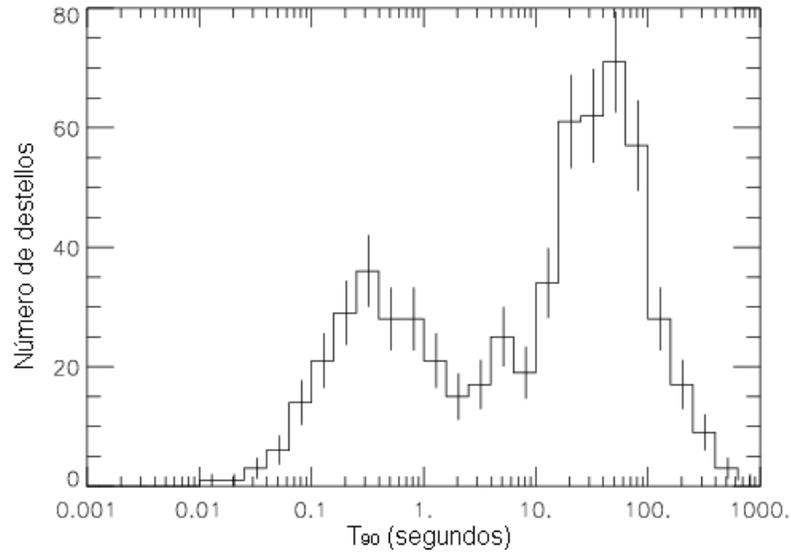


Figura 1-4: Distribución bimodal de la duración de GRBs observados con *BATSE*. T_{90} es el tiempo durante el cual se detectaron el 90% de las cuentas, quitando el 5% de ellas desde la detección inicial y el 5% final [Kouveliotou *et al.*, 1993].

Típicamente, además de ser de menor duración, los sGRBs tienen espectros más *duros*; es decir, con una mayor proporción de fotones de alta energía.

Se cree que estas dos poblaciones son generadas a través de mecanismos distintos. Esta idea es reforzada por aquellos GRBs cuyo lugar de origen ha sido identificado. Los lGRBs para los cuales se ha encontrado su galaxia anfitriona suelen estar asociados a galaxias con una alta tasa de formación estelar, sugiriendo que se originan en estrellas masivas. Además, algunos lGRBs cercanos han sido observados acompañando a supernovas de tipo Ibc (sección 1.3), por lo que se asocian a un flujo colimado relativista (con un factor de Lorentz $\Gamma \sim 300$), formado durante el colapso del núcleo de estrellas masivas ($\gtrsim 25M_{\odot}$).

Por otro lado, los sGRBs se han encontrado en galaxias elípticas evolucionadas con poca formación estelar, y no se han detectado evidencias de una explosión de supernova en la vecindad de ninguno de ellos, por lo que se han asociado a objetos compactos, resultantes de la evolución de las poblaciones estelares; en particular, a la fusión de estrellas de neutrones binarias, o de una estrella de neutrones con un hoyo negro. De ser así, esto podrá confirmarse mediante observaciones de ondas gravitacionales generadas durante esta fusión.

En ambos casos, se cree que el colapso del núcleo o fusión de objetos compactos da lugar a la

creación de un hoyo negro de masa M_{BH} y un disco de acreción. Se espera que aproximadamente en el tiempo de duración del GRB la mayoría de la energía gravitacional ($\sim 10^{54}$ erg) del sistema sea irradiada en neutrinos térmicos de alrededor de 10 MeV, y otra fracción sea liberada en forma de ondas gravitacionales. Mientras tanto, el hoyo negro, con radio de Schwarzschild $r_g \sim 10^6(M_{BH}/3M_\odot)$ acreta masa eficientemente del disco (con \dot{M} entre 0.01 y 0.1 M_\odot/s), lo cual genera la emisión de alrededor de 10^{51} erg en un jet bipolar altamente relativista, responsable de la creación de los rayos gamma observados.

La energía total emitida en un GRB, asumiendo que es emitida isotrópicamente (E_{iso}), puede ser estimada si se conoce la distancia a la fuente, a partir de la energía de los fotones observados mediante la ecuación

$$E_{iso} = \int EN(E)dE \times \frac{4\pi d_L^2}{(1+z)^2} \quad (1-2)$$

donde d_L es la distancia de luminosidad, z el corrimiento al rojo y N encontrada a partir de la ecuación 1-1. Si se asume que la emisión es producida por un jet colimado a un ángulo θ_j (típicamente de alrededor de 5°), entonces la energía realmente emitida en rayos gamma E_{GRB} está dada por

$$E_{GRB} = E_{iso} \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \approx E_{iso} \left(\frac{\theta_j}{2}\right)^2. \quad (1-3)$$

Para los lGRBs, E_{iso} suele ser del orden de 10^{52} o 10^{53} erg, mientras que la energía corregida por el ángulo de emisión es del orden de 10^{51} erg [Rosswog y Brüggen, 2007; Gehrels *et al.*, 2009; Gehrels y Razzaque, 2013].

1.3. La conexión GRB-supernova

Un GRB (Sección 1.2), es un destello intenso de radiación electromagnética con energías típicas por fotón de ~ 100 keV. Estos destellos llegan a la Tierra algunas veces por día (aunque no todos pueden observarse), y se encuentran isotrópicamente distribuidos en el cielo. Se cree que estos eventos son producidos por pequeñas cantidades de materia aceleradas a velocidades ultrarelativistas, colimadas a una pequeña fracción de ángulo sólido, a manera de jets. La energía total en rayos gamma de un evento típico está en el rango de 10^{51} erg.

Una supernova de colapso de núcleo, ya sea tipo Ibc o II (Sección 1.1), es generada tras el colapso del núcleo de una estrella masiva, al final de su evolución, que deja atrás una estrella de neutrones o un hoyo negro. En general, el colapso produce una expansión no-relativista del resto de la estrella, y estos eventos son visibles en todos los ángulos por decenas de días, en varias longitudes de onda. Si la envoltura de hidrógeno de la estrella progenitora fue perdida antes de la explosión, se trata de una supernova tipo Ibc; de lo contrario, se trata de una supernova tipo II. La energía cinética total de estos eventos también está en un rango de alrededor de 10^{51} erg (aunque liberan la mayor parte de su energía, del orden de 10^{53} erg, en neutrinos).

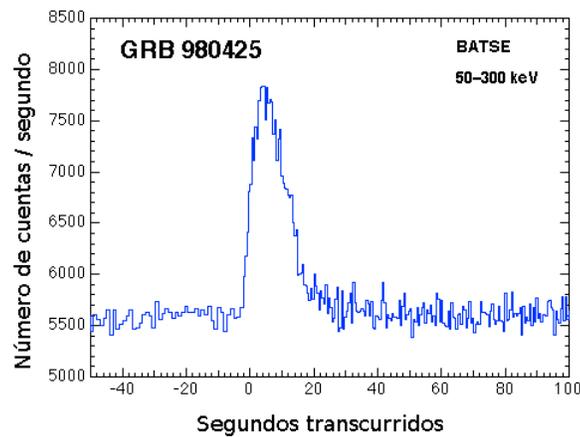
La similitud energética entre estos dos eventos llevó a creer que se encontraban conectados; incluso se predijo la existencia de dicha conexión antes de que fueran confirmada por primera vez [Colgate, 1968]. Además, los GRBs no se repiten, y se encuentran en regiones de formación estelar. Estos hechos apoyan la conjetura de que están relacionados con la etapa final de evolución de estrellas masivas, y los modelos de GRBs de “bola de fuego”, que presumen que los rayos gamma se forman por la expansión de plasma relativista [Mészáros y Rees, 1997], proponen un escenario muy similar al que sucede en supernovas, aunque con velocidades considerablemente mayores.

La conexión entre estos dos eventos se confirmó por primera vez con la observación de la supernova SN1998bw (figura 1-5a), el 25 de abril de 1998 [Kulkarni *et al.*, 1998; Woosley y Bloom, 2006]. Esta supernova de tipo Ibc fue inusual en varios aspectos, incluido una luminosidad inusualmente alta en frecuencias de radio. Esta supernova fue observada en la misma región y en tiempos cercanos al GRB 980425 (figura 1-5b) resultando poco probable que hayan sido eventos independientes.

La emisión en radio es un indicador de la velocidad de expansión del choque de la explosión (Sección 1.4). Mediante esta emisión se infirió que la supernova SN1998bw debía tener una región con velocidad de expansión relativista. A partir de las componentes espectrales óptica y de radio de esta supernova, se infiere que existen dos componentes principales expulsados durante la explosión: La primera es una componente masiva, que inicialmente es ópticamente gruesa, con velocidades no-relativistas, en donde se produce la emisión en óptico de una supernova Ibc típica. La segunda es una región de baja masa, pero con alta densidad de energía y velocidades relativistas, que produce la intensa emisión en radio y puede estar relacionada con el mecanismo



(a) Emisión en óptico de SN1998bw, dentro de la galaxia espiral ESO 184-G82 (Imagen cortesía del European Southern Observatory).



(b) Curva de luz del GRB980425 en la banda de 50–300keV, observado con BATSE (Imagen cortesía del Gamma-Ray Astrophysics Team, NASA).

Figura 1-5: La primera detección de una supernova acompañada de un GRB, el evento SN1998bw/GRB980425

de producción de rayos gamma. Este efecto puede compararse con un látigo, donde sólo la punta (de poca masa) tiene densidad de energía y velocidad alta, mientras que el resto se mueve más lentamente pero está compuesto por la mayoría de la masa del sistema [Tan *et al.*, 2001].

Es entonces en el frente de choque con baja masa y velocidades relativistas en donde se genera la emisión en radio de esta supernova. Las inestabilidades y movimientos turbulentos en esta zona pueden amplificar el campo magnético local, y acelerar partículas por procesos de Fermi. Los electrones en esta región producirán radiación de sincrotrón (Sección 1.5), que además traza la velocidad de expansión de esta región.

La conexión entre la supernova SN1998bw y el GRB980425 fue controversial, pero varios estudios subsecuentes confirmaron el origen común de estos dos eventos. En particular, la asociación entre el GRB 030329 y la supernova SN2003dh [Stanek *et al.*, 2003] confirmó la conexión entre estos dos tipos de eventos. Ambas partes del evento anterior, SN1998bw y GRB980425, eran bastante peculiares entre las poblaciones normales de supernovas tipo Ibc y GRBs (aunque hay alta dispersión entre los parámetros observados en ambas poblaciones), pero el GRB030329 tenía propiedades más homogéneas comparado con ambas poblaciones. Después de que se desvaneció el brillo en óptico del GRB, las propiedades espectrales de este evento fueron muy parecidas a las de SN1998bw. Aunque la interpretación de los datos depende fuertemente del modelo utilizado, es claro de este evento que existe una conexión real entre GRBs y supernovas.

Existen 36 casos observados hasta 2013 [Hjorth, 2013] de GRBs posiblemente asociados a supernovas, 12 de los cuales cuentan con una supernova identificada. En el resto de ellos se presenta un alto flujo en óptico, que se interpreta como una supernova asociada [Woosley y Bloom, 2006]. Casi todos ellos son GRBs largos y de espectro suave, y son cercanos ($z < 1$), con excepción del GRB130427A.

La característica principal que tienen en común las supernovas asociadas a GRBs es que poseen una componente que se mueve con velocidades altamente relativistas ($\Gamma\beta \gtrsim 2$). Aunque no todas son más energéticas o luminosas que el promedio, la mayoría sí lo son. Además, todas ellas son de tipo Ibc, asociadas a estrellas progenitoras masivas de tipo Wolf-Rayet, con fuertes vientos durante su evolución pre-supernova, lo cual causa que pierdan su envoltente de hidrógeno. Suelen además tener líneas anchas, causadas por altas velocidades de expansión. Casi todas las supernovas detectadas en GRBs han sido bastante brillantes, pero existen casos donde

se infiere su existencia, pero la magnitud M_V máxima es menor que el promedio; particularmente cuando se observan en destellos de rayos X (XRF, *X-Ray Flashes*). Esto indica que existe una fuerte dispersión en los posibles brillos de la supernova asociada. A pesar de ello, las altas luminosidades exigen que, en algunos casos, la energía cinética de la supernova sea del orden de 10^{52} erg, que excede el valor típico por un orden de magnitud.

A partir del descubrimiento de la relación entre SN 1998bw y GRB 980425 se infirió que el frente de choque relativista podría haber generado el GRB al inicio de su expansión, de acuerdo al modelo de GRBs de "bola de fuego", y luego desacelerado y producido la radiación de sincrotrón observada en radio. Por otro lado, las observaciones de la supernova SN2009bb [Soderberg *et al.*, 2010] sugieren que la onda de choque que genera la emisión en radio es independiente del mecanismo que genera los rayos gamma (jets bipolares colimados). Esto se infiere ya que no se observaron rayos gamma coincidentes con esta supernova, pero su flujo en radio ha sido el mayor observado a la fecha, y su velocidad de expansión inferida a través de este flujo es relativista, además de otras características que comparte con observaciones tardías de GRBs más que con observaciones de supernovas tipo Ibc (figura 1-6). Sin embargo, esto puede deberse también a que la supernova SN2009bb no produjo rayos gamma, o a que los produjo pero no fueron detectados por ningún observatorio de rayos gamma.

Es claro que no en todas las supernovas (incluso no en todas las de tipo Ibc) se producen rayos gamma. Si se asume que todos los GRBs tienen una supernova asociada, entonces es probable que exista una población distinta de supernovas tipo Ibc, a través de la cual es posible identificar progenitores de GRBs sin necesidad de detectarlos en las bandas de alta energía. Esto nos permitiría (en el futuro) observar un mayor número de GRBs cercanos; a saber, todos aquellos cuya emisión está colimada fuera de nuestra línea de visión. Incluso de no ser así, el estudio de supernovas relativistas tipo Ibc es relevante tanto para el campo de GRBs como el de supernovas.

Se necesita una mayor cantidad de observaciones de este tipo de supernovas para conocer mejor la distribución e incidencia de esta sub-población de eventos, pero se puede inferir bastante estudiando más a fondo los casos ya observados, que es justamente la motivación de esta tesis. Comprender más a fondo la conexión entre estos dos eventos puede darnos información acerca del motor central detrás de supernovas relativistas y GRBs, y del mecanismo de producción

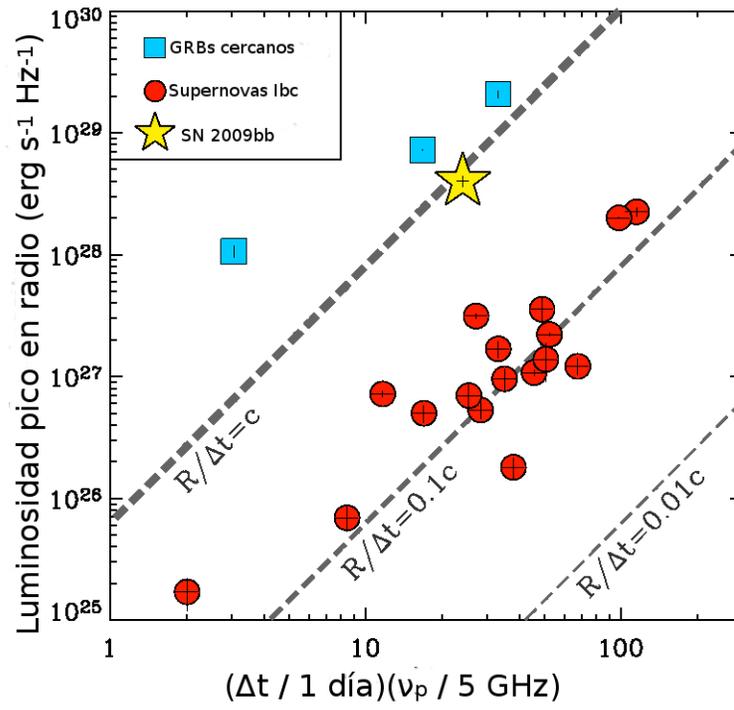


Figura 1-6: Propiedades de la emisión en radio de una muestra de supernovas tipo Ibc y GRBs cercanos ($z \lesssim 0.1$), destacando el caso de SN2009bb [Soderberg *et al.*, 2010]

de los rayos gamma. Es posible incluso que los GRBs asociados a supernovas sean en sí una sub-población de los GRBs de larga duración, aunque comparten varias características con los GRBs observados a distancias cosmológicas (cuyas supernovas asociadas no podrían observarse debido a la distancia a la que se encuentran).

1.4. Modelos analíticos de la expansión de una supernova

Existen varios modelos para estudiar la dinámica de las explosiones de supernova. Típicamente se utiliza un modelo sencillo que describe la interacción entre dos capas, una de ellas compuesta por la masa de la estrella expulsada por la explosión y otra de ellas la masa estacionaria del medio circumestelar. Este modelo está descrito en esta sección [Chevalier, 1982b], pero vale la pena mencionar que existe una amplia variedad de modelos, que se utilizan dependiendo del autor y del caso estudiado. Entre ellos destacan las soluciones autosimilares de la expansión libre de un medio, como la de Sedov-Taylor [Sedov, 1946; Taylor, 1950; Zel'dovich y Raizer, 1967] para el caso no relativista y la de Blandford-McKee [Blandford y McKee, 1976] para el caso ultrarelativista ($\Gamma \gg 1$), aunque existen otras soluciones autosimilares como la de [Chevalier, 1982a], que toma en cuenta la interacción de la supernova con el medio circumestelar y se reduce en algunos casos a la de Sedov-Taylor, y otros modelos como el de Chakraborti y Ray [2011], que abarca tanto el régimen relativista como el no-relativista, pero no es válido en el régimen trans-relativista (intermedio entre los dos).

El modelo de Chevalier [1982b] es una aproximación clásica donde se considera la interacción hidrodinámica entre un gas que se expande uniformemente y un medio estacionario externo. Se supone que el gas en expansión, acelerado por la energía inyectada durante la explosión, tiene un perfil de densidad dado por

$$\rho_{SN} \propto r^{-n}. \quad (1-4)$$

El medio estacionario a través del cual se expande la explosión se modela con un perfil de densidad $\rho_{MC} \propto r^{-s}$, donde generalmente $s = 2$, ya que el medio circumestelar es formado por el viento de la estrella progenitora. El valor de n es un parámetro libre, pero generalmente se tiene que $n \geq 7$, puesto que se ajusta a las observaciones, y $n = 7$ es el valor encontrado por Colgate y McKee [1969] para este caso.

Si se supone además que la supernova se expande uniformemente (o sea, r/t constante), y que la dependencia temporal de ρ está dada por una ley de potencias ($\rho_{SN} = Ar^{-n}t^\alpha$), se encuentra por conservación de masa que

$$\begin{aligned} M_{SN} &= \int \rho_{SN} dV = \int Ar^{-n}t^\alpha 2\pi r^2 dr \\ &= \frac{2\pi A}{n-3} r^{3-n} t^\alpha \end{aligned} \quad (1-5)$$

por lo que necesariamente, como M_{SN} es constante, debe satisfacerse que $\alpha = n - 3$.

De lo anterior, puede escribirse la densidad como

$$\rho_{SN} = t^{-3} \left(\frac{r}{tg} \right)^{-n} \quad (1-6)$$

donde g es una constante (que depende de la masa M_{SN}), y

$$\rho_{MC} = qr^{-2} \quad (1-7)$$

donde q es otra constante (que para el caso de un viento de tasa de pérdida de masa constante \dot{M} y velocidad v_w es $q = \dot{M}/4\pi v_w$), y habiendo asumido que $s = 2$.

Estas dos regiones interactúan en una capa que tiene dos componentes: el componente 1 que representa el material circumestelar chocado, y el componente 2 que representa el material chocado que proviene de la supernova. Si se asume que esta capa es delgada, entonces puede representarse su posición por el radio R , y su movimiento estará dictado por el gradiente de presión entre estas dos regiones, y la inercia de cada una, de modo que

$$(M_1 + M_2) \frac{d^2 R}{dt^2} = 4\pi R^2 (P_2 - P_1), \quad (1-8)$$

donde M_1 y M_2 son las masas de cada componente de la capa, P_2 es la presión cinética del material de la estrella no-chocado, y P_1 es la presión cinética del medio ambiente no-chocado, ambas calculadas en el sistema de referencia de laboratorio, como se ilustra en la figura 1-7.

Estas variables pueden reescribirse en términos de las ecuaciones 1-6 y 1-7. La masa M_1 es la masa circumestelar arrastrada por la supernova, desde el radio inicial de la estrella R_0 hasta

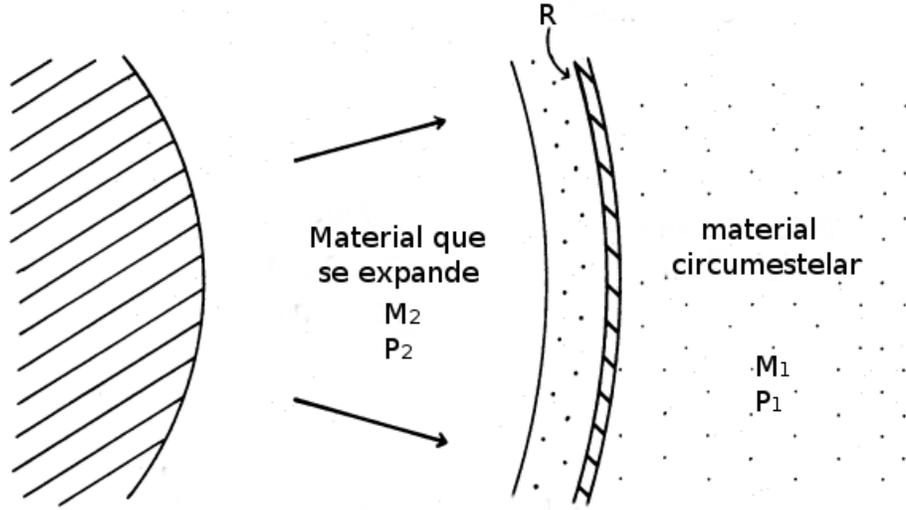


Figura 1-7: Esquema de la explosión de supernova [Chevalier, 1981].

R , de modo que

$$M_1 = \int_{R_0}^R \rho_{CM} dV = \int_{R_0}^R q r^{-2} 4\pi r^2 dr = 4\pi q (R - R_0), \quad (1-9)$$

pero como se espera que $R \gg R_0$ al momento en el que la supernova es visible, se puede despreciar el término con R_0 en la ecuación 1-9.

La masa M_2 , a su vez, es la masa expulsada por la explosión que ha cruzado el choque de reversa; es decir, la integral de la densidad desde un radio que puede tomarse como $r = u_{max}t$, donde u_{max} es la velocidad inicial de la expansión, la velocidad máxima que alcanza, hasta el radio R . De estas consideraciones resulta que

$$M_2 = \int_{u_{max}t}^R \rho_{SN} 4\pi r^2 dr = \frac{4\pi}{n-3} [R^{3-n} - (u_{max}t)^{3-n}] t^{n-3} g^n. \quad (1-10)$$

El valor de u_{max} es desconocido, pero se espera que el término $(u_{max}t)^{3-n}$ sea despreciable ante R^{3-n} , ya que se espera que $R > u_{max}t$, y $n \geq 7$.

La presión de la región 1 será simplemente

$$P_1 = \frac{q}{R^2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2, \quad (1-11)$$

y la presión de la región 2

$$P_2 = t^{-3} \left(\frac{R}{tg} \right)^{-n} \left(\frac{R}{t} - \frac{dR}{dt} \right)^2, \quad (1-12)$$

donde $\frac{R}{t}$ es la velocidad de expansión del material expulsado por la estrella y $\frac{dR}{dt}$ la velocidad con la que se mueve el choque, ambos calculados en el sistema de referencia de laboratorio.

Estas consideraciones hacen que la ecuación 1-8 sea independiente de las condiciones iniciales del problema. Reescribiendo la ecuación 1-8 en términos de las ecuaciones 1-9, 1-10, 1-11 y 1-12, se obtiene que

$$\left(4\pi qR + \frac{4\pi}{n-3} R^{3-n} t^{n-3} g^n \right) \frac{d^2 R}{dt^2} = 4\pi R^2 \left[t^{-3} \left(\frac{R}{tg} \right)^{-n} \left(\frac{R}{t} - \frac{dR}{dt} \right)^2 - \frac{q}{R^2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \right]. \quad (1-13)$$

Asumiendo que la solución es de la forma $R(t) = At^m$, y encontrando los valores de A y m , se llega a que

$$R(t) = \left(\frac{2g^n}{(n-4)(n-3)q} \right)^{\frac{1}{n-2}} t^{\frac{n-3}{n-2}}. \quad (1-14)$$

Esta solución describe la evolución temporal de la supernova, y a partir de ella puede obtenerse información adicional importante, como las razones entre las cantidades pre y post-choque. Esta solución deja de ser válida una vez que la masa arrastrada por el choque M_2 se hace mucho mayor a M_1 , y tampoco funciona si la supernova se expande con velocidades relativistas, como es el caso de las supernovas asociadas a GRBs, lo que sirvió como motivación para la realización de este trabajo. Aunque existen modelos donde se toman en cuenta estas complicaciones (de manera aproximada), aún así es valioso comparar con las simulaciones realizadas en este trabajo, para ver el efecto que tienen las aproximaciones hechas en cada modelo en distintas circunstancias.

1.5. Radiación de sincrotrón

Las observaciones en longitudes de onda de radio en supernovas y GRBs apuntan a que el proceso de emisión en estos sistemas es causado por emisión de sincrotrón causada por electrones acelerados a velocidades relativistas por aceleración de Fermi en la onda de choque que se genera por la explosión; los cuales interactúan con el campo magnético de la estrella, amplificado por inestabilidades en el plasma, y con el campo magnético del viento de la estrella progenitora [Woosley y Bloom, 2006].

El flujo de radiación emitido mediante este proceso, está dado por la ecuación

$$F_\nu = \frac{1+z}{d_L^2} \int I_\nu dA, \quad (1-15)$$

donde F_ν es el flujo radiativo en la longitud de onda ν , z es el corrimiento al rojo de la fuente, d_L la distancia de luminosidad de la fuente, e I_ν es la intensidad de radiación de la fuente en esa longitud de onda.

Ésta última se obtiene mediante la ecuación de transporte radiativo

$$\frac{dI_\nu}{dz} = j_\nu - \alpha_\nu I_\nu. \quad (1-16)$$

j_ν es conocido como el coeficiente de emisión, α_ν es el coeficiente de absorción, y la ecuación se integra a lo largo de la línea de visión. Cabe añadir que el coeficiente de absorción contiene el efecto de absorción real y el de emisión estimulada.

Una vez teniendo los coeficientes α_ν y j_ν (obtenidos en el apéndice A), puede integrarse la ecuación 1-16. Haciendo el cambio de variable $d\tau_\nu = \alpha_\nu dz$, donde τ_ν se conoce como la profundidad óptica, la ecuación queda

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + S_\nu, \quad (1-17)$$

donde se definió la función fuente $S_\nu = \frac{j_\nu}{\alpha_\nu}$. Esta ecuación tiene como solución

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + \int_0^{\tau_\nu} e^{-(\tau_\nu - \tau'_\nu)} S_\nu(\tau'_\nu) d\tau'_\nu, \quad (1-18)$$

que puede aproximarse, asumiendo que S_ν es constante y que $I_\nu(0) = 0$, por

$$I_\nu = S_\nu(1 - e^{-\tau_\nu}). \quad (1-19)$$

La profundidad óptica es una medida de la probabilidad que tiene un fotón de atravesar el medio por el cual se mueve sin ser absorbido. Si $\tau > 1$, se dice que el medio es ópticamente grueso u opaco, mientras que si $\tau < 1$, se dice que el medio es ópticamente delgado o transparente.

En el caso ópticamente grueso, la ecuación 1-19 puede aproximarse por $I_\nu \approx S_\nu$, mientras que en el caso ópticamente delgado se obtiene que $I_\nu \propto j_\nu$.

Los coeficientes de emisión y absorción para radiación de sincrotrón se obtienen asumiendo que los electrones en el choque tienen una distribución energética dada por una ley de potencias dada por $N(E) = N_0 E^{-p}$, donde el índice espectral p tiene un valor típico entre 2 y 3. Los coeficientes están dados en las ecuaciones A-25 y A-24, pero es posible simplificar la notación en dichas ecuaciones definiendo la constantes c_1 , c_5 y c_6 [Pacholczyk, 1970], como

$$c_1 = \frac{3e}{4\pi m^3 c^5}, \quad (1-20)$$

$$c_5 = \frac{\sqrt{3}e^3}{16\pi m c^2} \Gamma\left(\frac{3p-1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3p+7}{12}\right) \left(\frac{p+7/3}{p+1}\right) \quad (1-21)$$

y

$$c_6 = \frac{1}{32} \left(\frac{c}{c_1}\right)^2 \frac{\sqrt{3}e^3}{4\pi m c^2} \left(p + \frac{10}{3}\right) \Gamma\left(\frac{3p+2}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3p+10}{12}\right), \quad (1-22)$$

mediante los cuales pueden reescribirse las ecuaciones A-31 y A-24 como

$$j_\nu = c_5 N_0 (B \sin \alpha)^{\frac{p+1}{2}} \left(\frac{\nu}{2c_1}\right)^{\frac{1-p}{2}} \quad (1-23)$$

y

$$\alpha_\nu = c_6 N_0 (B \sin \alpha)^{\frac{p+2}{2}} \left(\frac{\nu}{2c_1}\right)^{-\frac{p+4}{2}}. \quad (1-24)$$

Para obtener el espectro de la fuente conviene ver cómo se comporta la ecuación 1-19 para

distintos valores de la profundidad óptica τ_ν . Puede hacerse la aproximación de que

$$\tau_\nu = \int_0^s \alpha_\nu(z) dz \approx \alpha_\nu s = c_6 s N_0 (B \sin \alpha)^{\frac{p+2}{2}} \left(\frac{\nu}{2c_1} \right)^{-\frac{p+4}{2}} \quad (1-25)$$

donde s es el grosor de la zona que emite. Si además definimos ν_1 tal que $\tau(\nu_1) = 1$, se obtiene que

$$\nu_1 = 2c_1 (sc_6)^{\frac{2}{p+4}} N_0^{\frac{2}{p+4}} (B \sin \alpha)^{\frac{p+2}{p+4}}. \quad (1-26)$$

Puede reescribirse entonces la ecuación 1-19 como

$$I_\nu = S(\nu_1) J(\hat{\nu}) \quad (1-27)$$

con $\hat{\nu} = \frac{\nu}{\nu_1}$, y con

$$S(\nu_1) = \frac{c_5}{c_6} (B \sin \alpha)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\nu_1}{2c_1} \right)^{\frac{5}{2}} \quad (1-28)$$

y

$$J(\hat{\nu}) = \hat{\nu}^{\frac{5}{2}} (1 - \exp(-\hat{\nu}^{-\frac{p+4}{2}})). \quad (1-29)$$

En una supernova, la emisión de sincrotrón es producida en una delgada capa donde se aceleran electrones a velocidades relativistas, y se amplifica el campo magnético. Para encontrar esta emisión, en el modelo analítico utilizado para estudiar la supernova SN2009bb [Chevalier, 1998] se asume que la región que emite se puede aproximar por una región plana en el plano del cielo, con grosor s y área πR^2 , donde R es el radio de la fuente. El valor de s se define como aquél para el cual el volumen elegido $\pi R^2 s$ pueda identificarse con el volumen que realmente emite, dado por $\frac{4}{3}\pi R^3 f$, donde f es la fracción del volumen real de la supernova en donde se efectúa la emisión. Se asume además que puede simplificarse el término $B \sin \theta$, reemplazándolo por B .

Luego, si se conoce la distancia a la fuente D , la ecuación 1-15 puede reescribirse como

$$F_\nu = \int I_\nu d\Omega \approx I_\nu \Omega, \quad (1-30)$$

donde Ω es el ángulo sólido que abarca la fuente. En el límite ópticamente grueso ($z \ll 1$) se

tendrá que

$$F_\nu = \frac{\pi R^2 c_5}{D^2 c_6} B^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\nu}{2c_1} \right)^{\frac{5}{2}}, \quad (1-31)$$

y en el límite ópticamente delgado ($z \gg 1$) se llega a que

$$F_\nu = \frac{4\pi f R^3}{3D^2} c_5 N_0 B^{\frac{p+1}{2}} \left(\frac{\nu}{2c_1} \right)^{-\frac{p-1}{2}}. \quad (1-32)$$

De este modo, la emisión en radio queda determinada por la dependencia temporal de p , R , B y N_0 . En las observaciones de supernovas, la pendiente del espectro se mantiene constante tanto en el régimen ópticamente grueso (donde $F_\nu \propto \nu^{\frac{5}{2}}$) como en el régimen ópticamente delgado (donde $F_\nu \propto \nu^{-\frac{p-1}{2}}$), por lo que puede considerarse que el valor de p es constante a lo largo del tiempo de emisión, aunque varía de un caso a otro.

Por otro lado, el valor de N_0 puede determinarse considerando que la energía que acelera a los electrones en el choque es una fracción α de la energía almacenada en el campo magnético. De este modo

$$\alpha \frac{B^2}{8\pi} = \int_{E_{min}}^{\infty} N(E) E dE = \int_{E_{min}}^{\infty} N_0 E^{1-p} dE, \quad (1-33)$$

donde se toma la energía mínima de los electrones que producen radiación de sincrotrón como $E_{min} \approx m_e c^2 = 0.51 \text{MeV}$, donde los electrones comienzan a ser relativistas. Esto resulta en que

$$N_0 = \frac{\alpha B^2 (p-2) E_{min}^{p-2}}{8\pi}. \quad (1-34)$$

El punto máximo del flujo F_p se da cuando las regiones ópticamente delgada y ópticamente gruesa se cruzan; es decir, cuando las ecuaciones 1-31 y 1-32 son iguales. A partir de ellas, y sustituyendo el valor de N_0 a partir de la ecuación 1-34, puede eliminarse la dependencia del campo magnético o del radio en el punto de flujo máximo, de modo que

$$R = \left(\frac{6c_6^{p+5} F_p^{p+6} D^{2p+12}}{\alpha f (p-2) \pi^{p+5} c_5^{p+6} E_{min}^{p-2}} \right)^{\frac{1}{2p+13}} \left(\frac{\nu_p}{2c_1} \right)^{-1} \quad (1-35)$$

si se elimina el campo magnético, o

$$B = \left(\frac{36\pi^3 c_5}{\alpha^2 f^2 (p-2)^2 c_6^3 E_{min}^{2(p-2)} F_p D^2} \right)^{\frac{2}{2p+13}} \left(\frac{\nu_p}{2c_1} \right), \quad (1-36)$$

si se elimina el tamaño de la fuente.

Puede verse que R y B tienen una leve dependencia de los parámetros libres (f , α y E_{min}), y dependen más fuertemente de la frecuencia ν_p y del flujo F_p . La supernova SN2009bb tiene $p = 3$ y se encuentra a una distancia de 40 Mpc, de donde resulta que

$$R = 2.9 \times 10^{16} \left(\frac{L_{\nu,p}}{10^{28} \text{erg s}^{-1} \text{ Hz}} \right)^{\frac{9}{19}} \left(\frac{\nu_p}{5 \text{ GHz}} \right)^{-1} \text{ cm}, \quad (1-37)$$

asumiendo que $\alpha = 1$ y $f = 0.5$, y que $L_{\nu,p} = 4\pi D^2 F_p$.

A partir de esto, se puede calcular la velocidad media del choque como

$$v = \frac{R}{\Delta t} = 3.4 \times 10^{10} \left(\frac{\Delta t}{10 \text{ días}} \right)^{-1} \left(\frac{L_{\nu,p}}{10^{28} \text{erg s}^{-1} \text{ Hz}} \right)^{\frac{9}{19}} \left(\frac{\nu_p}{5 \text{ GHz}} \right)^{-1} \text{ cm s}^{-1}, \quad (1-38)$$

o pueden trazarse líneas de velocidad constante como se hace en la figura 1-6 (asumiendo algún valor para α , f y p). Es claro que en este caso nada previene que $v_p > c$. Esta velocidad, sin embargo, se ha relacionado [Soderberg *et al.*, 2010] con la velocidad de expansión transversal, de modo que

$$\frac{R}{\Delta t} = \Gamma \beta c \quad (1-39)$$

donde $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$ es el factor de Lorentz del global del choque, pero esta identificación resulta algo arbitraria.

Capítulo 2

Método numérico

Debido a que las supernovas relativistas no pueden ser bien descritas mediante modelos analíticos, en esta tesis se realizaron simulaciones numéricas de estos eventos para poder entender las propiedades de estos eventos que no son reproducidas por dichos modelos. Es necesario hacer simulaciones de hidrodinámica y de transporte radiativo, para poder estudiar su comportamiento dinámico y relacionarlo con las observaciones de estos eventos. En este capítulo se exponen los métodos numéricos utilizados.

El trabajo fue realizado utilizando dos códigos numéricos; uno para resolver la hidrodinámica de diferentes supernovas, y otro para calcular el espectro en radio causado por la emisión de sincrotrón de electrones acelerados en el choque que genera la explosión en el medio circumestelar.

Para estudiar la hidrodinámica se utilizó el código de hidrodinámica relativista especial de malla adaptiva *Mezcal* [De Colle *et al.*, 2012], y para estudiar la emisión de sincrotrón se elaboró un código de transporte radiativo, que calcula el flujo de radiación a partir de los resultados hidrodinámicos del código *Mezcal*. En este capítulo se presenta una descripción general del funcionamiento de ambos códigos numéricos.

2.1. Hidrodinámica

Las simulaciones de supernovas muy energéticas, del tipo que se espera que puedan alojar GRBs, requieren resolver ecuaciones de hidrodinámica que sean consistentes con relatividad

especial (SRHD, Special Relativistic HydroDynamics), ya que durante una explosión de esta magnitud se inyecta una gran cantidad de energía al material de la estrella progenitora, lo que provoca la rápida expansión del gas que la conforma a través del medio circunestelar; y se espera que partes del gas sean aceleradas a velocidades muy cercanas a la de la luz (como puede verse en la figura 1-6).

Las ecuaciones que gobiernan la dinámica de un fluido ideal, considerando efectos de relatividad especial, pueden escribirse de modo que expresen las cantidades conservadas en el flujo [De Colle *et al.*, 2012]; a saber,

$$\begin{aligned} D &= \Gamma\rho \\ \vec{S} &= Dh\Gamma\vec{v} \\ \tau &= Dh\Gamma c^2 - p - Dc^2 \end{aligned} \tag{2-1}$$

donde $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$ es el factor de Lorentz, ρ es la densidad en el sistema de referencia propio del fluido, h la entalpía específica del fluido, p es la presión térmica del fluido en el sistema de referencia del fluido, $\vec{v} = \vec{\beta}c$ el campo de velocidades en el sistema de referencia del laboratorio. La conservación de estas cantidades corresponde a la conservación de masa en reposo en el sistema de referencia de laboratorio, de momento y de energía.

Las ecuaciones de un fluido ideal, en términos de estas variables, se obtienen de aplicar una transformación del Lorentz al tensor de energía-momento de un fluido ideal, el cual se obtiene escribiendo las ecuaciones en el sistema de referencia en el que el fluido está localmente en reposo, y están dadas por

$$\begin{aligned} \frac{\partial D}{\partial t} + \nabla \cdot (D\vec{v}) &= 0 \\ \frac{\partial \vec{S}}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{S}\vec{v} + p\mathbb{I}) &= 0 \\ \frac{\partial \tau}{\partial t} + \nabla \cdot (\tau\vec{v} + p\vec{v}) &= 0 \end{aligned} \tag{2-2}$$

donde \mathbb{I} la matriz identidad.

Cabe destacar que a partir de estas ecuaciones se pueden recuperar las ecuaciones clásicas para un fluido cuando $\beta \ll 1$.

Es necesario introducir una ecuación de estado para encontrar la entalpía del sistema como

función de la presión y la densidad. La ecuación de estado para un gas relativista perfecto [Synge, 1971] está dada por

$$h = \frac{K_3(1/\Theta)}{K_2(1/\Theta)}, \quad (2-3)$$

donde K_n es la función de Bessel modificada de orden n , y $\Theta = \frac{p}{\rho c^2}$.

El cálculo de funciones de Bessel es muy costoso computacionalmente, por lo que *Mezcal* implementa una aproximación [Ryu *et al.*, 2006], dada por

$$h = 2 \frac{6\Theta^2 + 4\Theta + 1}{3\Theta + 2}, \quad (2-4)$$

con la cual se acelera considerablemente el cálculo de la entalpía, y que aproxima la ecuación 2-3 con un error máximo del 0.5 %.

Se resolvieron las ecuaciones de SRHD utilizando el código *Mezcal*, un código SRHD de malla adaptiva; es decir, que resuelve con más detalle las áreas del dominio computacional en las que los gradientes de las variables son más grandes, dividiendo una celda del dominio en celdas más pequeñas (en dos celdas si el problema es unidimensional, cuatro celdas si el problema es bidimensional y ocho celdas si el problema es tridimensional), como se ilustra en la figura 2-1. De este modo no se gasta tiempo resolviendo las ecuaciones con mucha resolución espacial en aquellas áreas del dominio donde los cambios entre celdas son pequeños, y es mucho más detallado en las zonas donde hay cambios grandes en espacios más pequeños.

Las ecuaciones 2-2 son un sistema de ecuaciones hiperbólicas. La solución implementada en *Mezcal* para una ecuación hiperbólica de forma

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{f} = 0 \quad (2-5)$$

está dada por

$$U_i^{n+1} = U_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta x_i} (F_{i+1/2}^{n+1/2} - F_{i-1/2}^{n+1/2}) \quad (2-6)$$

donde x_i representa la posición del centro de la celda i , con volumen $\Delta x_i = x_{i+1/2} - x_{i-1/2}$, donde $x_{i\pm 1/2}$ representa la posición de las interfases entre las celdas x_i y $x_{i\pm 1}$, y las cantidades U_i^n y $F_{i\pm 1/2}^{n+1/2}$ representan el promedio de la variable conservada u dentro del volumen de la

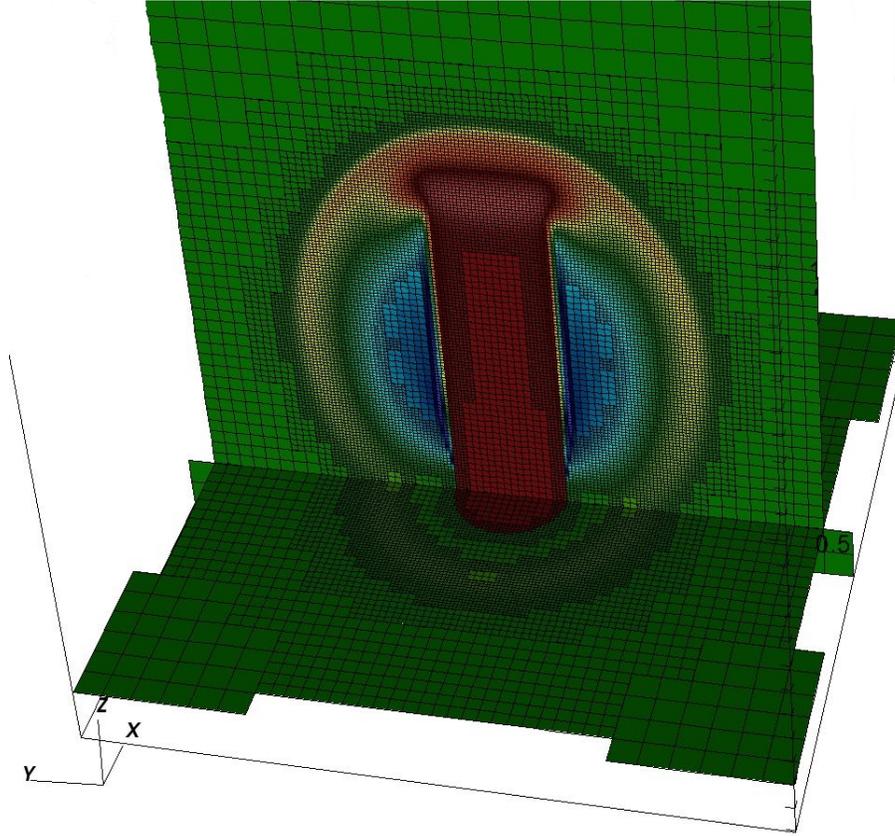


Figura 2-1: Ejemplo de una simulación en 3D donde se utiliza la malla adaptiva de *Mezcal*.

celda, y el flujo promedio entre celdas, respectivamente, y están dadas por

$$U_i^n = \frac{1}{\Delta x_i} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} u_i(t^n, x) dx \quad (2-7)$$

y

$$F_{i\pm 1/2}^{n+1/2} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t^n}^{t^{n+1}} f(t, x_{i\pm 1/2}) dt. \quad (2-8)$$

La ecuación 2-6 es una solución a la ecuación 2-5, pero se introducen aproximaciones al momento de obtener el flujo (ecuación 2-8) entre celdas. Estas integrales se resuelven con una extensión relativista [Schneider *et al.*, 1993] al método sencillo y computacionalmente eficiente de Harten, Lax y van Leer (método HLL, Harten *et al.* [1983]).

El ancho de cada paso de tiempo Δt está calculado como el tiempo mínimo que tarda una onda en propagarse entre dos celdas del dominio computacional; es decir,

$$\Delta t = N_c \min_i \left(\frac{\Delta r_i}{v_i + c_{s,i}} \right), \quad (2-9)$$

donde N_c es el número de Courant (tomado como 0.8 en las simulaciones), Δr_i es el ancho de la celda, v_i la velocidad de la celda y $c_{s,i}$ es la velocidad del sonido en la celda, dada por

$$c_{s,i} = \frac{\partial p}{\partial \rho}. \quad (2-10)$$

Después de encontrar los valores de las cantidades conservadas en el flujo (\vec{S} , τ y D), se obtienen los valores de las variables primitivas (ρ , \vec{v} y p) en cada una de las celdas. Este paso es una de las causas por las que resulta mucho más complicado el cálculo del comportamiento de un fluido en el régimen SRHD, que en hidrodinámica newtoniana: no existe una relación sencilla y cerrada entre las variables conservadas y las variables primitivas, sino que éstas deben ser calculadas mediante una iteración no-lineal a partir de las variables conservadas. En resumen, se resuelve el sistema de ecuaciones 2-1 usando la relación entre la entalpía h y $\Theta = p/(\rho c^2)$, implementando el método Newton-Rhapson, y a partir del valor de Θ se calculan las demás variables.

En el caso unidimensional (que es el caso utilizado en esta tesis), *Mezcal* genera archivos de salida con las variables primitivas del fluido, cada cierto número de pasos de tiempo, en formato ASCII. Estos archivos son analizados con el software *gnuplot*.

2.2. Transporte radiativo

Como parte de la elaboración de esta tesis se desarrolló un código numérico para el cálculo de la emisión de sincrotrón, utilizando los resultados de las simulaciones hidrodinámicas producidas con *Mezcal*. Para hacer esto, es necesario integrar la ecuación de transporte radiativo (ecuación 1-16) a lo largo de la supernova, en dirección a la línea de visión del observador, y luego integrar esta sobre toda la superficie de la onda de choque, para obtener el flujo total de radiación.

Para hacer esto, es necesario conocer los parámetros α_ν y j_ν dentro del choque, y a partir de

ellos, integrar la ecuación 1-16. Como se trata de un caso relativista, se utilizaron versiones de α_ν y de j_ν que permitieran calcular la radiación recibida por el observador desde los parámetros de la simulación, medidos en el sistema de referencia de laboratorio.

Se utilizaron los coeficientes de emisión y de absorción presentados en van Eerten *et al.* [2012], que toman en cuenta no sólo la forma clásica del espectro de sincrotrón, presentada en la sección 1.5, sino también el enfriamiento de los electrones por la emisión de radiación, y el efecto del cambio de sistema de referencia. Estas son de la forma

$$j_\nu = 9.6323 \frac{p-1}{3p-1} \frac{\sqrt{3}e^3}{8\pi m_e^2 c^2} \frac{\xi_N n' B'}{\gamma^2 (1-\beta\mu)^2} j_f, \quad (2-11)$$

y

$$\alpha_\nu = \frac{\sqrt{3}e^3 (p-1)(p+2)}{16\pi m_e^2 c^2} \xi_N n' B' \gamma (1-\beta\mu) \alpha_f, \quad (2-12)$$

donde e es la carga del electrón, m_e la masa del electrón, p el índice espectral de la distribución de electrones acelerados, ξ_N la fracción de electrones acelerados, n' la densidad de partículas, B' el campo magnético, γ el factor de Lorentz, β el módulo de velocidad y $\mu = \cos\theta$, con θ el ángulo entre la dirección de movimiento y la posición del observador. Las cantidades primadas son medidas en el sistema de referencia propio del fluido.

Las cantidades α_f y j_f reflejan la dependencia de α_ν y j_ν con la frecuencia. j_f está dado por

$$j_f = \begin{cases} (\nu'/\nu'_m)^{\frac{1}{3}}, & \text{si } \nu' < \nu'_m < \nu'_c \\ (\nu'/\nu'_m)^{\frac{1-p}{2}}, & \text{si } \nu'_m < \nu' < \nu'_c \\ (\nu'_c/\nu'_m)^{\frac{1-p}{2}} (\nu'/\nu'_c)^{-\frac{p}{2}}, & \text{si } \nu'_m < \nu'_c < \nu' \end{cases} \quad (2-13)$$

cuando $\nu'_m < \nu'_c$, y

$$j_f = \begin{cases} (\nu'/\nu'_c)^{\frac{1}{3}}, & \text{si } \nu' < \nu'_c < \nu'_m \\ (\nu'/\nu'_c)^{-\frac{1}{2}}, & \text{si } \nu'_c < \nu' < \nu'_m \\ (\nu'_m/\nu'_c)^{-\frac{1}{2}} (\nu'/\nu'_m)^{-\frac{p}{2}}, & \text{si } \nu'_c < \nu'_m < \nu' \end{cases} \quad (2-14)$$

cuando $\nu'_c < \nu'_m$. Por otro lado, α_f está dado por

$$\alpha_f = \frac{1}{\gamma'_m(\nu')^2} \begin{cases} (\nu'/\nu'_m)^{\frac{1}{3}}, & \text{si } \nu' < \nu'_m \\ (\nu'/\nu'_m)^{-\frac{p}{2}}, & \text{si } \nu'_m < \nu' \end{cases}. \quad (2-15)$$

La frecuencia ν' está calculada en el marco de referencia propio del fluido, y las cantidades presentes en las ecuaciones 2-14 y 2-15 son la frecuencia de corte de sincrotrón ν'_m , dada por

$$\nu'_m = \frac{3e}{4\pi m_e c} (\gamma'_m)^2 B', \quad (2-16)$$

con

$$\gamma'_m = \left(\frac{p-2}{p-1} \right) \left(\frac{\epsilon_e e'}{\xi_N n' m_e c^2} \right), \quad (2-17)$$

donde ϵ_e es la fracción de energía e' almacenada en los electrones acelerados; y la frecuencia de corte por enfriamiento ν'_c , estimada mediante el tiempo global de enfriamiento, y dada por

$$\nu'_c = \frac{3e}{4\pi m_e c} (\gamma'_c)^2 B', \quad (2-18)$$

con

$$\gamma'_c = \frac{6\pi m_e c \gamma}{\sigma_T (B')^2 t} \quad (2-19)$$

donde σ_T es la sección eficaz de Thomson, y t el tiempo transcurrido.

De acuerdo con la ecuación 1-19, entonces, deben existir seis posibles espectros, dependiendo de cuáles sean los valores relativos de ν_m , ν_c , y la frecuencia de autoabsorción ν_a . En la figura 2-2 se muestran 2 de estos casos [Sari *et al.*, 1998], para dar más claridad al efecto de las ecuaciones 2-15 y 2-14.

Los resultados de las simulaciones hidrodinámicas se guardan en tablas de datos para distintos tiempos, que contienen los valores de las variables dinámicas en cada celda del dominio computacional; es decir, $\rho'(r)$, $p'(r)$ y $v(r)$. Sin embargo, para calcular el flujo F_ν deben encontrarse las variables de las que dependen los coeficientes de emisión y de absorción. Para esto, se asumió que la energía está dada por $e' = 3p'$ (es decir, se asumió un índice adiabático $\Gamma = 4/3$),

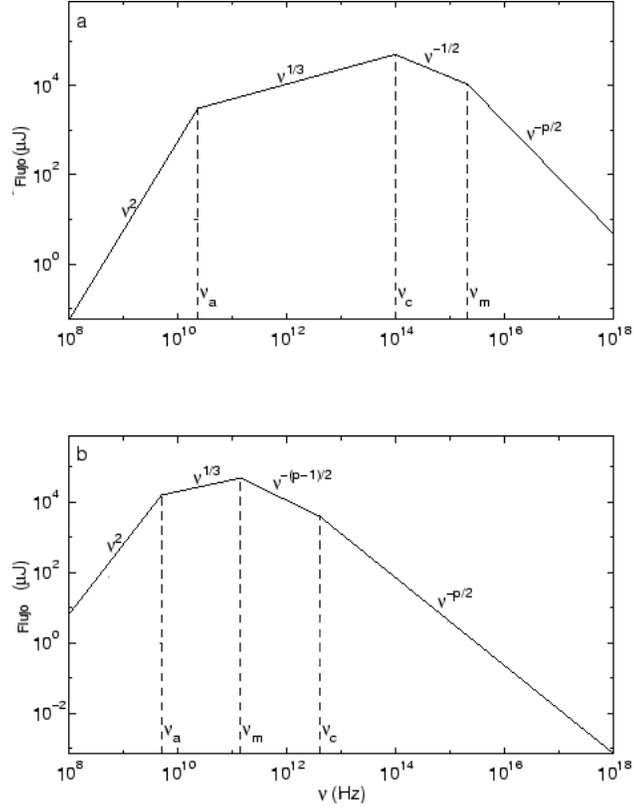


Figura 2-2: Dos posibles espectros de sincrotrón, incluyendo efectos de enfriamiento [Sari *et al.*, 1998].

y que una fracción η de energía está almacenada en el campo magnético, de modo que

$$B' = \eta e'. \quad (2-20)$$

Las demás variables, β y n' , se obtuvieron trivialmente a partir de las variables de la simulación hidrodinámica.

Utilizando estas ecuaciones, y haciendo las suposiciones necesarias, se llegó a una forma en la que j_ν y α_ν dependen únicamente de los resultados de las simulaciones hidrodinámicas. A partir de ellos, se calcula la intensidad específica I_ν , integrando la ecuación 1-16 a lo largo de la dirección z , que representa la dirección hacia el observador. Para evitar obtener valores negativos de I_ν , la ecuación de transporte radiativo se integró usando un método de integración implícita, dado por

$$I_\nu^{n+1} = \frac{I_\nu^n + j_\nu^n \Delta z}{\alpha_\nu^n \Delta z + 1}, \quad (2-21)$$

donde el ancho Δz está dado por el ancho de las celdas de la simulación hidrodinámica, y la región de integración se restringió a la vecindad del frente de choque, que es en donde se encuentran los electrones acelerados.

Para hacer el cálculo de I_ν a lo largo de todo el ángulo sólido ocupado por la estrella, se remapearon los valores de las variables de la simulación unidimensional a un dominio bidimensional, caracterizado por la dirección z hacia el observador, y una dirección perpendicular a ésta, x . A partir de esto se calcularon los coeficientes $j_\nu(z, x)$ y $\alpha_\nu(z, x)$, y integró la ecuación de transporte radiativo a lo largo del eje z , para un número de posiciones en el eje x (que se tomó generalmente como 300). Los mapas bidimensionales de α_ν y j_ν se ilustran en la figura 2-3.

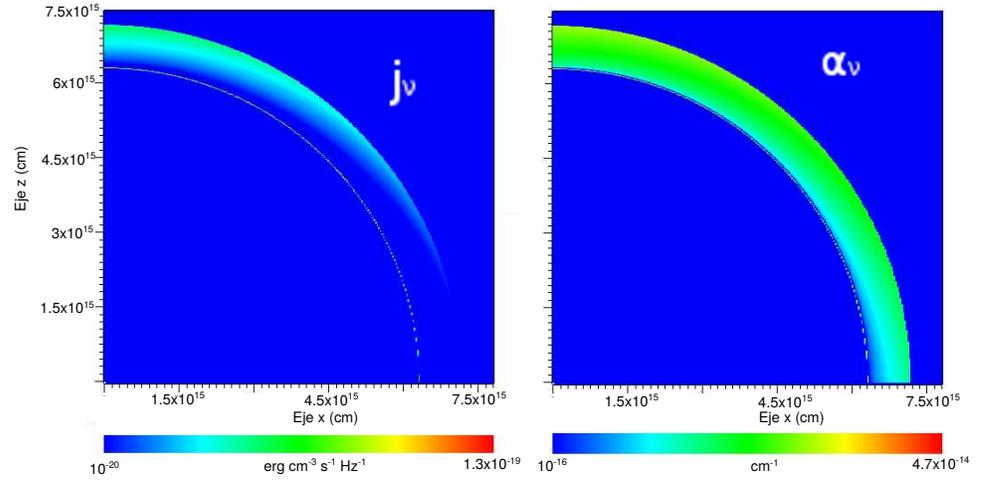


Figura 2-3: Ejemplo del remapeo, y cálculo de las funciones j_ν (izquierda) y α_ν (derecha) en una simulación

Finalmente, se integró la ecuación para el flujo, aprovechando la simetría axial del problema, resultando en que

$$F_\nu = \frac{1+z}{d_L^2} \int I_\nu dA = \frac{1+z}{d_L^2} 2\pi \int I_\nu(x) x dx \quad (2-22)$$

a lo largo de toda la estrella. Se utilizó un método de integración de primer orden dado por

$$\int I_\nu(x) x dx \approx \sum_n I_\nu^n(x_n) x_n \Delta x \quad (2-23)$$

donde x_n es la posición de la celda, y Δx el ancho. Para cada simulación se realizó este proceso

a lo largo de 300 frecuencias dentro del rango de observación del *Very Large Array*, o VLA, con el cual se ha observado la radiación de sincrotrón de varias supernovas.

Capítulo 3

Resultados de las simulaciones

A partir de los resultados de las simulaciones hidrodinámicas se estudió la evolución temprana de una supernova relativista y su interacción con el medio circunestelar. Se estudió con detalle su evolución durante los primeros segundos, mientras la explosión atraviesa la estrella y llega al medio externo, su interacción con la interfase estrella-medio circunestelar, y su evolución temprana. Subsecuentemente se estudió su evolución durante un periodo de alrededor de un año. Los resultados de dichas simulaciones se presentan en la primera sección de este capítulo, haciendo un recuento de las diferencias entre supernovas con distintas energías cinéticas y térmicas, y entre medios circunestelares de distinta densidad. Se hace énfasis en las diferencias entre los resultados de las simulaciones relativistas, y el modelo presentado en el capítulo 1, que funciona para supernovas con velocidades no-relativistas.

Subsecuentemente se presenta el cálculo de la emisión de sincrotrón del choque generado por la explosión, realizado sobre los resultados dinámicos, y cuyo método se encuentra detallado en el capítulo anterior. Se presenta el efecto que tienen en la emisión distintos escenarios de explosión, y se hace un análisis comparativo entre los resultados de estas simulaciones, y el modelo de emisión presentado en el capítulo 1. La sección final de este capítulo está dedicada a la comparación entre las observaciones realizadas a supernovas relativistas, y los resultados de las simulaciones.

3.1. Simulaciones de la hidrodinámica

Se realizaron simulaciones en una dimensión de una explosión de supernova (considerando que el problema era esféricamente simétrico) con el método descrito en la sección 2.1. La condición inicial en la simulación fue una estrella tipo Wolf-Rayet, cuya estructura fue ajustada a partir de los resultados simulaciones de modelos de evolución estelar, cortesía de Alexander Heger [Heger *et al.*, 2000; Woosley y Heger, 2006]. La estrella utilizada tiene alto momento angular, producido por una velocidad de rotación de 200 km/s en su etapa de secuencia principal. Además, tiene metalicidad solar, y una masa inicial de $25 M_{\odot}$. Este tipo de estrella, que ha perdido sus capas exteriores debido a la eyección de un viento masivo, por lo que no tiene ni hidrógeno ni helio en su envoltente, típicamente es considerada como progenitora de supernovas tipo Ibc y GRBs. La estructura inicial de la densidad de la estrella se muestra en la figura 3-1.

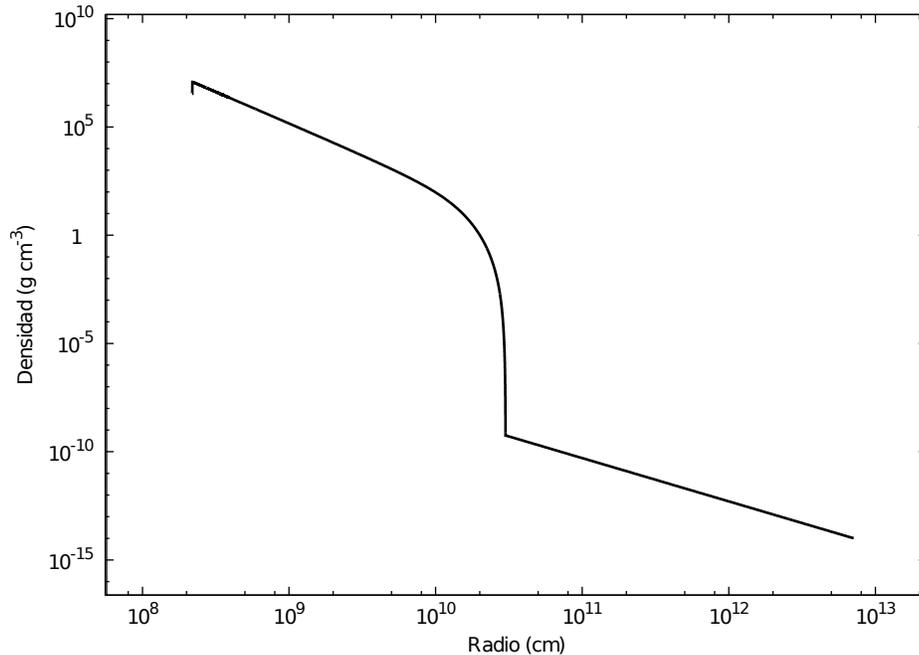


Figura 3-1: Condiciones iniciales de las simulaciones: Distribución de densidad, como función del radio, de una estrella tipo Wolf-Rayet. Simulaciones originales cortesía de Alexander Heger.

El medio circundante a la estrella progenitora fue modelado con un viento de velocidad constante, de manera que la densidad del viento ρ_w está dada por

$$\rho_w = \frac{\dot{M}}{4\pi v_w r^2}, \quad (3-1)$$

donde \dot{M} es la tasa de pérdida de masa, v_w la velocidad con la que el viento es expulsado, y r la distancia al centro de la estrella. La velocidad del viento v_w fue caracterizada por la llamada *beta-law* [Krtićka y Kubát, 2011], que es la caracterización de la velocidad del viento más utilizada, y está dada por

$$v_w = v_\infty \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^\beta, \quad (3-2)$$

donde R_* es el radio de la estrella, v_∞ la velocidad que tiene el viento al infinito o terminal (es decir, a una distancia lejana a la estrella, donde ya no está siendo acelerado), y β es un índice que regula qué tan rápido se alcanza la velocidad terminal, que varía entre 0.7 y 3 generalmente, pero cuyo valor no afecta apreciablemente el resultado de nuestras simulaciones.

Se tomó un valor de la velocidad al infinito $v_\infty = 10^8 \frac{cm}{s}$, y un valor de $\beta = 3$, que es lo que típicamente se asume alrededor de una estrella Wolf-Rayet.

La mayoría de las simulaciones de supernovas relativistas se realizaron inicialmente dentro de un dominio computacional entre $2.2 \times 10^8 cm$ y $7 \times 10^{12} cm$ (salvo en los casos donde se indique lo contrario), con 100 celdas iniciales. Desde la región central de la estrella progenitora se inyectó un chorro de material con energía térmica y velocidad variables, y se dejó que la explosión evolucionara durante 25 s, con 18 niveles de refinamiento. En el caso de interés (cuando la explosión era suficientemente energética) estos 25 s iniciales fueron tiempo suficiente para que la energía inyectada en el centro de la estrella llegara al exterior de la estrella y comenzara su interacción con el medio circumestelar. El número de niveles de refinamiento elegido resultó en una resolución comparable a la de otros estudios numéricos (por ejemplo, López-Cámara *et al.* [2014]), lo que permitió resolver bien la estructura del choque.

La figura 3-2 muestra la propagación de la explosión a través de la estrella. En este caso en particular, se inyectó una energía de 10^{53} erg, propagándose inicialmente con una velocidad de $0.6c$ en un viento formado por una tasa de pérdida de masa de $\dot{M} = 10^{-6} \frac{M_\odot}{yr}$. Este caso tiene una energía dos órdenes de magnitud mayor a la energía típica de una supernova.

En un caso más conservador, la propagación del choque es considerablemente más lenta. Se realizaron simulaciones de una supernova con energía típica de 10^{51} erg, pero éstas se realizaron con una duración de 150 s, para poder observar el momento en el que la explosión sale de la estrella. En la figura 3-3 se observa la expansión de una explosión con esta energía alrededor de un medio con viento de $\dot{M} = 10^{-6} \frac{M_\odot}{yr}$ y velocidad inicial de $0.4c$. La explosión alcanza la orilla

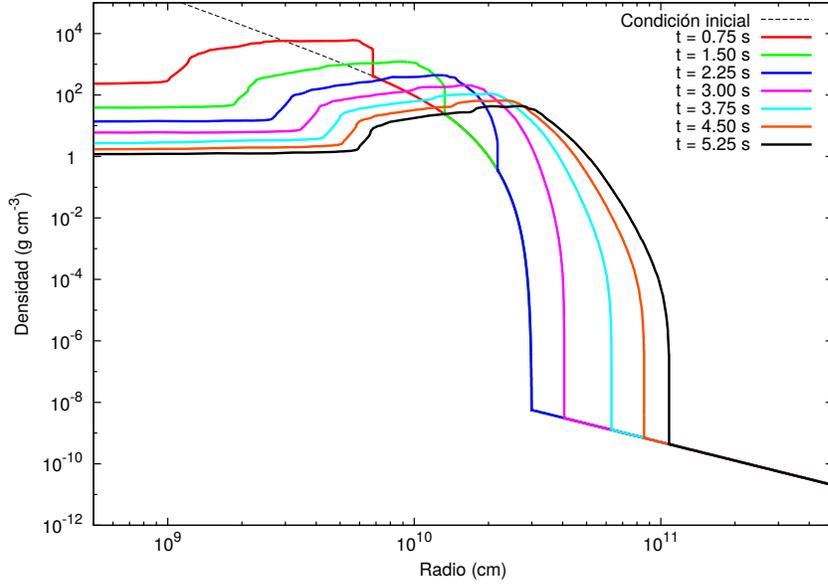


Figura 3-2: Densidad como función del radio, durante la propagación de la explosión en la estrella, con energía inyectada de 10^{53} erg y velocidad inicial de $0.6c$, y medio circunestelar formado por un viento con $\dot{M} = 10^{-6} \frac{M_{\odot}}{yr}$.

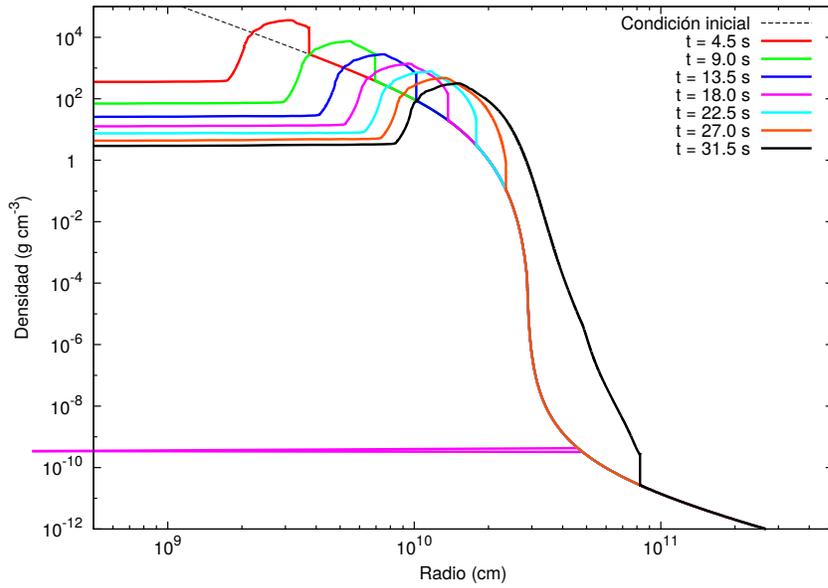


Figura 3-3: Densidad como función del radio, durante la propagación de la explosión en la estrella, con energía inyectada de 10^{51} erg y velocidad inicial de $0.4c$, y medio circunestelar formado por un viento con $\dot{M} = 10^{-6} \frac{M_{\odot}}{yr}$.

de la estrella después de aproximadamente 30 s.

Como puede observarse en las figuras 3-2 y 3-3, la rápida expansión de la explosión a través

del fluido genera una discontinuidad o frente de choque, que se propaga a través de la estrella, y en el medio circumestelar. Al llegar al borde de la estrella, el choque se encuentra con un medio mucho menos denso, y con un gradiente de densidad más pronunciado, que baja más rápido que r^{-3} , por lo que el choque se acelera [Tan *et al.*, 2001], como puede verse en la figura 3-4. Después de acelerarse en esta transición entre la estrella y el viento, el choque comenzará a desacelerarse al interactuar con el medio circumestelar, cuya densidad va como r^{-2} (ecuación 3-1)

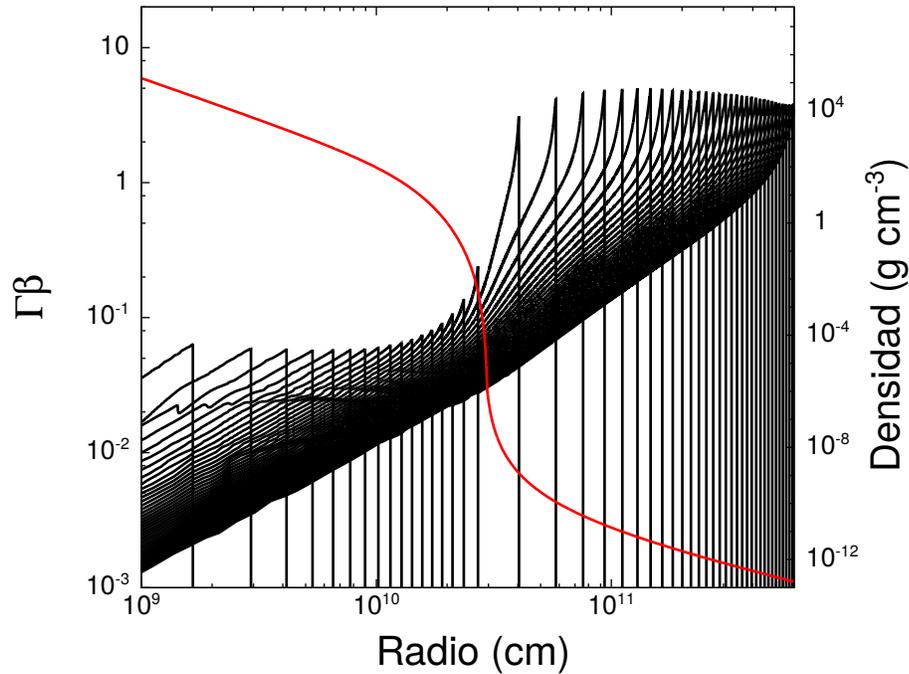


Figura 3-4: Aceleración del choque al salir de la estrella. $\Gamma\beta$ mide la velocidad del choque, que claramente aumenta cuando éste alcanza el borde de la estrella, mostrado en rojo en la distribución inicial de densidad.

Luego de ser acelerado por el gradiente de densidad, el choque continúa expandiéndose a través del medio, y aparentemente no es afectado por éste por un largo tiempo. De hecho, en principio, debería permanecer sin desacelerarse apreciablemente hasta que ha barrido una masa con energía de reposo comparable a su energía cinética $\Gamma M_{ej}c^2$, donde M_{ej} es la masa expulsada. Para estudiar la etapa de evolución y desaceleración del choque después de los 25 segundos iniciales, se remapearon los resultados de las simulaciones a un dominio computacional de 10^{17} cm (salvo en los casos donde se diga lo contrario), con 2000 celdas iniciales, y se

dejó evolucionar la expansión del material por 3×10^7 s más; es decir, aproximadamente 1 año después de la explosión. En este régimen puede explorarse la desaceleración del choque a tiempos mayores, causada por su interacción con el medio circunestelar.

En las figuras 3-5 y 3-6 se muestra la evolución de una supernova relativista en este régimen temporal; es decir, después de haber sido remapeada a un dominio más grande. En la simulación presentada en la figura 3-5 se inyectó una energía de $E = 5 \times 10^{52}$ erg, con una velocidad de $v = 0.6c$, y el viento alrededor de la estrella está formado por una tasa de pérdida de masa de $\dot{M} = 10^{-5} \frac{M_{\odot}}{yr}$. Cada curva representa la densidad como función del tiempo después de la explosión, y se encuentran separados logarítmicamente en el tiempo. De aquí puede verse que el remanente de supernova parece casi no haber desacelerado al interactuar con el viento de la estrella progenitora.

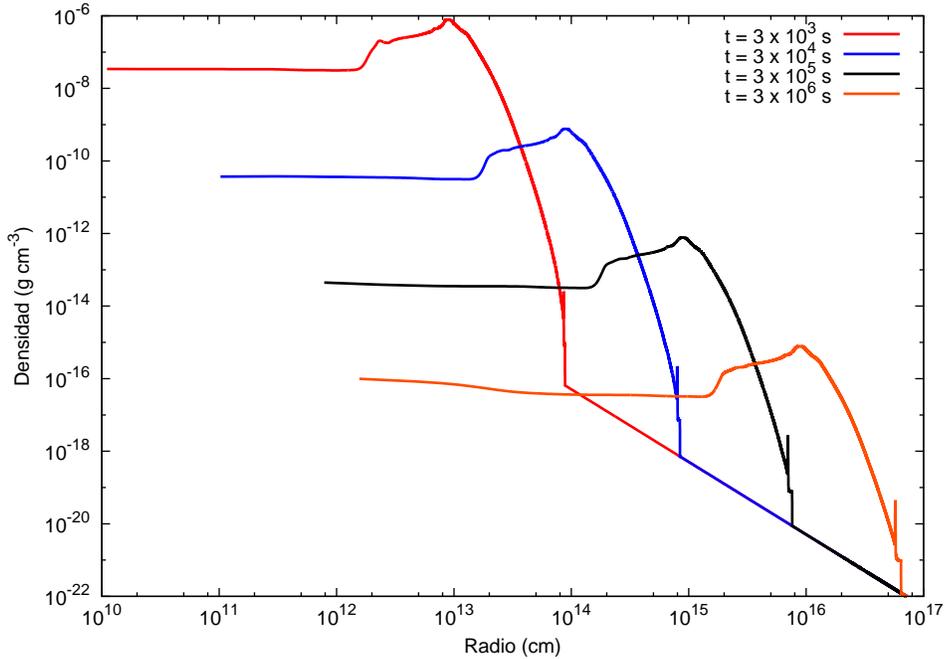


Figura 3-5: Densidad como función del radio para una explosión con $E = 5 \times 10^{52}$ erg, velocidad inicial $v = 0.6c$, y un viento con $\dot{M} = 10^{-5} \frac{M_{\odot}}{yr}$.

La simulación presentada en la figura 3-6 es un caso con una energía de $E = 5 \times 10^{52}$ erg, con una velocidad de $v = 0.6c$, y el viento alrededor de la estrella está formado por una tasa de pérdida de masa de $\dot{M} = 10^{-6} \frac{M_{\odot}}{yr}$; es decir, únicamente cambia la densidad del medio circunestelar respecto a la presentada en la figura 3-5.

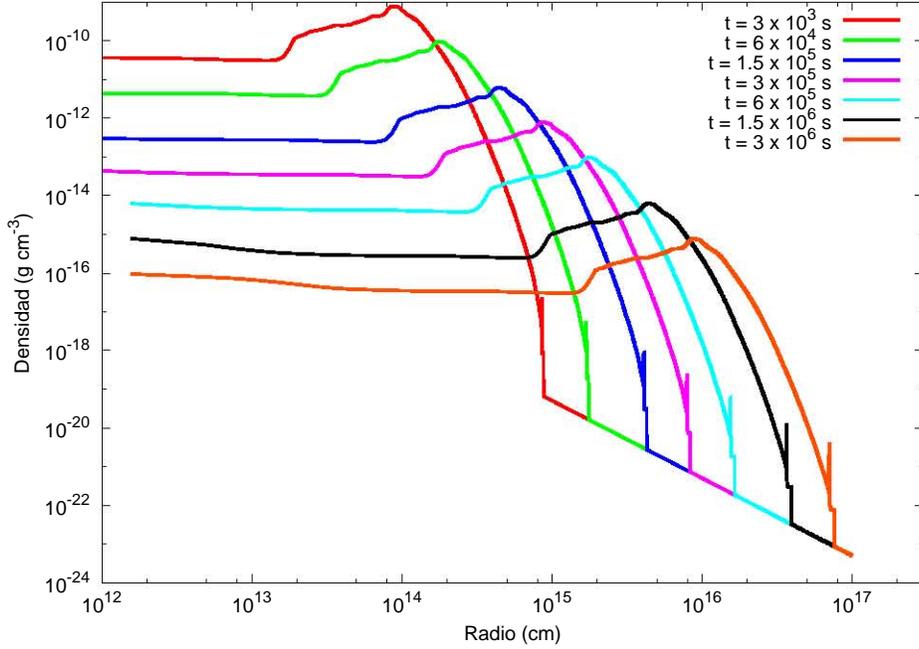


Figura 3-6: Densidad como función del radio para una explosión con $E = 5 \times 10^{52}$ erg, velocidad inicial $v = 0.6c$, y un viento con $\dot{M} = 10^{-6} \frac{M_{\odot}}{yr}$.

A pesar de la aparente velocidad constante del choque, puede verse que el medio con menor densidad permite que el choque tenga una velocidad mayor. Esto se ilustra de manera más explícita en la figura 3-7, donde se contrasta la evolución del parámetro $\Gamma\beta$ como función del tiempo para tres casos, con energías y velocidades iguales, pero diferente densidad en el medio circumestelar. Puede verse que todos desaceleran siguiendo aproximadamente una ley de potencias con la misma pendiente, pero la velocidad inicial del choque (y por lo tanto la energía que arrastra el choque) es mayor, cuanto menos denso sea el medio circumestelar. Puede verse además que siguen siendo levemente relativistas incluso después de casi un año de la explosión de la supernova.

Las simulaciones son menos sensibles a la velocidad inicial del material expulsado, como se ilustra en la figura 3-8. Aquí, se presentan los resultados de cuatro simulaciones, todas con la misma energía de $E = 5 \times 10^{52}$ erg, y la misma densidad exterior, modelada por la tasa de pérdida de masa en el viento, de $\dot{M} = 10^{-4} \frac{M_{\odot}}{yr}$, pero con velocidades iniciales del material inyectado de $v = 0.7c$, $v = 0.6c$, $v = 0.5c$ y $v = 0.4c$. Como era de esperarse, las simulaciones con velocidad inicial mayor preservan una mayor velocidad mucho después de la explosión, aunque

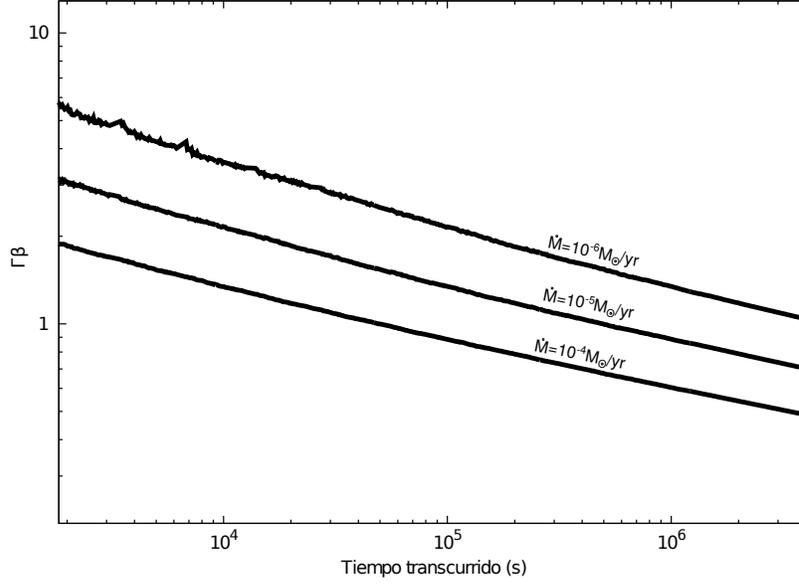


Figura 3-7: Desaceleración del frente de choque como función del tiempo, ilustrada por $\Gamma\beta$ vs t para tres supernovas con energía $E = 5 \times 10^{52}$ erg, velocidad inicial $v = 0.4c$, y vientos con $\dot{M} = 10^{-6} \frac{M_{\odot}}{yr}$, $\dot{M} = 10^{-5} \frac{M_{\odot}}{yr}$ y $\dot{M} = 10^{-4} \frac{M_{\odot}}{yr}$ respectivamente.

el comportamiento de $\Gamma\beta$ parece estar dado por una ley de potencias, y los cuatro casos tienen aproximadamente la misma pendiente.

La energía inicial de las simulaciones también tiene un efecto muy notable en su evolución. En la figura 3-9 se presentan dos simulaciones con velocidad inicial $v = 0.6c$ y con un viento con tasa de pérdida de masa $\dot{M} = 10^{-5} \frac{M_{\odot}}{yr}$, pero con energías iniciales de $E = 5 \times 10^{52}$ erg y $E = 5 \times 10^{51}$ erg respectivamente. Puede verse que la velocidad cambia mucho más en este caso, siendo mucho mayor la velocidad del caso más energético, tal y como se esperaba. A pesar de ello, la pendiente de la evolución de $\Gamma\beta$ permanece constante para todos los casos. Es interesante observar, además, que en el caso de menor energía, que no es muy diferente a la energía que típicamente se infiere para supernovas “normales”, el remanente sigue siendo levemente relativista incluso a tiempos del orden de 10^6 s después de la explosión.

A una escala del orden de 10^{17} cm se espera que la región formada por el viento de la estrella Wolf-Rayet se encuentre con la región del medio interestelar, con densidad típica de 1 cm^{-3} , y que haya una discontinuidad de choque entre estas dos regiones. La interacción entre el remanente de supernova y esta interfaz no se toma en cuenta en este caso, pero puede tener un impacto bastante significativo en la morfología del remanente [González-Casanova *et al.*,

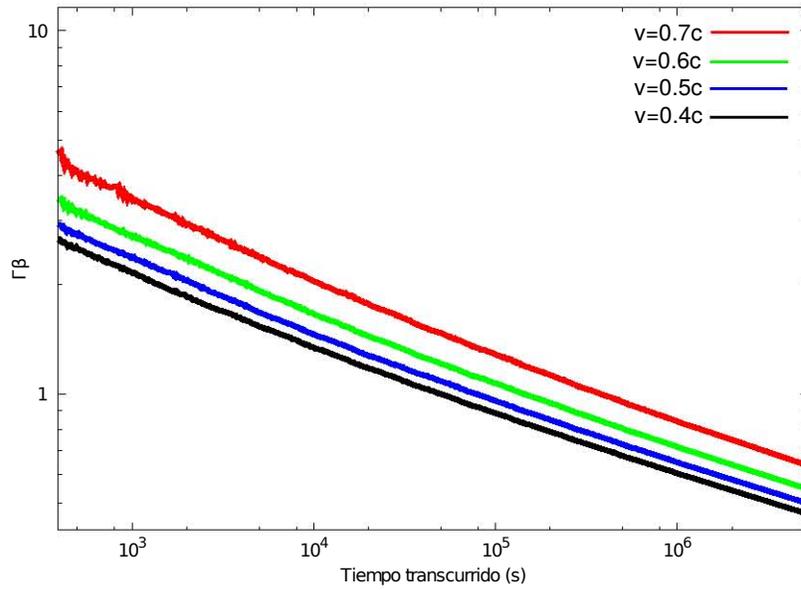


Figura 3-8: Desaceleración del frente de choque como función del tiempo, ilustrada por $\Gamma\beta$ vs t , después del remapeo, para cuatro supernovas con energía $E = 5 \times 10^{52}$ erg, velocidades iniciales de $v = 0.7c$, $v = 0.6c$, $v = 0.5c$ y $v = 0.4c$, y vientos con $\dot{M} = 10^{-4} \frac{M_{\odot}}{yr}$ respectivamente.

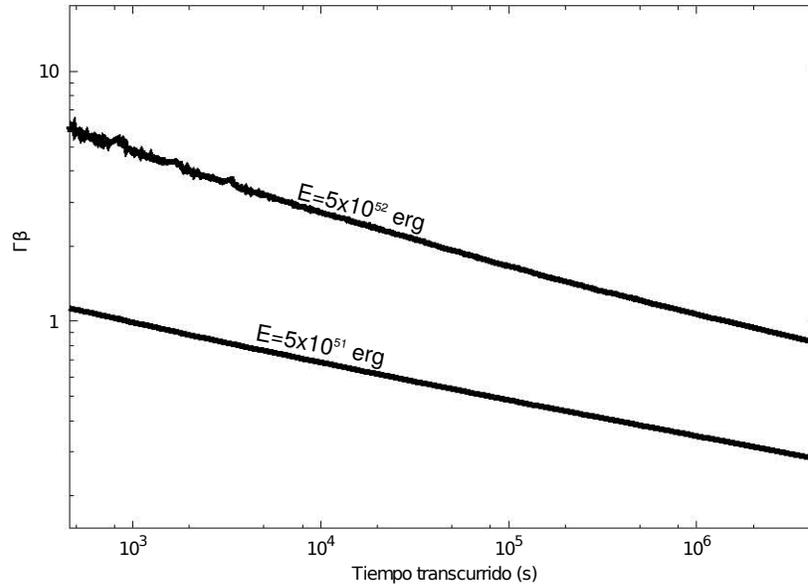


Figura 3-9: Desaceleración del frente de choque como función del tiempo, ilustrada por $\Gamma\beta$ vs t , después del remapeo, para dos supernovas con energía $E = 5 \times 10^{52}$ erg y $E = 5 \times 10^{51}$ erg, velocidad inicial de $v = 0.6c$, y vientos con $\dot{M} = 10^{-5} \frac{M_{\odot}}{yr}$.

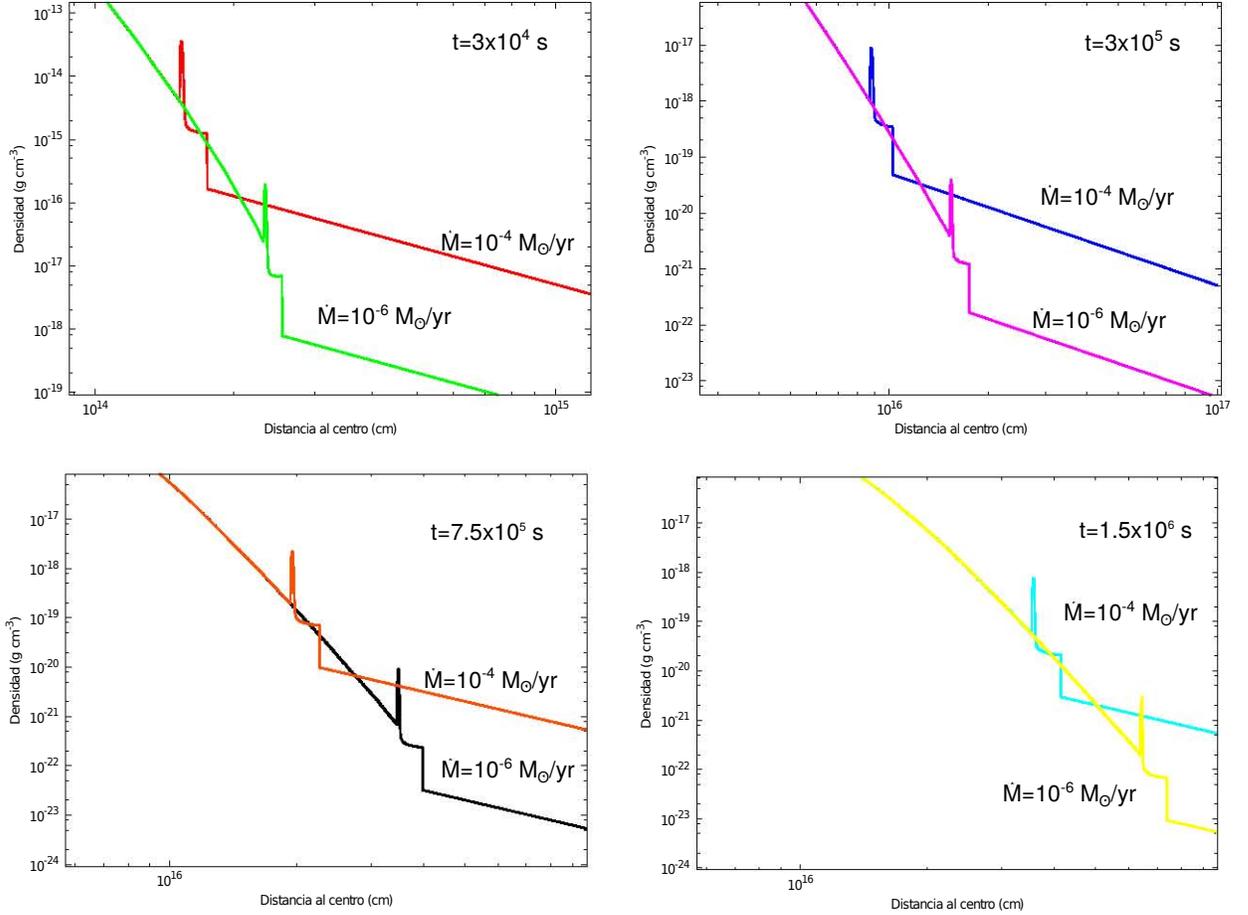


Figura 3-10: Efecto de la densidad del medio circunestelar en la expansión. Densidad como función del radio para una explosión con $E = 10^{52}$ erg, velocidad inicial $v = 0.5c$, y vientos con $\dot{M} = 10^{-4} \frac{M_{\odot}}{yr}$ y $\dot{M} = 10^{-6} \frac{M_{\odot}}{yr}$.

2014]. Es por esto que las simulaciones hidrodinámicas se detuvieron antes de alcanzar esta distancia.

Finalmente, en la figura 3-10 se presenta el efecto de la densidad del medio circunestelar en la posición del choque, contrastando un caso con $E = 10^{52}$ erg, velocidad inicial $v = 0.5c$. La tasa de pérdida de masa de cada caso es de $\dot{M} = 10^{-4} \frac{M_{\odot}}{yr}$ y $\dot{M} = 10^{-6} \frac{M_{\odot}}{yr}$, contrastando la posición del choque después de tiempos iguales. Es interesante observar de esta figura la morfología del choque: pueden verse el choque de proa y el choque de reversa, que se encuentran bien resueltos por el código.

Según el modelo de la sección 1.4, la evolución esperada del choque está dada en la ecuación 1-14. En este caso se esperaría que la evolución de la velocidad del choque tuviera un

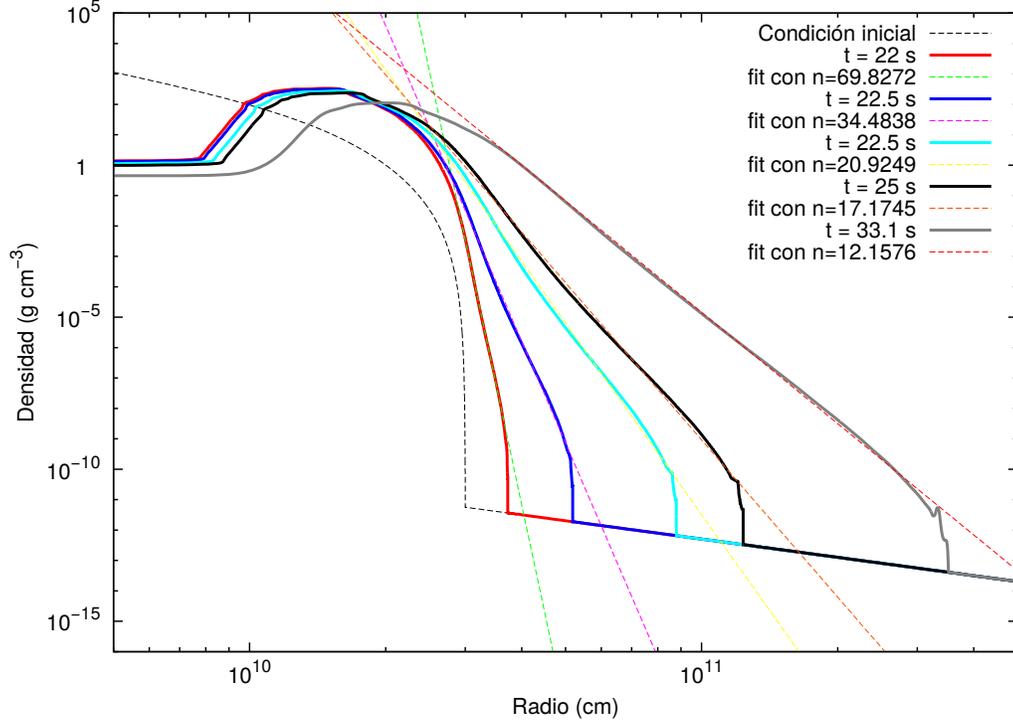


Figura 3-11: Evolución de la pendiente n del material expulsado, como función del tiempo, justo después de salir de la estrella, para una supernova con $E = 10^{51}$ erg, velocidad inicial de $v = 0.8c$, y vientos con $\dot{M} = 10^{-7} \frac{M_{\odot}}{yr}$.

comportamiento dado por

$$v \propto t^{-\frac{1}{n-2}}, \quad (3-3)$$

ya que $r \propto t^{\frac{n-3}{n-2}}$, pero este comportamiento no se observa en el régimen levemente relativista. Se hizo un análisis del comportamiento de la pendiente n de la parte externa de la explosión para dos casos: uno con la energía típica inyectada en una supernova, y uno de mayor energía. El caso de baja energía se presenta en las figuras 3-11 y 3-12.

Como puede verse en la figura 3-11, el valor de n varía mucho mientras la supernova comienza a interactuar con el medio circunestelar, yendo de alrededor de 70 a 12 en un lapso del orden de 10s, pero después de algunas horas, como se ilustra en la figura 3-12, se estabiliza en un valor de alrededor de 9.1.

En la figura 3-13 se presenta la evolución del factor $\Gamma\beta$ como función del tiempo. $\Gamma\beta \approx \beta$ para valores pequeños de β , así que debería satisfacerse que, como $\Gamma\beta$ es una ley de potencias en el tiempo, debería poder calcularse el valor de n a través de la ecuación 3-3. Se presenta además

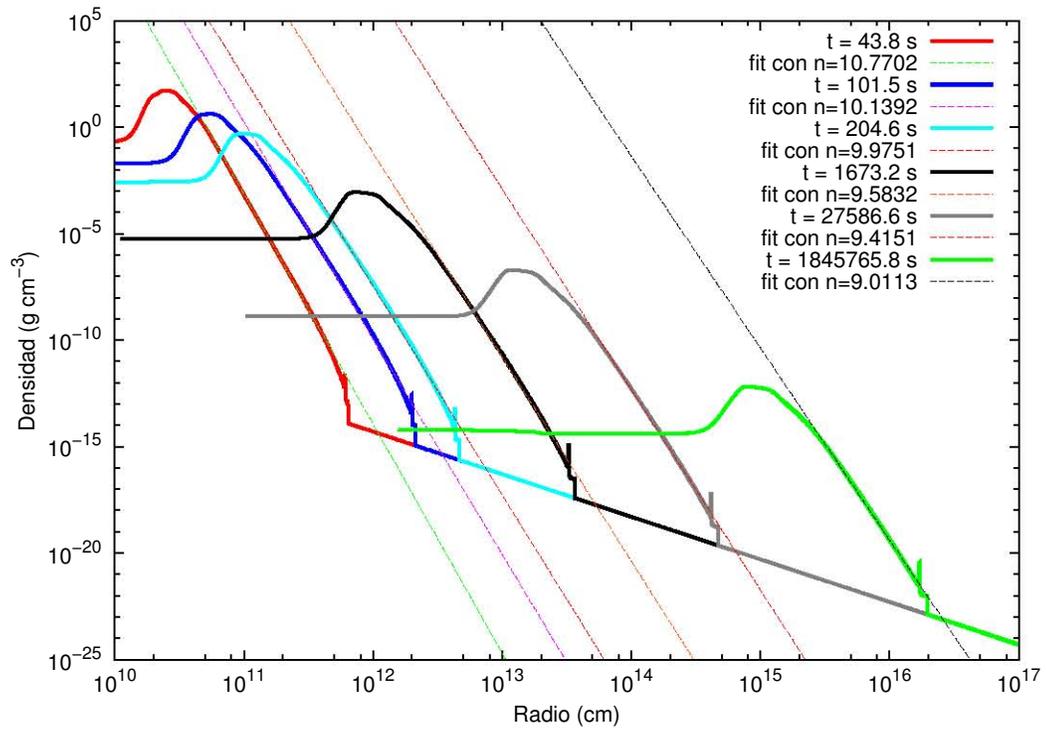


Figura 3-12: Evolución de la pendiente n del material expulsado, como función del tiempo, durante la etapa de desaceleración, para una supernova con $E = 10^{51}$ erg, velocidad inicial de $v = 0.8c$, y vientos con $\dot{M} = 10^{-7} \frac{M_{\odot}}{yr}$.

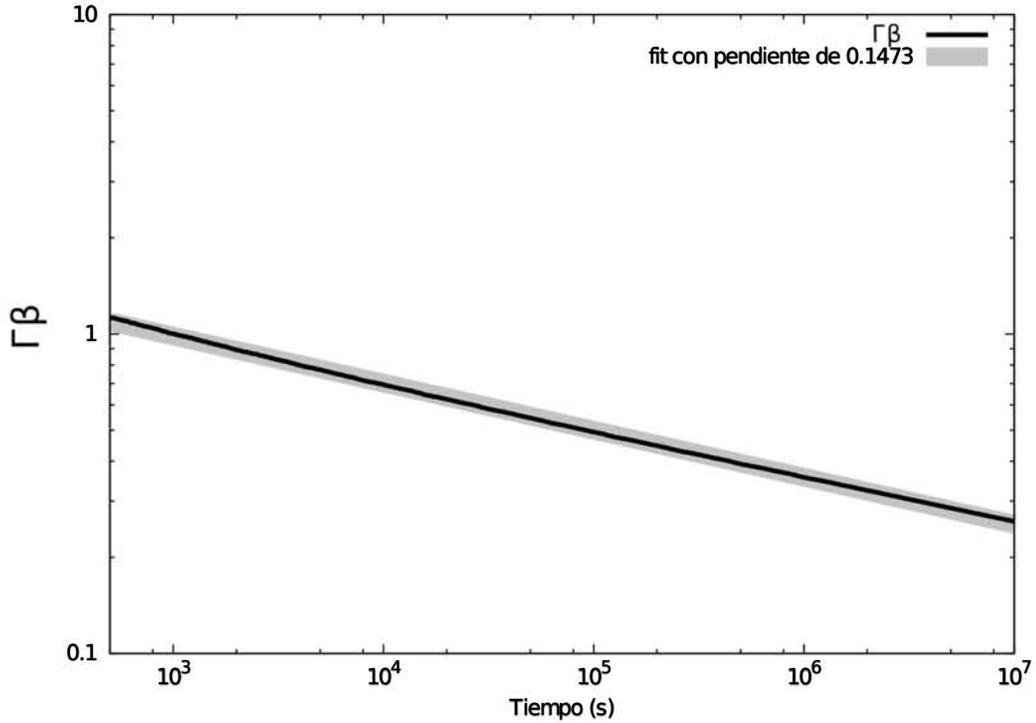


Figura 3-13: $\Gamma\beta$ como función del tiempo para una supernova con $E = 10^{51}$ erg, velocidad inicial de $v = 0.8c$, y vientos con $\dot{M} = 10^{-7} \frac{M_{\odot}}{yr}$.

el ajuste de $\Gamma\beta$ como función del tiempo para este caso en particular. Como $\Gamma\beta \propto t^{-0.1473}$, entonces $n = 8.7889$, que es del orden del valor encontrado de ~ 9.1 . Incluso, el valor de la pendiente de la densidad podría seguir bajando a tiempos mucho mayores, estableciéndose en el valor encontrado para la desaceleración en el régimen Newtoniano.

Para ilustrar el caso más relativista se eligió presentar un modelo con $E = 5 \times 10^{52}$ erg, velocidad inicial de $v = 0.8c$, y vientos con $\dot{M} = 10^{-7} \frac{M_{\odot}}{yr}$. En la figura 3-14 se presenta el instante en el que el choque sale de la estrella. Puede verse que es imposible ajustar una ley de potencias a esta región, ya que la densidad cae demasiado rápido detrás del choque. Incluso durante la etapa de desaceleración, bastante tiempo después de la explosión, como se ilustra en la figura 3-15, el perfil de densidad del material expulsado por la explosión no es una ley de potencias a lo largo de una distancia suficientemente grande como para hacer una medida del valor de n . Si se toman únicamente los valores de la pendiente muy cercanos al choque, a lo largo de una región muy pequeña, se encuentra que n es del orden de 550.

Podría argumentarse que se trata de dos leyes de potencias cortadas en algún punto cercano

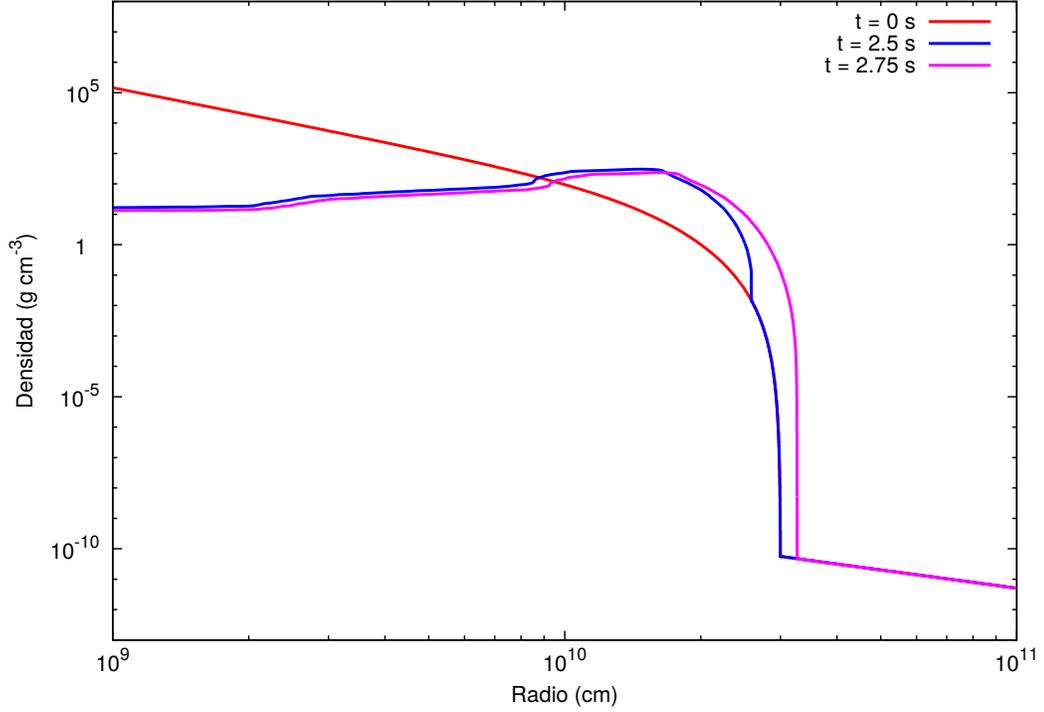


Figura 3-14: Instante en el que el choque sale de la estrella, para una supernova con $E = 5 \times 10^{52}$ erg, velocidad inicial de $v = 0.8c$, y vientos con $\dot{M} = 10^{-6} \frac{M_{\odot}}{yr}$.

al choque, pero ni siquiera así puede ajustarse algún único valor para este parámetro. A pesar de ello se observa el mismo efecto que en el caso de baja energía: el perfil de densidad se hace menos inclinado al transcurrir el tiempo.

Sin embargo, puede calcularse el valor esperado de n a partir de la desaceleración del choque, como en el caso anterior. En la figura 3-16 se presenta la evolución del factor $\Gamma\beta$ como función del tiempo, y el ajuste de una ley de potencias a $\Gamma\beta$ como función del tiempo para este caso. Como $\Gamma\beta \propto t^{-0.2205}$, entonces $n = 6.5351$. Nótese que el efecto obtenido es contrario al esperado considerando que la pendiente n aumenta dependiendo de la energía inyectada a la estrella. Puede verse que el modelo descrito en la sección 1.4 falla en este régimen de energías, puesto que el valor de la pendiente de la densidad aumenta muy fuertemente al aumentar la energía del choque, pero necesariamente estas explosiones desaceleran más rápido, por lo que el valor de n medido a través de la desaceleración debe disminuir.

Todas las mediciones de ajustes de leyes de potencias se hicieron mediante un ajuste de mínimos cuadrados al logaritmo de las variables. Los puntos de la simulación utilizados en

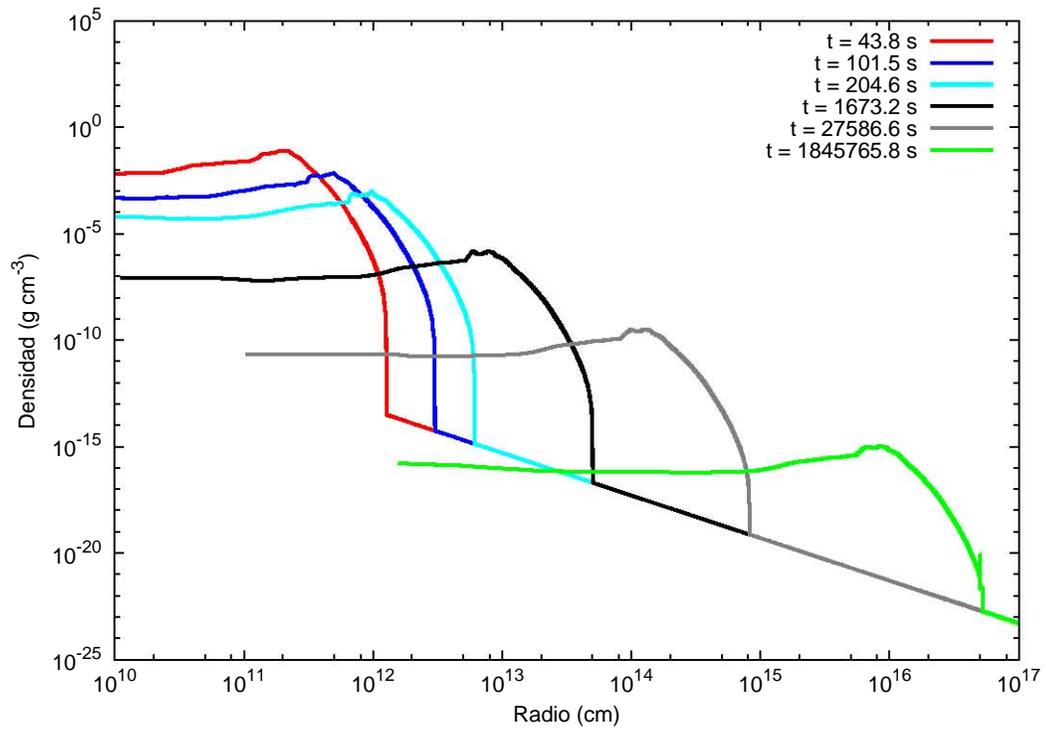


Figura 3-15: Evolución de la densidad, como función del tiempo, durante la etapa de desaceleración, para una supernova con $E = 5 \times 10^{52}$ erg, velocidad inicial de $v = 0.8c$, y vientos con $\dot{M} = 10^{-6} \frac{M_{\odot}}{\text{yr}}$

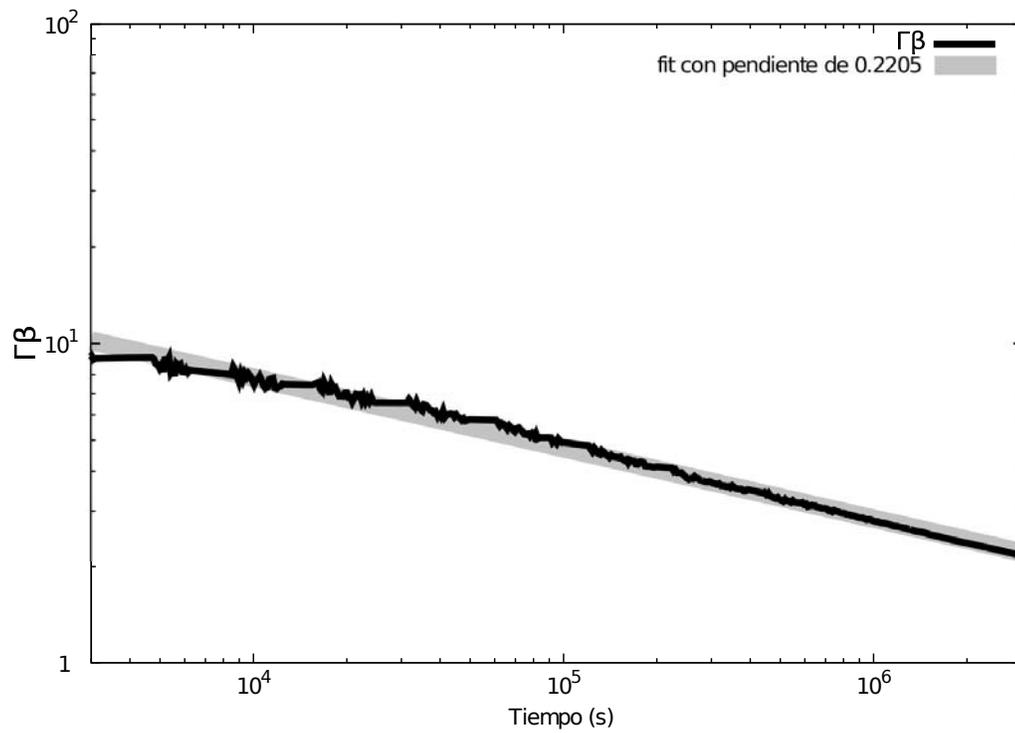


Figura 3-16: $\Gamma\beta$ como función del tiempo para una supernova con $E = 10^{51}$ erg, velocidad inicial de $v = 0.8c$, y vientos con $\dot{M} = 10^{-7} \frac{M_{\odot}}{yr}$.

cada ajuste se eligieron de modo que éstos representaran bien la región donde existía la ley de potencias, y se maximizara el parámetro R^2 del ajuste.

3.2. Simulaciones de la emisión de sincrotrón

Las simulaciones de emisión de sincrotrón se realizaron procesando los resultados de las simulaciones hidrodinámicas descritas en la sección anterior. El tiempo de las simulaciones hidrodinámicas se escogió para poder simular estos eventos al tiempo en el que son observados por observatorios como VLA, y las frecuencias elegidas también se encuentran en el rango de frecuencias que VLA observa.

Considerando que se tomó la supernova SN2009bb como caso de estudio para esta tesis, todos los espectros están simulados para una fuente que se encuentra a una distancia de 40 Mpc [Soderberg *et al.*, 2010].

Como puede verse de las ecuaciones 2-11, 2-12 y 2-17, existen 4 parámetros libres en las ecuaciones utilizadas para estas simulaciones; a saber, ξ_N , ϵ_e , η y p . Para casi todas las simulaciones se tomó $p = 3$, siendo que este es el valor que se observó en la supernova SN2009bb, aunque algunas excepciones tienen un valor de $p = 2.25$, para ilustrar el efecto del cambio de este parámetro. Todos los demás parámetros se eligieron de manera idéntica para todas las simulaciones: $\eta = 10^{-5}$, $\epsilon_e = 10^{-2}$ y $\xi_N = 10^{-2}$. Estos valores se eligieron siendo que son los que comúnmente se obtienen en modelos de supernovas y GRBs, aunque su valor es bastante debatido.

Además, de acuerdo con el método descrito en la sección 2.2, se dividió el dominio computacional en 300 celdas en la dirección x , y se tomaron 100 frecuencias espaciadas logarítmicamente para cada muestra, entre 0.1 y 10^6 GHz.

La figura 3-17 muestra la emisión calculada para una supernova con energía inyectada de $E = 10^{52}$ erg, velocidad inicial $v = 0.6c$, y vientos con $\dot{M} = 10^{-5} \frac{M_\odot}{yr}$, después de aproximadamente 10, 20, 52 y 81 días. Como se esperaba, de acuerdo con la sección 1.5, tanto la energía total recibida, como la frecuencia máxima decrecen como función del tiempo.

Es interesante notar también que, utilizando estos parámetros, el flujo recibido es bastante bajo, menor a 1 mJy, incluso diez días después de la explosión. Esto indica que la emisión en

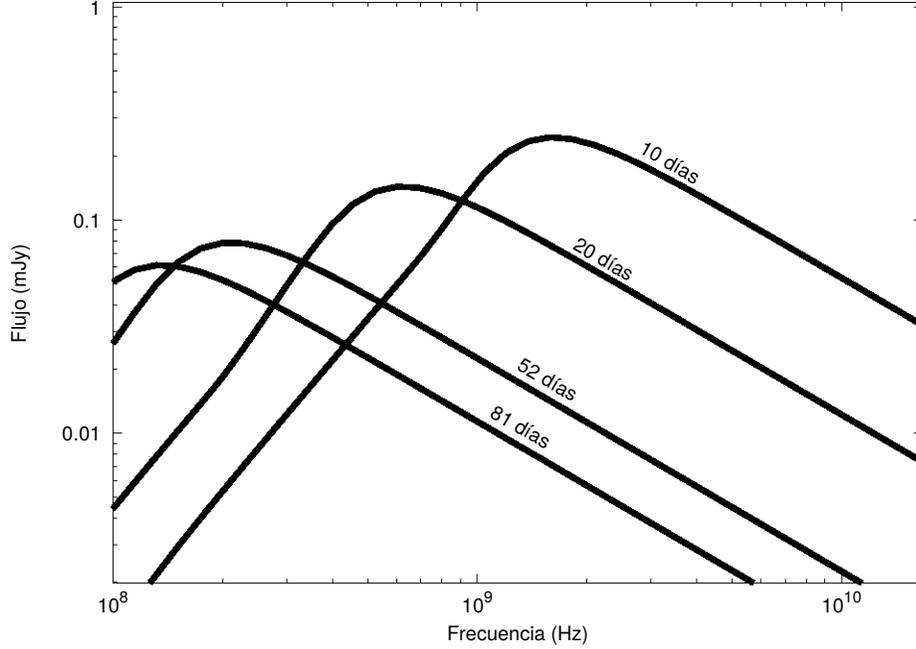


Figura 3-17: Flujo de una supernova como función de la frecuencia, para diferentes tiempos, para una supernova con $E = 10^{52}$ erg, velocidad inicial $v = 0.6c$, y vientos con $\dot{M} = 10^{-5} \frac{M_{\odot}}{yr}$

radio de una supernova de este tipo sería difícil de detectar a esa distancia, incluso siendo una supernova relativista que alcanza valores de $\Gamma\beta$ de hasta 5 en los primeros segundos después de la explosión, y tiene una $\beta \approx 0.6$ después de los diez días de interacción con el medio circunestelar.

La figura 3-18 muestra el efecto de densidad del medio circunestelar en la emisión de sincrotrón, al variar la tasa de pérdida de masa en las simulaciones. Se muestra la misma supernova que en el caso de la figura 3-17, contrastada con una simulación con la misma energía y velocidad inicial, pero un viento menos denso, con $\dot{M} = 10^{-6} \frac{M_{\odot}}{yr}$. La frecuencia máxima se desplaza considerablemente, y el flujo recibido también es mucho menor. La frecuencia máxima de en el caso con $\dot{M} = 10^{-6} \frac{M_{\odot}}{yr}$ sale del rango de frecuencias de la simulación antes de los 81 días que se presentan en dicha figura.

Para contrastar con esto, se presenta un caso más extremo en la figura 3-19. Se presenta el resultado de una simulación con $E = 5 \times 10^{52}$ erg, velocidad inicial $v = 0.7c$, y vientos con $\dot{M} = 10^{-4} \frac{M_{\odot}}{yr}$. El flujo de esta supernova sobrepasa varias veces al flujo máximo observado para supernovas (incluso relativistas), por lo que este caso queda descartado, o al menos no ha sido

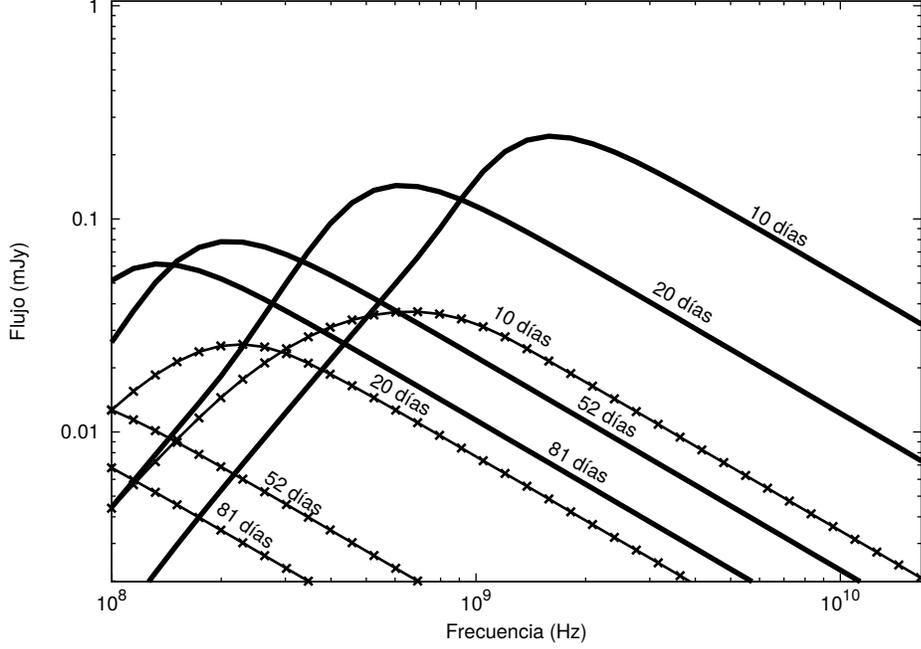


Figura 3-18: Comparación entre los flujos como función de la frecuencia, para supernovas con $E = 10^{52}$ erg, velocidad inicial $v = 0.6c$, y vientos con $\dot{M} = 10^{-5} \frac{M_{\odot}}{yr}$ (líneas sólidas) y $\dot{M} = 10^{-6} \frac{M_{\odot}}{yr}$ (líneas punteadas)

observado. Aquí no se presenta la emisión después de más tiempo, ya que el choque sale del dominio computacional después de este tiempo.

En seguida se presenta el efecto de la velocidad inicial en la emisión, en la figura 3-20. Puede verse que el flujo aumenta considerablemente, y la frecuencia máxima se desplaza a frecuencias más altas al aumentar la velocidad inicial del material de la explosión.

Cabe mencionar que, como se está utilizando un modelo más complicado para estudiar la radiación de sincrotrón, descrito en la sección 2.2, donde se considera el enfriamiento de los electrones [van Eerten *et al.*, 2012; Granot *et al.*, 1999; Sari *et al.*, 1998], el espectro en general puede ser más complicado que el descrito en la sección 1.5. La forma del espectro depende del valor de la frecuencia característica de sincrotrón ν_m , la frecuencia de enfriamiento de los electrones ν_c y la frecuencia a la cual comienza el proceso de autoabsorción ν_a .

El flujo emitido por la fuente en la parte ópticamente gruesa es de la forma $F_{\nu,thick} \propto \frac{j_{\nu}}{\alpha_{\nu}}$. En la parte ópticamente delgada, se tiene que $F_{\nu,thick} \propto j_{\nu}$. Analizando los resultados de las simulaciones, se encuentra que en la parte ópticamente delgada, el espectro va como $F_{\nu} \propto \nu^{\frac{1-p}{2}}$,

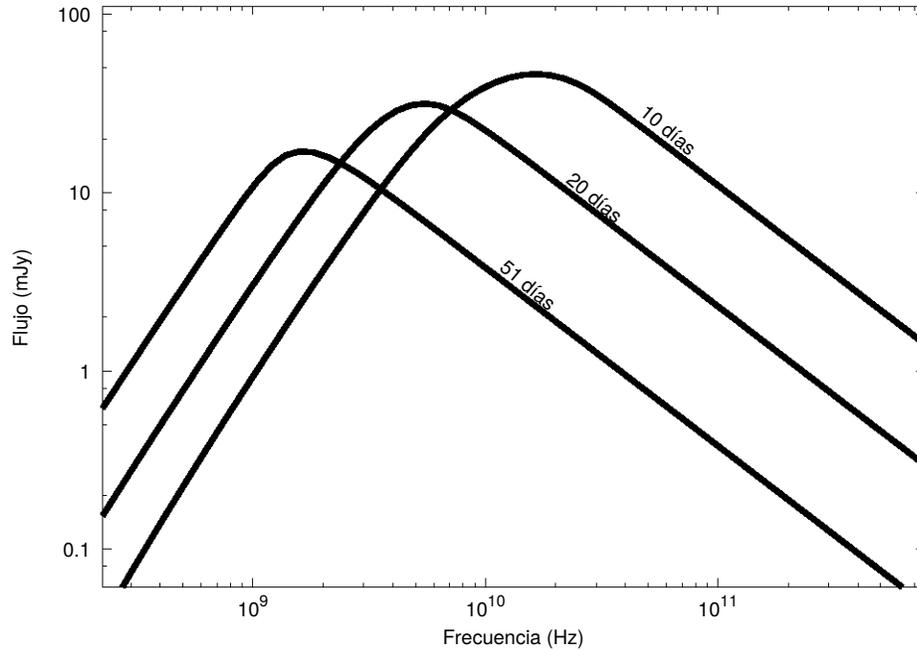


Figura 3-19: Flujo de una supernova como función de la frecuencia, para diferentes tiempos, para una supernova con $E = 5 \times 10^{52}$ erg, velocidad inicial $v = 0.7c$, y vientos con $\dot{M} = 10^{-4} \frac{M_{\odot}}{yr}$.

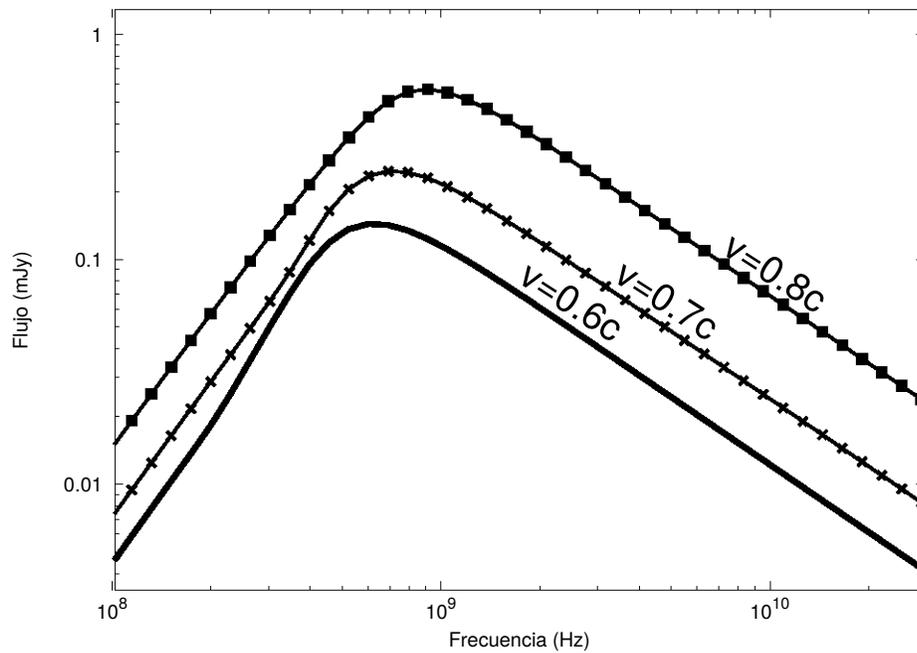


Figura 3-20: Comparación entre los flujos como función de la frecuencia, para supernovas con $E = 10^{52}$ erg, vientos con $\dot{M} = 10^{-5} \frac{M_{\odot}}{yr}$ y velocidades $v = 0.6c$ (líneas sólidas), $v = 0.7c$ (líneas con cruces) y $v = 0.8c$ (líneas con puntos), después de aproximadamente 20 días.

igual que en el modelo descrito en la sección 1.5. A partir de esto se infiere que $\nu_m < \nu_c$, que era el régimen esperado.

Sin embargo, en la parte ópticamente gruesa se tiene que $F_\nu \propto \nu^{\frac{5}{2}}$ en un rango muy pequeño de frecuencias, para algunos casos, y que en la mayor parte $F_\nu \propto \nu^2$. El caso en el que $F_\nu \propto \nu^{\frac{5}{2}}$, que se obtiene en el modelo de la sección 1.5, corresponde a cuando $\nu_a > \nu_m$. Para frecuencias menores a ν_m , en este caso, $F_\nu \propto \nu^2$. De lo anterior se puede inferir que, en este caso, $\nu_a \gtrsim \nu_m$.

Finalmente, se presenta el comportamiento de la luminosidad máxima L_p como función de la variable $\Delta t \nu_p$ (como se presenta en la figura 1-6).

De acuerdo con el modelo de la sección 1.5 (específicamente en la ecuación 1-38), la velocidad de expansión de una supernova está dada por

$$\Gamma\beta c \propto \left(\frac{\Delta t}{10 \text{ días}} \right)^{-1} \left(\frac{L_{\nu,p}}{10^{28} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}} \right)^{\frac{9}{19}} \left(\frac{\nu_p}{5 \text{ GHz}} \right)^{-1} \text{ cm s}^{-1}, \quad (3-4)$$

por lo que la evolución de L_p como función de $\Delta t \nu_p$ debería reflejar la evolución de la velocidad del frente de choque de la supernova. En la figura 3-21 se presenta la evolución de la luminosidad como función de esta variable, desde un día después de la explosión, hasta 30 días después. Puede verse que la luminosidad aumenta considerablemente como función de la energía, pero también depende muy fuertemente de la densidad del medio ambiente: un medio ambiente denso producirá una luminosidad mucho mayor que un medio ambiente tenue.

Esta variable es efectiva para distinguir supernovas dependiendo de su energía (y por lo tanto la velocidad), pero no es posible determinar su velocidad exactamente por medio de esta medición. Además, puede verse que varias de estas supernovas se interlapan en el diagrama, por lo que no es posible discernir una de otra con una sola observación. Esto es debido a que las supernovas modeladas presentan un complicado comportamiento en este diagrama, y éste no está correlacionado con el parámetro $\Gamma\beta$, como se concluye a partir del modelo utilizado por Soderberg *et al.* [2010].

3.3. Interpretación de las observaciones de SN2009bb

Finalmente, se buscó alguna simulación que reprodujera las observaciones de la supernova SN2009bb, y mediante ésta determinar su comportamiento dinámico. Esta supernova es la

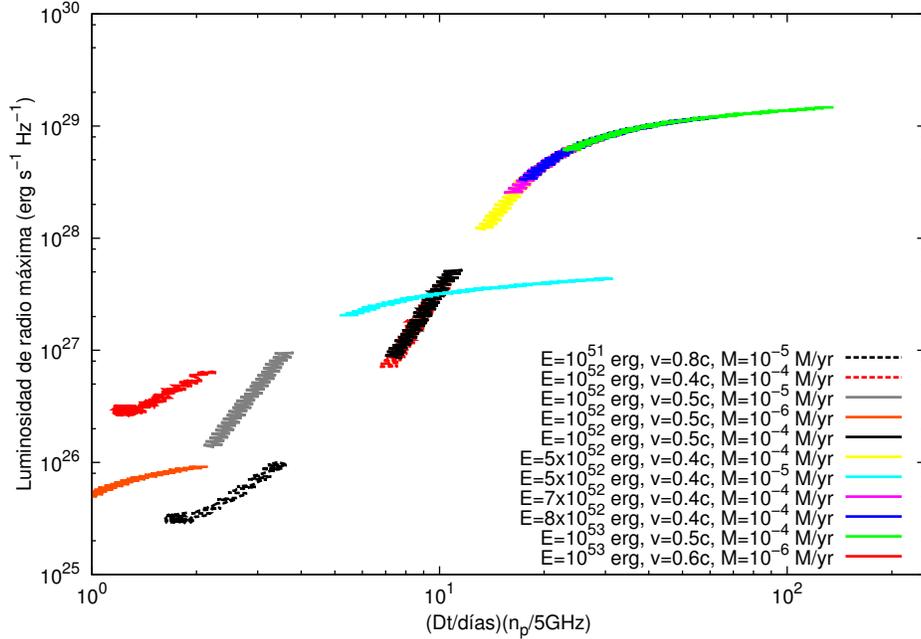


Figura 3-21: Diagrama de la luminosidad como función del parámetro $(\Delta t)(\nu_p)$, para varios modelos.

primera supernova relativista observada [Soderberg *et al.*, 2010], y se determinó su naturaleza debido a su alta luminosidad en radio. La emisión transiente en longitudes de onda en el rango óptico de esta supernova fue detectada por el programa *CHASE*, y se determinó que su detonación fue en marzo 19 ± 1 2009 UT. Subsecuentemente fue observada por los observatorios VLA y GMRT por un periodo de alrededor de 1 año.

Soderberg *et al.* [2010] intentaron encontrar también emisión en las bandas de alta energía, pero no se encontró ninguna contraparte en las bandas de rayos X y rayos gamma, como se esperaría del remanente de un GRB. Esto deja la posibilidad de que esta supernova esté dentro de una población intermedia entre supernovas “normales” y GRBs, o que el GRB generado durante la explosión simplemente no haya sido detectado.

La cantidad de energía liberada durante la explosión es indicadora de que esta supernova de población intermedia debió moverse a velocidades relativistas, y debió haber sido generada por la repentina deposición de energía de un motor central, como un hoyo negro central o una estrella de neutrones.

Encontron a través del flujo total de radio obtenido que la energía de la supernova debía

ser $E_{SN} \sim 10^{53}$ erg, y estudiando la región cercana a la supernova, se encontró que, si el medio circumestelar había sido formado por el viento de la estrella progenitora, ésta debió haber tenido una tasa de pérdida de masa $\dot{M} = (2.0 \pm 0.2) \times 10^{-6} \frac{M_{\odot}}{yr}$.

En las figuras 3-22 a 3-25 se muestran 4 simulaciones que, aunque no reproducen exactamente los espectros observados, son las más cercanas de entre una población de alrededor de 100 modelos distintos (sólo se muestran los primeros dos o tres espectros ya que después de ese tiempo las simulaciones se salen del dominio computacional).

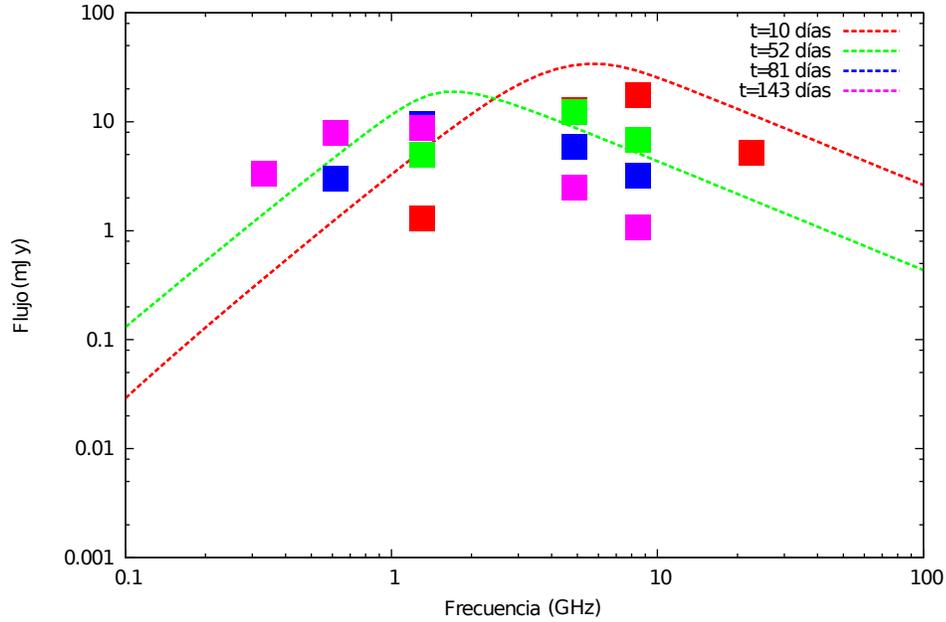


Figura 3-22: Emisión de un modelo con energía de $E = 5 \times 10^{52}$ erg, velocidad inicial $v = 0.6c$, y un viento de $\dot{M} = 10^{-5} \frac{M_{\odot}}{yr}$, comparado con las observaciones de la supernova SN2009bb.

Las conclusiones que se pueden hacer a partir de esto son robustas, pero nos permiten constriñir los valores de la energía y la densidad del medio circumestelar de manera aproximada, y de este modo caracterizar mejor a la supernova 2009bb.

Puede verse que todas se aproximan un poco a los resultados, aunque en todas la emisión decae mucho más rápido entre los primeros 10 días y después de 52. Esto puede deberse a que la fecha de explosión estimada es posterior a la fecha real, o que debe tomarse en cuenta el tiempo entre la explosión y el momento en el que la supernova se vuelve ópticamente delgada en óptico.

A pesar de esto, puede constreñirse la energía entre 5×10^{52} erg y 10^{53} erg. Además, todos los

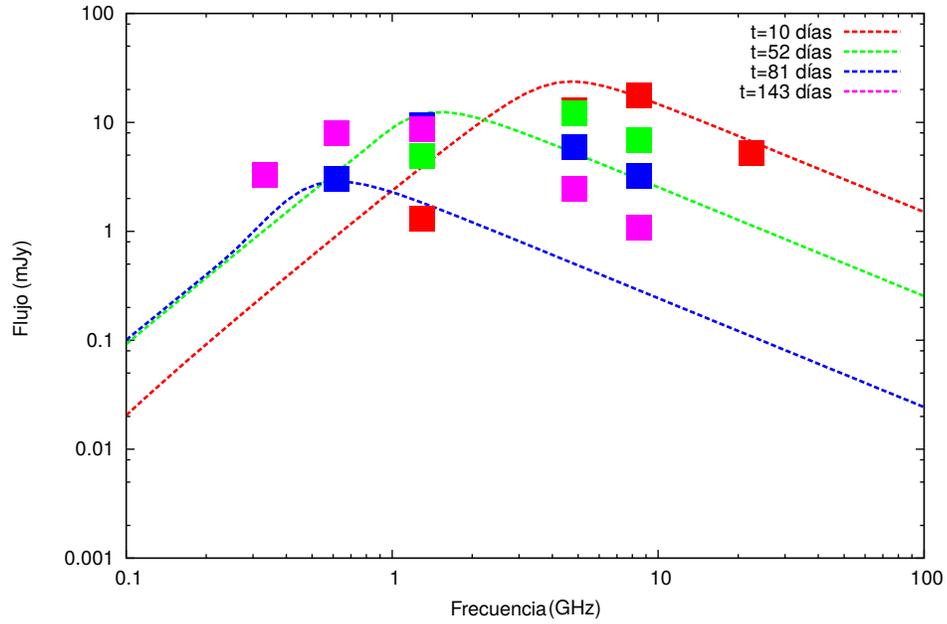


Figura 3-23: Emisión de un modelo con energía de $E = 10^{53}$ erg, velocidad inicial $v = 0.7c$, y un viento de $\dot{M} = 10^{-4} \frac{M_{\odot}}{yr}$, comparado con las observaciones de la supernova SN2009bb.

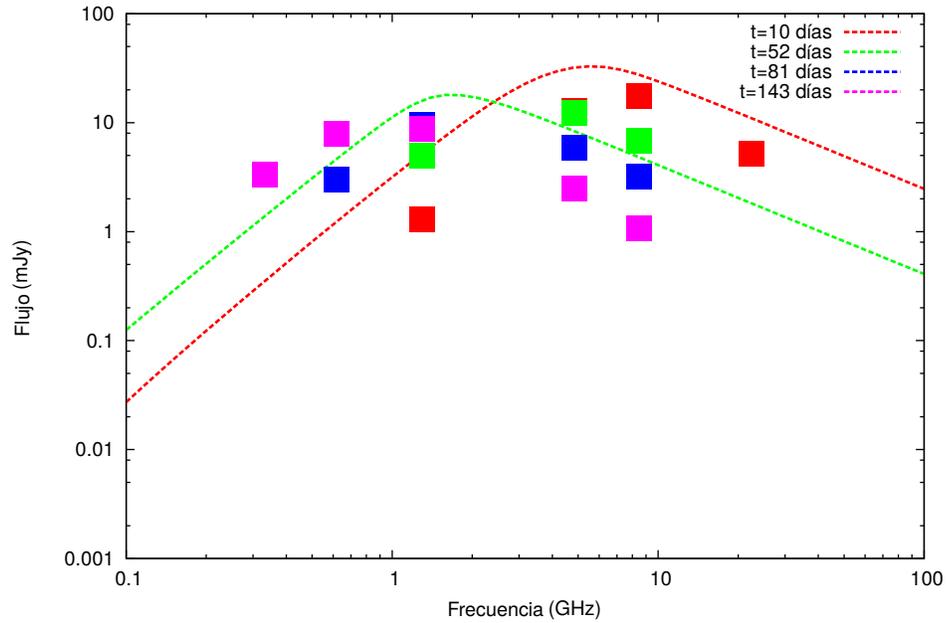


Figura 3-24: Emisión de un modelo con energía de $E = 8 \times 10^{52}$ erg, velocidad inicial $v = 0.4c$, y un viento de $\dot{M} = 10^{-4} \frac{M_{\odot}}{yr}$, comparado con las observaciones de la supernova SN2009bb.

candidatos tienen un medio circumestelar mucho más denso al que se infirió para esta supernova: el valor inferido para la tasa de pérdida de masa fue de alrededor de $2 \times 10^{-6} \frac{M_{\odot}}{yr}$, mientras que

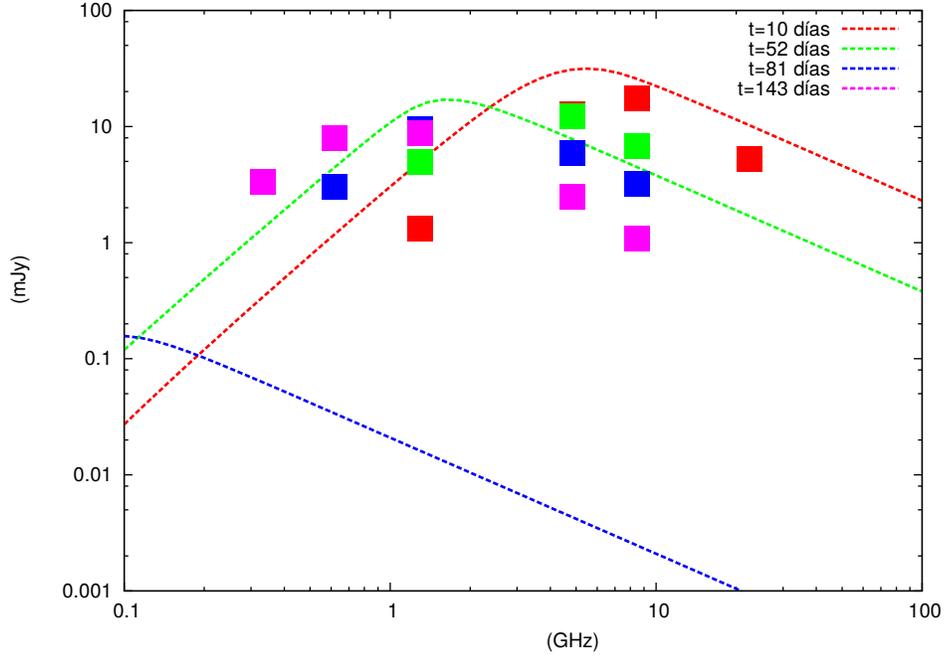


Figura 3-25: Emisión de un modelo con energía de $E = 7 \times 10^{52}$ erg, velocidad inicial $v = 0.6c$, y un viento de $\dot{M} = 10^{-4} \frac{M_{\odot}}{yr}$, comparado con las observaciones de la supernova SN2009bb.

de las simulaciones se concluye que el valor es de alrededor de $10^{-4} \frac{M_{\odot}}{yr}$. Como se ilustra en la figura 3-26, una supernova con las mismas energías térmica y cinética inyectadas produce un flujo mucho menor.

Se encontró una diferencia importante entre los resultados numéricos y los resultados obtenidos con modelos analíticos para la energía y densidad del medio ambiente de la supernova SN 2009bb. Esta discrepancia se debe a la limitada aplicabilidad de los modelos analíticos de supernovas clásicas en el caso de supernovas relativistas. A pesar de que se logra reproducir aproximadamente la emisión de la supernova estudiada, es poco realista tener una energía inyectada en una supernova del orden de 10^{53} erg. Sin embargo, el trabajo realizado prepara el terreno para un estudio más exhaustivo de supernovas relativistas, y resalta su importancia.

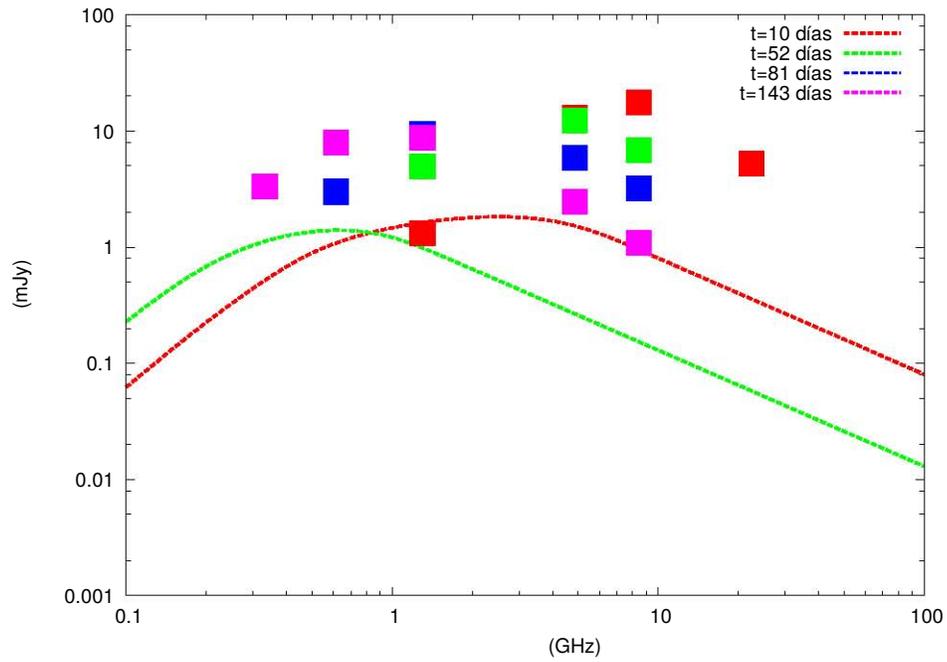


Figura 3-26: Emisión de un modelo con energía de $E = 5 \times 10^{52}$ erg, velocidad inicial $v = 0.6c$, y un viento de $\dot{M} = 10^{-5} \frac{M_{\odot}}{yr}$, comparado con las observaciones de la supernova SN2009bb.

Capítulo 4

Conclusiones

Las supernovas relativistas forman una población intermedia entre supernovas “normales” (con velocidades de expansión de alrededor de $0.1c$) y destellos de rayos gamma. Son notables por su alta emisión en radio, más parecida a la de un GRB que a la de una supernova.

Assumiendo que se trata de explosiones esféricas, se encuentra que sus propiedades no pueden ser explicadas por un modelo analítico sencillo, y su estudio está restringido al campo de las simulaciones numéricas. Sin embargo, se encontró que la emisión de sincrotrón en longitudes de onda de radio es un buen parámetro para distinguir supernovas relativistas de supernovas “normales”, aunque que es difícil sacar conclusiones sólidas aplicando los modelos analíticos a las observaciones de esta radiación.

La primera supernova detectada con estas características fue la supernova SN2009bb, pero sus características no pueden ser completamente explicadas por ningún modelo dinámico existente, ni por el modelo de radiación utilizado para estudiarla.

Las simulaciones aquí presentadas logran reproducir algunas de las características de esta supernova, pero es difícil creer que esta supernova fue realmente causada por una progenitora esférica, en la que se inyectaron 10^{53} erg de energía. Sin embargo, esta emisión podría haber sido causada por una explosión asimétrica, alimentada por un motor central, en donde se hubiese depositado suficiente energía en el material emitiendo dentro de nuestra línea de visión como para producir la radiación observada.

Además, cabe mencionar que las simulaciones de la emisión de sincrotrón realizadas en esta tesis sólo fueron estudiadas con un juego de parámetros microfísicos η , ϵ_e y ξ_N . La luminosidad

y la forma de las curvas de luz de estas supernovas dependen fuertemente de estos parámetros, por lo que las conclusiones hechas para la supernova SN2009bb podrían estar sujetas a cambios, dependiendo de los valores que se asuman de esos parámetros.

Esto sólo sirve para resaltar la necesidad de continuar explorando diferentes escenarios por medio de simulaciones numéricas, para poder explicar la fenomenología de eventos transitorios cuya energía provenga de un motor central.

Entender bien estos eventos es de suma importancia, ya que podría darnos mayor información acerca de los mecanismos que generan supernovas, GRBs, sus diferencias, y podría ayudarnos a detectar GRBs que hayan sido emitidos fuera de nuestra línea de visión. Además, es necesario entender mejor la relación entre GRBs y supernovas, para lo cual es necesario saber qué supernovas pueden albergar GRBs, y cuales no. Es probable que el caso de SN2009bb se trate de un GRB fallido, pero esto no se puede determinar hasta que se cuente con simulaciones numéricas adecuadas para ese caso.

Es necesario realizar un estudio más profundo de supernovas relativistas, haciendo simulaciones en dos dimensiones de explosiones que no tengan simetría esférica, y hacer una exploración del efecto de los parámetros η , ϵ_e y ξ_N en el espectro, además de mejorar la implementación de efectos relativistas en el código de radiación.

Apéndice A

Coeficientes de emisión y absorción para radiación de sincrotrón

Para encontrar los coeficientes de emisión y absorción para radiación de sincrotrón [Rybicki y Lightman, 2004; Pacholczyk, 1970] se considera un electrón con velocidad \mathbf{v} en presencia de un campo magnético \mathbf{B} . Este electrón girará alrededor de las líneas de campo, y emitirá radiación a causa de esta aceleración. Una partícula no relativista acelerada por un campo magnético emitirá radiación con frecuencia que corresponde a la frecuencia de giro alrededor del campo, pero para electrones relativistas, la frecuencia de emisión puede llegar a ser varias veces mayor que la frecuencia de giro de la partícula.

Las ecuaciones de movimiento del electrón están dadas por las ecuaciones siguientes:

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \mathbf{v}) = \frac{q}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (\text{A-1})$$

$$\frac{d}{dt}(\gamma m c^2) = 0. \quad (\text{A-2})$$

Se concluye a partir de la ecuación A-2 que el factor de Lorentz del electrón γ es una constante, por lo que también lo será $|\mathbf{v}|$. Al separar la velocidad en sus componentes perpendiculares y paralelos a las líneas de campo magnético, \mathbf{v}_\perp y \mathbf{v}_\parallel respectivamente, se obtiene que

$$\frac{d\mathbf{v}_\perp}{dt} = \frac{q}{\gamma mc} \mathbf{v}_\perp \times \mathbf{B}, \quad \frac{dv_\parallel}{dt} = 0. \quad (\text{A-3})$$

De lo anterior se obtiene que $|\mathbf{v}_\parallel|$ es constante. Luego, como $|\mathbf{v}|$ y $|\mathbf{v}_\parallel|$ son ambas constantes, se sigue que $|\mathbf{v}_\perp|$ debe ser constante también. Se sigue que la partícula se moverá alrededor de una hélice con velocidad constante a lo largo de la dirección del campo magnético, y velocidad de rotación uniforme en el plano perpendicular a éste, con frecuencia de giro dada por

$$\omega_B = \frac{qB}{\gamma mc}. \quad (\text{A-4})$$

La pérdida total de energía, ya que se conoce la dinámica de la partícula, estará dada por la formula relativista de Larmor

$$P_e = \frac{2q^2}{3c^3} \gamma^4 [\gamma^2 a_\parallel^2 + a_\perp^2], \quad (\text{A-5})$$

donde a_\parallel es la aceleración paralela a la dirección de movimiento de la partícula, y a_\perp la aceleración en la dirección perpendicular. Claramente, $a_\parallel = 0$, pero la aceleración en dirección perpendicular estará dada por el movimiento circular uniforme; es decir, $a_\perp = \omega_B v_\perp$. Sustituyendo en la ecuación A-5, se obtiene que

$$P_e = \frac{2q^2}{3c^3} \gamma^4 \frac{q^2 B^2}{\gamma^2 m^2 c^2} v_\perp^2, \quad (\text{A-6})$$

o más sencillamente,

$$P_e = \frac{2}{3} r_e^2 c \beta_\perp^2 \gamma^2 B^2, \quad (\text{A-7})$$

donde $r_e = \frac{e^2}{mc^2}$ es el radio clásico del electrón y β_\perp es la componente perpendicular de la velocidad, en unidades de la velocidad de la luz.

Si se cuenta con una distribución isotrópica de velocidades, se puede estimar la potencia total al promediar β_\perp^2 para una distribución isotrópica de ángulos de ataque α respecto a la dirección del campo magnético, quedando

$$\langle \beta_\perp^2 \rangle = \frac{\beta}{4\pi} \int \sin^2 \alpha d\Omega = \frac{2\beta^2}{3}. \quad (\text{A-8})$$

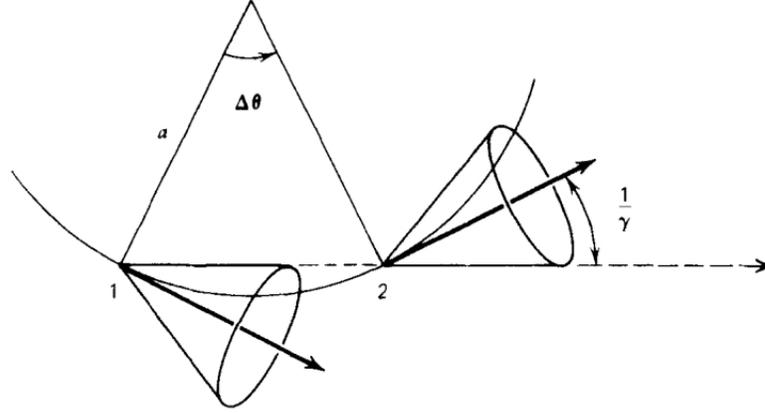


Figura A-1: Conos de emisión observables de un electrón

De lo anterior se concluye que la potencia emitida es

$$P_e = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_B \quad (\text{A-9})$$

donde $\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2$ es la sección de dispersión de Thomson y $U_B = \frac{B^2}{8\pi}$ es la densidad de energía magnética.

La ecuación A-9 indica la potencia total emitida por un electrón por acción del campo magnético, pero para calcular el espectro de una fuente extendida, es necesario calcular la distribución espectral de una distribución de electrones, y a partir de ésta calcular los coeficientes de absorción y de emisión totales. Sin embargo, se pueden conocer varias generalidades de la emisión sin necesidad de hacer el cálculo a detalle.

Como los electrones viajan a velocidades cercanas a la de la luz, la mayor parte de la radiación se emitirá dentro de un cono de apertura $\sim \frac{1}{\gamma}$, por lo que un observador recibirá pulsos de radiación en intervalos de tiempo del orden de $(\frac{\omega_B}{2\pi})^{-1}$. La duración aproximada de este pulso será el tiempo en el que este cono se encuentre dentro de la línea de visión del observador, y representa un tiempo característico del sistema, que corresponde a la frecuencia característica de emisión. El esquema de la emisión se presenta en la figura A-1.

Un electrón viajando alrededor de esta órbita satisface que

$$\gamma m \frac{\Delta \mathbf{v}}{\Delta t} = \frac{q}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (\text{A-10})$$

y como $|\Delta \mathbf{v}| = v\Delta\theta$ y $\Delta s = v\Delta t$, queda

$$\frac{\Delta\theta}{\Delta s} = \frac{qB \sin \alpha}{\gamma m c v}. \quad (\text{A-11})$$

De la figura A-1 es claro que el ángulo que subtende el electrón emitiendo dentro del campo de visión del observador es $\Delta\theta = \frac{2}{\gamma}$, y la distancia recorrida es $\Delta s = \frac{2a}{\gamma}$, por lo que $a = \frac{v}{\omega_B \sin \alpha}$, de donde finalmente se obtiene

$$\Delta s \approx \frac{2v}{\gamma \omega_B \sin \alpha}. \quad (\text{A-12})$$

Luego, como $\Delta s = v\Delta t$, entonces

$$\Delta t = \frac{2}{\gamma \omega_B \sin \alpha}. \quad (\text{A-13})$$

El tiempo de llegada de la radiación al punto de observación será diferente para la radiación emitida en los puntos 1 y 2, de modo que la diferencia entre Δt y Δt_A diferirán por un factor de $\frac{\Delta s}{c}$, obteniendo finalmente

$$\Delta t_A = \frac{2}{\gamma \omega_B \sin \alpha} \left(1 - \frac{v}{c}\right), \quad (\text{A-14})$$

y como $\left(1 - \frac{v}{c}\right) \approx \frac{1}{2\gamma^2}$, entonces la frecuencia característica será

$$\nu_S = \frac{\omega_c}{2\pi} = \frac{1}{2\pi \Delta t_A} = \frac{1}{2\pi} \gamma^3 \omega_B \sin \alpha. \quad (\text{A-15})$$

Un análisis detallado revela que, en realidad, la frecuencia característica es

$$\nu_c = \frac{3}{4\pi} \gamma^3 \omega_B \sin \alpha, \quad (\text{A-16})$$

y el espectro de emisión de un electrón es

$$P_e(\nu) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin \alpha}{mc^2} F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right), \quad (\text{A-17})$$

donde

$$F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) = \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \int_{\frac{\nu}{\nu_c}}^{\infty} K_{\frac{5}{3}}(\xi) d\xi, \quad (\text{A-18})$$

y $K_{\frac{5}{3}}(\xi)$ es la función modificada de Bessel del segundo tipo, de orden $\frac{5}{3}$.

En sistemas como supernovas y GRBs se esperan distribuciones de electrones relativistas acelerados por procesos de Fermi, con un perfil dado por

$$N(E)dE = N_0 E^{-p} dE, \quad (\text{A-19})$$

donde N_0 es una constante, y p se conoce como índice espectral, y es también una constante, aunque se ha observado que varía entre diferentes eventos.

Para una distribución como la dada por la ecuación A-19, la energía irradiada será

$$P_{tot} = \int P_e(E)N(E)dE. \quad (\text{A-20})$$

La distribución de electrones sigue un perfil térmico a bajas energías y decae a altas energías, de modo que la ecuación A-20 debe ser integrada únicamente alrededor de cierto rango de energías entre E_{min} y E_{max} . Estos límites de integración se aproximan usualmente como de 0 a ∞ , de modo que

$$P_{tot} = \frac{\sqrt{3}e^3}{4\pi mc^2} B \sin \alpha \int_0^{\infty} N(E)F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) dE. \quad (\text{A-21})$$

Sustituyendo el valor de ω_B de la ecuación A-4 en la ecuación A-16, y utilizando que $E = \gamma mc^2$, resulta que

$$\nu_c = \frac{3eB \sin \alpha}{4\pi mc} \gamma^2 = \frac{3eB \sin \alpha}{4\pi m^3 c^5} E^2. \quad (\text{A-22})$$

Sustituyendo las ecuaciones A-19, A-18 y A-22 en la ecuación A-21, y haciendo la integral mediante relaciones conocidas de las funciones de Bessel, se llega a que

$$P_{tot} = \frac{\sqrt{3}e^3 N_0 B \sin \alpha}{mc^2(p+1)} \Gamma\left(\frac{p}{4} + \frac{19}{12}\right) \Gamma\left(\frac{p}{4} - \frac{1}{12}\right) \left(\frac{2\pi mc\nu}{3eB \sin \alpha}\right)^{-\frac{p-1}{2}} \quad (\text{A-23})$$

Finalmente, asumiendo que la radiación se emite isotrópicamente, el coeficiente de absorción

será

$$j_\nu = \frac{P_{tot}(\nu)}{4\pi}. \quad (\text{A-24})$$

Además del proceso de emisión, se presenta un proceso de absorción en donde un electrón interactúa con un fotón dentro del campo magnético, causando que éste sea absorbido, y el electrón pase de un estado con energía E_1 a un estado con energía E_2 . Esta absorción está también acompañada de un proceso de emisión estimulada, en el cual la probabilidad de emisión de fotones aumente en direcciones y frecuencias en las que ya haya fotones presentes. El coeficiente de absorción puede escribirse en función de los coeficientes de Einstein B_{12} y B_{21} , que son una medida de la probabilidad de absorción y de emisión estimulada respectivamente. En este caso, deben considerarse las transiciones entre todos los posibles niveles energéticos, de manera que

$$\alpha_\nu = \frac{h\nu}{4\pi} \sum_{E_1} \sum_{E_2} [n(E_1)B_{12} - n(E_2)B_{21}] \phi_{21}(\nu) \quad (\text{A-25})$$

donde $\phi_{21}(\nu)$ es una función del perfil de absorción, que puede aproximarse como una función Delta de Dirac, y que desaparecerá de los cálculos.

El coeficiente de Einstein A_{21} es una medida de la probabilidad de emisión, y se relaciona con los otros coeficientes de modo que

$$A_{21} = \frac{2h\nu^3}{c^2} B_{21} \quad (\text{A-26})$$

y además, para los coeficientes de absorción se cumple que

$$B_{21} = B_{12}, \quad (\text{A-27})$$

ya que el peso estadístico de ambos estados es el mismo. A las ecuaciones A-26 y A-27 se les conoce como relaciones de balance detallado.

Además, el coeficiente de emisión se relaciona con el coeficiente de Einstein A_{21} mediante

$$j_\nu = \frac{P(\nu, E_2)}{4\pi} = \frac{h\nu}{4\pi} \sum_{E_1} A_{21} \phi_{21}(\nu). \quad (\text{A-28})$$

Combinando las ecuaciones A-26, A-27 y A-28 con la ecuación A-25, y escribiendo explíci-

tamente a E_1 como $E_2 - h\nu$, se obtiene que

$$\alpha_\nu = \frac{c^2}{8\pi h\nu^3} \sum_{E_2} [n(E_2 - h\nu) - n(E_2)] P(\nu, E_2). \quad (\text{A-29})$$

Puede sustituirse la suma sobre E_2 como una integral sobre la función de distribución energética de los electrones $N(E)$, y aproximando el integrando como el primer término de la expansión alrededor de $h\nu$ se llega a que

$$\alpha_\nu = -\frac{c^2}{8\pi\nu^2} \int_0^\infty dE P(\nu, E) E^2 \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{N(E)}{E^2} \right), \quad (\text{A-30})$$

lo cual puede hacerse ya que $E \ll h\nu$. Sustituyendo la ecuación A-17 en la ecuación A-30, se obtiene que

$$\alpha_\nu = -\frac{\sqrt{3}e^3 B \sin \alpha}{8\pi\nu^2 m} \int_0^\infty dE F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) E^2 \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{N(E)}{E^2} \right), \quad (\text{A-31})$$

y finalmente, sustituyendo las ecuaciones A-18, A-19 y 1-3 en A-31 e integrando, puede llegarse a que

$$\alpha_\nu = \frac{\sqrt{3}e^3}{8\pi m} \left(\frac{3e}{2\pi m^3 c^5} \right)^{\frac{p}{2}} N_0 (B \sin \alpha)^{\frac{p+2}{2}} \Gamma\left(\frac{3p+2}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3p+22}{12}\right) \nu^{-\frac{p+4}{2}}. \quad (\text{A-32})$$

Bibliografía

- BAND, D., MATTESON, J., FORD, L., SCHAEFER, B., PALMER, D., TEEGARDEN, B., CLINE, T., BRIGGS, M., PACIESAS, W., PENDLETON, G., FISHMAN, G., KOUVELIOTOU, C., MEEGAN, C., WILSON, R., Y LESTRADE, P. BATSE observations of gamma-ray burst spectra. I - Spectral diversity. *Astrophysical Journal* **413**:281–292 (1993)
- BLANDFORD, R.D. Y MCKEE, C.F. Fluid dynamics of relativistic blast waves. *Physics of Fluids* **19**:1130–1138 (1976)
- CHAKRABORTI, S. Y RAY, A. Baryon Loaded Relativistic Blast Waves in Supernovae. *Astrophysical Journal* **729**:57 (2011)
- CHEVALIER, R.A. The interaction of the radiation from a Type II supernova with a circumstellar shell. *Astrophysical Journal* **251**:259–265 (1981)
- CHEVALIER, R.A. Self-similar solutions for the interaction of stellar ejecta with an external medium. *Astrophysical Journal* **258**:790–797 (1982a)
- CHEVALIER, R.A. The radio and X-ray emission from type II supernovae. *Astrophysical Journal* **259**:302–310 (1982b)
- CHEVALIER, R.A. Synchrotron Self-Absorption in Radio Supernovae. *Astrophysical Journal* **499**:810–819 (1998)
- COLGATE, S.A. Prompt gamma rays and X-rays from supernovae. *Canadian Journal of Physics* **46**:476 (1968)
- COLGATE, S.A. Y MCKEE, C. Early Supernova Luminosity. *Astrophysical Journal* **157**:623 (1969)

- CRIDER, A., LIANG, E.P., SMITH, I.A., PREECE, R.D., BRIGGS, M.S., PENDLETON, G.N., PACIESAS, W.S., BAND, D.L., Y MATTESON, J.L. Evolution of the Low-Energy Photon Spectral in Gamma-Ray Bursts. *Astrophysical Journal* **479**:L39–L42 (1997)
- CUCCHIARA, A., LEVAN, A.J., FOX, D.B., TANVIR, N.R., UKWATTA, T.N., BERGER, E., KRÜHLER, T., KÜPCÜ YOLDAŞ, A., WU, X.F., TOMA, K., GREINER, J., OLIVARES, F.E., ROWLINSON, A., AMATI, L., SAKAMOTO, T., ROTH, K., STEPHENS, A., FRITZ, A., FYNBO, J.P.U., HJORTH, J., MALESANI, D., JAKOBSSON, P., WIERSEMA, K., O'BRIEN, P.T., SODERBERG, A.M., FOLEY, R.J., FRUCHTER, A.S., RHOADS, J., RUTLEDGE, R.E., SCHMIDT, B.P., DOPITA, M.A., PODSIADLOWSKI, P., WILLINGALE, R., WOLF, C., KULKARNI, S.R., Y D'AVANZO, P. A Photometric Redshift of $z \sim 9.4$ for GRB 090429B. *Astrophysical Journal* **736**:7 (2011)
- DE COLLE, F., GRANOT, J., LÓPEZ-CÁMARA, D., Y RAMIREZ-RUIZ, E. Gamma-Ray Burst Dynamics and Afterglow Radiation from Adaptive Mesh Refinement, Special Relativistic Hydrodynamic Simulations. *Astrophysical Journal* **746**:122 (2012)
- FILIPPENKO, A.V. Optical Spectra of Supernovae. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **35**:309–355 (1997)
- GEHRELS, N., RAMIREZ-RUIZ, E., Y FOX, D.B. Gamma-Ray Bursts in the Swift Era. *Annual Review of Astronomy & Astrophysics* **47**:567–617 (2009)
- GEHRELS, N. Y RAZZAQUE, S. Gamma-ray bursts in the swift-Fermi era. *Frontiers of Physics* **8**(6):661–678 (2013)
- GONZÁLEZ-CASANOVA, D.F., DE COLLE, F., RAMIREZ-RUIZ, E., Y LOPEZ, L.A. The Morphology and Dynamics of Jet-driven Supernova Remnants: The Case of W49B. *Astrophysical Journal* **781**:L26 (2014)
- GRANOT, J., PIRAN, T., Y SARI, R. Images and Spectra from the Interior of a Relativistic Fireball. *Astrophysical Journal* **513**:679–689 (1999)
- HARTEN, A., LAX, P.D., Y LEER, B.V. On upstream differencing and Godunov-type schemes for hyperbolic conservation laws. *SIAM review* **25**(1):35–61 (1983)

- HEGER, A., LANGER, N., Y WOOSLEY, S.E. Presupernova Evolution of Rotating Massive Stars. I. Numerical Method and Evolution of the Internal Stellar Structure. *Astrophysical Journal* **528**:368–396 (2000)
- HJORTH, J. The supernova-gamma-ray burst-jet connection. *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A* **371**:20275 (2013)
- KOUVELIOTOU, C., MEEGAN, C.A., FISHMAN, G.J., BHAT, N.P., BRIGGS, M.S., KOSHUT, T.M., PACIESAS, W.S., Y PENDLETON, G.N. Identification of two classes of gamma-ray bursts. *Astrophysical Journal* **413**:L101–L104 (1993)
- KRTIČKA, J. Y KUBÁT, J. Improved velocity law parameterization for hot star winds. *Astronomy & Astrophysics* **534**:A97 (2011)
- KULKARNI, S.R., FRAIL, D.A., WIERINGA, M.H., EKERS, R.D., SADLER, E.M., WARK, R.M., HIGDON, J.L., PHINNEY, E.S., Y BLOOM, J.S. Radio emission from the unusual supernova 1998bw and its association with the γ -ray burst of 25 April 1998. *Nature* **395**:663–669 (1998)
- LONGAIR, M.S. *High energy astrophysics*. cambridge university Press (2011)
- LÓPEZ-CÁMARA, D., MORSONY, B.J., Y LAZZATI, D. Photospheric emission from long-duration gamma-ray bursts powered by variable engines. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **442**:2202–2207 (2014). 1404.5319
- MÉSZÁROS, P. Y REES, M.J. Poynting Jets from Black Holes and Cosmological Gamma-Ray Bursts. *Astrophysical Journal* **482**:L29–L32 (1997)
- METZGER, M.R., DJORGOVSKI, S.G., KULKARNI, S.R., STEIDEL, C.C., ADELBERGER, K.L., FRAIL, D.A., COSTA, E., Y FRONTERA, F. Spectral constraints on the redshift of the optical counterpart to the γ -ray burst of 8 May 1997. *Nature* **387**:878–880 (1997)
- PACHOLCZYK, A.G. *Radio astrophysics. Nonthermal processes in galactic and extragalactic sources*. Freeman (1970)
- ROSSWOG, S. Y BRÜGGEN, M. *Introduction to High-Energy Astrophysics*. Cambridge University Press (2007)

- RYBICKI, G.B. Y LIGHTMAN, A.P. *Radiative processes in astrophysics*. Wiley-VCH, Weinheim (2004)
- RYU, D., CHATTOPADHYAY, I., Y CHOI, E. Equation of State in Numerical Relativistic Hydrodynamics. *Journal Astrophysical* **166**:410–420 (2006)
- SARI, R., PIRAN, T., Y NARAYAN, R. Spectra and Light Curves of Gamma-Ray Burst Afterglows. *Astrophysical Journal* **497**:L17–L20 (1998)
- SCHAEFFER, R. Supernovae. En C. Motch y J.M. Hameury (editores), *EAS Publications Series*, *EAS Publications Series*, tomo 7, pág. 155 (2003)
- SCHNEIDER, V., KATSCHER, U., RISCHKE, D.H., WALDHAUSER, B., MARUHN, J.A., Y MUNZ, C.D. New Algorithms for Ultra-relativistic Numerical Hydrodynamics. *Journal of Computational Physics* **105**:92–107 (1993)
- SEDOV, L. Propagation of strong shock waves. *Journal of Applied Mathematics and Mechanics* **10**:241–250 (1946)
- SODERBERG, A.M., CHAKRABORTI, S., PIGNATA, G., CHEVALIER, R.A., CHANDRA, P., RAY, A., WIERINGA, M.H., COPETE, A., CHAPLIN, V., CONNAUGHTON, V., BARTHELMI, S.D., BIETENHOLZ, M.F., CHUGAI, N., STRITZINGER, M.D., HAMUY, M., FRANSSON, C., FOX, O., LEVESQUE, E.M., GRINDLAY, J.E., CHALLIS, P., FOLEY, R.J., KIRSHNER, R.P., MILNE, P.A., Y TORRES, M.A.P. A relativistic type Ibc supernova without a detected γ -ray burst. *Nature* **463**:513–515 (2010)
- STANEK, K.Z., MATHESON, T., GARNAVICH, P.M., MARTINI, P., BERLIND, P., CALDWELL, N., CHALLIS, P., BROWN, W.R., SCHILD, R., KRISCIUNAS, K., CALKINS, M.L., LEE, J.C., HATHI, N., JANSEN, R.A., WINDHORST, R., ECHEVARRIA, L., EISENSTEIN, D.J., PINDOR, B., OLSZEWSKI, E.W., HARDING, P., HOLLAND, S.T., Y BERSIER, D. Spectroscopic Discovery of the Supernova 2003dh Associated with GRB 030329. *Astrophysical Journal* **591**:L17–L20 (2003). [astro-ph/0304173](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0304173)
- SYNGE, J.L. *Talking about relativity*. (1971)

- TAN, J.C., MATZNER, C.D., Y MCKEE, C.F. Trans-Relativistic Blast Waves in Supernovae as Gamma-Ray Burst Progenitors. *Astrophysical Journal* **551**:946–972 (2001)
- TAYLOR, G. The Formation of a Blast Wave by a Very Intense Explosion. I. Theoretical Discussion. *Royal Society of London Proceedings Series A* **201**:159–174 (1950)
- VAN EERTEN, H., VAN DER HORST, A., Y MACFADYEN, A. Gamma-Ray Burst Afterglow Broadband Fitting Based Directly on Hydrodynamics Simulations. *Astrophysical Journal* **749**:44 (2012)
- WOOSLEY, S.E. Y BLOOM, J.S. The Supernova Gamma-Ray Burst Connection. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **44**:507–556 (2006)
- WOOSLEY, S.E. Y HEGER, A. The Progenitor Stars of Gamma-Ray Bursts. *Astrophysical Journal* **637**:914–921 (2006)
- ZEL'DOVICH, Y.B. Y RAIZER, Y.P. *Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena*. Dover Publications, Inc. (1967)