



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MEXICO

POSGRADO EN ASTROFÍSICA

ASTROFÍSICA TEÓRICA

LA ESTRUCTURA ANGULAR DE LOS DESTELLOS DE RAYOS GAMMA

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA:
GERARDO URRUTIA SÁNCHEZ

DR. FABIO DE COLLE
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES

CIUDAD DE MÉXICO, JULIO DE 2018



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Este hombre, quizás, es absurdo. Sin embargo, es menos absurdo que el rey, el vanidoso, el hombre de negocios y el bebedor. Su trabajo, al menos, tiene sentido. Cuando enciende su farol, es igual que si hiciera nacer una estrella más o una flor y cuando lo apaga hace dormir a una flor o a la estrella. Es una ocupación muy bonita y por ser bonita es verdaderamente útil.

Antonine de Saint-Exupé

Agradecimientos

El más sincero agradecimiento a mi director de tesis el Dr. Fabio De Colle, quien me dedicó valioso y extenso tiempo durante mis estudios de maestría. Apunto, con todo cariño, que el trabajo científico con el profesor Fabio es muy divertido, tuvo la paciencia y amabilidad de explicar los fenómenos más complicados en términos sencillos, lo que significa a la vez que se trata de una tarea poco trivial, pero que a Fabio se le facilita mucho. Gracias a todo esto, alimentó mi fascinación y motivación por la astrofísica de altas energías, en especial por los Gamma Ray Bursts. Por lo anterior, es preciso mencionar que el apoyo del profesor Fabio ha sido fundamental en mis estudios de posgrado.

Agradezco al sínodo, por sus valiosas aportaciones a mi trabajo, y por la lectura rápida del mismo a pesar de sus múltiples ocupaciones. Se trata de los profesores: Dr. Nissim Fraija, Dr. Diego López-Cámara, Dr. Rodolfo Barniol Duran, Dr. Alejandro Esquivel y Dra. Ma. Magdalena González.

A los profesores que me formaron durante la maestría, en especial al grupo de Astro Plasmas del Instituto de Ciencias Nucleares. También a mis compañeros y amigos de quién recibí mucho apoyo, a quién brindé mayores molestias: Rosa, Antonio, Minerva, Arturo, Laura, David, Rogelio, Gerardo, Santiago y Diego.

A mi familia y amigos, por su apoyo y comprensión, mis padres Magda y Gerardo, mis hermanos Judith y Moisés, mi pequeño sobrino Samuel, quienes me han regalado buenos recuerdos. A mis amigos del “CUC”, que yo sé prefieren mantenerse *anónimos*. A Sania por su compañía, cariño y gesto dulce ante la amargura de mis tazas de café.

Al Programa Nacional de Becas de Posgrado del Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por otorgarme la beca para mis estudios de maestría.

Al Programa De Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica (PAPIIT), por la beca de obtención de grado otorgada mediante el proyecto *Modelos numéricos de destellos de rayos gamma* con clave: IN117917

A la Dirección General de Cómputo y de Tecnologías de Información y Comunicación (DGTIC), por el tiempo de computo proporcionado en la supercomputadora *Miztli* mediante el proyecto LANCAD-UNAM-DGTIC-281.

Adicionalmente, a las instituciones que financiaron mis seminarios fuera de la UNAM:

- Universidad Nacional Autónoma de México a través de proyecto PAEP.
- Universidade de São Paulo, al grupo de trabajo de la profesora Elisabete M. de Gouveia Dal Pino.
- Amigos Mexicanos de la Universidad Hebrea de Jerusalem.

Resumen

Los destellos de Rayos Gamma (GRBs por sus siglas en inglés) son las explosiones más luminosas del universo y se explican mediante jets relativistas. Se clasifican de acuerdo a su duración: los GRBs largos con una duración $t \gtrsim 2$ s y los GRBs cortos cuya duración es $t \lesssim 2$ s.

Se cree que los GRBs largos son producidos por el colapso de estrellas masivas, mientras que los GRBs cortos son producidos por la fusión de objetos compactos (agujeros negro o estrellas de neutrones). Durante estos procesos se forma un disco de acreción que produce un jet relativista. El jet se propaga libremente hasta que en el frente de choque acumula material del medio ambiente suficiente para comenzar una fase de desaceleración.

La emisión de los GRBs tiene dos fases. La primera, denominada fase temprana (*prompt*) dura unos segundos y es caracterizada por la emisión en rayos gamma y rayos-X duros. La segunda es llamada la fase tardía (*afterglow*) y emite un espectro multi-frecuencia, que se extiende desde rayos-X hasta radio frecuencias. La emisión *afterglow* en radiofrecuencias tiene una evolución lenta, desde días hasta incluso años, esto permite un análisis más detallado de la evolución del jet (Granot & van der Horst 2014), contrario a la observación en otras frecuencias, en las cuales la emisión dura menos tiempo.

En la fase tardía el jet relativista se desacelera debido a su interacción con el medio exterior, hasta llegar a velocidades no-relativistas. La dinámica del choque esférico es descrita mediante la solución auto-similar de Blandford & McKee (1976) durante su fase relativista y por medio de la solución de Sedov-Taylor (Petruk 2000) en su fase no relativista. Mientras el choque desacelera, la radiación observada es producida por fracciones angulares del jet cada vez mas grandes.

La detección de ondas gravitacionales GW 170817 hecha por LIGO/VIRGO en agosto de 2017, fue el primer evento acompañado por contrapartes electromagnéticas (el GRB 170817A). Más de 200 días después del evento, la emisión de fase tardía continua detectándose. En los últimos meses, la comunidad científica se ha dedicado a entender las observaciones. Siendo que este jet se observa *off-axis* (es decir, el observador se encuentra a un ángulo mas grande que el ángulo de apertura del jet), las observaciones han permitido estudiar en detalle, por primera vez, la estructura angular de los GRBs.

El modelo mas sencillo supone que el jet es uniforme en dirección angular. Este modelo se denomina usualmente como jet tipo *top-hat* por que su morfología se asemeja a la de un sombrero de copa. Los jets tipo *top-hat* no describen satisfactoriamente las observaciones del GRB170817A, ya que dichos modelos predicen que la curva de luz en radio y X debería subir como t^3 mientras que en las observaciones suben como t .

Se ha propuesto en la literatura que el GRB 170817A es un jet estructurado, es decir un jet con una distribución angular de energía (típicamente con una energía que disminuye como función del ángulo). Esto permite que altas latitudes del jet contribuyan a la emisión. Estos modelos predicen un incremento en la curva de luz consistente con las observaciones.

Todos los cálculos existentes de jets estructurados son analíticos. En esta tesis por primera vez se estudia la

dinámica y emisión de GRBs en su fase de evolución tardía mediante simulaciones numéricas de jets estructurados. Dichas simulaciones se realizaron con el código de hidrodinámica relativista *Mezcal*. La radiación emitida se calculó en radio-frecuencias ya que los GRBs se pueden observar en radio durante meses o años y muestran un pico sobre escalas de tiempo de días o meses, mientras que en otras frecuencias (por ejemplo rayos-X) los GRBs son visibles únicamente durante horas o días.

En las simulaciones presentadas en este trabajo, el jet es inicializado a distancias lejanas ($\sim 10^{17}$ cm) del motor central. Los jets del tipo *top-hat* se inician con diversos ángulos de apertura inicial θ_0 , mientras que los jets estructurados tienen $\theta_0 = 0.2$ rad. En las simulaciones se supone que el medio ambiente externo es uniforme, con una densidad $n = 1 \text{ cm}^{-3}$, una presión despreciable y velocidad nula. La energía del jet se inicializa como función del ángulo $E(\theta)$, lo que permite determinar la posición de la onda de choque y los parámetros físicos post-choque.

Este es el primer estudio numérico sistemático de la evolución de jets estructurados (todos los estudios anteriores son analíticos). Los dos resultados principales de la tesis son los siguientes. Primero, encontramos que la distribución angular de energía no permanece constante en el tiempo. Esta es una de las hipótesis hechas en los modelos analíticos. lo que implica que los modelos analíticos usados actualmente dan predicciones poco certeras. Segundo, las curvas de luz generadas por jets estructurados son similares (cualitativamente) a las de los jets *top-hat*. Lo que también contradice las suposiciones hechas para los estudios analíticos previamente realizados. Esta tesis, en conclusión, demuestra que simulaciones numéricas son necesarias para hacer predicciones confiables que puedan ser comparadas con las observaciones.

Índice general

| | |
|--|-----------|
| 1. Introducción | 1 |
| 1.1. Observaciones de los Destellos de Rayos Gamma (GRBs) | 2 |
| 1.1.1. Emisión de la fase temprana | 6 |
| 1.1.2. Emisión de fase tardía | 7 |
| 1.2. Contrapartes electromagnéticas de eventos GW | 10 |
| 1.3. Motivación de este trabajo | 11 |
| 2. Marco Teórico | 13 |
| 2.1. Fases de los GRBs | 13 |
| 2.2. Dinámica de los GRBs en la fase tardía | 15 |
| 2.2.1. Fase de Expansión libre | 16 |
| 2.2.2. Fase de deceleración (solución de Blandford & McKee 1976) | 17 |
| 2.3. Estructura angular del jet | 20 |
| 2.3.1. Modelos teóricos | 20 |
| 2.3.2. Relación entre jets estructurados y eventos GW | 22 |
| 3. Métodos numéricos | 27 |
| 3.1. Integración de las ecuaciones de la HD | 27 |
| 3.2. El código <i>Mezcal</i> | 28 |
| 3.3. Cálculo de la radiación | 30 |
| 3.3.1. Radiación de sincrotrón | 30 |
| 3.3.2. Cálculo de la radiación en el código numérico | 34 |
| 4. Resultados y discusión | 37 |
| 4.1. Condiciones iniciales | 38 |
| 4.1.1. Determinación de los parámetros físicos | 40 |
| 4.1.2. Criterio de convergencia | 46 |
| 4.2. Dinámica | 47 |
| 4.2.1. Jet <i>top-hat</i> | 47 |
| 4.2.2. Jets estructurados | 47 |
| 4.3. Curvas de luz | 50 |

| | |
|--|-----------|
| 5. Conclusiones | 59 |
| A. Conceptos de hidrodinámica relativista | 61 |

Capítulo 1

Introducción

Un destello de rayos gamma o GRB (por sus siglas en inglés *Gamma Ray Burst*) es un conjunto de pulsos intensos de rayos *gamma* cuya duración típica va desde una fracción de segundo hasta cientos de segundos. Su curva de luz tiene variabilidad sobre escalas de tiempo de milisegundos. Son las explosiones más luminosas del universo, con energías isotrópicas entre $\sim 10^{53} - 10^{54}$ ergs. Actualmente se sabe que estos eventos ocurren a distancias extra-galácticas (entre $z = 1$ y $z = 8$).

Los GRBs se pueden dividir de acuerdo a su duración. Los GRBs *cortos* o SGRBs (*Short Gamma Ray Bursts*) tienen duración menor a ~ 2 s y se asocian a la fusión de dos objetos compactos; los *GRBs largos* o LGRBs (*Long Gamma Ray Bursts*) tienen duración mayor a ~ 2 s y se asocian a supernovas tipo Ib/c y al colapso de estrellas masivas.

Otra característica importante de los GRBs es su comportamiento en dos fases evolutivas, comenzando con la emisión temprana (*prompt emission*) en rayos gamma y rayos-X duros, y concluyendo con la fase *afterglow* o fase tardía, con emisión multi-frecuencia desde rayos-X hasta radio. El proceso dominante de emisión durante la fase tardía es la radiación de sincrotrón. Por otro lado, la emisión en la fase temprana es un problema abierto, ya que en esta fase la emisión de sincrotrón no puede explicar todos los GRBs, y además algunos GRBs muestran picos que pueden ser ajustados con emisión térmica.

En este trabajo se estudia la radiación de sincrotrón responsable de la emisión en radio observada durante la fase tardía mediante el código numérico *Mezcal* (De Colle et al. 2012), el cual resuelve las ecuaciones de la hidrodinámica relativista (HDR) y calcula la radiación resultante.

El principal objetivo de este trabajo es estudiar numéricamente el efecto que la estructura o distribución angular de la energía de los GRBs tiene en la dinámica y las curvas de luz a distintos ángulos de observación.

En esta tesis, primero se explican las características fundamentales de las observaciones de los GRBs (en el Capítulo 1), incluyendo a las observaciones del GRB 170817A, contraparte electromagnética del evento de ondas gravitacionales GW 170817 y la motivación de este trabajo con base a las observaciones. En el Capítulo 2 se presenta el marco teórico, en particular el modelo de la *fireball* que explica de manera general la expansión de un jet relativista y el comportamiento de los GRBs; la solución auto-similar de Blandford-McKee que explica la dinámica de la fase tardía y la motivación de este trabajo a través de los jets estructurados. En el capítulo 3 se presentan los métodos numéricos usados en las simulaciones. En el capítulo 4 se presentan los resultados de simulaciones numéricas de jets estructurados.

1.1. Observaciones de los Destellos de Rayos Gamma (GRBs)

El descubrimiento de los GRBs se hizo a finales de la década de los sesenta, mediante datos colectados por tres satélites del proyecto estadounidense *VELA*. Dichos satélites monitoreaban radiación gamma emitida en la atmósfera, como consecuencia de explosiones de bombas nucleares alrededor del mundo. Sin embargo se detectó radiación gamma proveniente del espacio exterior. Estas observaciones están reportadas en el trabajo de Klebesadel et al. (1973).

Las curvas de luz típicas de un GRB pueden verse en la Figura 1.1. Esta muestra de doce GRBs ilustra la diversidad en cuanto a la forma de las curvas de luz, en particular su duración (de una fracción de segundo a decenas de segundos), variabilidad (desde mili-segundos hasta ausencia de variabilidad) y comportamiento de los picos (algunos tienen una caída lenta y otros una caída abrupta).

Una caracterización evidente para los GRBs surge de la distribución de sus duraciones, por ejemplo en Mazets et al. (1981) se muestra como una distribución bimodal. Así se determina la existencia de dos tipos de poblaciones de GRBs: los *Cortos* ($\lesssim 2$ s) y *Largos* ($\gtrsim 2$ s).

Por otro lado, existen también detecciones de GRBs con duraciones mayores a las de un GRB largo típico. Estos son clasificados como ULGRBs (*ultra-long*), cuyo origen aún está en discusión, y TDEs (*Tidal Disruption Events*) lo cuales están originados por la acreción sobre agujeros negros super-masivos. En la Figura 1.2 se muestran varios ejemplos, donde se agrupan distintas clases de GRBs a través de su duración y luminosidad. En dicha figura también se muestran otros tipos de sub-clasificaciones, los LLGRBs (*Low Luminosity*), GRBs de baja luminosidad, y los SGRs (*Short Gamma Repeaters*) que tienen curvas de luz periódicas en

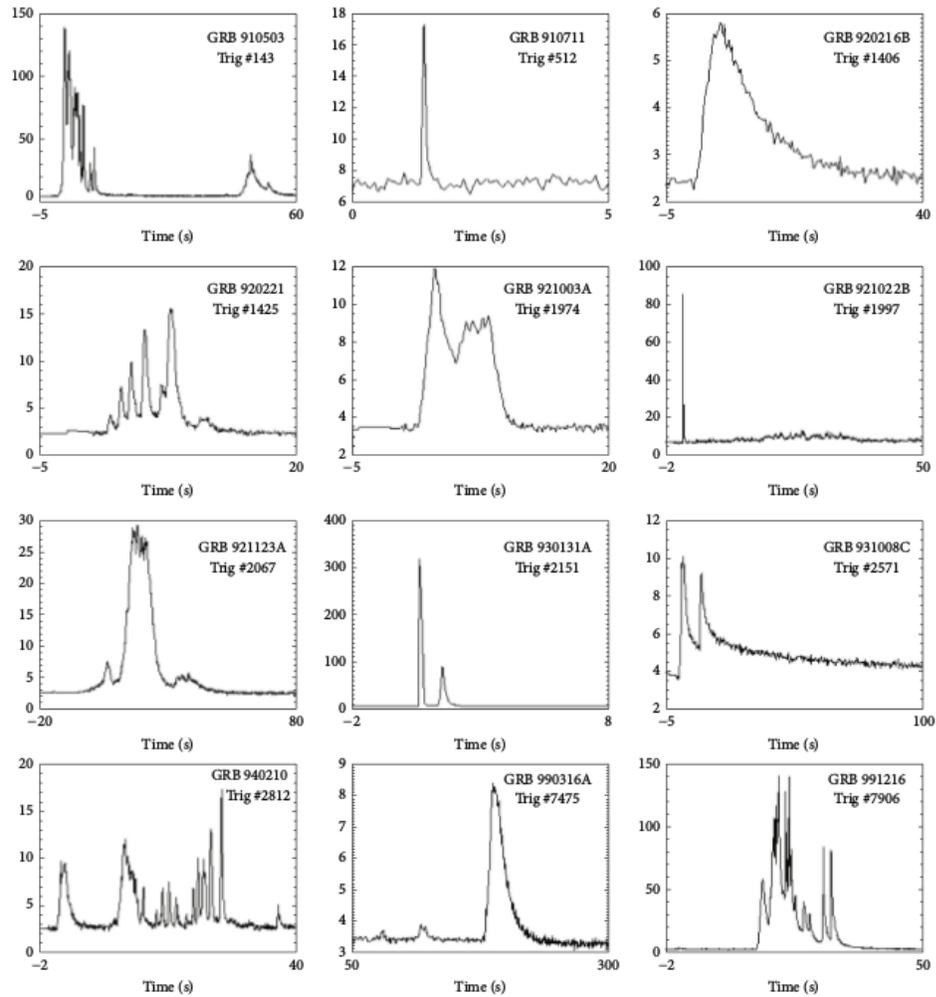


Figura 1.1: Diversidad en las curvas de luz. Figura hecha por D. Perley con datos de BATSE <https://gammaray.nsstc.nasa.gov/batse/grb/catalog/>. Los números asignados al lado derecho de la palabra *GRB*, se refieren a la fecha de detección comenzando por el año. Cuando se detecta más de uno por día, se asigna una letra al final en orden alfabético.

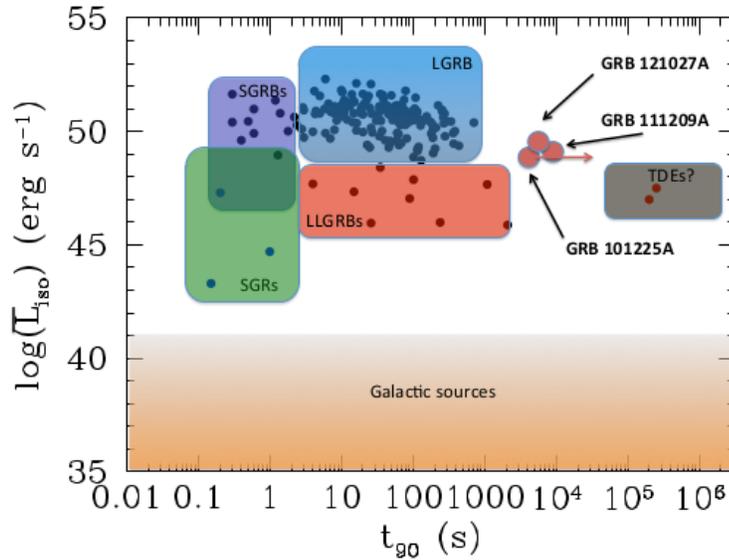


Figura 1.2: Distribución de GRBs mediante su duración denotados por *largos* (LGRBs) y *cortos* (SGRBs). Los GRBs con mayor duración son llamados *Ultra Long*. Figura tomada de Levan et al. 2014.

rayos gamma, pero luminosidades menores a las de un GRB típico.

En esta tesis se discuten brevemente los detalles históricos. Los aspectos técnicos relativos a la instrumentación y la evolución en el entendimiento de este fenómeno, pueden consultarse en el libro de Vedrenne & Atteia (2009). Una reseña de los trabajos y resultados más sobresalientes puede revisarse en Kouveliotou et al. (2012).

Los avances más importantes en el estudio de los GRBs se hicieron a partir de la década de los 90s. Mediante el instrumento BATSE del *Compton Gamma Ray Observatory*¹ (1991-2000), se comprobó que los GRBs se distribuyen de manera aleatoria en el cielo, lo cual apunta a un origen extra galáctico para los mismos. La Figura 1.3 es una muestra de 1000 GRBs detectados durante 9 años por el satélite *Swift*, que actualmente, junto a *Fermi*², es el instrumento más exitoso para la detección de estos eventos.

Antes del lanzamiento del telescopio *Beppo Sax*³ (1996) no se podía determinar la distancia de los GRBs

¹<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/cgro/>

²<https://fermi.gsfc.nasa.gov/>

³<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/sax/sax.html>

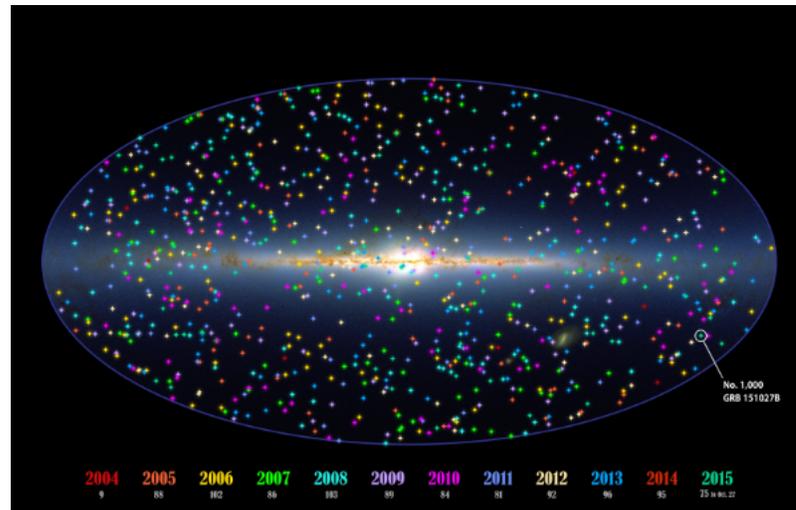


Figura 1.3: Distribución en el cielo de mil GRBs detectados por *Swift* desde el 2004 al 2015. La distribución es isotrópica, y esto indica que los GRBs son extra galácticos. Imagen tomada de <https://www.nasa.gov/feature/goddard/nasas-swift-spots-its-thousandth-gamma-ray-burst>.

ya que los primeros observatorios no contaban con la instrumentación necesaria para observar las contrapartes en otra banda del espectro electromagnético como rayos X y óptico.

Beppo Sax fue el primer satélite equipado con un sistema de alerta que se direccionaba cuando un GRB en rayos gamma era detectado. Más tarde el sistema de alerta notificaba a los telescopios en tierra para que apuntaran en la dirección del GRB. Siguiendo esta estrategia fue posible observar los GRBs en otras bandas del espectro electromagnético, lo cual condujo al descubrimiento de la emisión de fase tardía y permitió la determinación precisa de la posición de un GRB en el cielo por medio de un instrumento en rayos X. A partir de *Beppo Sax* y hasta la fecha, puede determinarse la distancia de un GRB, identificando dichas contrapartes ópticas en galaxias anfitrionas.

La Figura 1.4 es una muestra estadística de GRBs distribuidos mediante su redshift (z). La naturaleza cosmológica de los GRBs es evidente ya que gran parte de ellos ocurrió a distancias entre $z = 1$ y $z = 8$.

Los observatorios posteriores como *HETE-2*⁴, *Swift*⁵, *Fermi* e *INTEGRAL* han mejorado la eficiencia del sistema de alertas permitiendo observar curvas de luz más precisas y por primera vez se observaron las dos fases de los GRBs. Un ejemplo de la transición entre fases se observa en el GRB 130427A a distintas frecuen-

⁴<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/hete2/hete2.html>

⁵<https://swift.gsfc.nasa.gov/>

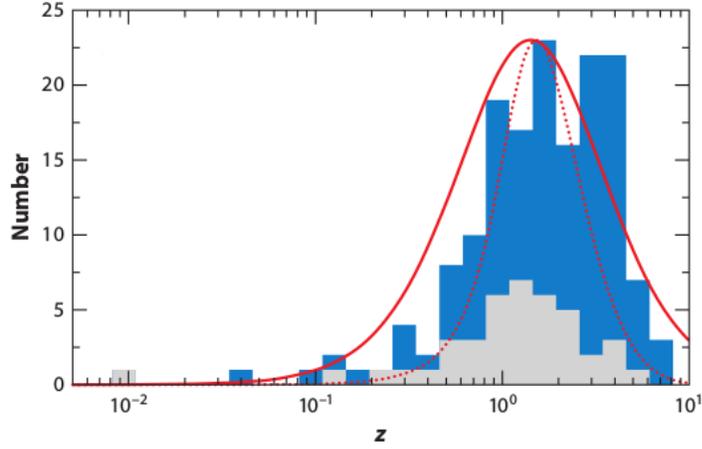


Figura 1.4: Distribución de GRBs mediante su redshift. En color azul tenemos los GRBs detectados por el satélite Swift y en gris una muestra detectada antes de dicho observatorio. Imagen tomada de Gehrels (2009).

cias en la Figura 1.5 (Perley et al. 2014). En esta figura se muestra la *prompt emission* en rayos-gamma y X observados por Swift y Fermi, además que el *afterglow* multi-frecuencia (desde X hasta radio). Únicamente a bajas frecuencias se observa un pico a tiempos grandes (se espera que el mismo pico exista en otras bandas también pero a tiempos muchos mas cortos).

1.1.1. Emisión de la fase temprana

El espectro observado en la emisión temprana es *no-térmico*, con algunas excepciones. El pico en el espectro alcanza valores de cientos de keV, y en varios eventos la energía se extiende arriba de los GeV. Los espectros de los GRBs tienen una descripción general. Band et al. (1993) presenta un catálogo de 52 bursts luminosos analizados con la función (1.1). Esta utiliza dos leyes de potencias unidas suavemente en la energía de pico $E_p = (\alpha - \beta)E_0$:

$$N(\nu) = N_0 \begin{cases} (h\nu)^\alpha \exp\left(-\frac{h\nu}{E_0}\right), & \text{si } (\alpha - \beta)E_0 \geq h\nu, \\ [(\alpha - \beta)E_0]^{\alpha - \beta} (h\nu)^\beta \exp(\beta - \alpha), & \text{si } (\alpha - \beta)E_0 \leq h\nu. \end{cases} \quad (1.1)$$

donde N_0 es un factor de normalización, $h\nu$ es la energía considerada, α y β son los índices de las leyes de potencia (a baja y alta energía respectivamente). La mayoría de los destellos tienen $100 \text{ keV} < E_p < 400 \text{ keV}$,

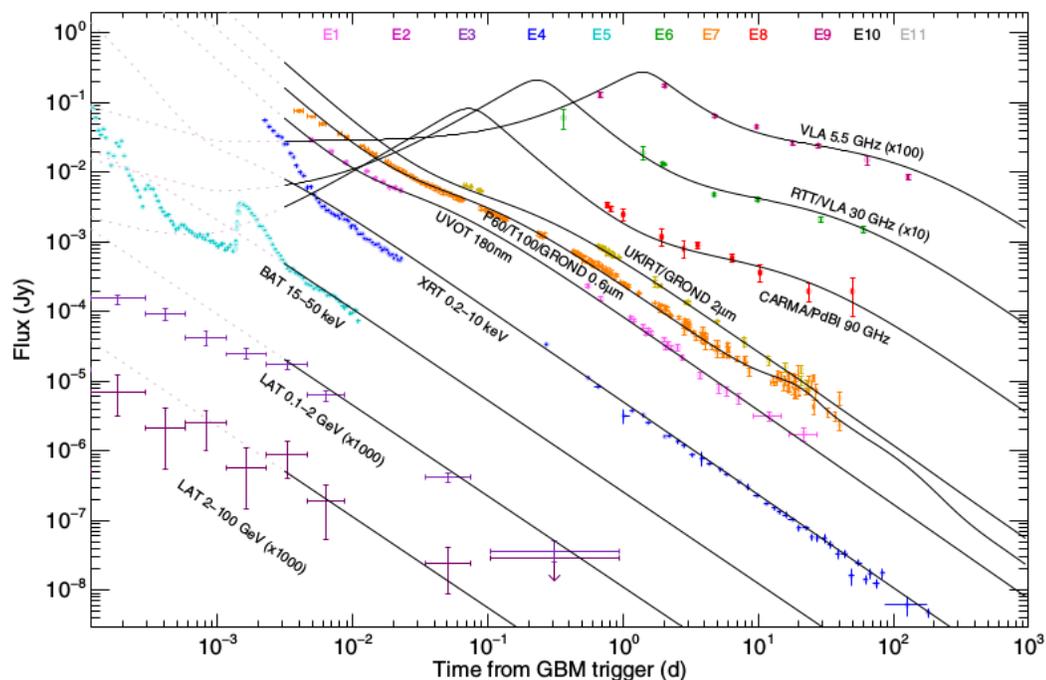


Figura 1.5: Observaciones en distintas frecuencias del GRB 130427A. Las líneas continuas representan modelos teóricos. Tomada de Perley et al. (2014).

y una distribución máxima en $E_p \sim 250$ keV.

La mayor limitación del modelo de Band es que se trata de un ajuste, o una función fenomenológica que no proporciona información acerca del origen de los mecanismos de emisión, es decir, no se trata de un modelo teórico de carácter predictivo. Aunque también existe una correlación entre la función de Band y la radiación de sincrotrón. De hecho trabajos recientes muestran que la función de Band no produce a menudo un ajuste satisfactorio. Un ejemplo se da en el trabajo de Pe'ér (2015), donde se toma una muestra de 487 GRBs, y los espectros son ajustados a la función de Band. Utilizando test de χ^2 , es posible determinar que menos de la mitad de espectros de GRBs se ajustan satisfactoriamente a la función de Band (tal y como se observa en la línea continua en los histogramas de la Figura 1.6).

1.1.2. Emisión de fase tardía

La fase tardía se detecta en frecuencias que van desde los rayos X hasta el radio. Varios ejemplos de observaciones en radio se muestran en la Figura 1.7. El índice espectral ε (donde $F_\nu \propto \nu^\varepsilon$ y $\alpha = \varepsilon - 1$) varía

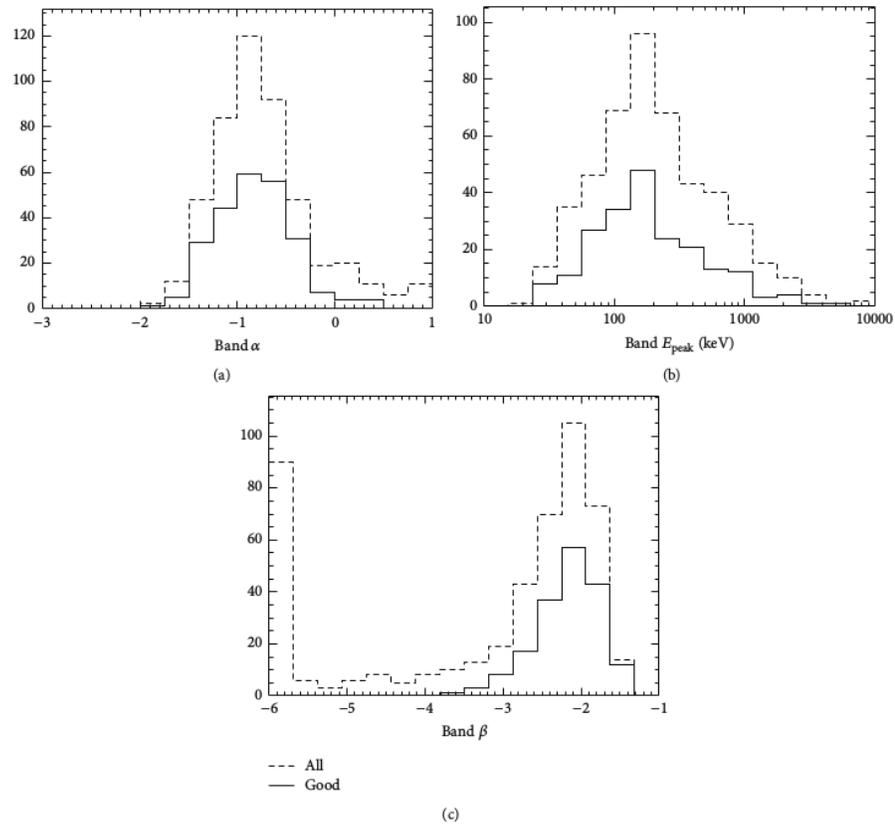


Figura 1.6: Estadística obtenida mediante test χ^2 para ajustes a la función de Band del espectro de 487 GRBs (líneas cortadas). La prueba arroja que menos del 50% de la muestra (líneas continuas) satisfacen el criterio de mínimo χ^2 (Pe´er, 2015).

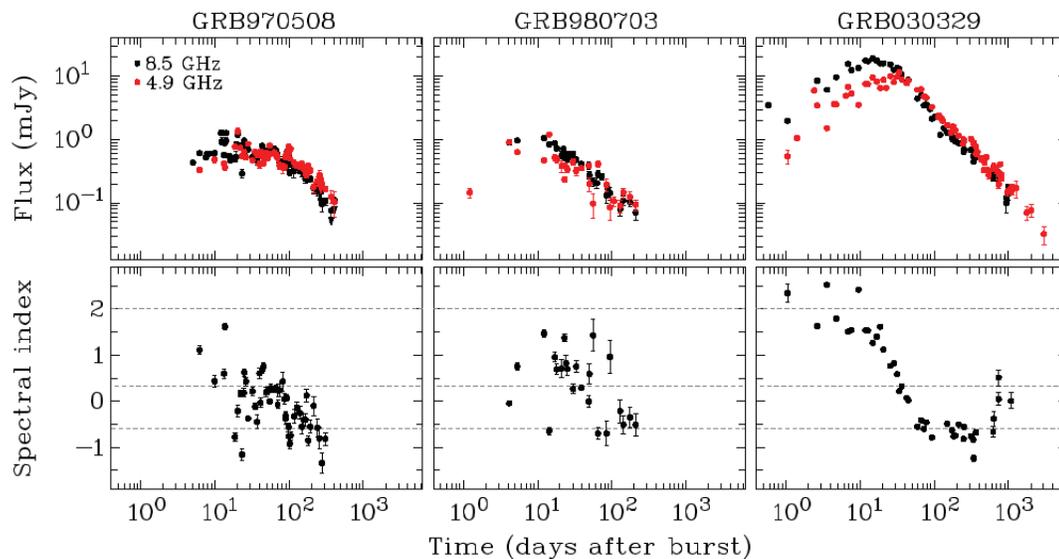


Figura 1.7: *Paneles superiores:* Observaciones en radio (a 4.9 y 8.5 GHz) de emisión en la fase tardía. *Paneles inferiores:* Índice espectral ϵ , discutido en la sección 3.3.2, (donde $F_\nu \propto \nu^\epsilon$) de los GRBs 970508, 980703 y 030329. Tomada de Granot (2014).

significativamente entre -1 y 2 para frecuencias de 4.9 y 8.5 GHz.

La primera fase tardía observada en radio se detectó del GRB 970508 (Frail et al. 1997). La emisión en radio de esta fase tiene una evolución lenta, sus frecuencias características son notables, y su curva de luz tiene duración que se extiende desde días hasta años. Esto representa una ventaja, pues a diferencia de la vida corta de la emisión de fase tardía en óptico o en rayos X, las observaciones en radio permiten seguir la evolución completa y detallada de la onda de choque que origina la emisión tardía, desde su inicio hasta la fase no relativista. Con la emisión en radio pueden acotarse los parámetros de la macrofísica, que son tanto la energía del jet y la densidad del medio ambiente; como también la microfísica, tales como la energía inyectada a electrones acelerados y los campos magnéticos necesarios para producir la radiación sincrotrón. Además, son posibles observaciones de polarización lineal en emisión de fase tardía en óptico (Granot 2005).

Es importante mencionar también las dos desventajas para el estudio de la emisión en radio de la fase tardía. En primer lugar, la muestra de GRBs con emisión en radio es pequeña comparada con observaciones de emisión en óptico o rayos X. La segunda desventaja se refiere a la instrumentación, ya que emisiones en radio en fase tardía son a veces muy débiles. Más aún, los GRBs observados fuera del eje del jet presentan flujos de emisión incluso más tenues. Sin embargo, las nuevas generaciones de telescopios representarán una

revolución en este campo, permitiendo observar un gran número de transientes en radio incluyendo GRBs.

1.2. Contrapartes electromagnéticas de eventos GW

La producción de ondas gravitacionales (GW) puede surgir mediante la colisión de agujeros negros o de estrellas de neutrones. Sin embargo, los eventos más aceptados que pueden producir contrapartes electromagnéticas (GRBs cortos) son las colisiones de un agujero negro con una estrella de neutrones, o de dos estrellas de neutrones (Eichler et al. 1989; Narayan, Paczynski & Piran 1992; Rezzolla et al. 2011).

La detección de ondas gravitacionales del evento GW170817 por LIGO/VIRGO en agosto de 2017 (Abbott et al. 2017a) cuenta con contrapartes electromagnéticas en fase tanto temprana como tardía consistentes con un GRB corto (GRB 170817A, Margutti et al. 2017; Granot et al. 2017). Este evento fue la confirmación directa de que GRBs cortos pueden ser producidos por colisión de estrellas de neutrones.

Este evento de ondas gravitacionales ocurrió a una distancia de 40 Mpc en la galaxia elíptica NGC 4993. Medio día después del evento, se detectó emisión en óptico, IR y UV mientras que emisión en X se detectó 8.9 días, y en radio 16.4 días (Granot, Guetta & Gill 2017) después del evento (aún se ha observado a más de 200 días después del evento).

Un GRB visto fuera de su eje de simetría (*off-axis*) tiene un flujo menor a uno observado en su eje de simetría (*on-axis*). De hecho, entre otras características, puede considerarse a este evento como el primer GRB observado *off axis*. El retraso entre el GW merger y la emisión temprana fue de 1.74 s (Abbott et al. 2017b) que es consistente con emisión *off-axis* (Granot, Guetta & Gill 2017).

Sin embargo la idea del GRB *off-axis* no es la única para explicar la emisión del GRB 170817A. Nakar & Piran (2018) proponen que la emisión se debe al cocoon de un jet fallido (es decir, un jet que no logra salir del medio denso circundante). Por otro lado Fraija & Veres (2018) y Lazzatti et al. (2018) explican las observaciones en el contexto del cocoon de un jet “no fallido”. En esta tesis se explora la hipótesis de que se trata de un jet estructurado *off-axis* y las motivaciones se encuentran en la sección 2.3.2.

El jet asociado al GRB 170817A se observó a $\leq 28^\circ$ (Abbott et al. 2017b) respecto al eje de simetría del jet. Margutti et al. (2017) hacen ajustes a las observaciones con distintos modelos para determinar el ángulo de observación. Un modelo de un jet visto *off-axis* con apertura inicial de $\theta_j = 15^\circ$ y energía $E_K = 10^{50}$ ergs

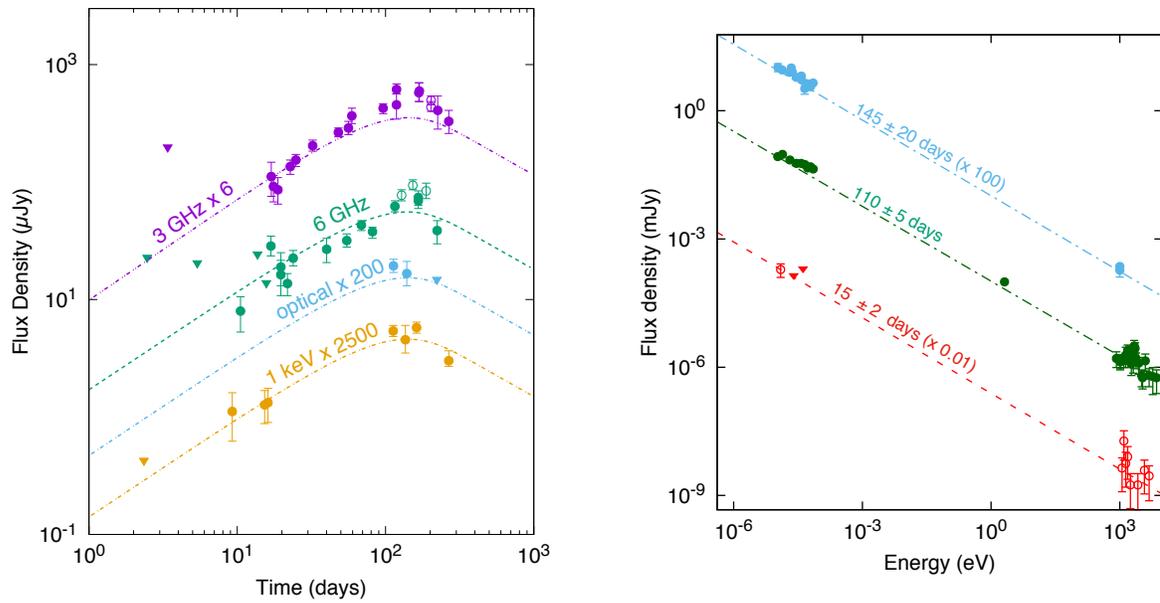


Figura 1.8: Observaciones del GRB 170817A, en el panel izquierdo se muestra la curva de luz en distintas frecuencias. En el panel izquierdo el flujo vs. energía. Figura tomada de Fraija et al. (2018).

representa el mejor ajuste para las observaciones en rayos X y radio. Para este modelo se toma una densidad de $n = 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$ y la fracción de energía del jet que se utiliza para la producción de campos magnéticos es $\varepsilon_B = 10^{-4}$ y $\varepsilon_e = 0.1$. El significado de ε_B y ε_e se discute a detalle en la sección 3.3.2.

En la Figura 1.8 se muestra la curva de luz del GRB 170817A en dos distintas radiofrecuencias, óptico y rayos X. Las observaciones van desde los 10 hasta los 200 días. Alrededor de los 150 días después del evento las curvas de luz comienzan a caer. La curva de luz es ajustada con un modelo de cocoon el cual describe el comportamiento con buena precisión.

1.3. Motivación de este trabajo

La detección de ondas gravitacionales GW 170817 hecha por LIGO/VIRGO en agosto de 2017, fue el primer evento de esta naturaleza acompañado por contrapartes electromagnéticas (el GRB 170817A). Más de 200 días después del evento, la emisión de fase tardía continua detectándose. En los últimos meses, la comunidad científica se ha dedicado a buscar entender el comportamiento de las observaciones. Siendo que este jet se observa *off-axis* (es decir, el observador se encuentra a un ángulo mas grande que el ángulo de apertura del jet), las observaciones han permitido estudiar en detalle, por primera vez, la estructura angular

de los GRBs.

Se ha propuesto en la literatura que el GRB 170817A es un jet estructurado, es decir un jet con una distribución angular de energía (típicamente con una energía que disminuye como función del ángulo). Esto permite que altas latitudes del jet contribuyan a la emisión. Estos modelos predicen una subida en la curva de luz consistente con las observaciones.

Todos los cálculos existentes de jets estructurados son analíticos. En esta tesis por primera vez se estudia la dinámica y emisión de GRBs en su fase de evolución tardía mediante simulaciones numéricas de jets estructurados.

Capítulo 2

Marco Teórico

En esta tesis se presentan simulaciones numéricas de jets estructurados. En este capítulo se discuten las bases teóricas necesarias para entender los resultados presentados en el capítulo 3. Primero, discutiré de manera general el modelo de la *fireball*, necesario para entender la evolución de un GRB. Después, describiré la evolución del GRB en la fase tardía (que se estudia en esta tesis), en particular la solución auto-similar de Blandford & McKee (1976) que describe el comportamiento de una onda de choque esférica en expansión relativista. En el capítulo 4 esta solución será usada como condición inicial de las simulaciones. También se presentan los modelos de jets estructurados estudiados en la literatura (que también serán usados como condiciones iniciales en las simulaciones) y su relación con las ondas gravitacionales.

2.1. Fases de los GRBs

Las fases evolutivas de un GRB pueden ser descritas de acuerdo al modelo de la bola de fuego (*fireball*). Cabe mencionar que no vamos a discutir en detalle la fase temprana de los GRBs. Primero, porque no hay un modelo definitivo que la explique; de hecho, continua siendo un problema abierto para GRBs. Segundo, porque esta tesis se enfoca en la fase tardía. Por lo tanto, este capítulo se centrará en la descripción de la fase tardía.

De acuerdo con las observaciones, el progenitor de un GRB debe radiar una energía isotrópica¹ $E \sim 10^{52} - 10^{54}$ ergs durante un periodo de pocos segundos, por ejemplo $\lesssim 2$ s si se trata de un GRB corto, y 2 s \lesssim si se trata de un largo. Además, debe ser consistente con la variabilidad observada (Figura 1.1) sobre escalas de tiempo $\delta t \gtrsim 10^{-3}$ s. Esto implica que la fuente de energía es compacta (con tamaños de km), es

¹La energía isotrópica se calcula bajo la suposición de que la fuente emite isotrópicamente.

decir $r \sim c\delta t \sim 10^6$ cm.

Existen diversas propuestas de escenarios con posibles progenitores de GRBs en la literatura. Por ejemplo en la Tabla 1 de Nemiroff (1994) se listan 118 trabajos y una breve descripción de cada uno de ellos, sin embargo muchas son propuestas de modelos galácticos, los cuales quedaron descartados cuando observaciones hechas con BATSE confirmaron la naturaleza extragaláctica de los GRBs. Actualmente son aceptados los siguientes modelos (Zhang & Meszaros 2002):

- La fusión de dos estrellas de neutrones, o *fusión de un agujero negro y una estrella de neutrones* es actualmente el modelo que explica la formación de los GRBs cortos. La energía liberada durante este proceso es del orden del potencial gravitacional producido por un agujero negro de una masa solar $GM_{\odot}^2/R \sim 10^{54}$ erg.
- El colapso del núcleo de una estrella masiva (*core collapse*) y la formación de un disco de acreción alrededor de un agujero negro. Durante este escenario se libera una energía $E \sim 10^{54}$ erg debido a la energía rotacional de un agujero negro de Kerr formado en el colapso.

Se supone que los GRBs están asociados a la propagación de un jet relativista, en algunos casos bipolar, parecido al de núcleos activos de galaxias.

El mecanismo que lleva a la producción del jet relativista es un problema abierto. Un posible mecanismo (Blandford & Znajek 1977, Tchekhovskoy 2008) podría ser el campo magnético generado por el plasma (con partículas cargadas comportándose como un dínamo) en acreción alrededor del objeto compacto rotante. El campo magnético intenso arrastra parte del plasma colimándolo y expulsándolo a velocidades correspondientes a factores de Lorentz $\Gamma > 100$.

Cualitativamente, la escala de tiempo y distancia que recorre el jet del GRB se entiende actualmente con el modelo de la bola de fuego (Meszaros & Rees 2004). Las etapas evolutivas se representan en la Figura 2.1, y son caracterizadas por el tiempo de evolución t y la distancia r que recorre la cabeza del jet:

- $t = 0$ s, $r \sim 10^6$ cm: Inicialmente una energía $\sim 10^{53}$ ergs se inyecta en un tiempo muy corto, en una región compacta. La fuente de esta energía puede ser gravitacional debido al colapso de una estrella masiva, colisión de dos estrellas de neutrones o la colisión de una estrella de neutrones con un agujero negro.

- $t = 10^2$ s, $r \sim 10^{11} - 10^{12}$ cm: Parte substancial de la energía térmica se convierte en energía cinética. Como resultado, el jet se acelera hasta velocidades relativistas. La naturaleza exacta de este proceso de aceleración, y en particular el rol que juegan los campos magnéticos en esto aún no es muy claro.
- $t = 10^3$ s, $r \sim 10^{13} - 10^{14}$ cm: El frente de choque del jet relativista se propaga en el medio ambiente con velocidad constante (vease 2.2.1). Por otro lado, en colisiones entre choques internos, parte de la energía cinética es disipada y utilizada para producir rayos gamma. Parte de la emisión temprana observada puede originarse directamente de fotones emitidos por la fotosfera de la *bola de fuego*.
- $t = 10^6$ s, $r \sim 10^{16}$ cm: La cascara relativista desacelera como resultado de su interacción con el medio ambiente (Sección 2.2.2). Se produce la emisión de la fase tardía debida a la conversión de la energía cinética en energía térmica. La emisión electromagnética es consistente con radiación sincrotrón.

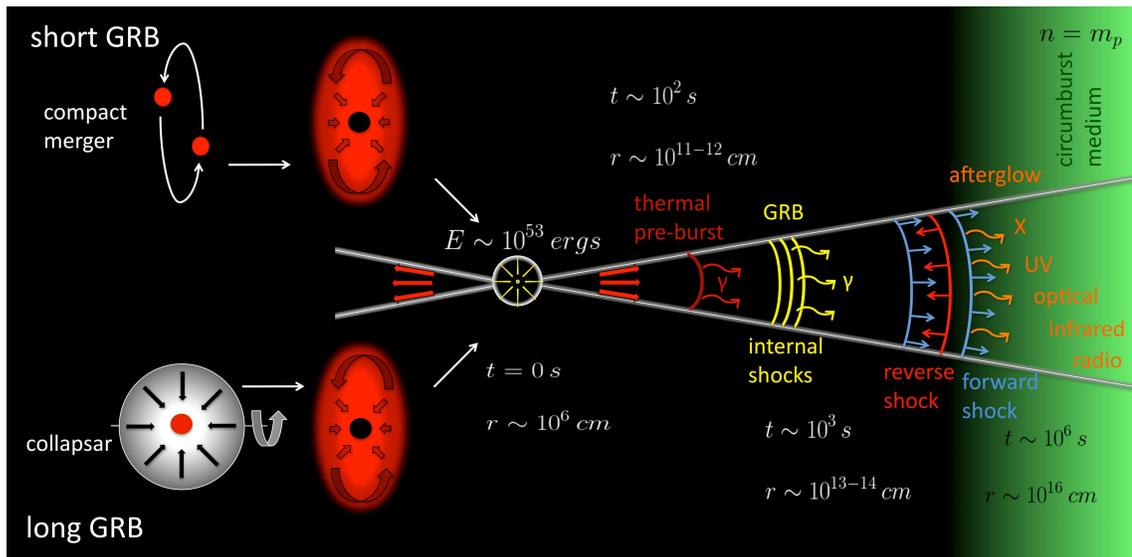


Figura 2.1: Esquema de las fases de un GRB (Gomboc 2012).

2.2. Dinámica de los GRBs en la fase tardía

En esta sección describiré la dinámica de los GRBs en a fase tardía (que da lugar a la emisión del *afterglow*), ya que esta es la que se estudia en esta tesis. Primero el jet se mueve con velocidad constante (durante la *coasting phase*, sección 2.2.1) y después empieza a decelerar por su interacción con el medio ambiente (sección 2.2.2).

2.2.1. Fase de Expansión libre

El *Modelo de la Bola de Fuego* descrito en la sección 2.1, es un modelo de ondas de choque relativistas que describe la interacción entre la bola de fuego y el medio ambiente. Dicha bola de fuego inicialmente tiene una energía total isotrópica $E_{\text{iso}} \sim 10^{53}$ ergs y se mueve con un factor de Lorentz Γ_0 antes de su deceleración con el medio ambiente. El medio ambiente se describe mediante el perfil de densidad $\rho(r) = A_k r^{-k}$, donde k puede tomar valores entre 0 y 2, además puede denotar si el medio es constante, por ejemplo con valor $A_{k=0} = m_p \text{cm}^{-3}$ o si se trata de un viento estratificado.

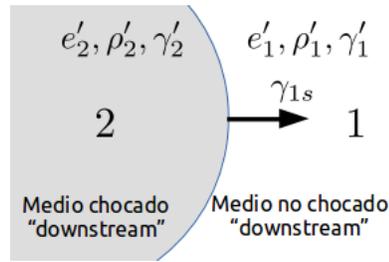


Figura 2.2: Esquema del frente de choque relativista.

Para un choque relativista propagándose en el medio ambiente (*upstream*) frío, las condiciones de salto del plasma se obtienen a partir de la conservación del número bariónico, energía y flujo de momento a través del frente de choque (ver figura 2.2.). El flujo del número bariónico está dado por $n'\Gamma c$, y los flujos de energía-momento son componentes del tensor $T^{\mu\nu} = (\rho'c^2 + p')u^\mu u^\nu + p'g^{\mu\nu}$, donde $\rho'c^2$ y p' representan la densidad total de energía y presión en el marco en reposo del plasma; u^μ es la 4-velocidad, y $g^{\mu\nu}$ el tensor métrico. Las ecuaciones de conservación quedan reducidas como (Blanford & McKee 1976; Rezzolla & Zanotti 2013)

$$\frac{e'_2}{n'_2} = (\gamma_{21} - 1)m_p c^2, \quad (2.1)$$

$$\frac{n'_2}{n'_1} = \frac{\hat{\gamma}\gamma_{21} + 1}{\hat{\gamma} - 1}, \quad (2.2)$$

$$\gamma_{1s}^2 = \frac{(\gamma_{21} + 1)[\hat{\gamma}(\gamma_{21} - 1) + 1]^2}{\hat{\gamma}(2 - \hat{\gamma})(\gamma_{21} - 1) + 2}. \quad (2.3)$$

En las expresiones anteriores m_p es la masa del protón, c es la velocidad de la luz, los subíndices 1 y 2 denotan

las regiones *upstream* y *downstream* respectivamente (Figura 2.2), e' y n' son densidad de energía interna y número de densidad de protones medidos en el marco de referencia local del fluido; γ_{21} es el factor de Lorentz del plasma en la región 2 medido a la región 1, γ_{1s} es el factor de Lorentz del plasma en la región 1 medido en el sistema de referencia del frente de choque, y $\hat{\gamma}$ denota al índice adiabático del fluido.

Para choques fuertes ($\Gamma \gg 1$ y $\hat{\gamma} = 4/3$) las ecuaciones de conservación (2.1), (2.2) y (2.3) se convierten en:

$$e'_2/n'_2 \simeq \gamma_{21} m_p c^2, \quad (2.4)$$

$$n'_2/n'_1 \simeq 4\gamma_{21}, \quad (2.5)$$

$$\gamma_{1s} \simeq \sqrt{2}\gamma_{21}. \quad (2.6)$$

La ecuación (2.4) arroja la energía promedio de los protones *downstream* del frente de choque, la ecuación (2.5) muestra el factor de compresión del plasma *downstream*, mientras que la ecuación (2.6) implica que el frente de choque viaja ligeramente más rápido que el fluido *downstream*.

Cuando el frente de choque acumula masa del medio ambiente similar a la masa M del fluido eyectado, entonces comienza una fase de deceleración. Al principio la deceleración es relativista, y es descrita con buena aproximación por la solución auto-similar de Blandford & McKee (1976). En cuanto la velocidad de la onda de choque se vuelve no-relativista, la dinámica es descrita de manera apropiada por medio de la solución auto-similar de Sedov-Taylor.

2.2.2. Fase de deceleración (solución de Blandford & McKee 1976)

En esta etapa el jet se convirtió en una capa de masa acumulada el *shell*, debido al choque que barrió el medio ambiente. El frente de choque tiene velocidad v_{sh} y radio R_{sh} , el material chocado tiene velocidad v . Sustituyendo los valores de ambas velocidades en la definición del factor de Lorentz $\Gamma[v] = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$, y junto con la relación $\Gamma_{sh} \simeq \sqrt{2}\Gamma$, se obtiene que la diferencia entre velocidades es

$$v_{sh} - v = c \left(\sqrt{1 - 1/2\Gamma^2} - \sqrt{1 - 1/\Gamma^2} \right). \quad (2.7)$$

Aproximando los términos de la derecha en serie de Taylor (ya que $1/\Gamma^2 \ll 1$), la diferencia de velocidades

tiene la forma

$$\Delta v = v_{sh} - v \simeq \frac{c}{4\Gamma^2}. \quad (2.8)$$

De aquí se obtiene una estimación de la anchura del cascarón (o shell) en función de la posición del fluido r , que sería:

$$\Delta_{sh}(r) = \frac{R_{sh} - r}{4\Gamma^2}, \quad (2.9)$$

con $R_{sh} \simeq ct$.

El modelo de Blandford & McKee (1976) describe una onda de choque esférica y ultra relativista de masa M moviéndose en un medio ambiente con densidad $\rho(r) = A_k r^{-k}$. En este modelo se supone que la energía medida en el laboratorio, $E = Mc^2\Gamma$, es constante en el tiempo, siendo que en esta fase la pérdida de energía es despreciable. Este modelo es el equivalente relativista de la solución de Sedov-Taylor (Petruk 2000) para remanentes de supernova. Para $k < 3$, la energía puede escribirse como:

$$E = \int_0^r 4\pi A_k c^2 \Gamma^2 r'^{2-k} dr'. \quad (2.10)$$

Integrando esta ecuación se obtiene una relación entre el factor de Lorentz del fluido chocado y la posición del fluido:

$$r^{3-k}\Gamma^2 = \text{cte} \Rightarrow \Gamma \propto r^{-\frac{3-k}{2}}, \quad (2.11)$$

y la posición del frente de choque está dada por:

$$R_{sh}(t) = \int_0^t v_{sh}(t') dt' \simeq c \int_0^t \left(1 - \frac{1}{2\Gamma_{sh}^2}\right) dt' \simeq ct \left[1 - \frac{1}{2(4-k)\Gamma_{sh}^2}\right], \quad (2.12)$$

donde Γ_{sh} es el factor de Lorentz del frente de choque, c la velocidad de la luz y t el tiempo de evolución. Blandford & McKee (1976) demostraron que las ecuaciones de la hidrodinámica relativista tienen una solución autosimilar en el caso $\Gamma_{sh} \gg 1$, con la variable auto similar:

$$\chi = 1 + 2(4-k)\Gamma_{sh}^2 \left(1 - \frac{r}{R}\right), \quad (2.13)$$

donde R es la posición del frente de choque. A partir la variable autosimilar χ son descritas las variables post-choque:

$$\Gamma = \frac{1}{\sqrt{2}}\Gamma_{sh}\chi^{-1}, \quad (2.14)$$

$$p = \frac{2}{3}\rho_k(R)c^2\Gamma_{sh}^2\chi^{-(17-4k)/[3(4-k)]}, \quad (2.15)$$

$$\rho = 2^{2/3}\rho_k(R)\Gamma_{sh}\chi^{-(10-3k)/[2(4-k)]}. \quad (2.16)$$

La variable χ junto con sus exponentes en las ecuaciones (2.14), (2.15) y (2.16), en la literatura típicamente son escritas como funciones $f(\chi)$, $g(\chi)$ y $h(\chi)$ respectivamente. La forma de la variable y exponentes se obtiene de la solución, con condiciones iniciales $f(1) = g(1) = h(1) = 1$, de las ecuaciones diferenciales formadas a partir de la sustitución de (2.14), (2.15) y (2.16) en las ecuaciones de conservación (A.10), (A.11) y (A.12).

La energía se obtiene de la integral

$$E = \int T^{00}4\pi r^2 dr, \quad (2.17)$$

donde $T^{00} \simeq (4/3)m_p c^2 R_{sh}^{-k} \Gamma_{sh}^4 f(\chi)g(\chi)$. Se elige el cambio de variable (2.13) y se obtiene el diferencial $dr = -ct\{2(4-k)\Gamma_{sh}^2\}^{-1}d\chi$. Tomando los límites de integración $[1, \infty]$ se obtiene una nueva expresión para la energía, en la cual se despeja el factor de Lorentz

$$\Gamma_{sh}^2 = \frac{(17-4k)E}{8\pi\rho_k(R_{sh})c^5 t^3}, \quad (2.18)$$

La distribución angular de velocidades de la onda de choque se muestra en la figura 4.4 y es cualitativamente similar a la distribución de energía (Figura 4.3), esto debido a la relación (2.18) dada por el modelo Blanford & McKee (1976). Para distintos perfiles angulares de energía en un jet estructurado, la dinámica del jet cambia significativamente teniendo contribuciones a altas latitudes de θ .

$$t \simeq \frac{R_{sh}}{c} \simeq \frac{1}{c} \left[\frac{(17-4k)E}{8\pi A c^2 \Gamma_{sh}^2} \right]^{1/(3-k)}. \quad (2.19)$$

La solución de Blanford & McKee es fundamental para describir las condiciones iniciales en las simulaciones numéricas. En particular, cuando se implementa un perfil de energía $E(\theta)$ las ecuaciones 2.14-2.16 permiten

definir los valores de los parámetros físicos en la simulación.

2.3. Estructura angular del jet

2.3.1. Modelos teóricos

El modelo de Blandford y McKee (1976) supone que la distribución angular de energía es uniforme. Sin embargo, un GRB es colimado y muy probablemente tiene una distribución angular de energía asimétrica, con la mayor parte de la energía colimada cerca del eje de simetría del jet. .

Básicamente, la idea de un jet estructurado surge de considerar una distribución angular de la energía total del jet $\mathcal{E}(\theta) = dE/d\Omega$. Además se supone que el jet tiene simetría axial y un factor de Lorentz inicial Γ_0 constante. La distribución $\mathcal{E}(\theta)$ afecta la emisión durante la fase tardía. Las distribuciones propuestas en la literatura se muestran en la Figura 2.3.

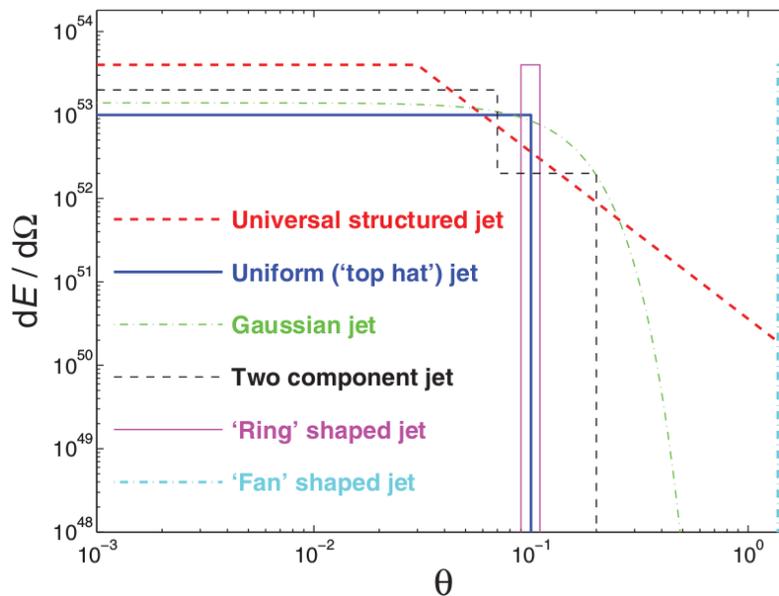


Figura 2.3: Modelos teóricos de la estructura angular de la energía (Granot 2005).

Los modelos de jet uniforme (*top hat*) son los modelos más utilizados para jets de GRBs (Granot et al. 2001; 2002; Ramirez-Ruiz & Madau 2004; Ramirez-Ruiz et al. 2005) donde ϵ y Γ_0 son uniformes en el ángulo

inicial del jet θ_0 , y bruscamente caen fuera de θ_0 (línea azul delgada sólida en la Figura 2.3). El perfil de energía por ángulo sólido es caracterizado como:

$$\mathcal{E}_0 = \frac{dE}{d\Omega} = \frac{E_{\text{iso}}}{4\pi}. \quad (2.20)$$

Un perfil de energía constante o *top-hat* se define como:

$$\mathcal{E}(\theta) = \begin{cases} \mathcal{E}_0 & \theta \leq \theta_0 \\ 0 & \theta > \theta_0 \end{cases}, \quad (2.21)$$

donde θ_0 es el ángulo inicial del jet.

Otra estructura del jet se obtiene a través de un perfil angular gaussiano (línea verde rayada) que ha sido propuesta en la literatura por Zhang & Mészáros (2002) y Kumar & Granot (2003). En este caso la energía es dada por:

$$\mathcal{E}(\theta) = \mathcal{E}_0 e^{-(\theta^2/2\theta_g^2)}, \quad (2.22)$$

donde θ_g es el ángulo inicial del jet. Ese perfil es una versión más realista de un jet uniforme, donde las cuñas o bordes son más lisos respecto al caso *top-hat*. Un jet Gaussiano puede considerarse como algo intermedio entre los modelos *top-hat* y USJ (presentado más adelante). Evidencias observacionales que motivan el estudio de jets estructurados se presentan en la sección 2.3.2.

Otra estructura angular para los jets es el **Universal Structured Jet** (USJ) (Ramirez Ruiz & Madau 2004; Zhang & Mészáros 2002), donde ε varía suavemente con θ como una ley de potencias fuera del ángulo de apertura inicial θ_c . Los extremos de la ley de potencia pueden extenderse hasta $\theta = \pi/2$, o terminar en algún ángulo más pequeño (línea gruesa suspendida roja). La expresión para este perfil es:

$$\mathcal{E}(\theta) = \mathcal{E}_0 \Theta^{-a}, \quad \Theta \equiv \sqrt{1 + \frac{\theta^2}{\theta_c^2}}, \quad (2.23)$$

donde θ_c es el ángulo inicial del jet, y los exponentes toman valores $a = 1, 2, 3$.

Una versión ligeramente modificada de esta estructura y a veces presente en la literatura es el **Universal Jet** (**UJ**), en el cual la energía es constante en el ángulo de apertura inicial θ_c y tiene la siguiente estructura

para ángulos mas grandes:

$$\mathcal{E}(\theta) = \mathcal{E}_0 \left(\frac{\theta}{\theta_0} \right)^{-2}. \quad (2.24)$$

Adicionalmente se ha propuesto en la literatura un **jet de dos componentes** (Peng, Konigl, & Granot 2005), con un jet inicial uniforme y estrecho, con factor de Lorentz $\Gamma_0 \gtrsim 100$, rodeado por un jet más ancho con $\Gamma_0 \sim 10 - 30$ (línea punteada negra).

Otra estructura del jet, sugerida por Tchekhovskoy, McKinney, & Narayan (2008), es el **jet con estructura de anillo** (línea magenta delgada), el cual es uniforme para $\theta_c < \theta < \theta_c + \Delta\theta$ donde $\Delta\theta \ll \theta_c$. Una variante extrema de esta estructura es un jet en forma de abanico con $\Delta\theta \ll \theta_c + \Delta\theta = \pi/2$ (línea cyan gruesa).

Finalmente, otro tipo de estructuras de jet no-axisimétricas que han sido sugeridas en la literatura son el *patchy shell* (Kumar & Piran 2000; Nakar & Oren 2004) o los *mini-jets* (Yamazaki, Ioka, & Nakamura 2004), sin embargo las curvas de luz producidas con estos modelos son poco satisfactorias.

Granot (2007) estudió modelos analíticos de jets estructurados y comparó sus resultados con las observaciones. Las curvas de luz se diferencian principalmente por la curvatura correspondiente al *jet break* además de la pendiente de la curva de luz. Granot(2007) descarta los jets de dos componentes y anillo porque presentan *jet breaks* a tiempos demasiado tempranos. Los modelos gaussiano y USJ reproducen mejor las observaciones.

2.3.2. Relación entre jets estructurados y eventos GW

Los jets estructurados son modelos que pueden hacer una descripción más realista de la dinámica y emisión de un GRB. En la sección 1.2 se discute la relación entre las observaciones de ondas gravitacionales GW 170817 y el GRB170817A.

Mediante simulaciones numéricas (por ejemplo, Kathirgamaraju, Barniol-Duran & Giannios 2018; Lazzati et al. 2017), se ha determinado que es posible observar la emisión temprana de un GRB asociado a un evento GW incluso si el observador no está mirando directamente al jet de frente (es decir, si $\theta_{\text{obs}} \gtrsim \theta_0$). Si el jet tiene una dependencia angular suave, su expansión lateral permite que las contrapartes electromagnéticas puedan ser detectadas en un rango más amplio de visión angular θ_{obs} (ver Figura 2.4).

En el evento GW170817 se ha observado un retraso de $\Delta T \sim 1.74$ s entre la llegada de las ondas gravitacionales y la detección de los rayos gamma generados por el GRB. El retraso de la emisión en gamma es causada probablemente por la fase de aceleración y por la fase *coasting*, o de expansión libre, antes de que el jet alcance el radio de deceleración (Granot, Guetta, & Gill, 2017). Adicionalmente, un GRB visto *off-axis* tiene como consecuencia un retraso y disminución del flujo en la emisión de fase tardía (Granot et al. 2017).

Otros trabajos, por ejemplo Fraija et al. 2018 y Fraija & Veres 2018, discuten que una posible causa del retraso de debe a que el jet fue lanzado segundos después de que las estrellas de neutrones se fusionaron. Además, en ellos se discute que el jet (inicialmente top-hat y que rompe un medio denso para convertirse en cocoon) es visto *on-axis* y que la estructura angular del factor de Lorentz es la responsable de que la emisión no suba de modo t^3 como lo predicen los modelos convencionales.

Sin embargo, como se discutirá en esta sección, la evolución temporal de la curva de luz parece indicar que un jet *top-hat* no es un buen candidato para explicar dicha emisión (Granot, Guetta, & Gill, 2017; Lazzati et al. 2017; Margutti et al. 2017). Cabe mencionar que este trabajo apoya la hipótesis de que se trata de un jet estructurado *off-axis*, y el sustento se mostrará en el Capítulo 4 con la discusión de los resultados.

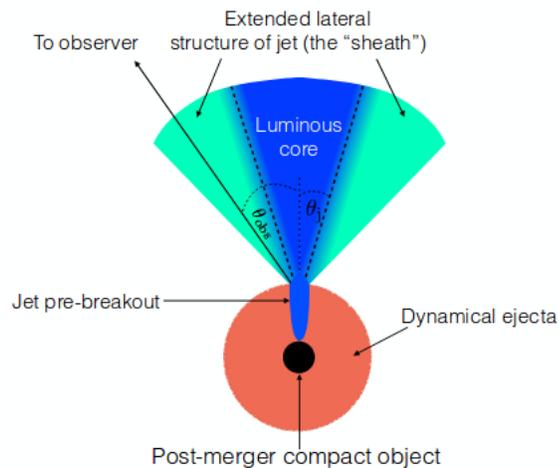


Figura 2.4: Producción de un GRB asociado a ondas gravitacionales. La expansión lateral del jet permite que observadores fuera del eje puedan detectar contrapartes electromagnéticas (Kathirgamaraju, Barniol-Duran & Giannios 2018).

La emisión de la fase tardía permite probar distintos modelos dinámicos de un jet evolucionando. Granot,

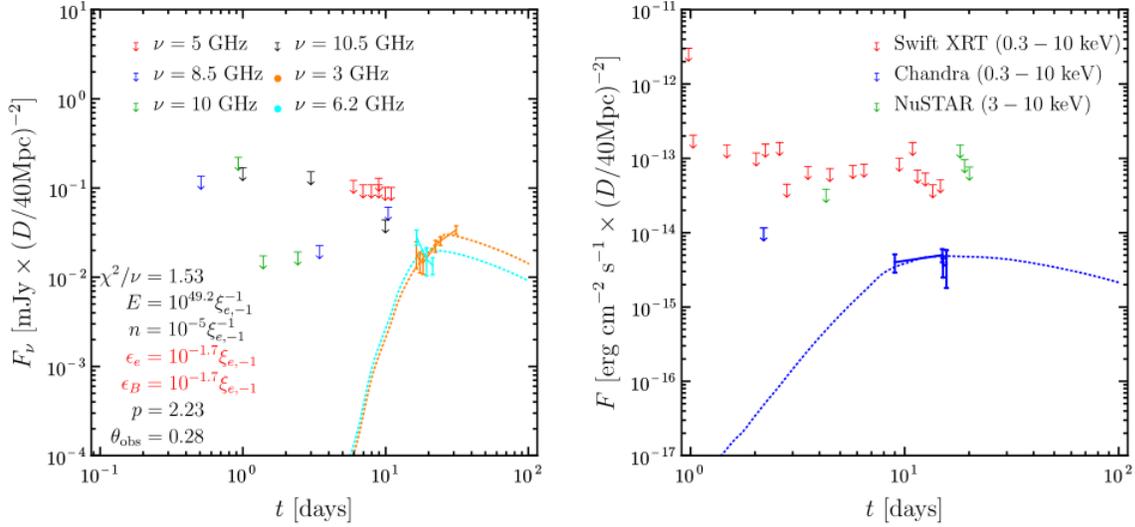


Figura 2.5: Observaciones del GRB 170817A hasta ~ 30 días después de la explosión. Un jet *top-hat* produce un ajuste satisfactorio de las observaciones.

Gill, Guetta & De Colle (2017) presentan (Figura 2.5) un ajuste² con el modelo de jet *top-hat* hasta ~ 30 días después de la explosión. El modelo *top-hat* se ajusta exitosamente a las observaciones durante los primeros días, sin embargo en días posteriores (Figura 2.6) el modelo deja de ajustarse a las observaciones. Esto es debido a que en un jet con una estructura *top-hat* las velocidades de expansión son principalmente radiales, y la limitada expansión lateral contribuye poco a la emisión a ángulos $\theta \gtrsim \theta_0$.

Contrariamente al caso de jets *top-hat*, los modelos de GRBs estructurados predicen que el incremento en la emisión en radiofrecuencias de la fase tardía continúa durante semanas o incluso meses después de la fusión de las estrellas de neutrones. Lazzati et al. (2018) por ejemplo presentan una simulación numérica de un jet no-fallido formando un cocoon que se propaga a través del medio denso producido durante la fusión de las estrellas de neutrones. El resultado de esta interacción es la producción de una envoltura común (o *cocoon*) extendido alrededor del jet ultra-relativista (es decir, la interacción lleva de manera natural a producir un jet estructurado de un jet colimado, *top-hat*). La expansión lateral del cocoon permite que un observador *off-axis* detecte la emisión de la fase tardía a ángulos consistentes con los límites superiores establecidos por Abbott et al. (2017b). El ajuste de la curva de luz en radiofrecuencias indica que la emisión máxima ocurrirá meses o incluso un año después del evento.

²También se muestra en Margutti et al. 2017 y Lazzati et al. 2018.

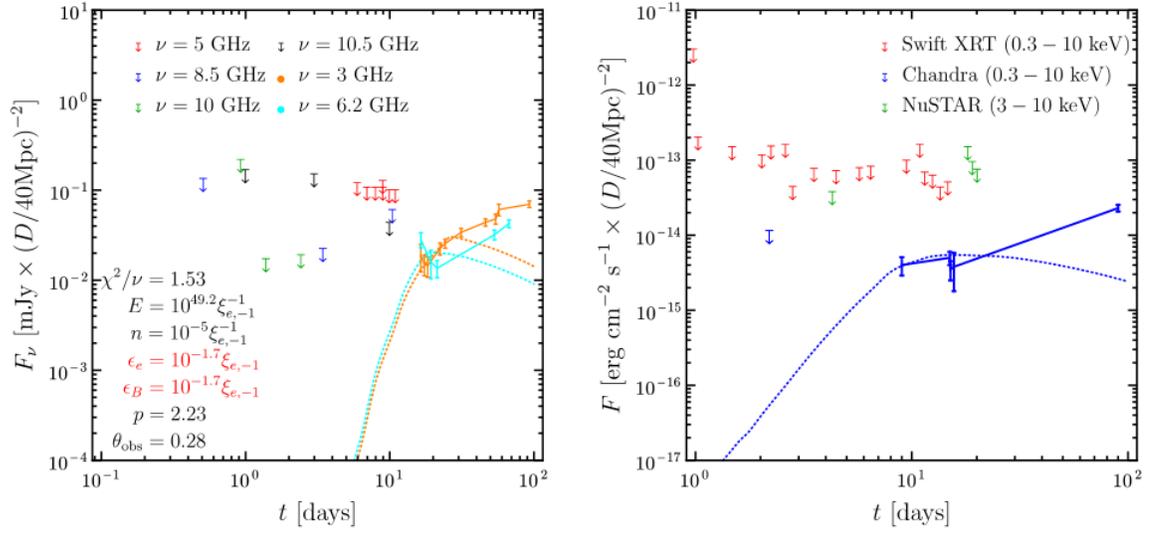


Figura 2.6: Observaciones del GRB 170817A hasta ~ 100 días después del evento. Un jet *top-hat* no ajusta satisfactoriamente las observaciones, lo que implica que se necesita considerar un jet estructurado.

Nakar & Piran (2018) proponen, por otro lado, que la emisión se deba a un GRB fallido, cuyo jet no logró atravesar el medio denso eyectado por la fusión de las estrellas.

En resumen, modelos de jets *top-hat* no producen un buen ajuste de los datos observacionales y muestran la necesidad de considerar otras opciones (jets estructurados o jets fallidos). Observaciones futuras permitirán entender si el GRB170817A fue producido por un jet estructurado visto *off-axis* o por el *cocoon* producido por un jet fallido.

Capítulo 3

Métodos numéricos

En este capítulo se presentan los métodos usados para integrar las ecuaciones de la hidrodinámica relativista (con el código *Mezcal* y para calcular la radiación.

3.1. Integración de las ecuaciones de la HD

Las soluciones analíticas de ecuaciones diferenciales en su mayoría resuelven casos ideales de fenómenos físicos. Los métodos numéricos son una herramienta necesaria para resolver de manera precisa las ecuaciones de la hidrodinámica relativista (A.10)-(A.15), con las cuales se describen a los jets que producen GRBs. Las ecuaciones consisten en un sistema hiperbólico acoplado y cerrado por una ecuación de estado (pV^γ con $\gamma = 4/3$ para la fase relativista y $\gamma = 5/3$ para la no relativista) para la energía, sin embargo una solución analítica es difícil de obtener.

Como se menciona en el Apéndice A, las ecuaciones de la hidrodinámica relativista (A.10)-(A.15) fueron escritas de tal manera que adquieren una *estructura vectorial* similar a la versión clásica no-relativista. Sin pérdida de generalidad, pueden escribirse como:

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

cuya solución en una dimensión está dada por:

$$U_i^{n+1} = U_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta x_i} \left(F_{i+1/2}^{n+1/2} - F_{i-1/2}^{n+1/2} \right), \quad (3.2)$$

donde x_i representa la posición del centro de la celda i , la cual tiene un tamaño $\Delta x_i = x_{i+1/2} - x_{i-1/2}$. El

promedio espacial de las variables conservadas y el promedio temporal de sus flujos están dados por:

$$U_i^n = \frac{1}{\Delta x_i} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} u_i(t^n, x) dx, \quad (3.3)$$

$$F_{i\pm 1/2}^{n+1/2} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_n}^{t_{n+1}} f(t, x_{i\pm 1/2}) dt. \quad (3.4)$$

En esta tesis se utilizó el código *Mezcal* (De Colle et al. 2012), que está escrito en un formalismo euleriano y de malla adaptativa, y utiliza principalmente:

- El método HLL (Harten, Lax and Van Leer) para calcular los flujos en la ecuación (3.2) (Schneider et al. 1993).
- Integradores Runge-Kutta de segundo orden temporal.
- Métodos de segundo orden para la reconstrucción espacial de las variables físicas.

Los métodos HLL y HLLC surgen a partir de disipar turbulencias numéricas que surgen del método de diferencias finitas, y permiten la recuperación de variables primitivas en cada paso de tiempo.

El método de diferencias finitas no resuelve apropiadamente la discontinuidad de contacto, y tiene difusividad numérica, mientras que el método HLL reconstruye la discontinuidad de contacto, produciendo resultados con una baja disipación. El método raramente produce resultados “no físicos” tales como presiones negativas o Factores de Lorentz imaginarios.

3.2. El código *Mezcal*

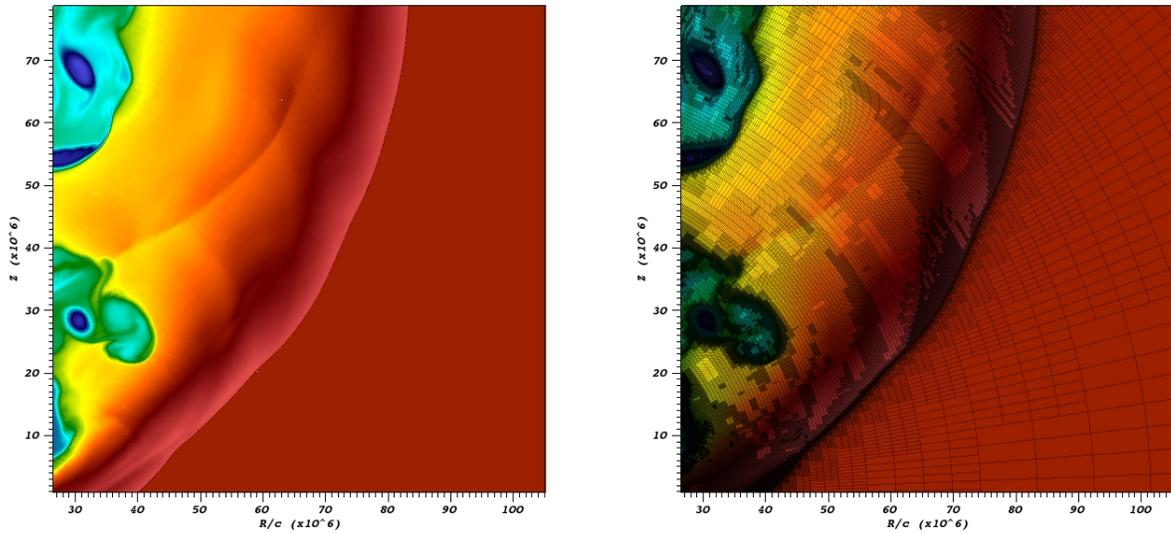
El código *Mezcal* utiliza una malla adaptativa para resolver con mayor resolución las áreas donde hay gradientes significativos de presión o densidad. Un ejemplo es la gráfica de la densidad en la Figura 3.1. En el lado izquierdo los gradientes significativos de densidad son representados con gradientes de colores. En el lado derecho se hace visible la malla y el aumento en los niveles de refinamiento en regiones con gradientes grandes.

Con el fin de disminuir el tiempo de cómputo, en el código se implementó que el número de niveles máximo N_{\max} que se utiliza al inicio de la simulación disminuya hasta un valor mínimo N_{\min} al final de la simulación de manera que el número de celdas utilizadas para resolver la región post-choque, cuyo tamaño es del orden de $\sim R/\Gamma_{\text{sh}}^2$ (con $\Gamma_{\text{sh}} \propto t^{-3/2}$), se mantenga aproximadamente constante como función del tiempo.

El intervalo en cada paso de tiempo Δt (ver ecuación 2.42) es calculado como el tiempo mínimo

$$\Delta t = N_c \min \left(\frac{\Delta r_i}{v_i + c_{s,i}} \right) \quad (3.5)$$

que tarda una onda en propagarse entre dos celdas del dominio computacional, donde N_c el número de Courant¹ $c_{s,i}$, Δr_i el tamaño de la celda, v_i la velocidad del fluido en la celda².



(a) Gradientes de densidad.

(b) Malla adaptativa

Figura 3.1: Ejemplo de la malla adaptativa del código *Mezcal* para la densidad.

¹En la solución de ecuaciones diferenciales hiperbólicas, el número de courant C_0 denota un máximo en el criterio de estabilidad Courant-Friedrichs-Lewy $|a\Delta t/\Delta x| = C_0 \leq 1$, siendo a la velocidad de propagación, Δt y Δx intervalos de tiempo y posición respectivamente.

²El número de courant en las simulaciones de esta tesis se tomó $N_c = 0.4$.

3.3. Cálculo de la radiación

3.3.1. Radiación de sincrotrón

Los choques son mecanismos eficientes para producir radiación, ya que de las partículas del fluido o plasma convierten la energía cinética en energía térmica. Choques clásicos permiten explicar fenómenos astrofísicos como supernovas e interacción de vientos estelares con el medio interestelar. Incluso estructuras filamentosarias pueden justificarse a través de inestabilidades térmicas o magnéticas, producidas en los frentes de choque.

Un frente de choque puede emitir radiación de sincrotrón. Esta se produce gracias a la presencia de campos magnéticos que se intensifican en el frente de choque (Kumar & Zhang 2015). Las partículas cargadas, electrones o protones, siguen trayectorias espirales alrededor de las líneas de campo y aceleradas emitiendo radiación.

El análisis de la radiación sincrotrón comienza partiendo de la fuerza de Lorentz, tomando q como la carga y v la velocidad del electrón, externos E y B el campo eléctrico y magnético respectivamente. Entonces,

$$F = \frac{q}{c}(E + v \times B). \quad (3.6)$$

El electrón recorre una zona de campo magnético con velocidad $v_{\parallel} = v \cos(\alpha)$ y $v_{\perp} = v \sin(\alpha)$, siendo α el ángulo entre el vector de velocidad y la línea de campo magnético. La aceleración únicamente cambia la dirección de la velocidad \vec{v} , mientras que la magnitud permanece constante.

Para efectos prácticos, el campo eléctrico no es significativo $|E| \rightarrow 0$, entonces la componente de velocidad importante para la descripción de la trayectoria poloidal del electrón es v_{\perp} , es decir, la componente perpendicular respecto al campo \vec{B} . Para electrones relativistas con factores de Lorentz γ_e y masa m_e constantes, se iguala el vector de 4-fuerza con la fuerza de Lorentz

$$\frac{d}{dt}(\gamma_e m_e \dot{\vec{v}}) = \frac{q}{c} \vec{v} \times \vec{B}, \quad (3.7)$$

al despejar la aceleración y obteniendo la magnitud se llega a:

$$\dot{v} = \frac{q}{\gamma_e m_e c} v B \sin(\alpha) = v \omega_{\text{gir}} \sin(\alpha), \quad (3.8)$$

con la frecuencia de giro $\omega_{\text{gir}} \equiv qB/(\gamma_e m_e c)$. Utilizando la definición de radio clásico del electrón $r_0 \equiv e^2/(m_e c^2)$, y el parámetro de dispersión Thompson $\sigma_T \equiv 8\pi r_0^2/3$, junto con la aceleración (3.8), a partir de la fórmula de Larmor (Ribicky & Lightman 1976) se obtiene la relación:

$$P = \frac{4}{3} \sigma c \beta^2 \gamma_e^2 u_B, \quad (3.9)$$

donde $u_B \equiv B^2/(8\pi)$ es la densidad de energía magnética, y se tomó la integral sobre todos los ángulos α posibles, es decir, $\int 2\pi \sin^3(\alpha) d\alpha = 8\pi/3$.

Siendo que la amplificación del campo magnético es desconocida, para choques hidrodinámicos se supone que una fracción de la densidad de energía interna ϵ_{Bu} termina en campo magnético, es decir $u_B = \epsilon_{Bu} = B^2/8\pi$.

En el marco de referencia del observador, siendo Γ_{sh} el factor de Lorentz del frente de choque, la potencia de emisión (3.9) toma la forma:

$$P = \frac{4}{3} \sigma c \Gamma_{sh}^2 \gamma_e^2 u_B, \quad (3.10)$$

y la frecuencia característica es:

$$\nu_c(\gamma_e) = \Gamma_{sh} \gamma_e^2 \frac{q_e B}{2\pi m_e c}. \quad (3.11)$$

La emisión de la fase tardía es descrita con buena aproximación utilizando la emisión sincrotrón de electrones acelerados, cuando el cascarón relativista se propaga en un medio ambiente uniforme y frío, con densidad n . Detrás del choque, la densidad de partículas está dado por $4\gamma n$ y la densidad de energía por $\gamma^2 n m_p c^2$, donde γ es el factor de Lorentz del fluido chocado. En este contexto, la auto absorción en la emisión sincrotrón no es importante.

Los electrones acelerados en el choque tienen una distribución de población:

$$N(\gamma_e) = \begin{cases} 0 & \text{si } \gamma_e < \gamma_m, \\ A\gamma_e^{-p} & \text{si } \gamma_m \leq \gamma_e \leq \infty. \end{cases} \quad (3.12)$$

Aquí γ_m es el factor de Lorentz mínimo que tienen los electrones en el plasma chocado caliente, y está dado

por:

$$\gamma_m = \varepsilon_e \left(\frac{p-2}{p-1} \right) \frac{m_p}{m_e} \gamma_e \quad (3.13)$$

donde el termino ε_e denota a la fracción de densidad de energía ($\Gamma_{\text{sh}}(\Gamma_{\text{sh}} - 1)n_p m_p c^2$) del fluido chocado, transmitida a los electrones. Para mantener la energía de los electrones finita se toma $p > 2$ (Sari, Narayan & Piran 96). También se supone que la densidad de energía magnética detrás del choque es una fracción constante ε_B de la densidad de energía post-choque. Esto produce un fuerte campo magnético $B = (32\pi m_p \varepsilon_B n)^{1/2} \Gamma_{\text{sh}}$. La dispersión Compton puede ser importante cuando $\varepsilon_B > \varepsilon_e$ (Sari et al. 96), pero en esta tesis no se toma en cuenta.

La potencia máxima está dada por:

$$P_{v,\text{max}} \approx \frac{P(\gamma_e)}{v(\gamma_e)} = \frac{m_e c^2 \sigma_T}{3q_e} \gamma B. \quad (3.14)$$

Siendo la potencia emitida por un electrón $\propto \gamma_e^2$, electrones más energéticos se van enfriando primero, adquiriendo al tiempo t un factor de Lorentz de enfriamiento (*cooling*):

$$\gamma_c = \frac{6\pi m_e c}{\sigma_T \gamma B^2 t} = \frac{3m_e}{16\varepsilon_B \sigma_T m_p c t \gamma^3 n}, \quad (3.15)$$

donde t es el tiempo medido en el marco de referencia del laboratorio. Para calcular el espectro debido a todos los electrones se integra respecto a la población de electrones ($N^{-\gamma_e}$) por la potencia emitida de un electrón. Hay dos diferentes casos, dependiendo de si $\gamma_m > \gamma_c$ ó $\gamma_m < \gamma_c$. Cuando $\gamma_m > \gamma_c$, todos los electrones pueden enfriarse con un valor γ_c y el flujo es aproximadamente $N_e P_{v,\text{max}}$. Esto es denominado el enfriamiento rápido (*fast cooling*), y se caracteriza con el flujo por unidad de frecuencia F_v como:

$$F_v = \begin{cases} (v/v_c)^{1/3} F_{v,\text{max}} & v_c > v, \\ (v/v_c)^{-1/2} F_{v,\text{max}} & v_m > v > v_c, \\ (v_m/v_c)^{-1/2} (v/v_m)^{-p/2} F_{v,\text{max}} & v > v_m. \end{cases} \quad (3.16)$$

Aquí $v_m \equiv v(\gamma_m)$ y $F_{v,\text{max}} \equiv N_e P_{v,\text{max}}/4\pi D^2$ es el flujo máximo observado a distancia D de la fuente (Figura 3.2). Cuando $\gamma_c > \gamma_m$ únicamente los electrones con $\gamma_e > \gamma_c$ pueden enfriarse. Esto se denomina el enfriamiento lento (*slow cooling*) porque los electrones no pueden enfriarse durante el tiempo t (Figura 3.2). Integrando

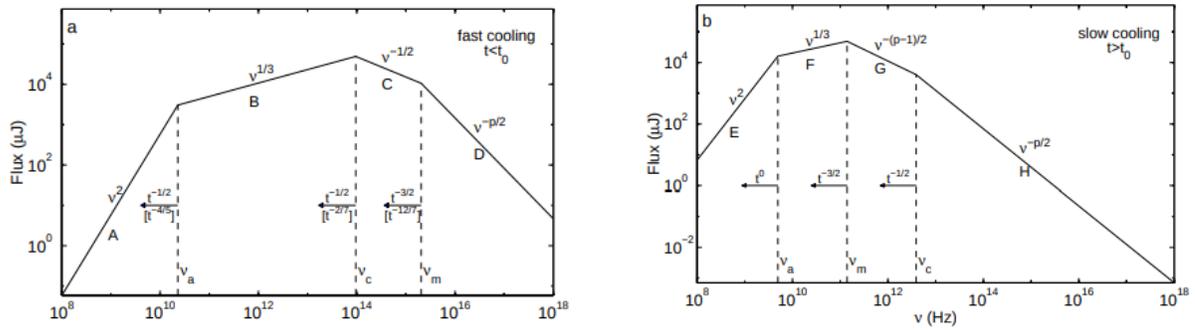


Figura 3.2: Espectro de la radiación de sincrotrón emitido por un choque relativista con una población de electrones $N \propto \gamma_e^{-p}$. En el panel (a) se describe el *fast cooling* que ocurre a tiempos tempranos ($t < t_0$) en la fase tardía de un GRB. El espectro se divide en cuatro segmentos con distintas potencias en ν : la autoabsorción dominante con $\nu < \nu_a$ y las frecuencias ν_m , ν_c , ν_a decrecen con el tiempo, donde también ocurren cambios en la potencia de t . El panel (b) describe el *slow cooling*, el cual ocurre a tiempos tardíos ($t > t_0$). Tomado de Sari, Piran & Narayan 1997.

sobre la distribución de electrones se obtiene que:

$$F_\nu = \begin{cases} (\nu/\nu_m)^{1/3} F_{\nu, \max} & \nu_m > \nu, \\ (\nu/\nu_m)^{-(p-1)/2} F_{\nu, \max} & \nu_c > \nu > \nu_m, \\ (\nu_c/\nu_m)^{-(p-1)/2} (\nu/\nu_c)^{-p/2} F_{\nu, \max} & \nu > \nu_c. \end{cases} \quad (3.17)$$

La evolución hidrodinámica cambia la forma de las curvas de luz producidas por la radiación de sincrotrón (Figura 3.3), debido principalmente a que el tiempo de evolución t y factores de Lorentz γ influyen en las frecuencias características de la radiación de sincrotrón. Otra cantidad importante es $R_0 = (17M/16\pi m_p n)^{1/3}$ la distancia en donde la masa acumulada del *medio ambiente barrido* es del orden de la masa eyectada M (inicialmente en el jet). El tiempo donde ocurre esta transición es $t_0 = R_0/4\gamma^2 c$, y caracteriza dos fases en la evolución hidrodinámica: primero ($t < t_0$) ocurriendo la fase radiativa donde domina el *fast cooling* y segundo ($t > t_0$) la fase adiabática donde domina el *slow cooling*. En este trabajo, la radiación dominante se encuentra en el contexto de *slow cooling*

En esta sección se describieron los elementos más importantes de la radiación de sincrotrón, sin embargo, una discusión mas detallada puede consultarse en Rybicki & Lightman (1976), y la aplicación al contexto de la fase tardía de GRBs se puede encontrar en Sari, Piran & Narayan (1998).

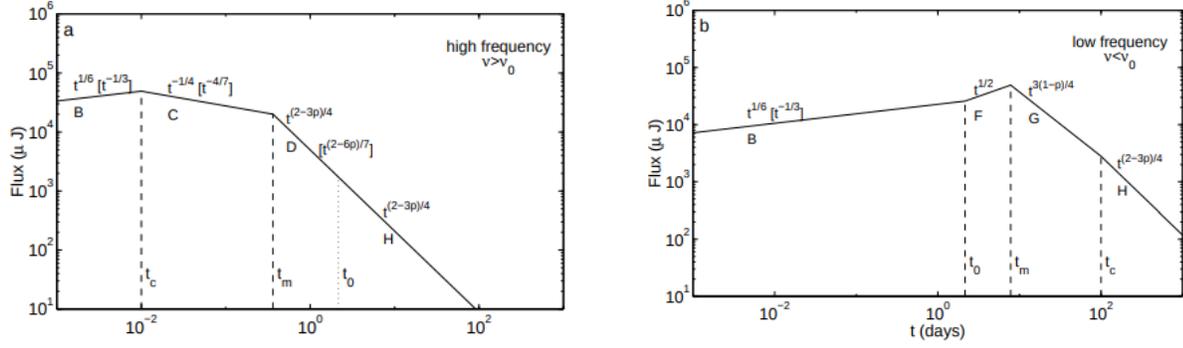


Figura 3.3: Curva de luz debido a la radiación de sincrotrón de un choque esférico relativista, en ella se ignora el efecto de autoabsorción. En el panel (a) se muestra a altas frecuencias ($\nu > \nu_0$), y los cuatro segmentos son separados por tiempos críticos, t_c , t_m , t_0 cuando $t < t_0$. En el panel (b) se muestra la curva de luz a frecuencia baja ($\nu < \nu_0$), la cual también restringida con tiempos críticos. Tomada de Sari, Piran & Narayan 1997.

3.3.2. Cálculo de la radiación en el código numérico

El cálculo de la radiación recibida por un observador se hace post-simulación hidrodinámica, medida a distintos tiempos $(t_{\text{obs}})_i \equiv \tilde{t}_i$, y cuyo detector está orientado en dirección \hat{n} respecto a la superficie emisora de una fuente, está dado por (De Colle et al. 2012):

$$F_\nu(\tilde{t}_i, \hat{n}) = \frac{(1+z)}{d_L^2(z) \Delta \tilde{t}(z)_i} \int d^4x H \left(\frac{\Delta \tilde{t}(z)_i}{2} - \left| \tilde{t}(z)_i - t_z + \frac{\hat{n} \cdot \vec{r}}{c} \right| \right) \times \frac{j'_\nu}{\Gamma^2 (1 - \hat{n} \cdot \vec{\beta})^2}, \quad (3.18)$$

donde $H(x)$ es la función de Heaviside, $\tilde{t}(z)_i \equiv \tilde{t}/(1+z)$, $\vec{\beta} = \vec{v}/c$, z el corrimiento al rojo, y \vec{r} es el vector de la superficie emisora centrado en la fuente. En coordenadas cilíndricas (r, ϕ, \mathfrak{z}) se tiene que:

$$\hat{n} = \hat{x} \sin \theta_{\text{obs}} + \hat{z} \cos \theta_{\text{obs}}, \quad (3.19)$$

$$\hat{n} \cdot \vec{r} = |\vec{r}| \cos \phi \sin \theta_{r\text{obs}} + \mathfrak{z} \cos \theta_{rm}, \quad (3.20)$$

$$\hat{n} \cdot \vec{\beta} = \beta_r \cos \phi \sin \theta_{\text{obs}} + \beta_{\mathfrak{z}} \cos \theta_{\text{obs}}, \quad (3.21)$$

donde $\cos \theta_{\text{obs}} = \hat{n} \cdot \hat{\mathfrak{z}}$. Para su implementación numérica, si la ecuación (3.18) en el argumento de la función $H(x)$ cumple que (De Colle et al 2012):

$$\left| \tilde{t}(z)_i - t_z + \frac{\hat{n} \cdot \vec{r}}{c} \right| < \frac{\Delta \tilde{t}(z)_i}{2}, \quad (3.22)$$

entonces puede aproximarse como:

$$\Delta F_{\nu}(\hat{n})_{i,jk} = \frac{(1+z)^2 \Delta V_{jk}^{(4)}}{d_L^2(z)} \frac{j'_{\nu',jk}}{\Delta \tilde{t}(z)_i \Gamma_{jk}^2 (1 - \hat{n} \cdot \vec{\beta}_{jk})^2}, \quad (3.23)$$

donde $j'_{\nu'}(\hat{n}') = dE'/dV'd\Omega'd\nu'dt' = P'_{\nu'}/4\pi$ es la emisividad comóvil local (en cada elemento de fluido).

El cálculo de la radiación de sincrotrón se hace a partir del modelo discutido en la sección 3.3.2. Los valores de presión, densidad y velocidad calculados de la simulación hidrodinámica se usan para estimar las frecuencias características que determinan la evolución del espectro. En cada simulación, se evalúan ~ 1000 *outputs* con los valores de las variables físicas en cada celda. La contribución de cada celda es asignada al correspondiente tiempo en el sistema de referencia del observador. La suma de las contribuciones de cada celda produce las curvas de luz y espectro sintéticos.

Capítulo 4

Resultados y discusión

Los estudios numéricos previos de la dinámica y de la emisión de GRBs suponen típicamente distribuciones angulares de energía, velocidad y densidad uniformes (*top-hat*) basadas en la solución auto-similar de Blandford & McKee (1976). Esta formulación no describe satisfactoriamente la expansión lateral de jets *top-hat* a tiempos previos (respecto al tiempo en el que se inicializa la simulación) y tampoco la posibilidad de que los jets sean eyectados por el motor central con una estructura no-uniforme. En la sección 2.3.2, en particular, se mostró que la emisión electromagnética a tiempos tardíos del evento GW/GRB 170817A implica la presencia de un jets estructurado.

En esta tesis se estudian la dinámica y la emisión de GRBs en su fase de evolución tardía mediante simulaciones numéricas de jets estructurados. Para la descripción detallada del problema a tratar, el lector puede guiarse con la Figura 4.1. En las simulaciones, el jet es inicializado a distancias grandes del motor central, cuando entra en la fase de deceleración (es decir, no se considera la evolución previa del jet). El observador observa el jet a un ángulo θ_{obs} . Distintas condiciones iniciales en la estructura del jet y su ángulo de apertura θ_0 determinan la evolución del jet y su emisión.

En este capítulo, primero se presentan las condiciones iniciales de las simulaciones¹. Después, se discute la dinámica de jets *top-hat* (con distintos ángulos de apertura) la cual es comparada con la de siete modelos de jets estructurados (descritos en la sección 2.3): Gaussiano, USJ con tres exponentes ($a = 1, 2, 3$), anillo, UJ, jet de dos componentes. Así mismo, se presentan las curvas de luz calculadas para los distintos modelos y se discuten de manera cualitativa las implicaciones para las observaciones.

¹En el trabajo de tesis se modificaron las condiciones iniciales pero no se hicieron modificaciones a la estructura interna del código.

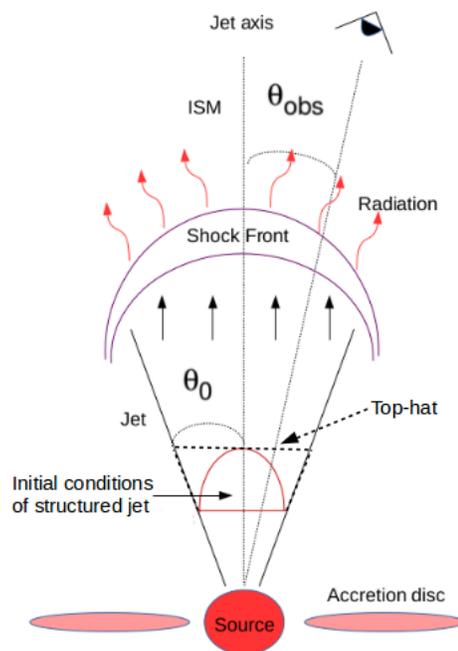


Figura 4.1: Esquema del problema estudiado en esta tesis: un jet relativista, eyectado por un motor central, interactúa con el medio ambiente generando emisión multi-frecuencia que es detectada por un observador que se encuentra a un ángulo θ_{obs} .

4.1. Condiciones iniciales

Las simulaciones (hechas con el código *Mezcal*) utilizan 100×16 celdas en dos dimensiones y en coordenadas polares. El tamaño de la caja computacional se extiende hasta $r_{max} = 1.2 \times 10^{19}$ cm en dirección radial, y desde $\theta = 0$ rad hasta $\theta = \pi/2$ rad en dirección polar. Se utilizó un número de Courant $N_C = 0.4$. Las simulaciones se integraron durante un tiempo de 4×10^9 s. El número de niveles de refinamiento es $n = 14$ en la mayor parte de las simulaciones, esto quiere decir que cada celda puede llegar a refinarse o dividirse hasta 2^{14} veces. El frente de choque es inicializado en $R = 7.7 \times 10^{17}$ cm lo que corresponde a un tamaño mínimo radial de las celdas $\Delta R = (R_{max} - R_{min}) / (N_C \cdot 2^{n-1}) = 10^{13}$ cm. En los modelos de jets estructurados el ángulo de apertura inicial del jet es $\theta_0 = 0.1$ rad, mientras que para el jet *top-hat* se hicieron simulaciones con $\theta_0 = 0.1, 0.2, 0.4, 0.8, 1.2$ rad. El factor de Lorentz inicial de la onda de choque es $\Gamma_0 = 30$ en $\theta = 0$ en todas las simulaciones.

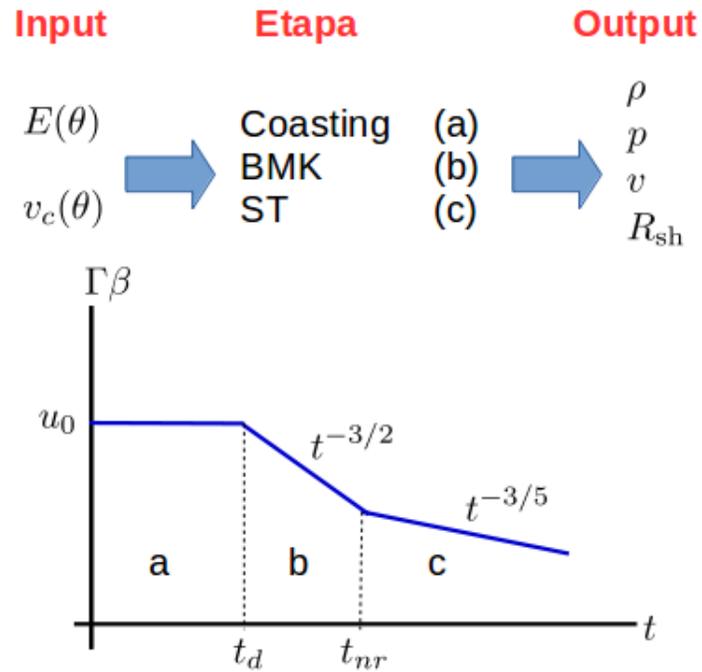


Figura 4.2: *Arriba*: Esquema del procedimiento usado para determinar las condiciones iniciales de la simulación (v_c es la velocidad durante la fase de expansión con velocidad constante). *Abajo*: Evolución temporal de la velocidad de una onda de choque relativista. a) La fase *Coasting* o de expansión libre hasta llegar al tiempo de desaceleración t_d . b) El jet relativista se desacelera y puede ser descrito mediante el modelo de Blanford & McKee 1976 (BMK) hasta el tiempo donde comienza la fase no relativista t_{nr} . c) El jet comienza su desaceleración no relativista y puede ser descrito con el modelo de Sedov-Taylor (ST).

4.1.1. Determinación de los parámetros físicos

La simulación se inicializa definiendo los parámetros físicos (presión, densidad y velocidad) en el dominio computacional. En las simulaciones se supone que el medio ambiente externo es uniforme, con una densidad $n = 1 \text{ cm}^{-3}$, una presión despreciable ($P \ll \rho c^2$) y velocidad nula². La energía de la explosión (como función del ángulo) y la velocidad de la onda de choque durante la fase de expansión libre (la *coasting phase*) determinan de manera unívoca la posición de la onda de choque y los parámetros físicos post-choque. La Figura 4.2 muestra esquemáticamente el procedimiento usado para determinar los parámetros físicos (y explicado en detalle en esta sección).

Fracción de energía por ángulo sólido

La distribución de la energía es fundamental para inicializar los parámetros físicos en la simulación (densidad, velocidad y presión). En las simulaciones, tomamos una energía isotropa de $E_{\text{iso}} = 10^{53}$ ergs (Granot & van der Horst 2014; Ramirez-Ruiz & Granot 2014.). La energía por unidad de ángulo sólido en el caso de un jet *top-hat* es³

$$\varepsilon(\theta) = \frac{dE}{d\Omega} = \frac{E_{\text{iso}}}{4\pi} \equiv \varepsilon_0. \quad (4.1)$$

Siendo $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$, entonces la energía en el caso de un jet *top-hat* (con ángulo de apertura θ_0) es:

$$E = \frac{E_{\text{iso}}}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_0} \sin\theta d\theta d\phi = E_{\text{iso}}(1 - \cos\theta_0). \quad (4.2)$$

Cuando $\theta_0 \ll 1$, la energía del jet es: $E = E_{\text{iso}}(1 - \cos\theta) \approx E_{\text{iso}} \frac{\theta_0^2}{2}$.

La energía inyectada en las simulaciones es distinta para cada jet estructurado. Por ejemplo, para un perfil Gaussiano, $\varepsilon(\theta) = \varepsilon_0 e^{-\theta^2/2\theta_0^2}$, y la energía total inyectada es:

$$E = 4\pi\varepsilon_0 \int_0^{\pi/2} \sin\theta e^{-\theta^2/2\theta_0^2} d\theta \equiv \varepsilon_0 \int_0^{\pi/2} f(\theta) d\theta. \quad (4.3)$$

La integral $\text{Int} \equiv \int_0^{\pi/2} f(\theta) d\theta$ no tiene solución analítica, pero puede expandirse mediante series de Taylor

²Siendo la velocidad del jet ultra-relativista, el medio ambiente tiene de cualquier forma velocidad despreciable.

³Para los demás modelos, se supone que $\varepsilon(\theta = 0) = \varepsilon_0$.

a primer orden para ángulos de apertura pequeños θ_0 . La energía en el jet gaussiano es aproximadamente el doble respecto a la energía del jet *top-hat*. Las energías en los otros modelos de jets estructurados se definen de manera análoga (vease también la sección 2.3). La energía inyectada para los distintos modelos se muestra en la Figura 4.3, en donde se observa que se reduce varios ordenes de magnitud pero suavemente en jets estructurados, mientras que cae abruptamente en los jets de tipo *top-hat*.

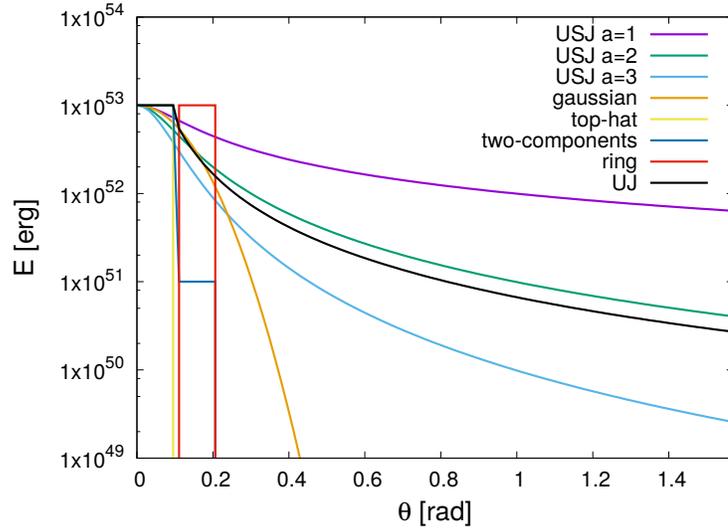


Figura 4.3: Distribución angular de la energía para los distintos modelos.

Velocidad de expansión libre

Para determinar las condiciones iniciales, se supone que la energía $E_{k,iso}(\theta)$ no ha cambiado a tiempos anteriores, es decir, que cada fracción angular $\Delta\theta$ evoluciona de manera independiente, como si este fuera parte de un flujo esférico.

El comportamiento general de una onda de choque relativista se mostró en la Figura (4.2). Cuando termina la fase de aceleración, la onda de choque entra en la etapa de expansión libre (la *coasting phase*). En $t = t_d$ empieza a desacelerar. Su comportamiento es descrito en esta fase de acuerdo a la solución auto-similar de Blandford & McKee (1976). En el tiempo $t = t_{nr}$ la velocidad de la onda de choque se vuelve no relativista y su comportamiento es descrito por la solución de Sedov-Taylor. Durante la *coasting phase* el jet se mueve con velocidad constante $v_0(\theta) = v_c(t_0, \theta)$, donde t_0 es el tiempo donde se inicializa la simulación y es tomado de la ecuación (2.19) con el factor de Lorentz en el eje de simetría $\Gamma = 30$. Para describir la onda de choque durante la fase de desaceleración de relativista a newtoniana, se utiliza la ecuación (59) de De Colle et al.

(2012):

$$E = R^3 \beta^2 \Gamma^2 m_p c^2 \left[\frac{8\pi}{17} \beta^2 + \frac{25}{4\alpha_0} (1 - \beta^2) \right], \quad (4.4)$$

donde $\alpha_0 = 2.01$. Esta ecuación puede reescribirse como :

$$f(\beta(\theta)) = R^3 \beta^2 \Gamma^2 m_p c^2 \left[\frac{8\pi}{17} \beta^2 + \frac{25}{4\alpha_0} (1 - \beta^2) \right] - E(\theta) = 0, \quad (4.5)$$

y permite encontrar (numéricamente) la evolución temporal de la velocidad de la onda de choque $\beta(\theta, t)$ dada la energía $E(\theta)$ como función del ángulo θ .

Siguiendo Kumar & Granot (2004), supusimos que la velocidad de la *coasting phase* está dada por:

$$\Gamma_c(\theta) = 1 + \frac{\Gamma_0 - 1}{1 + (\theta/\theta_0)^2}, \quad (4.6)$$

donde en este trabajo $\Gamma_0 = 500$. Tomando $\Gamma(\theta) = \Gamma_c(\theta)$, determinamos R_d integrando numéricamente la ecuación (4.5), y determinamos el tiempo de desaceleración como $t_d(\theta) = R_d/u_0$.

La posición del choque es dada por:

$$R(t) = \begin{cases} v_c t & \text{if } t < t_d, \\ v_c t_d + c(t - t_d) - ct_d \frac{(t/t_d)^4 - 1}{8\Gamma_0^2} & \text{if } t_d < t < t_{nr}, \\ v_c t_d + c(t_{nr} - t_d) - ct_d \frac{(t_{nr}/t_d)^4 - 1}{8\Gamma_0^2} + \frac{5}{2} v_{nr} t_{nr}^{3/5} [t^{2/5} - t_{nr}^{2/5}] & \text{if } t_{nr} < t. \end{cases} \quad (4.7)$$

Parámetros físicos de las simulaciones

En resumen, dados $E(\theta)$ y $\Gamma_c(\theta)$, usamos el siguiente algoritmo para determinar densidad, presión y velocidad:

- encontramos t_d .
- buscando la solución de la ecuación (4.5) (con R definido por medio de la ecuación (4.7)), se encuentran los valores $\beta(t)$, $\Gamma(t)$ y $R(t)$.
- si $t < t_d$, inicializamos en la simulación una cáscara delgada con los valores de densidad, velocidad y presión post-choque dados por las condiciones de Taub (Taub 1948), las cuales son una versión relativista de las condiciones de salto de Rankine-Hugoniot para choques fuertes en dinámica de fluidos.

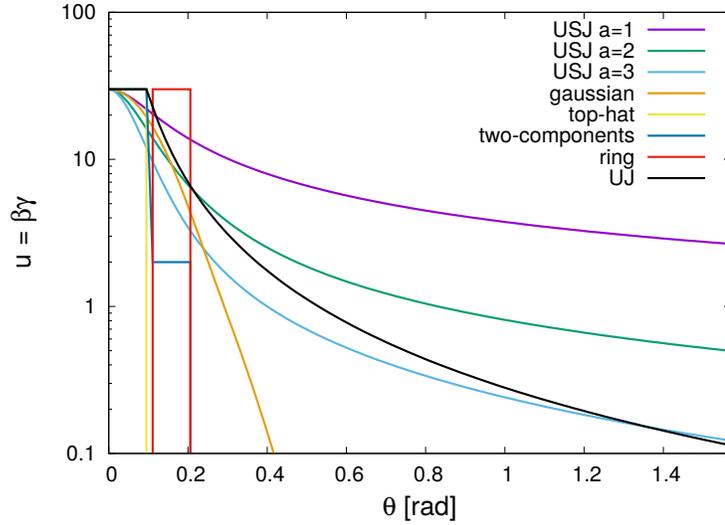


Figura 4.4: Distribución angular de las velocidades en los modelos considerados.

- si $t > t_d$, fijamos los valores post-choque de densidad, presión y velocidad como una combinación de las soluciones auto-similares de Blandford & McKee (f) y Sedov-Taylor (g), como $f\beta + g(1 - \beta)$. De esta manera se obtiene la solución correcta en los límites relativistas y newtonianos, y una solución aproximada en el caso intermedio. Las soluciones de Sedov-Taylor se definen usando la solución aproximada de Petruk (2000).

La distribución angular de velocidades de la onda de choque se muestra en la figura 4.4 y es cualitativamente similar a la distribución de energía (Figura 4.3), debido a su relación (2.18).

Las gráficas de las condiciones iniciales (tanto de las densidades como de la velocidad radial) para todos los modelos considerados se muestran en las figuras 4.5 y 4.6. Como se discutió anteriormente, los jets estructurados USJ y UJ tienen gradientes suaves de densidad y velocidad (con velocidades newtonianas a ángulos grandes) mientras que los modelos *top-hat*, anillo, dos componentes tienen caídas abruptas y ondas de choque moviéndose solo con velocidades relativistas. El modelo gaussiano representa un caso intermedio.

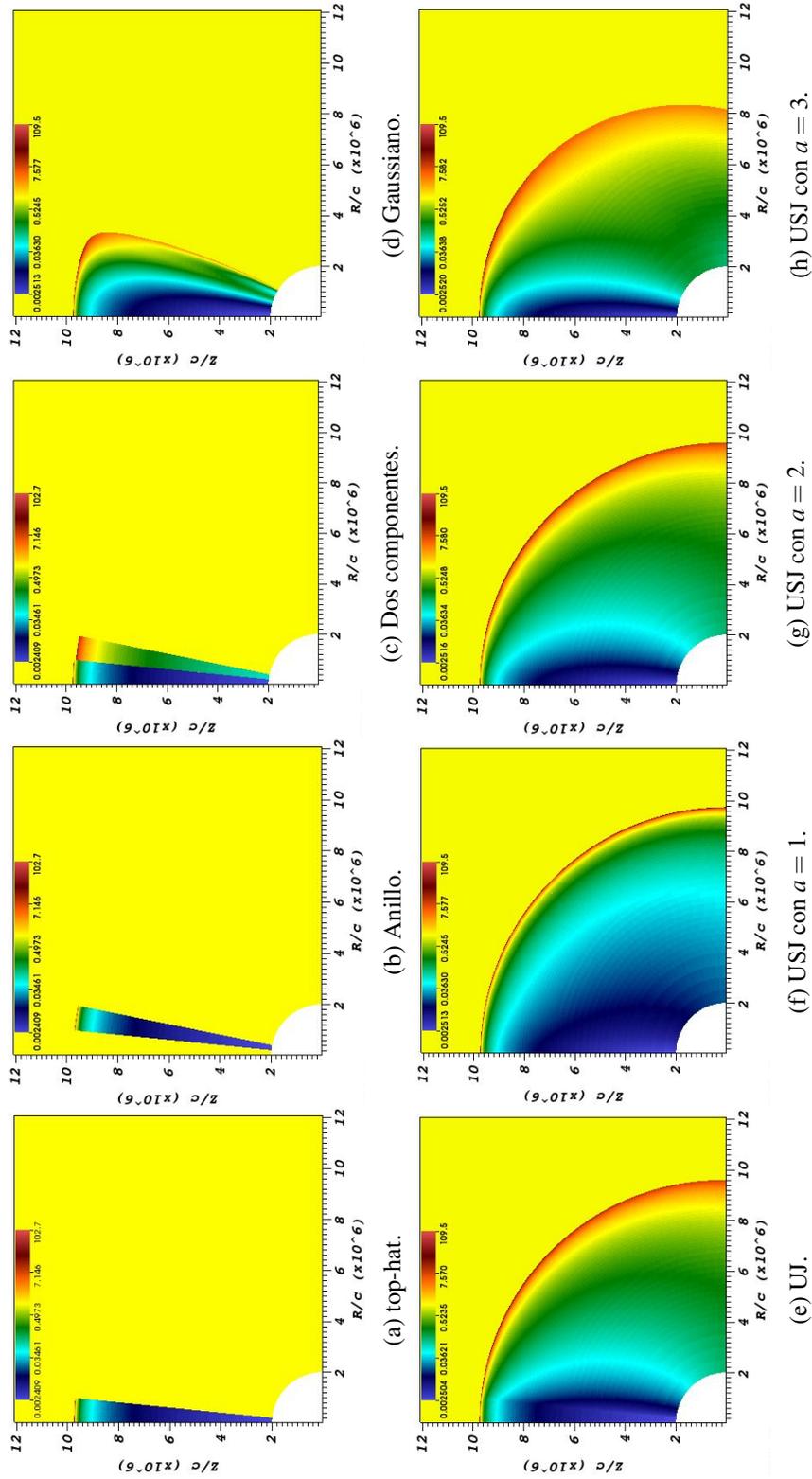


Figura 4.5: Gráficas de la densidad en las condiciones iniciales.

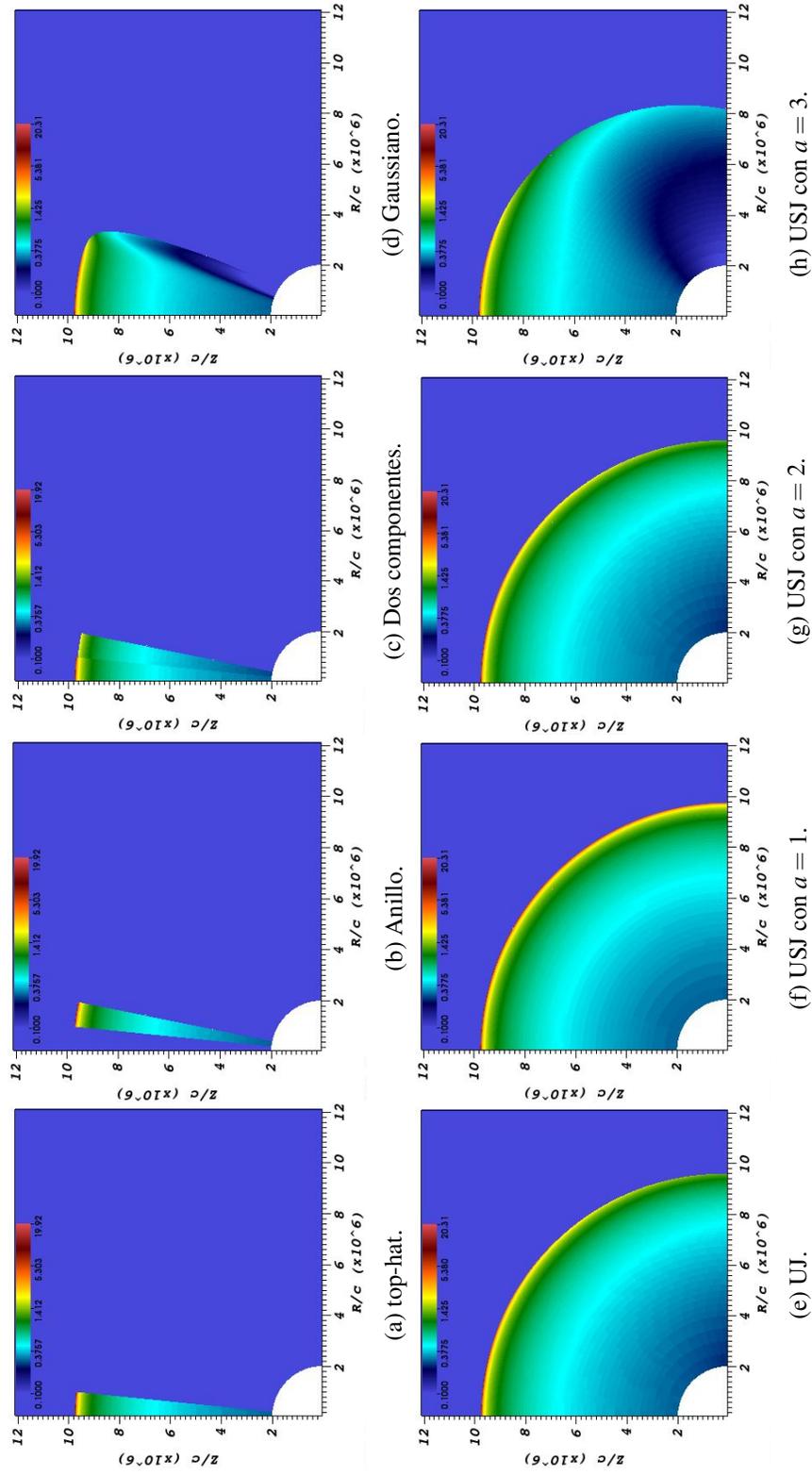


Figura 4.6: Gráficas de la velocidad en las condiciones iniciales.

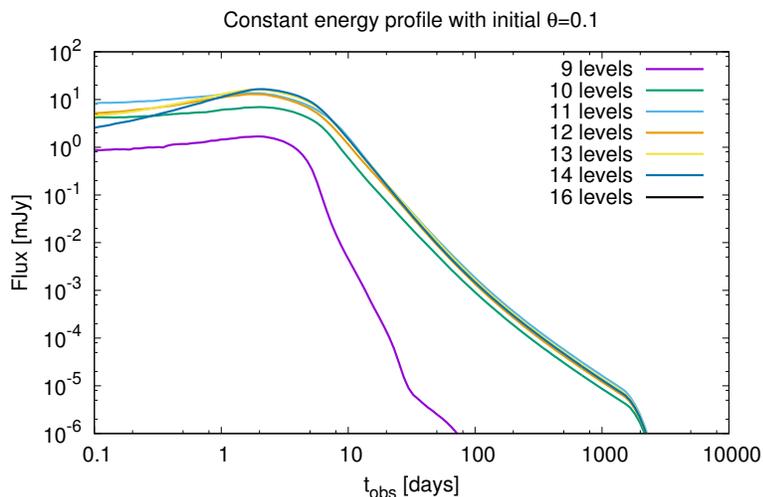


Figura 4.7: Comparación de niveles para elegir el nivel adecuado.

4.1.2. Criterio de convergencia

La resolución de 14 niveles de refinamiento se eligió después de estudiar la convergencia de un jet *top-hat* por medio de siete simulaciones. Las simulaciones tienen el mismo ángulo de apertura del jet y la misma energía ($\theta_0 = 0.1$, $E = 10^{53}$ ergs), pero distintos niveles de refinamiento, desde $N_{\text{niveles}} = 9$ hasta 16.

Las curvas de luz (a $\nu = 5.5$ GHz) calculadas a partir de dichas simulaciones se muestran en la Figura 4.7. Aquellas con 14 y 16 niveles de refinamiento se superponen perfectamente en todo el dominio, mientras que la curva de luz de la simulación con 13 niveles presentan pequeñas diferencias de intensidad a tiempos tempranos.

Se decidió correr todas las simulaciones usando $N_{\text{niveles}} = 14$ de refinamiento, porque debido a las pruebas de convergencia, se tiene la certeza de que arrojarán resultados similares a las simulaciones de mayor resolución. En el código, se necesita refinar con mayor número de celdas en las regiones que tienen velocidades del choque mas grandes (ya que el tamaño de la región post-choque escala como $\propto 1/\Gamma_{\text{sh}}^2$) y en las regiones con discontinuidades mas abruptas. El criterio de convergencia se obtuvo desde las simulaciones del jet *top-hat*, ya que este posee discontinuidades abruptas en los mapas de densidad, por lo tanto es el modelo mas difícil de resolver numéricamente. Por otro lado, la paridad de resolución de las simulaciones de jets estructurados necesitarán un tiempo de computo mucho mas grande (ya que se necesita refinar una región mucho mas extendida).

4.2. Dinámica

4.2.1. Jet *top-hat*

Los resultados obtenidos de las simulaciones de jets *top-hat* (mostrados en la Figura 4.8) son similares a los que se presentan en estudios previos (por ejemplo, Zhang & MacFadyen 2009, De Colle et al. 2012), lo que permite confirmar el funcionamiento de la simulación utilizada.

La Figura 4.8 representa tres etapas evolutivas de la densidad del jet. En el panel izquierdo se presentan las condiciones iniciales. El jet es inicializado con velocidades puramente radiales. La evolución del jet *top-hat* depende de la energía del jet y de la densidad del medio ambiente. Durante la fase relativista, el jet tiene una expansión principalmente radial. También aparecen ondas de choque reflejadas hacia el interior del jet. Se desarrollan inestabilidades de Kelvin-Helmholtz⁴ en la discontinuidad de contacto (panel central) debido a las diferencias de velocidad entre el fluido chocado y el material del jet. En fases posteriores el jet presenta expansión lateral, que empieza cuando $\Gamma_{\text{sh}} \lesssim 1/\theta$ (es decir, en el denominado *jet-break*). En algunos trabajos, por ejemplo Granot & Piran 2012, se discute sobre la débil expansión lateral del jet. En las simulaciones presentadas en este trabajo la expansión lateral para el jet *top-hat* es notable, sin embargo menos pronunciada comparada con la expansión lateral que presentan los jets estructurados. A tiempos grandes (panel derecho) el jet se vuelve casi esférico y comienza una fase de expansión descrita por la solución auto-similar de Sedov-Taylor.

4.2.2. Jets estructurados

En la figura 4.9, se muestran la densidades obtenidas de las simulaciones hidrodinámicas del jet *top-hat* y de los jets estructurados. En la figura, primero se muestra el jet *top-hat* (a) y sus variantes: el anillo (b) que es un jet *top-hat* desplazado angularmente, y el jet de dos componentes (c) el cual tiene estructura de abanico con una energía E_0 en la parte interna y $E_0/2$ en la parte externa. También, se muestran el jet gaussiano (d) que es un caso intermedio entre el jet *top-hat* y los jets con una energía que decrece como ley de potencia como el jet UJ (e), que en la región cerca del eje tiene una distribución de energía similar a la de un jet *top-hat* y decrece como θ^{-2} para ángulos grandes, y por último tres casos del jet USJ con $a = 1$ (f), $a = 2$ (g), y $a = 3$ (h). Todos a un tiempo $t = 1.65 \times 10^7$ s.

⁴Estas se forman debido al gradiente de velocidades y temperatura.

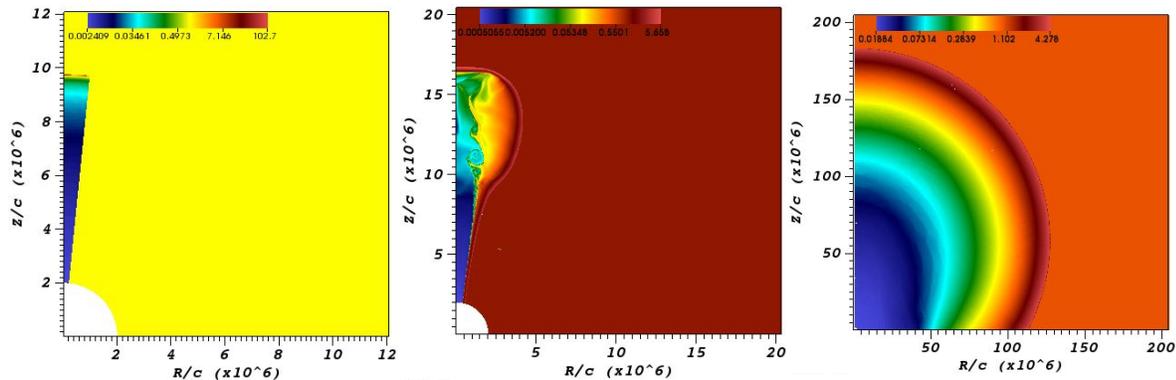


Figura 4.8: Jet *top-hat* visto en el sistema de referencia del laboratorio. En el lado izquierdo a un tiempo de $t \sim 10^7$ s, en el centro $t \sim 1.6 \times 10^7$ s, y en la derecha 1.8×10^8 s.

Análogamente al caso del jet *top-hat*, en los modelos de anillo, dos componentes y gaussiano inicialmente la expansión es principalmente radial mientras que los otros modelos (que tienen velocidades no-relativistas a ángulos grandes) presentan una notable expansión lateral.

Las inestabilidades de Kelvin-Helmholtz son prominentes en los jets de tipo *top-hat*, anillo y de dos componentes, mientras que no se observan en jets con distribuciones angular suaves (cabe subrayar que todas las simulaciones tienen las mismas resoluciones). El modelo de dos componentes (panel c de la figura) presenta una onda de refracción evidente debida al gradiente de energía inicial muy pronunciado y ondas de refracción en la región cerca del eje del jet. Además muestra inestabilidades en la discontinuidad de contacto entre cada componente del jet. En el modelo de anillo el material muestra una rápida expansión hacia el eje de simetría y es reflejado, chocando posteriormente con el material del jet produciendo también inestabilidades.

Los modelos (e), (f), (g), (h) preservan una estructura casi esférica, con una estructura de baja densidad elongada radialmente. En el caso USJ con $a = 1$ esta estructura interna parece estar mas *difuminada*. En los modelos USJ la elongación del jet crece con el parámetro a (siendo que a menores implican una mayor energía a ángulos grandes). El modelo con $a = 2$ es casi idéntico al modelo UJ. A tiempos grandes todos los modelos se vuelven casi esféricos y entran en una fase de expansión descrita por la solución auto-similar de Sedov-Taylor.

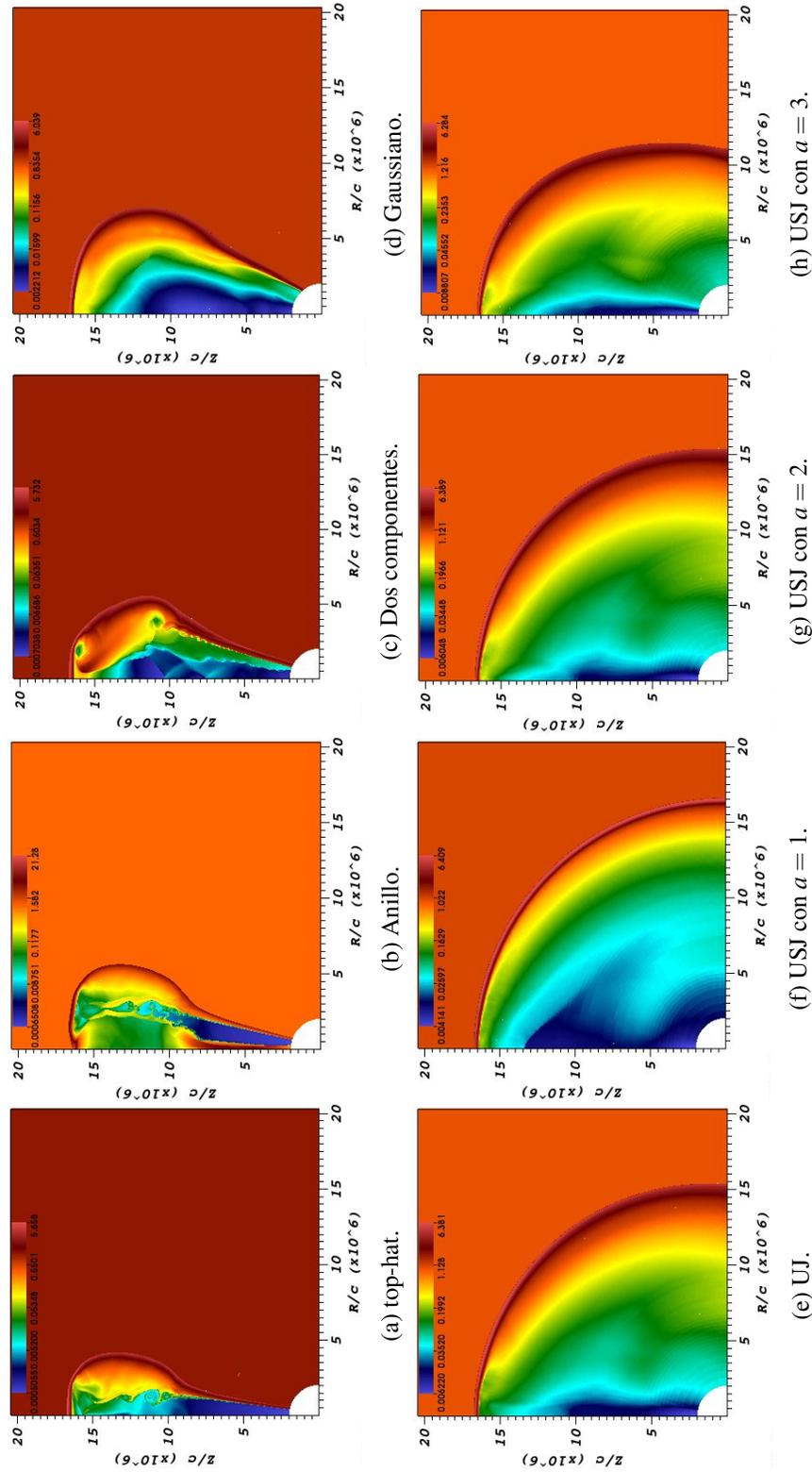


Figura 4.9: Densidad en $t = 1.65 \times 10^7$ s (en el sistema de referencia del laboratorio).

La figura 4.10 muestra la distribución angular de energía ($dE/d\theta$) para los distintos modelos y su evolución temporal. En el modelo USJ (con $a = 1$) inicialmente la energía es aproximadamente constante sobre ángulos grandes mientras que en los otros modelos cae rápidamente. A tiempos $\gtrsim 949$ días (medidos en el sistema de referencia del laboratorio) todos los modelos presentan distribuciones de energía cualitativamente similares (aunque la normalización es distinta porque la energía inyectada es distinta en los distintos modelos). Esto es consistente con el hecho de que la expansión se vuelve casi esférica a estos tiempos.

Un importante resultado de esta tesis también se muestra en la figura 4.10, donde hay una rápida evolución en la distribución angular de energía, es decir que no se preservan las condiciones iniciales con el paso del tiempo. Recientemente, se han usado modelos de jets estructurados para hacer ajustes de las observaciones del GRB/GW 170917A. En estos modelos se supone una cierta distribución angular de energía constante en el tiempo. Los resultados mostrados en la Figura 4.10 implican que los cálculos analíticos y semi-analíticos que suponen que se preserve la energía angularmente son incorrectos y que las simulaciones numéricas son necesarias para hacer predicciones confiables que puedan ser comparadas con las observaciones.

La Figura 4.11 muestra una estimación de la apertura angular del jet (definido como el ángulo que alberga el 75% de la energía total). Los jets *top-hat*, de dos componentes, anillo y gaussiano muestran un comportamiento similar. La apertura angular del jet se mantiene constante hasta que $\Gamma_{\text{sh}} \sim 1/\theta_0$ y después crece con el tiempo. Mientras que los mapas de densidad mostraban que a tiempos $t \sim 10^9$ s los modelos se volvían cualitativamente similares (y con forma casi esférica), esta figura muestra que aún a esos tiempos quedan diferencias del orden del 20% en la apertura angular del jet.

4.3. Curvas de luz

En esta sección analizamos las curvas de luz (a $\nu = 8.5$ GHz, que es la frecuencia media del VLA) producidas por las simulaciones. Con los valores obtenidos con dichas simulaciones se calcula la curva de luz, para observadores en ángulos $\theta_{\text{obs}} < \theta_0$ (*on-axis*) y $\theta_{\text{obs}} > \theta_0$ (*off-axis*). La emisión está determinada por la posición del observador. Mayor flujo se recibe cuando se observa el jet cerca del eje de simetría, mientras que el flujo cae aproximadamente como $\sim 1/(\theta - \theta_0)^4$ para observadores fuera del mismo.

En el cálculo de la radiación se utilizan parámetros típicos de la microfísica: $p = 2.5$, $\epsilon_e = 0.1$, y $\epsilon_B = 0.01$

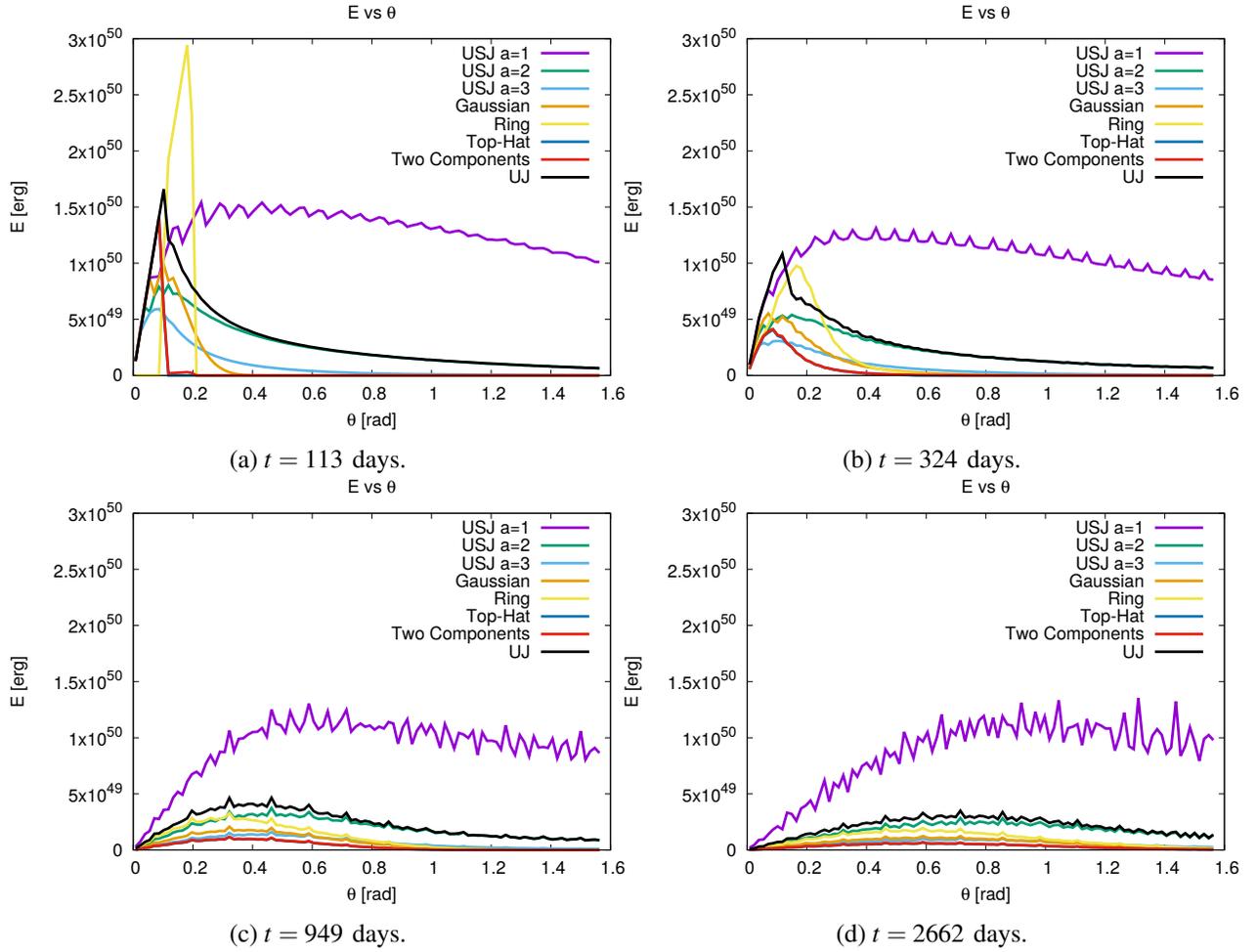


Figura 4.10: Evolución temporal de la distribución angular de energía.

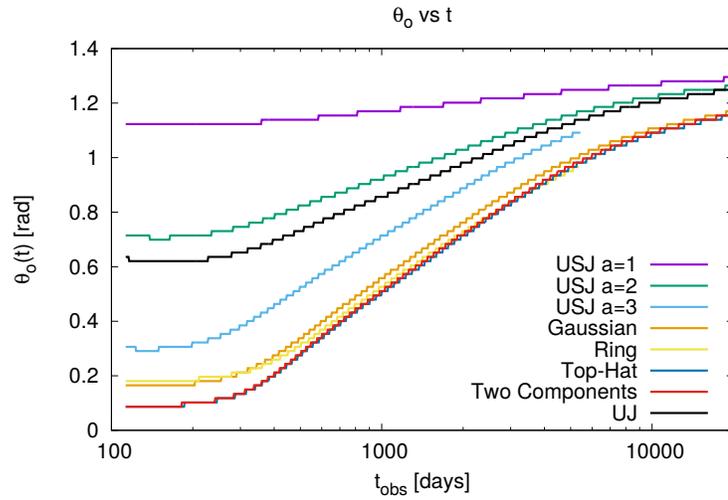


Figura 4.11: Evolución temporal del ángulo de apertura del jet para los distintos modelos.

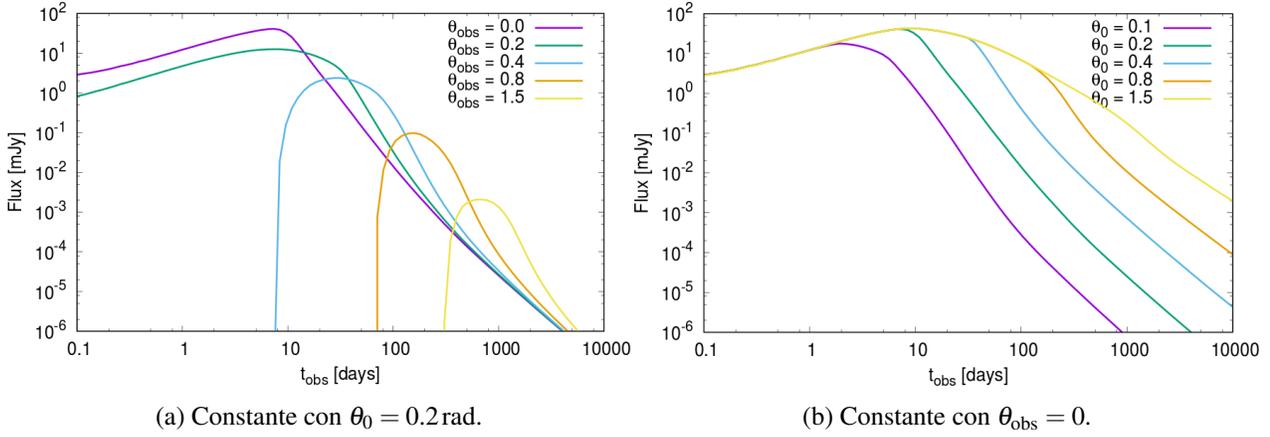


Figura 4.12: Curvas de luz producidas mediante un modelo de jet *top-hat* observados desde distintos ángulos de apertura a) y visto directamente el eje de simetría con distintos ángulos de apertura b).

(por ejemplo, Sari et al. 1998). Para el modelo *top-hat* se supone una distancia similar a la distancia del GRB 130427 ($z = 3$, Perley et al. 2014). Se eligió este GRB por ser el mas luminoso entre los GRBs detectados, y para los jets estructurados se supone una distancia de 40 Mpc similar al GRB 170417.

Las curvas de luz emitidas a 8.5 GHz por un jet *top-hat* se muestran en la Figura 4.12 la cual reproduce modelos previos (por ejemplo, Zhang & MacFadyen 2009, De Colle et al. 2012). En el panel izquierdo se muestra un jet con apertura inicial $\theta_0 = 0.2$, y con observadores posicionados en $\theta_{\text{obs}} = 0.0, 0.2, 0.4, 0.8, 1.57$ rad respecto al eje de simetría. La emisión observada *on-axis* se incrementa como $t_{\text{obs}}^{1/2}$, tiene un pico en aproximadamente 10 días y cae posteriormente como t_{obs}^{-3} (modelos teóricos de jets *top-hat* predicen $F_V \propto t^{-\alpha}$ con $2 \lesssim \alpha \lesssim 3$; por ejemplo Nousek et al. 2006; Zhang et al. 2015). Al incrementar θ_{obs} , el pico en la emisión en radio se mueve hacia tiempos mayores (siendo que el factor de Lorentz del jet tiene que bajar mas para que el jet sea visible para el observador). Además se observa una caída del flujo más abrupta al incrementar θ_{obs} .

El efecto que tiene el ángulo de apertura inicial del jet (Figura 4.12b), es desplazar el máximo en la emisión hacia tiempos mayores. Para jets con diferentes aperturas iniciales observadas *on-axis* ($\theta_{\text{obs}} < \theta_0$) se aprecia el mismo flujo a tiempos tempranos, debido a que el observador ve una porción del jet más pequeña que su ángulo de apertura. El cambio de pendiente que se ve en el panel derecho y que diferencia los modelos según su ángulo de apertura es el llamado *jet break*, y corresponde al momento en el que $\Gamma_{\text{sh}} \sim 1/\theta_0$, es decir al instante en el que el observador puede ver el jet completamente. El *jet break* se da a un tiempo $t_{\text{obs}} \sim \theta_0^{8/3}$ (Frail et al. 2001), es decir a tiempos mas grandes para jets con ángulos de apertura mayores. El modelo con $\theta_0 = \pi/2 \approx 1.57$ representa una explosión esférica. Su cambio de pendiente a $t_{\text{obs}} \sim 10$ días es debido a que

la frecuencia característica (vease la discusión presentada en la sección 2.4) v_m cruza la frecuencia observada a este tiempo, es decir: $v_{sa} \ll v < v_m \ll v_c$ a tiempos $t_{\text{obs}} \lesssim 10$ días, y $v_{sa} \ll v_m < v \ll v_c$ a tiempos $t_{\text{obs}} \gtrsim 10$ días.

La figura 4.13 muestra las curvas de luz *off-axis* de todos los modelos de jets *top-hat*, los cuales difieren por su ángulo de apertura (entre 0.1 y $\pi/2$ rad). La dependencia de las curvas de luz como función de θ_{obs} para los modelos con $\theta_0 \neq 0$ es cualitativamente similar al jet con $\theta_0 = 0.2$ (mostrado en la figura 4.12): para θ_{obs} mayores, el pico en la emisión se mueve hacia tiempos mas grandes y la caída post-pico es mas rápida. Las diferencias presentes en las curvas de luz son debidas exclusivamente al valor de θ_{obs} respecto a θ_0 . Por ejemplo, en el panel (a) el jet con $\theta_0 = 0.4$ es visto *on-axis*, mientras que el jet con $\theta_0 = 0.1$ es visto *off-axis* (y su emisión es menor).

En la Figura 4.14 se comparan las curvas de luz calculadas a partir de ocho modelos diferentes de jet. Para entender los resultados, hay que considerar principalmente tres efectos:

- Por el efecto *beaming*, dado un ángulo de observación θ_{obs} , solo la radiación emitida en una región con extensión angular $\theta_{\text{obs}} - 1/\Gamma_{\text{sh}} \lesssim \theta \lesssim \theta_{\text{obs}} + 1/\Gamma_{\text{sh}}$ llega al observador.
- El tiempo de llegada de la radiación es

$$t_{\text{obs}} = t - \frac{R_{\text{sh}}(\theta)}{c}, \quad (4.8)$$

donde R_{sh} es el radio del choque en el ángulo θ . Para un choque moviéndose con velocidad constante, se tiene

$$t_{\text{obs}} = t(1 - \beta) = \frac{t}{(1 + \beta)\Gamma_{\text{sh}}(\theta)} \quad (4.9)$$

Esto implica que fotones emitidos al tiempo t (medido en el sistema de referencia del laboratorio) desde regiones en expansión relativista llegan al observador al tiempo $t_{\text{obs}} = t/2\Gamma_{\text{sh}} \ll t$, mientras que fotones emitidos en regiones que se mueven con velocidades no-relativistas ($\beta \ll 1$) llegan al observador al tiempo $t_{\text{obs}} \sim t$.

- Como se mostró en la sección anterior, a tiempos grandes $t \gtrsim 10^8$ s $\approx 10^3$ días los jets se vuelven casi esféricos.

Cuando el observador está en $\theta_{\text{obs}} = 0$, debido al efecto *beaming* relativista mencionado arriba, la emisión observada a $t_{\text{obs}} \lesssim 10$ días es emitida por las regiones cercanas al eje de simetría del jet. Las curvas de luz

son muy similares (panel a Figura 4.14), ya que a lo largo de su eje de simetría el jet se mueve inicialmente con $\Gamma_{\text{sh}} = 30$ (y con la misma energía) en todos los modelos. Por esta misma razón, el modelo de anillo tiene inicialmente un flujo menor, mientras que los modelos *top-hat* y de dos componentes (*two-sides* en la figura) producen curvas de luz casi idénticas.

En $t_{\text{obs}} \sim 10$ días, las curvas de luz (panel a) muestran un cambio evidente de pendiente (el *jet break*). El *jet break* se da a tiempos más pequeños y con un flujo ligeramente menor en el caso del jet *top-hat* respecto a los jets estructurados. Es interesante notar como el *jet break* es substancialmente independiente de la estructura del jet considerado.

A tiempos grandes, todos los modelos convergen a una estructura casi esférica. Los flujos, en esta fase, difieren solo por la energía inyectada (con flujos mayores correspondientes a modelos con mayor energía inyectada inicialmente), aunque hay pequeñas diferencias en la evolución de la curva de luz. Por ejemplo, el modelo USJ con $a = 3$ se diferencia del modelo *top-hat* en $t_{\text{obs}} \sim 80$ días.

Cuando el ángulo de observación es de $\theta_{\text{obs}} = 0.2$ (panel b), los modelos que tienen menor emisión son los USJ $a = 2$, $a = 3$ y el modelo del anillo. Este resultado parece contraintuitivo ya que, siendo inyectada una mayor cantidad de energía a ángulos $> \theta_0$ en el caso de un jet estructurado, se podría esperar un flujo más grande respecto al caso de un jet *top-hat* cuando observado *off-axis*. Esta discrepancia se explica considerando los tiempos de llegada de la radiación. En el caso de un jet estructurado, la velocidad de la onda de choque decrece para ángulos mayores. Por lo tanto, los fotones emitidos llegan a observadores a tiempos más grandes, produciendo una disminución del flujo a tiempos cortos. Es decir, la radiación emitida a tiempos anteriores respecto al tiempo inicial de la simulación (la cual no es obviamente incluida en el cálculo) contribuye de manera significativa a la radiación *off-axis* a tiempos cortos.

El ángulo $\theta_{\text{obs}} = 0.4$ rad es el más parecido al ángulo de observación de las contrapartes electromagnéticas del evento GW 170817. Las curvas de luz presentadas en la figura 4.13, panel (c) muestran una caída a tiempos más cortos que las observaciones del GRB 170817A. Sin embargo, hay que notar que los resultados presentados dependen de la densidad del medio ($n \sim 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$ en el caso del GRB 170817A y $n = 1 \text{ cm}^{-3}$ en estas simulaciones) y de los parámetros de la microfísica. Este cambio en la densidad es particularmente importante ya que $v < v_m < v_c$ en estas simulaciones, mientras que las observaciones del GRB 170817A muestran que $v_m < v < v_c$ (por ejemplo, Lazzati et al. 2018), y distintos rangos espectrales tienen comportamientos completamente distintos (por ejemplo, Granot & Sari 2002). Un ajuste detallado de las observaciones

del GRB 170817A será un trabajo que se realizará en el futuro.

La Figura 1.7, discutida en la introducción, presenta una muestra de GRBs observados durante la fase tardía en radio, cuyas pendientes se encuentran entre -1 y 2 . En trabajos teóricos (por ejemplo Kumar & Granot 2004), se encuentra que $0 \lesssim \alpha \lesssim 2.5$ para jets *top-hat* y $-3 \lesssim \alpha \lesssim 2$ para jets estructurados. Las curvas de luz obtenidas en este trabajo muestran que no hay una diferencia significativa en la caída de las curvas de luz (a tiempos grandes) en modelos *top-hat* respecto a jets estructurados. En ambos casos $\alpha \approx 2$. De nuevo, hay que notar que los resultados dependen fuertemente de la estratificación del medio. En esta tesis, se ha considerado solo un medio homogéneo. Nuestros resultados indican que la estructura del medio puede ser más importante en determinar la evolución temporal de la curva de luz que la estructura del jet mismo.

Finalmente, es importante notar que la predicción de curvas de luz vistas *off-axis* es importante para predecir la frecuencia de los llamados *orphan afterglows* (que son GRB observados *off-axis* en el que la emisión en gamma es muy débil o no detectable). El único GRB observado *off-axis* hasta este momento ha sido el GRB 170817A. Futuros telescopios dedicados al estudio de transientes (por ejemplo, LSST⁵) representarán una revolución en este campo. El estudio de la emisión de jets estructurados vistos *off-axis* contribuirá de manera importante al entendimiento de dichos eventos.

⁵<https://www.lsst.org/>

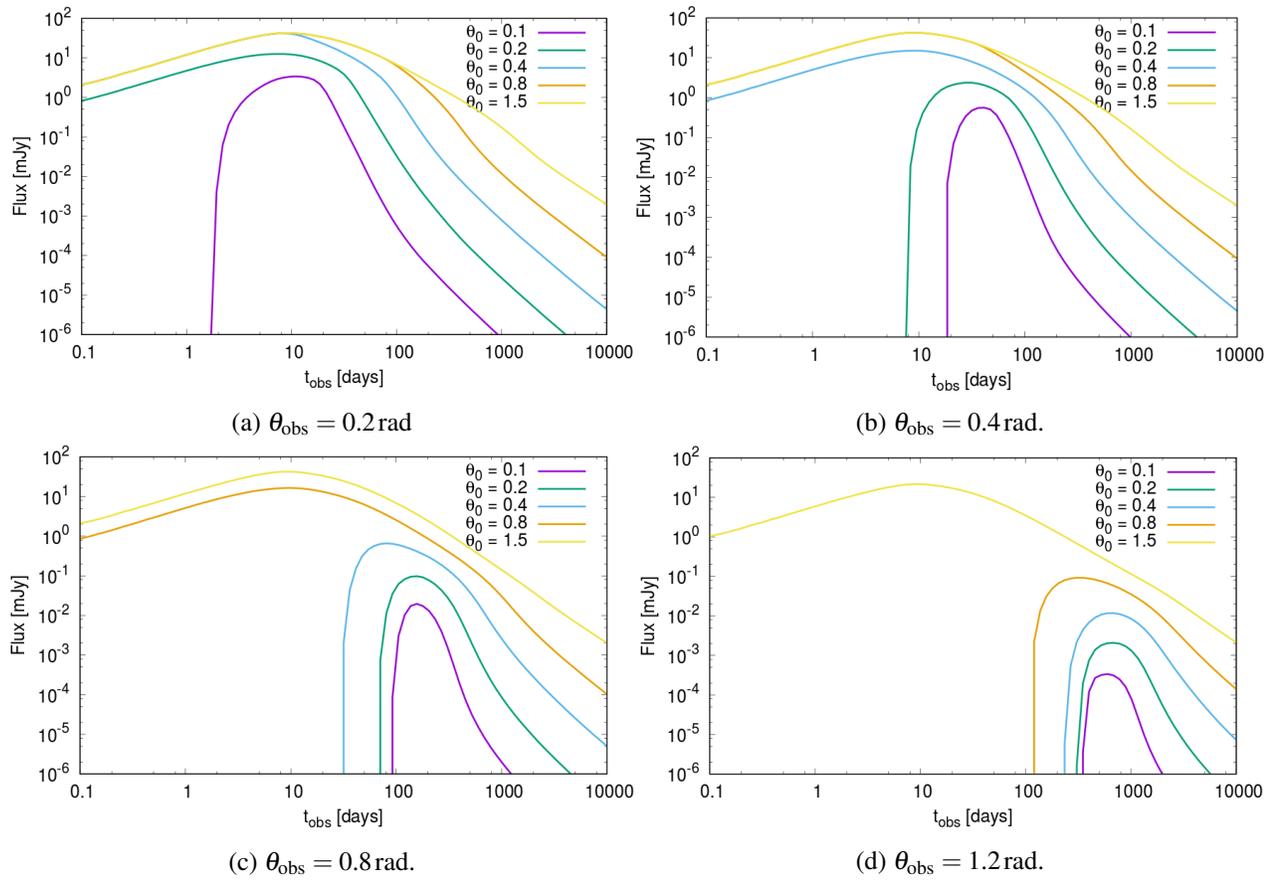


Figura 4.13: Emisión de jets con perfil de energía constante top-hat, observados fuera del eje.

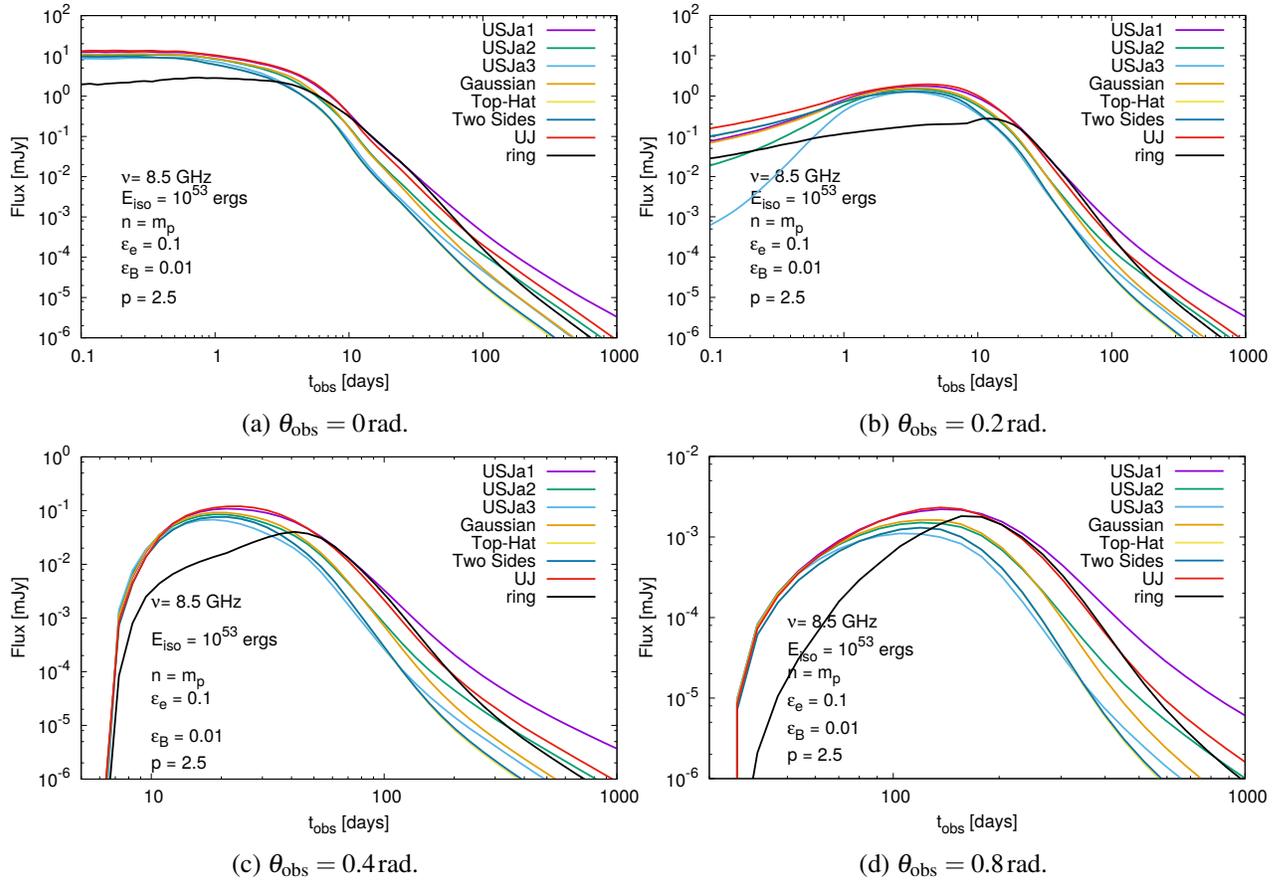


Figura 4.14: Emisión de jets producidos con distintos perfiles angulares de energía, y observados con ángulos diferentes respecto al eje de simetría. La densidad corresponde a $n = 1 \text{ cm}^{-3}$.

Capítulo 5

Conclusiones

La desaceleración del jet relativista responsable de la emisión en gamma produce la fase tardía de los GRBs. Este trabajo se realizó en dicho contexto.

La importancia de estudios en radio (Granot & van der Horst 2014; Metzger & Berger 2012; Chandra & Frail 2012; Kathirgamaraju, Barniol-Duran & Giannios (2016); Barniol-Duran & Giannios (2015)) es que la curva de luz puede observarse por un tiempo muy grande. La emisión está presente por días hasta incluso años o décadas, a diferencia de otras frecuencias del espectro electromagnético que son observables a lo máximo por días o semanas.

En este trabajo se estudió la dinámica de jets estructurados. Se implementaron las condiciones iniciales para los distintos modelos y se calcularon las curvas de luz que se producen tanto para observadores tanto *on-axis* como *off-axis*, en radio frecuencias.

Se implementaron ocho perfiles angulares de energía (*top-hat*, anillo, dos componentes, gaussiano, UJ, y USJ con exponentes $a = 1$, $a = 2$, $a = 3$), se calcularon de manera auto-consistente las posiciones y las velocidades de la onda de choque como función del ángulo y de las energías consideradas. Los parámetros físicos se implementaron por medio de las soluciones auto-similares de Blanford & McKee y de Sedov-Taylor para choques relativistas y newtonianos respectivamente.

Para verificar la confiabilidad de los resultados, se compararon los mapas de densidad y las curvas de luz del jet *top-hat*, obtenidos en este trabajo, con resultados presentados previamente en la literatura.

Se estudió en detalle la dinámica de los jets estructurados. La expansión lateral hace que la distribución angular de energía evolucione rápidamente, lo cual indica que no se preservan las condiciones iniciales con el paso del tiempo. Con esto puede determinarse la importancia de este trabajo. Estos resultados difieren de los resultados obtenidos en trabajos analíticos anteriores, los cuales suponen que la distribución angular de

energía no varía como función del tiempo. Esto implica que cálculos anteriores son poco confiables, incluyendo a la mayor parte de las publicaciones en los que se estiman los parámetros del GRB170817A. Por lo tanto, las simulaciones numéricas son necesarias para estudiar en detalle la evolución de los jets.

Las curvas de luz calculadas para el caso de jets estructurados son cualitativamente similares a las de jets *top-hat*. Para observadores *on-axis* ($\theta_{\text{obs}} < \theta_0$), inicialmente las curvas de luz tienen intensidades del mismo orden, lo cual es consistente con el hecho de que no hay contribución de otras regiones angulares del jet, esto debido a que el observador detecta radiación desde una región más pequeña que el ángulo de apertura del jet. Por otro lado, para observadores *off-axis*, se pudo determinar que la evolución a tiempos tardíos es similar en todos los modelos (con las diferencias debidas principalmente a las diferencias en energía entre los distintos modelos), mientras que a tiempos cortos se espera que el modelo numérico produzca resultados confiables ya que las velocidades son ultra-relativistas y la expansión lateral es pequeña.

Los modelos teóricos (por ejemplo, Kumar & Granot 2004) predicen que la caída en jets estructurados debe ser notablemente diferente respecto a la de jets *top-hat*, sin embargo, las simulaciones presentadas en este trabajo arrojan resultados que contradicen dicha hipótesis.

Lamentablemente, se ha encontrado que para calcular de manera precisa las curvas de luz *off-axis* a tiempos $\lesssim 10$ días, se necesita inicializar las simulaciones a tiempos mucho menores respecto a los empleados en esta tesis. La aplicación de los resultados a eventos particulares como el GRB 170817A se deja como trabajo futuro. Con la llegada de una nueva generación de sondeos (*surveys*) (por ejemplo, LSST) que en los próximos años revolucionarán la astrofísica de transientes de altas energía, esta área de investigación promete ser particularmente importante.

En esta tesis se muestra que las simulaciones numéricas son una parte fundamental e indispensable para tener una descripción apropiada y precisa de estos fenómenos.

Apéndice A

Conceptos de hidrodinámica relativista

Ya que para describir los GRBs en esta tesis se resuelven numéricamente las ecuaciones de la hidrodinámica relativista, en esta sección presentaré una descripción general de estas ecuaciones.

Los fenómenos que involucran grandes cantidades de material bariónico interactuante son por ejemplo estrellas, el medio interestelar; explosiones, jets, choques, vientos estelares y discos de acreción pueden describirse en buena aproximación como un fluido.

Las ecuaciones que gobiernan la dinámica de fluidos parten de tres importantes suposiciones. Estas se basan en el concepto de elemento de fluido, que es una región donde se definen variables locales como densidad, temperatura, presión, velocidad, etc. Entonces la región es tal que :

- Es lo suficientemente pequeña para que las variaciones sistemáticas de una variable de interés q puedan ignorarse, es decir, el tamaño de la región l_{reg} es mucho más pequeño que longitud de escala l_{escala} en q , de modo que:

$$l_{\text{reg}} \ll l_{\text{escala}} \sim \frac{q}{|\nabla q|}. \quad (\text{A.1})$$

- Debe contener un número suficiente de partículas n y con fluctuaciones despreciables. Entonces,

$$nl_{\text{reg}}^3 \gg 1. \quad (\text{A.2})$$

- Es suficientemente grande para que partículas que lo constituyen “sepan” sus condiciones iniciales locales mediante la colisión de unas con otras. Si el camino libre medio es λ , entonces se requiere que

$$l_{\text{reg}} \gg \lambda. \quad (\text{A.3})$$

A cierta temperatura, un fluido interactuante alcanzará una distribución de velocidades de las partículas tal que maximice la entropía del sistema. En este contexto, el significado de la entropía es una medida del número de configuraciones microscópicas distintas que corresponden a una propiedad macroscópica local del fluido. A una temperatura y densidad dada, el fluido colisional tendrá una distribución bien definida de velocidades de partículas en el marco de referencia local en reposo, y por lo tanto, una presión correspondiente. Así es posible derivar una ecuación de estado (relación entre densidad, temperatura y presión) para un fluido colisional. Un GRB puede cumplir la condición (A.1), ya que en este contexto $l_{\text{escala}} \sim 10^{14} - 10^{16}$ cm y $l_{\text{reg}} \sim 10^6$ cm. La condición (A.2) se cumple, por ejemplo, si se toma un valor mínimo de $n = m_p$ por centímetro cúbico. Por último es obvio que se cumple (A.3), ya que l_{reg} es mayor que el camino libre medio λ .

Un problema hidrodinámico puede ser descrito mediante dos formulaciones:

- **Euleriana** (el espacio como observador del fluido): Considera un pequeño volumen con posición espacial fija y el fluido lo atraviesa. Las variables físicas son descritas como funciones del tiempo y de su posición fija en el pequeño volumen, por ejemplo, la densidad $\rho = \rho(\vec{r}, t)$, temperatura $T = T(\vec{r}, t)$, etc. El cambio de toda cantidad medible es $\partial/\partial t$, evaluado en la posición fija.
- **Lagrangiana** (el fluido se mueve con el espacio): En esta descripción se toma un elemento de fluido particular y se observa el cambio de variables (densidad, temperatura, etc) en tal elemento. Entonces, el sistema de referencia espacial se mueve con el fluido (es comóvil). El comportamiento de $\rho = \rho(\vec{a}, t)$, donde \vec{a} representa un elemento particular de fluido. La tasa de cambio con respecto al tiempo sobre \vec{a} se denota por $\frac{D}{Dt} = \frac{d}{dt} + \nabla \cdot$.

La equivalencia matemática entre estas dos descripciones se muestra en Clarke & Carswell (2014). En ambos formalismos pueden ser escritas las ecuaciones de la hidrodinámica. Estas son:

- Conservación de la masa *Euleriana* y *Lagrangiana* respectivamente

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0, \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \vec{u} = 0. \quad (\text{A.5})$$

- Ecuación de momento considerando gravedad local, la aceleración \vec{g} que ésta provoca y la presión debida al fluido.

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} = -\nabla p + \rho \vec{g}, \quad (\text{A.6})$$

$$\rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = -\nabla p + \rho \vec{g}. \quad (\text{A.7})$$

- La ecuación de energía en su forma general, considerando un potencial gravitacional ψ , tal que $\vec{g} = -\nabla\psi$, a \vec{u} como la velocidad del fluido en el marco de referencia de la fuente, y \dot{Q}_{cool} como una función de enfriamiento

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot [(E + P)\vec{u}] = -\rho \dot{Q}_{\text{cool}} + \rho \frac{\partial \psi}{\partial t}, \quad (\text{A.8})$$

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{P}{\rho^2} \frac{D\rho}{Dt} + \frac{dQ}{dt}, \quad (\text{A.9})$$

donde ε es la energía por unidad de masa. Las ecuaciones de hidrodinámica en relatividad especial (SRHD) pueden ser obtenidas haciendo una transformación de Lorentz de las ecuaciones (A.4), (A.6) y (A.8). Alternativamente, por ejemplo en Van Putten & Levinson (2012), se construye una descripción apropiada del tensor de energía-momento y se aplica la derivada covariante $\nabla_\mu T^{\mu\nu} = 0$. Las ecuaciones SRHD pueden ser escritas en analogía a su versión clásica (De Colle et. al. 2012):

$$\frac{\partial D}{\partial t} + \nabla \cdot (D\vec{v}) = 0 \quad \text{masa en reposo}, \quad (\text{A.10})$$

$$\frac{\partial \vec{S}}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{S}\vec{v} + p\mathbf{I}) = 0 \quad \text{momento}, \quad (\text{A.11})$$

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} + \nabla \cdot (\tau\vec{v} + p\vec{v}) = 0 \quad \text{energía}, \quad (\text{A.12})$$

donde p es la presión térmica, $\vec{v} = \vec{\beta}c$ la velocidad del flujo, \mathbf{I} la matriz identidad, y c es la velocidad de la luz. Las variables conservadas (D, \vec{S}, τ) son medidas en el marco de referencia del laboratorio. La relación entre las variables primitivas (ρ, \vec{v}, p) y las variables conservadas es:

$$D = \rho\Gamma, \quad (\text{A.13})$$

$$\vec{S} = Dh\Gamma\vec{v}, \quad (\text{A.14})$$

$$\tau = Dh\Gamma c^2 - p - Dc^2, \quad (\text{A.15})$$

donde $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ es el factor de Lorentz, ρ es la densidad en el marco del fluido, y h es la entalpía específica. El sistema de ecuaciones SRHD es cerrado por la ecuación de estado que relaciona h , p y ρ . Para

un gas relativista perfecto (Synge 1971)

$$h = \frac{K_3(1/\Theta)}{K_2(1/\Theta)}, \quad (\text{A.16})$$

donde K_n es la función modificada de Bessel a orden n , y $\Theta \equiv p/(\rho c^2)$. Una aproximación de la entalpía es $h = 4 - 6/(3\Theta + 2)^2$ se toma de Ryu et al. (2006), la cual resulta ser menos costosa computacionalmente que las funciones de Bessel de la ecuación (A.16). Se obtienen las ecuaciones no relativistas (A.4), (A.6) y (A.8), en el límite $\beta \ll 1$ de las ecuaciones (A.10), (A.11) y (A.12).

Bibliografía

- [1] Abbott, B.P. et al. (2017a), *Phys. Rev. Lett.*, **119**, 141101.
- [2] Abbott, B.P. et al. (2017b), *Phys. Rev. Lett.*, **119**, 161101.
- [3] Band, D. et al. (1993), *APJ* **413**, 281.
- [4] Barthelmy, S. D. et al. (2005b), *Nature* **438**, 994-996.
- [5] Blandford, R.D.. & McKee, C.F. (1976), *AIP* **19**, 1130.
- [6] Blandford R. D., Znajek R. L., (1977), *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **79**, 433.
- [7] Briggs, M. S. (1995), *Astrophysics and Space Science* **231**, 3-10.
- [8] Chandra, P., & Frail, D. A. (2012), *APJ* **746**, 156.
- [9] Chandra, P. (2016), *arXiv:1612.04517v1*.
- [10] Clarke, C. J. & Carswell R. F. (2014), “Principles of Astrophysical Fluid Dynamics”, Cambridge.
- [11] Cline, T. L., & Desai, U. D. (1975), *APJ* **196**, L43-L46.
- [12] Cline, T. L., et al. (1980), *APJ* **237**, L1-L5.
- [13] De Colle, F., Granot, J., Lopez-Camara, D., & Ramirez-Ruiz, E., (2012), *APJ* **746**, 122.
- [14] De Colle, F., Ramirez-Ruiz, E., Granot, J., & Lopez-Camara, D. (2014), *arXiv:1111.6667v1*.
- [15] Eichler, D., Livio, M., Piran,T., & Schramm, D. N. (1989), *Nature* **340**, 126.
- [16] Fishman et al. (1992), *AIPC* **265**, 13F.

- [17] Fraija, N. & Veres, P. (2018) arXiv:1803.02978v2
- [18] Fraija, N., De Colle, F., Veres, P., Dichiara, S., Barniol Duran, R. and Galvan-Gamez, A. (2018), arXiv:1710.08514v2.
- [19] Frail, D. A., Kulkarni, S. R., Nicastro, L., Feroci, M., & Taylor, G. B. (1997), *Nature* **389**, 261-263.
- [20] Galama et al. (1998a), *APJ* **500**, L97-L100.
- [21] Gehrels, N., Ramirez-Ruiz, E. & Fox, D. B. (2009), *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **47**, 567–617.
- [22] Gomboc, A. (2012), *Contemporary Physics* **53**, 339-355.
- [23] Granot, J., Miller, M., Piran, T., Suen, W. M., & Hughes, P. A. (2001), “GRBs in the Afterglow Era”, (Berlin: Springer), 312.
- [24] Granot, J., & Sari, R. (2002), *ApJ* **568**, 820.
- [25] Granot, J. Panaitescu A., Kumar, P. & Woosley, S. E. (2002), *APJ* **570**, L61-L64.
- [26] Granot, J. (2005), *ApJ* **631**, 1022.
- [27] Granot, J. & Piran, T. (2012), *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **421**, 570-587.
- [28] Granot, J., & Ramirez-Ruiz, E. (2013), arXiv1012.5101.
- [29] Granot, J. & van der Horst, A. J. (2014), *PASA* **31**, e008.
- [30] Granot, J., Panaitescu, A., Kumar, P., & Woosley, S. E. (2002), *ApJ*, **570**, L61.
- [31] Granot, J., Guetta, D., & Gill, R. (2017), *ApJ* **850**, L24.
- [32] Granot, J., Gill, R., Guetta, D., & De Colle, F. (2017), arXiv:1710.06421v2.
- [33] Harten, A., Lax, P. D., & Leer, B. V. (1983), *SIAM* **25**, 35-61.
- [34] Hurley, K. (1989b), *New York Academy of Sciences Annals* **571**, 442-459.
- [35] Kaneko, Y., et al. (2006), *ApJS* **166**, 298-340.
- [36] Kathirgamaraju A., Barniol Duran R., Giannios D. (2018), *MNRAS* **473**, L121.

- [37] Kelley, L., Tchekhovskoy, A., Narayan, R. (2014), MNRAS **445**, 3919.
- [38] Klebesadel, R., Strong, I. B., & Olson, R.A. (1973), APJ **182**, L85.
- [39] Koshut, W. S. et al. (1995), APJ **452**, 145.
- [40] Kouveliotou, C., Wijers, R. A. M. J., & Woosley S., (2012) “Gamma Ray Bursts”, Cambridge.
- [41] Kumar, P., & Panaitescu, A. (2000), ApJ **541**, L51-L54.
- [42] Kumar, P., Piran, T. (2000), ApJ **535**, 152-157.
- [43] Kumar, P., & Granot, J. (2003), ApJ **591**, 1075.
- [44] Kumar, P. & Zhang B. (2015), Physics Reports **561**, 1-109.
- [45] Lazzati, D., Perna, R., Morsony, B. J., Lopez-Camara, D., Cantiello, M., Ciolfi, R., Giacomazzo, B., & Workman, J. C. (2018), arXiv:1712.03237v3.
- [46] Levan, A. J., et al. (2014), ApJ **781**, 13.
- [47] Margutti, R. et al. (2017), APJ **L20**, 848.
- [48] Mazets, E. P., & Golenetskii, S. V. (1981a), Astrophysics and Space Science **75**, 47-81.
- [49] Meegan, C. A. et al. (1996), APJS **106**, 65.
- [50] Meszaros, P., & Rees, M. J. (2004), arXiv:1401.3012.
- [51] Metzger, B. D., & Berger, E. (2012), ApJ **746**, 48.
- [52] Nakar, E. & Oren, Y. (2004), APJ **602**, L97-L100.
- [53] Nakar, E. & Piran, T. (2018), arXiv:1008.09712v3
- [54] Nakar, E., Gottlieb O., Piran, T., Kaslial, M. M., & Halliman G. (2018), arXiv:1803.07595v1
- [55] Metzger, B. D., & Berger, E. (2012), APJ **746**, 48.
- [56] Narayan, R., Paczynski, B., & Piran, T. (1992), APJ, **395**, L83.
- [57] Nemiroff, R. J. (1994), Comments on Astrophysics **17**, 189.

- [58] Nousek, J. A. (2006), *ApJ* **642**, 389-400.
- [59] O'Brien, P. T., et al. (2006), *APJ* **647**, 1213-1237.
- [60] Pe'er, A. (2015), *Advances in Astronomy* **2015**, E22.
- [61] Peng, F., Königl, A., & Granot, J. (2005), *ApJ* **626**, 966.
- [62] Perley, D.A., et al. (2014), *APJ* **781**, 37.
- [63] Petruk, O. (2000), *Astron. Astrophys.* **357**, 686-696.
- [64] Piran, T. (1995), *ArXiv:astro-ph/9507114*.
- [65] Piran, T., & Granot, J. (2001), *arXiv:astro-ph/0107009*.
- [66] Preece, R. D., et al. (2000), *ApJS* **126**, 19-36.
- [67] Ramirez-Ruiz, E., Celotti, A., & Rees, M. J. (2002), *MNRAS* **337**, 1349.
- [68] Ramirez-Ruiz, E., & Madau, E. (2004), *ApJ*, 608, L89
- [69] Ramirez-Ruiz, E., Granot, J., Kouveliotou, C., Woosley, S. E., Patel, S. K., & Mazzali, P. A. (2005), *ApJ* **625**, L91.
- [70] Rezzolla, L., Giacomazzo, B., Baiotti, L., Granot, J., Kouveliotou, C., & Aloy, M. A. (2011), *APJ* **732**, L6.
- [71] Rezzolla, L. & Zanotti, O. (2013), "Relativistic Hydrodynamics", Oxford.
- [72] Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1979, *Radiative Processes in Astrophysics* (New York: Wiley), 145
- [73] Ryu, D., Chattopadhyay, I., & Choi, E. (2006), *APJS* **166**, 410-420.
- [74] Salafia, O. S. (2015), *Mon. Not. R. Astron. Soc* **450**, 3549-3558.
- [75] Sari, R., Narayan, R., & Piran, T. (1998), *APJ Lett* **473**, 204-2018.
- [76] Sari, R., Piran, T. & Narayan, R. (1998), *APJLett* **519**, L17-L20.
- [77] Schneider, V. et al. (1993), *Journal of Computational Physics* **105**, 92-107.

- [78] Sodeberg, A. M., et al. (2010), *Nature* **463**, 513-515.
- [79] Taub, A. (1948), *Phys. Rev.* **74**, 328.
- [80] Tchekhovskoy, A., McKinney, J. C., & Narayan, R. (2008), *MNRAS* **388**, 551.
- [81] Tchekhovskoy A., Narayan R., McKinney J. C. (2011), *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **418**, L79.
- [82] Toro, E. F., Orozco, J., Hill, N. J., Chou, C. C. (1992), *Computational fluid dynamics 92; Proceedings of the European Computational Fluid Dynamics Conference, 1st, Brussels, Belgium, Sep. 7-11, 1992. Vols. 1 & 2 . A95-95357, p. 719-726.*
- [83] Van Putten, M. H. P. M. & Levinson, A. (2012), “Relativistic Astrophysics of the Transient Universe”, Cambridge.
- [84] Vedrenne, G. & Atteia, J.L. (2009), “Gamma Ray Bursts The brightest explosions in the Universe”, Springer, p. 1-199.
- [85] Vlahakis, N., & Königl, A. (2003), *ApJ* **596**, 1080.
- [86] Yamazaki, R., Ioka, K., & Nakamura, T. (2004), *arXiv:astro-ph/0311549*.
- [87] Zhang, B., & Mészáros, P. (2002), *ApJ* **571**, 876.
- [88] Zhang, W., & MacFadyen, A. I. (2009), *ApJ* **698**, 1261.
- [89] Zhang, W., MacFadyen, A., & Wang, P. (2009), *ApJ* **692**, L40.
- [90] Zhang, W., Woosley, S. E., & MacFadyen, A. I. (2003), *ApJ* **586**, 356.
- [91] Zhang, B. et al. (2006), *APJ* **642**, 354-370.