



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

CONTRIBUCIÓN DE UN MODELO AFTERGLOW
OBSERVADO FUERA DE EJE DE LA EMISIÓN
SINCROTRÓN SELF-COMPTON INVERSO EN
DESTELLOS DE RAYOS GAMMA

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

Físico

P R E S E N T A :

ÁLVARO SAMUEL MONTALVO FÉLIX

TUTOR

DR. NISSIM ILLICH FRAIJA CABRERA

CIUDAD UNIVERSITARIA, CDMX, 2024





Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Hoja de Datos del Jurado

1. Datos del alumno

Montalvo

Félix

Álvaro Samuel

55 62 13 42 92

Universidad Nacional Autónoma de México

Facultad de Ciencias

Física

312265968

2. Datos del Tutor

Dr.

Nissim Illich

Fraija

Cabrera

3. Datos de sinodal 1

Dr.

Hermes

León

Vargas

4. Datos de sinodal 2

Dr.

Francisco

Nettel

Rueda

5. Datos de sinodal 3

Dra.

Rosa Leticia

Becerra

Godinéz

6. Datos de sinodal 4

Dr.

Ary

Rodríguez

González

7. Datos del trabajo escrito

Contribución de un modelo Afterglow observado fuera de eje de la emisión Sincrotrón self-Compton inverso en Destellos de Rayos Gamma

92 pp

2024

«Vincere non è importante, è l'unica cosa che importa.»

Giampiero Boniperti

Agradecimientos

En primer lugar agradezco a mis padres y hermanos por su apoyo, motivación y consejos durante estos años.

A mi Tutor principal el Dr. Nissim Illich Fraija Cabrera por todo el tiempo que me dedicó y paciencia durante la elaboración de este proyecto. Así como el conocimiento que me proporcionó.

A mis sinodales, la Doctora Rosa Leticia Becerra Godinéz, los Doctores Hermes León Vargas, Francisco Nettel Rueda y Ary Rodríguez González por sus observaciones y consejos, así como el tiempo invertido durante la revisión del trabajo.

Índice general

1. Motivación	1
2. Introducción	3
2.1. Época Temprana	4
2.2. BeppoSAX y el <i>Afterglow</i>	6
2.3. Actualidad	11
2.4. Clasificación de GRBs	13
2.4.1. GRBs Largos	15
2.4.2. GRBs Cortos	16
3. Fireball, Afterglow y Jets	17
3.1. El Modelo de la Fireball	17
3.2. Emisión Temprana	19
3.3. El <i>Afterglow</i>	21
3.4. GRB Jets	23
3.4.1. Etapas de la evolución del Jet	25
4. Procesos Radiativos	31
4.1. Radiación de Sincrotrón	31
4.2. Radiación por <i>Sincrotrón Self Compton</i>	38

5. Modelos de Sincrotrón Fuera de Eje	43
5.1. Modelo de Sincrotrón fuera de eje del afterglow	44
5.1.1. Fase Inercial	46
5.1.2. Desaceleración fuera de eje y en el eje	47
5.1.3. Decaimiento posterior a la ruptura del jet	49
5.2. Modelo SSC fuera de eje del afterglow	51
5.2.1. Fase de desaceleración	51
5.2.2. Fase de Desaceleración: Expansión lateral	53
6. Aplicación: GRB 160821B	57
6.1. Detección del <i>GRB 160821B</i>	57
6.2. Descripción	60
7. Conclusiones	67
Apéndice A. Parámetros Curvas de Luz	69
Bibliografía	73

1 Motivación

Introducción

Recientemente, ha comenzado un gran interés en estudiar la presencia de una estructura de jet en los destellos de rayos gamma (GRBs - Gamma Ray Bursts por sus siglas en inglés) tanto cortos como largos. En el descubrimiento de la fusión de estrellas de neutrones (GW 170817), asociado al GRB 170817A con la presencia de un jet, se encontró que este tiene una estructura con una distribución de energía con dependencia angular. Esto explica, en el caso del GRB 170817A, el lento crecimiento de la curva de luz del *afterglow* el cual corresponde a la emisión tardía o resplandor remanente de la fuente (Mooley et al., 2018), por lo que se ha supuesto que otros destellos presenten estos jets. En el presente trabajo se pretende dar un breve introducción histórica de los destellos de rayos gamma y a partir de modelos previamente desarrollados para explicar el mecanismo de radiación del *afterglow* se desarrollará un modelo para explicar la emisión producida por radiación de *Synchrotron Self Compton Off-axis* (en adelante se referirá como fuera de eje).

Objetivos:

- Establecer un modelo teórico a partir de los modelos de la *fireball* relativista (Piran, 1999) para la radiación emitida por la emisión *Sincrotrón Self Compton* del *afterglow* producida por la desaceleración del jet fuera de eje, para una densidad del medio circundante al destello con diferentes parámetros de estratificación ($k = 0.0; 1.0; 1.5; 2.0$).

- A partir del modelo propuesto aplicarlo a un destello observado. En nuestro caso, al GRB 160821B y obtener las curvas de luz para la emisión *Sincrotrón Self Compton* en las diferentes longitudes de onda.

CAPÍTULO 2

Introducción

Los destellos de rayos gamma (GRB - *Gamma-ray burst* por sus siglas en inglés), son destellos intensos de corta duración, considerados los eventos explosivos más luminosos del universo, de escalas cosmológicas, que llegan a alcanzar luminosidades del orden de $\sim 10^{50} - 10^{54}$ erg/s (Levan, 2018; Piran, 2004). Los GRBs son producidos cuando la energía cinética del flujo de electrones ultra-relativistas, que es disipada en colisiones internas, conforme el flujo es ralentizado por choques con el material circundante a la fuente, surge el *afterglow*¹, el cual es observado en diferentes longitudes de onda: rayos-X, óptico y radio (Costa et al., 1997a,c; Frail et al., 1997; Groot et al., 1997), estas observaciones permitieron identificar las galaxias huéspedes de los destellos.

En este capítulo se abordará un poco de la historia y características de los GRBs, desde su descubrimiento hasta la época actual, pasando por las diferentes misiones que se dedicaron al estudio de los GRBs y los resultados que se obtuvieron.

¹Emisión tardía o resplandor remanente de la fuente.

2.1. Época Temprana

Los GRBs fueron descubiertos por los satélites VELA²³ pertenecientes a la fuerza aérea de los Estados Unidos, los cuales principalmente eran utilizados para monitorear detonaciones nucleares desde el espacio. La principal característica de estos satélites eran que contaban con detectores de rayos-X, rayos gamma y de neutrones. La primera detección de un evento de rayos gamma se dio en 1972 y anunciado un año después por Klebesadel et al. (1973) sin embargo esta detección no parecía provenir de la Tierra por lo que se clasificó como un evento de origen cósmico. Posteriormente se confirmaron los resultados obtenidos por Klebesadel por parte de la NASA/GSFC (*NASA's Goddard Space Flight Center*) y proporcionaron el primer espectro a partir de los datos del detector de rayos-X a bordo del *Interplanetary Monitoring Platform 6* IMP-6⁴ (Cline et al., 1973). Contribuciones de observaciones posteriores a partir de diferentes satélites encontraron que el espectro podía ser representado por una función exponencial de la forma $dn/dE = I_0 \exp(-E/E_0)$ con una energía característica E_0 de 150 keV y dos leyes de potencia (Cline and Desai, 1975) (Figura 2.1), mientras que los experimentos KONUS analizando 143 destellos en las pruebas Venera (Venera 11 - 14). Mazets and Golenetskii (1981) encontraron que siguen una ley de potencias $dN \sim E^\alpha dE$ con valor α de 1.3-2.5 como buena aproximación.

²Véase: <https://apod.nasa.gov/htmltest/jbonnell/www/grbhist.html>.

³Véase: <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/missions/vela5a.html>.

⁴Vease: <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/missions/imp6.html>.

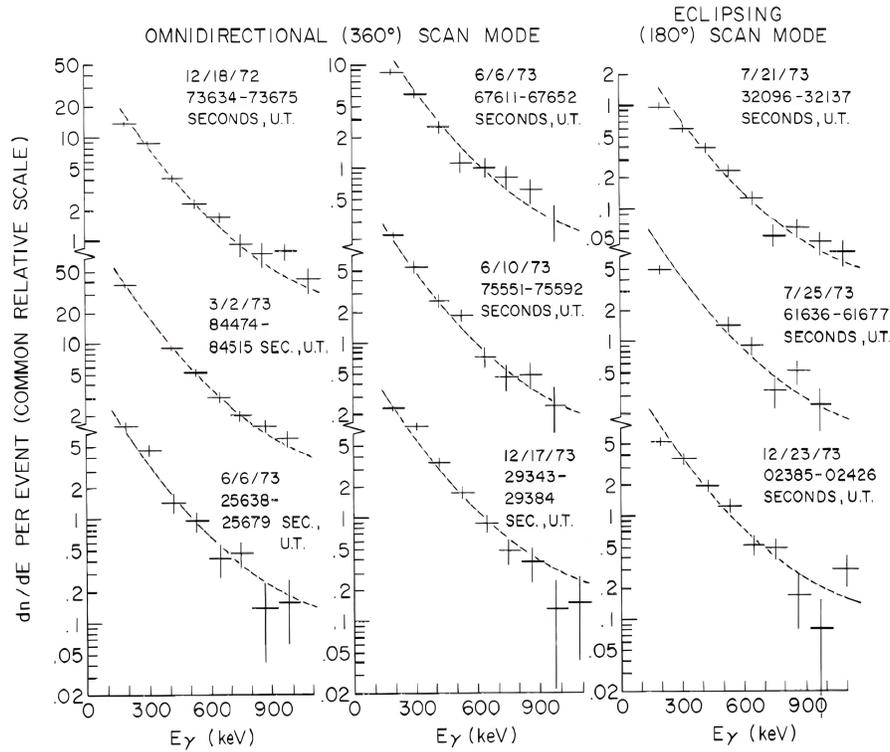


Figura 2.1: Espectro de nueve GRBs observados por el satélite IMP-7. Ajustados mediante una función exponencial de 150 keV junto con una ley de potencias de índice $\alpha = -2.5$ a altas energías mostrada por líneas punteadas. (Crédito: Cline and Desai (1975)).

El siguiente paso en el estudio de los GRBs comenzó en 1991 con la puesta en órbita de uno de los proyectos más ambiciosos, el Observatorio *Compton Gamma-Ray Observatory*⁵ (CGRO) lanzado por la NASA⁶, el cual contaba con cuatro instrumentos, el *Burst and Transient Source Experiment* (BATSE)⁷, *Oriented Scintillation Spectrometer Experiment* (OSSE)⁸, *Compton Telescope* (Comptel) y *Energetic Gamma Ray Experiment Telescope* (EGRET)⁹. Este Observatorio CGRO permitió cubrir un rango de energía de 30 keV a

⁵Véase: <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/cgro.html>.

⁶National Aeronautics and Space Administration.

⁷Véase: <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/batse/>.

⁸Véase: <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/osse/>.

⁹Véase: <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/egret/>.

30 GeV.

Los resultados más importantes llegaron de la mano de BATSE, el cual contaba con el *Large Area Detector* (LAD) optimizado para sensibilidad y respuesta direccional y un *Spectroscopy Detector* (SD) para una amplia cobertura y resolución energética. El principal objetivo de BATSE era la detección, localización y estudio de destellos de rayos gamma, logrando observar alrededor de 2700 GRBs (Pačiesas, 2004). Los resultados que encontró BATSE fueron la distribución isotrópica de los GRBs en el cielo, un espectro no térmico. Las curvas de luz de rayos gamma mostraron una dependencia del tiempo que va desde un decaimiento cuasi-exponencial suave y rápido, a través de curvas con varios picos, a curvas variables con muchos picos, y subestructura a veces hasta milisegundos, permitiendo realizar numerosos estudios de las propiedades temporales de los GRBs. Así también fue posible determinar la duración de los destellos, sospechando una distribución bimodal y comenzaron las discusiones sobre si se trataban de eventos de origen galáctico o extragaláctico, sin embargo los modelos cosmológicos (Prilutskii and Usov, 1975; Usov and Chibisov, 1975) comenzaron a ganar más importancia (Paczynski, 1995).

2.2. BeppoSAX y el *Afterglow*

Uno de los hechos más importantes en el estudio de los GRBs fue la detección del primer *afterglow*, considerado en los modelos teóricos, a partir de los descubrimientos del satélite BeppoSAX¹⁰ puesto en órbita en 1996. Una de las características del satélite era que se encontraba protegido de los rayos

¹⁰SAX por "*Satellite Italiano per Astronomia X*" y Beppo por el sobrenombre del físico italiano Giuseppe Occhialini. Véase: https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/sax/instruments/general_12.html.

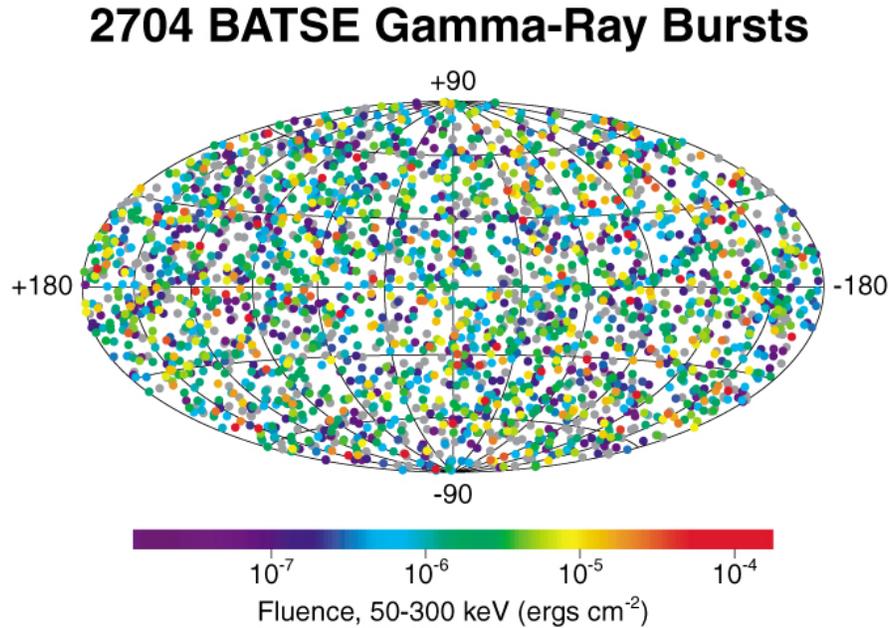


Figura 2.2: Distribución Isotrópica en la detección de GRBs por parte de BATSE (Crédito: <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/batse/>).

cósmicos por el campo magnético de la Tierra. La ventaja de BeppoSAX fue la capacidad de obtener posiciones de los destellos en unas cuantas horas a partir de 2 *Wide Field Cameras (WFC)* y la detección de GRBs a cargo del *Gamma Ray Bursts Monitor (GBM)*¹¹. Esto fue lo que permitió el descubrimiento del *afterglow* en rayos-X y posteriormente en el óptico y radio, permitiendo así determinar los corrimientos al rojo (z)¹² de los destellos así como identificar las galaxias huésped.

La primera detección del *afterglow* en rayos-X corresponde al GRB 970228 en 1997 (Costa et al., 1997a). Se detectó un flujo de 3×10^{-12} erg cm⁻²s⁻¹ con un rápido decaimiento días después, siguiendo una ley de potencias. Este evento

¹¹Véase: <https://gamma-ray.nsstc.nasa.gov/gbm/>.

¹²El corrimiento al rojo representado con la letra z , corresponde a el enrojecimiento de la luz (las radiaciones emitidas) de un objeto emisor que experimenta un corrimiento a la parte menos energética del espectro. Se puede utilizar para medir distancias a escalas cosmológicas.

permitió identificar el *afterglow* en rayos-X y óptico, así como identificar la galaxia huésped y medir el corrimiento al rojo. Más tarde, se identificó el GRB 970508 (Costa et al., 1997b) con la particularidad de ser el primer destello que originalmente se le midió el corrimiento al rojo y el primero en el que se detectó el *afterglow* a lo largo del espectro completo, especialmente el primero en radio (Galama et al., 1998). Y con la detección del GRB 971214 (Heise et al., 1997) se descubrió el destello más distante con un $z \sim 3.42$, lo que implicaba que había liberado un gran cantidad de energía comparable a la energía liberada por la muerte de una estrella supermasiva (*Hipernova*)¹³ u objetos compactos, como estrellas de neutrones o agujeros negros por medio de jets colimados. No es raro pensar que los GRBs puedan estar asociados a *supernovas* (*SN*) dada la cantidad de energía liberada, por lo que en 1998 se detectó el primer GRB 980425 que mostró una correlación con la SN 1998bw.

Estudios en diferentes longitudes de onda de los *afterglows* han confirmado el modelo relativista de la *fireball* (Piran, 1999), los cuales permitieron tener un marco teórico para describir la liberación y propagación de la energía, a partir de los choques externos e internos presentes en la emisión temprana o en el propio *afterglow* como se verá más adelante. Este modelo explica características principales del *afterglow* como el comportamiento de la caída en forma de ley de potencias de las emisiones en rayos-X y en óptico. Se ha encontrado una diversidad de los *afterglows* en rayos-X que están presentes en el 90% de los GRBs, mientras que su contraparte en óptico $\sim 50\%$ pueden estar presentes o no. Se denominan *Dark GRBs* a aquellos destellos que no se han detectado en óptico, y aún más raro el caso con la contraparte en radio.

¹³*Tipo de SN especialmente brillante asociado al colapso de una estrella supermasiva, terminando en un agujero negro, que forman dos chorros de plasma con velocidades relativistas, que emiten una intensa radiación gamma.*

A finales del 2000, se puso en operación la primera misión destinada exclusivamente para el estudio de los rayos gamma, la *High Energy Transient Explorer (HETE-2)*¹⁴ como parte de una colaboración entre USA, Japón, Francia e Italia. Una de las principales características de HETE-2 fue la rapidez en segundos y precisión de las posiciones de los destellos, así como la capacidad de detectar eventos en el lado nocturno de la Tierra, permitiendo así que otros telescopios sean alertados para observarlos inmediatamente y la capacidad de cubrir un rango de energía de 0.5 keV a 400 keV.

Un descubrimiento importante por parte de HETE-2 fue la asociación de GRBs con una SN, a partir de la detección del destello largo GRB 030329 (Vanderspek et al., 2003) asociado con la explosión de una supernova de tipo Ic denominada SN 2003dh (Hjorth et al., 2003), lo que permitió determinar la naturaleza de los destellos largos y el colapso de estrellas masivas. Por otra parte la detección del GRB 050709 (Butler et al., 2005), mostró un transitorio óptico el cual desapareció tras una semana, se observó una curva de luz correspondiente a un destello corto, seguido de un rebrillo largo y suave, identificándolo como el primer *afterglow* de un GRB corto.

A principios del 2005, los *afterglows* de los destellos cortos permanecían inobservables y de origen misterioso, dado que a diferencia de los destellos largos contienen muy pocos fotones por lo que se vuelven más difíciles de localizar. Se logró localizar estos eventos gracias a estos rebrillos suaves de larga duración (~ 100 s) seguidos de GRBs cortos.

¹⁴<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/hete2/hete2.html>.

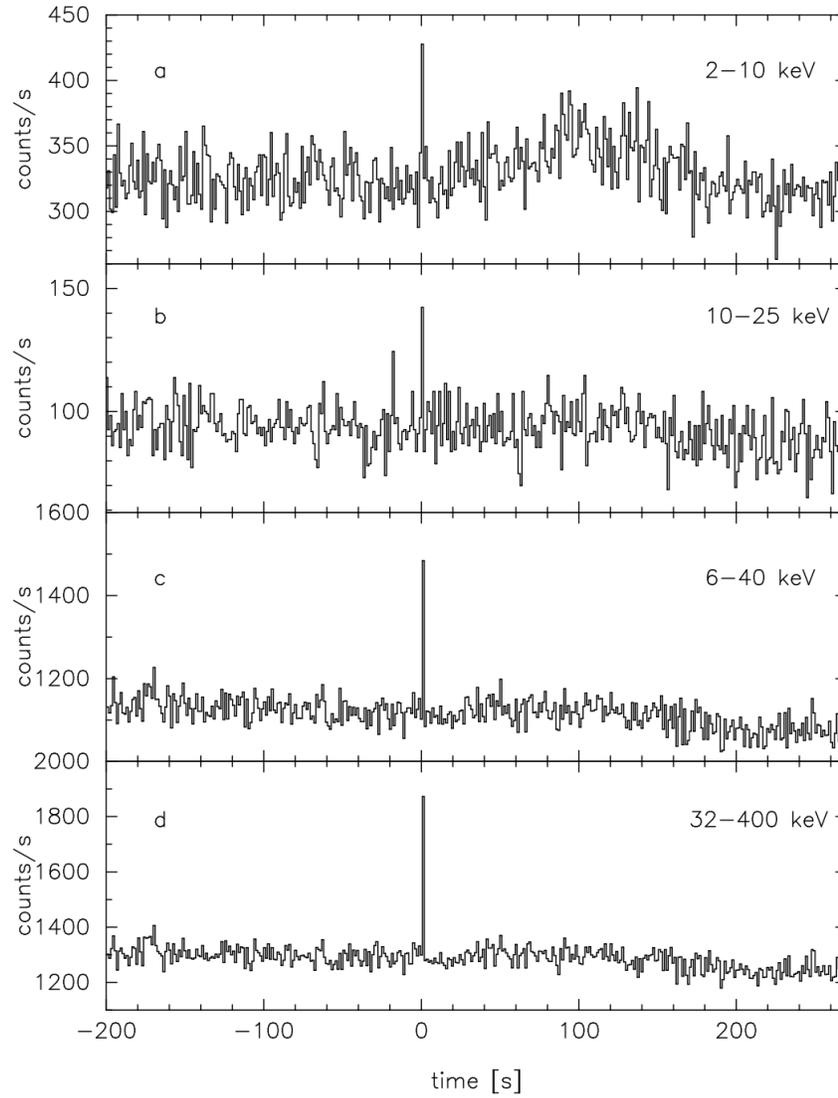


Figura 2.3: Curva de luz del GRB 050709 la cual muestra un GRB corto (con una duración de $T_{90} \sim 200$ s en la banda de energía de 2-25 keV) seguido de un rebrillo suave ($T_{90} = 130$ s en la banda de energía de 2-25 keV). La presencia del destello junto con el rebrillo fue lo que permitió la identificación del *afterglow* óptico en GRBs cortos. (Crédito: Villasenor et al. (2005))

2.3. Actualidad

En la actualidad dos misiones han estado trabajando en el estudio de los GRBs, el primero es el satélite Swift¹⁵ operando desde 2005 a su máxima capacidad, inicialmente localizando aproximadamente ~ 90 GRBs por año ¹⁶ (Gehrels et al., 2004). Diseñado para trabajar en múltiples longitudes de onda. Compuesto por los siguientes instrumentos: *Burst Alert Telescope (BAT)*, *X-Ray Telescope (XRT)* y *Ultra-Violet/Optical Telescope (UVOT)*(Gehrels and Swift, 2004), con la capacidad de rastrear GRB y sus *afterglows* con un retraso mínimo de 80 - 100 s, su contraparte de rayos-X puede ser observada con XRT con un retraso de 50 - 70 s después del disparo y ha demostrado una gran capacidad para analizar los *afterglows* de GRBs con una rapidez impresionante (menos de 100 s después de la identificación por BAT) para descubrir las propiedades de los *afterglows* y seguidos de su contraparte en rayos-X nunca antes vistos por BeppoSAX. Las alertas generadas de GRBs por Swift y las propiedades de los destellos son transmitidas a la Tierra casi instantáneamente y distribuidas a la comunidad científica por parte de *The Gamma-ray Coordinates Network (GNC)*¹⁷. Esto llevó al descubrimiento de nuevas fases en los primeros momentos del *afterglow* en rayos-X.

La alta sensibilidad y precisión de las posiciones de Swift permiten una mejor representación de las distribuciones del corrimiento al rojo y brillo de los destellos. Uno de los mayores avances logrados fue el descubrimiento de una forma inesperada y comportamiento de los *afterglows* tempranos de rayos-X,

¹⁵Véase: <https://swift.gsfc.nasa.gov>.

¹⁶<https://swift.asdc.asi.it>.

¹⁷Véase: <https://gcn.nasa.gov/> y GCN Circulars Archive https://gcn.gsfc.nasa.gov/gcn3_archive.html.

así como observar las transiciones entra la emisión temprana y los *afterglows*. Algunos de los resultados más relevantes por parte de Swift fue la detección del primer *afterglow* en rayos-X (GRB 050509B) (Gehrels et al., 2005) y en óptico de un destello corto (GRB 050724) (Barthelmy et al., 2005). Estudios de estos destellos permitieron llegar a la conclusión que los *afterglows* parecen ser más débiles que los destellos largos, y los modelos de fusión de objetos compactos como los más probables progenitores de destellos cortos. En el trabajo de (Roming et al., 2006) resumió los resultados de GRBs cortos de las primeras observaciones de Swift en:

- Cuatro no mostraron contrapartes en rayos-X, óptico y radio,
- Tres tienen *afterglows* en rayos-X pero no en las contrapartes ópticas y de radio,
- Cuatro tienen *afterglows* en óptico y rayos-X.

La segunda misión es el *Fermi Gamma-ray Space Telescope (FGST or Fermi)*¹⁸ de rayos gamma, una cooperación internacional para el estudio en altas energías (10 keV - 300 GeV), cuyos principales objetivos son explorar los ambientes mas extremos en el universo, entender de que se compone la materia oscura, descifrar los misterios de los estallidos de rayos gamma y explicar como es que los agujeros negros aceleran una gran cantidad de materia a velocidades cercana a la velocidad de la luz.

El telescopio esta constituido por dos instrumentos, el *Large Area Telescope (LAT)*, su principal instrumento, el cual cubre un rango de energía de 20 MeV hasta un poco más de 300 GeV. Se encarga de determinar las direcciones,

¹⁸Véase: <https://fermi.gsfc.nasa.gov>.

energías y tiempos de llegada de rayos gamma dentro del campo de visión que cubre cerca del 20% del cielo, completándolo en cerca de tres horas y el *Gamma Ray Bursts Monitor (GBM)* el cual complementa a LAT en sus observaciones de fuentes transitorias, sensible a rayos-X y rayos gamma de baja energía ~ 8 keV a ~ 40 MeV abarcando un campo de visión del 70% del cielo.

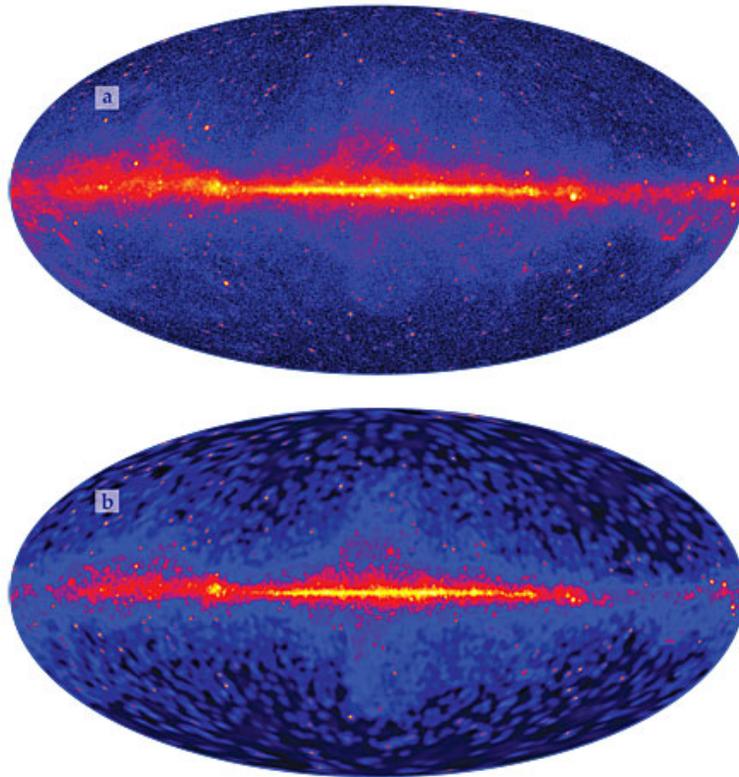


Figura 2.4: Brillo del cielo observado en rayos gamma por el Telescopio *Fermi* durante cuatro años. En la parte superior se puede observar (a) por arriba de 1 GeV y en la inferior por (b) debajo e 10 GeV. (Crédito: Thompson et al. (2012)).

2.4. Clasificación de GRBs

Gracias a observaciones de cientos de GRBs se obtuvo una distribución bimodal a partir de la medición del T90, es decir, el tiempo durante el cual las

cuentas acumuladas incrementan de 5% a 95% sobre el *background* (Kouveliotou et al., 1993), lo que abarca el 90% de la fluencia total de rayos gamma. Esta distribución se puede observar en Figura 2.5, donde se observan dos picos, uno en 0.3 s y 20 s con un mínimo alrededor de los 2 s, distinguiendo entre destellos cortos y largos. Por definición los destellos cuyo T_{90} es mayor a 2 s se denominan GRBs de larga duración, mientras que aquellos con un T_{90} menor a 2 s se denominan de corta duración.

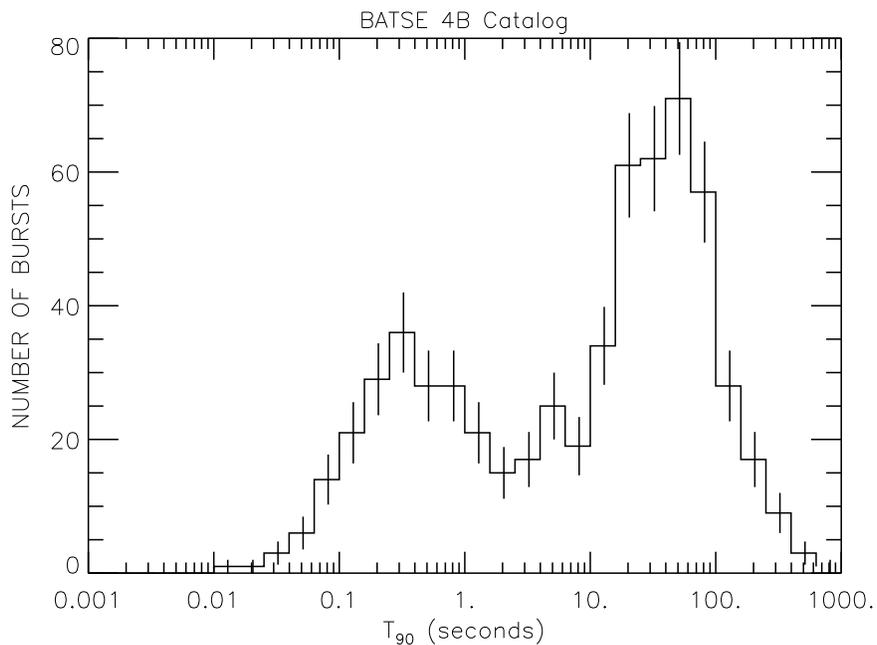


Figura 2.5: Distribución bimodal del T_{90} de GRBs del 4to Catálogo BATSE con el *Burst and Transient Experiment* a bordo del *NASA's Compton Gamma-Ray Observatory* (Crédito: NSSTC/Robert S. Mallozzi)¹⁹.

¹⁹Véase: <https://gammaray.msfc.nasa.gov/batse/grb/duration/>.

2.4.1. GRBs Largos

Los GRBs largos (LGRBs - *Large Gamma-Ray Bursts* por sus siglas en inglés) en los que el $T_{90} > 2$ s son los eventos astronómicos más luminosos. El modelo del Colapsar (Woosley, 1993) es considerado como el progenitor de los LGRBs. El Colapsar son estrellas masivas rotando ($M > \sim 30 M_{\odot}$), aisladas o en un sistema binario cuyo núcleo de hierro colapsa directamente para formar un agujero negro. En los minutos o segundos seguidos del colapso el agujero negro acreta la materia residual del núcleo y emite un poderoso jet relativista ($\sim 10^{52}$ erg), esto es lo que se denomina GRB. Los progenitores del colapso como estrellas Wolf-Rayet están relacionadas con los progenitores de supernovas deficientes de hidrógeno (Supernovas Tipo 1b/1c).

El modelo del Colapsar requiere:

- Estrellas masivas (Tipo O y B) con alta velocidad rotacional $\sim 400 \text{ km s}^{-1}$
- Un núcleo masivo que colapsa directamente en un agujero negro.
- La envoltura de hidrógeno alrededor de la estrella colapsante tiene que ser eyectada preferiblemente en su totalidad.
- Un momento angular alto en las regiones internas de la estrella masiva progenitora.

Los LGRBs están asociados a regiones de alta formación estelar, donde se encuentran la mayor cantidad de estrellas masivas, así como a grandes corrimientos al rojo por lo que se han considerado poblaciones estelares de tipo I y II (Pop I y II). La producción de GRBs está favorecida en regiones de baja metalicidad y los progenitores aparecen en galaxias espirales azules.

2.4.2. GRBs Cortos

Los GRBs cortos (SGRB - *Short Gamma-ray burts*), son aquellos GRBs de duración $T_{90} < 2$ s, su progenitores aun son inciertos, algunos modelos sugieren que están asociados a fusiones de objetos compactos en sistemas binarios como un sistema binario de estrellas de neutrones (NS-NS), o un sistema de estrella de neutrones con agujero negro (NS-BH). La distribución de SGRB es isotrópica por lo que sus progenitores se encuentran en diferentes tipos de galaxias, asociados tanto a poblaciones estelares jóvenes como viejas con bajos corrimientos al rojo a diferencia de los GRBs largos.

Las características principales de los SGRB son:

- T_{90} menor a dos segundos.
- Menor variabilidad que los LGRBs.
- Corrimientos al rojo menores respecto a los GRBs largos.
- Luminosidades entre 10^{50} - 10^{53} erg/s.
- Asociados a poblaciones estelares jóvenes y viejas.

CAPÍTULO 3

Fireball, Afterglow y Jets

En este capítulo se abordará la descripción de los procesos que componen los destellos de rayos gamma, por lo que se dará una breve descripción de la emisión temprana, el modelo de la *fireball*, el *afterglow* y los jets.

3.1. El Modelo de la Fireball

El modelo más aceptado para explicar los elementos básicos de los GRBs: la emisión temprana (*prompt emission*) y una emisión tardía mucho más duradera denominada *afterglow*, es el modelo de la *fireball* relativista propuesto por Piran (1999). En este modelo la energía es depositada dentro de un volumen pequeño, el cual conduce a una expansión relativista de la fuente. El modelo contempla choques, a medida que el material en forma de plasma es expulsado por ambos polos de la fuente en forma de jets.

A medida que el material es eyectado de la fuente, se van formando cascarones con diferentes velocidades debidas a la variabilidad temporal de la fuente, esta variabilidad conduce a diferentes velocidades entre los cascarones, por lo cual

provoca que cascarones con mayor velocidad sobrepasen a cascarones más lentos produciendo choques que liberan destellos de rayos gamma. A estos choques de les denomina *Choques Internos* (Rees and Meszaros, 1994), estos choques toman lugar a un distancia de $\sim 10^{14} - 10^{15}$ cm del la fuente (Mészáros, 2006). Durante estos choques electrones son acelerados produciendo emisión de sincrotrón así como una contribución de emisión debida a Compton inverso, en rayos-X y rayos gamma. Cada choque produce su propia emisión por lo que la emisión temprana es el resultado de múltiples choques que suceden simultáneamente. Estos choques permiten explicar la variabilidad observada en las curvas de luz así como la emisión temprana de rayos gamma.

Por otro lado el Choque Externo (Rees and Meszaros, 1992) es producido cuando el material expulsado en forma de jet alcanza el medio circundante a la fuente $\sim 10^{16}$ cm (Mészáros, 2006) y son los responsables de explicar la radiación detectada en múltiples longitudes de onda de los *afterglows*, así mismo, generan choques inversos que cruzan el material eyectado. Como el material viaja a velocidades ultra relativistas, parte de la eyección viaja más rápido que otras partes, por lo cual emitirán durante varios periodos de tiempo mientras interactúan, estos choques pueden producir rayos gamma.

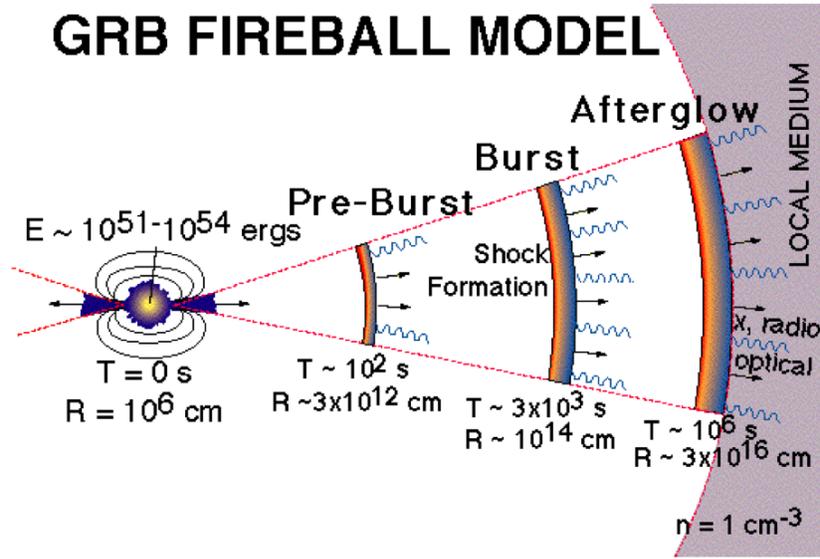


Figura 3.1: Esquema de las diferentes fases del modelo de *fireball*. Se observa la emisión temprana desde un $t = 0$ a $t = 10^6$ s donde se originan los Choques Internos causando la emisión de rayos gamma. El Choque Externo origina al *afterglow* provocando emisión en óptico, radio y rayos-X. (Crédito: Gabriele Ghisellini).

Este modelo permite entender los choques tanto internos como el externo con la *fireball* ultra-relativista, la aceleración de electrones relativistas y la producción de fotones por emisión de sincrotrón. Sin embargo, el descubrimiento más importante fue la interacción del flujo relativista con el material circundante a la fuente, lo cual podría crear una emisión mucho más duradera denominada *afterglow*.

3.2. Emisión Temprana

La Emisión Temprana es la fase temporal durante la cual una emisión excesiva sub-MeV es detectada por encima del nivel de emisión de fondo de un instrumento. Esta emisión está relacionada con la emisión del jet, donde la

eyección disipa la energía internamente en choques internos.

A partir de observaciones de cientos de GRBs, se ha observado que no hay dos destellos con curvas de luz idénticas, estas pueden comportarse de diferentes maneras, pueden ser suaves o erráticas, con una alta variabilidad en sus picos o exhibir un aumento rápido seguido de un decaimiento exponencial conocidos como *Fast Rise and Exponential Decay* (FREDs).

Se ha observado que los espectros de GRBs son de tipo no-térmicos con una distribución de ley de potencias en su flujo. Un modelo de ajuste encontrado empíricamente y ampliamente utilizado es el propuesto por Band (Band et al., 1993) el cual consiste en dos leyes de potencia suaves con un corte exponencial:

$$f_{BAND}(E) = \begin{cases} A \left(\frac{E}{100keV} \right)^\alpha \exp \left[-\frac{(\alpha + 2)E}{E_{peak}} \right], \\ \text{con } E < \frac{(\alpha - \beta)E_{peak}}{\alpha + 2} \equiv E_{break} \\ A \left(\frac{E}{100keV} \right)^\beta \exp(\beta - \alpha) \left[\frac{(\alpha + \beta)E_{peak}}{100keV(\alpha + 2)} \right]^{\alpha - \beta}, \\ \text{con } E \geq \frac{(\alpha - \beta)E_{peak}}{\alpha + 2} \end{cases}, \quad (3.1)$$

Donde los parámetros E_{peak} es la energía de corte, α y β el índice espectral de baja energía y el índice espectral de alta energía respectivamente (con valores promedios de $E_{peak} = 150$ keV, $\alpha = -1$ y $\beta = -2$). Con las observaciones espectrales de BATSE y el modelo que relaciona las cuentas en el detector con la energía medida de los fotones, se logró ajustar la mayoría de los espectros de GRBs.

3.3. El *Afterglow*

La mayor parte de lo que se conoce de los GRBs provienen de los estudios del *afterglow*, su importancia recae en que son fundamentales para localizarlos así como para medir sus corrimientos al rojo e identificar sus galaxias huésped. El principio básico del *afterglow* se basa en la disipación de energía dentro de choques producidos por el flujo de salida a velocidades relativistas que al interactuar con el medio circundante reduce su velocidad creando un frente de choque.

El descubrimiento de los *afterglows* comenzó con la detección del *GRB 970228* por parte del satélite *Beppo SAX*. Observaciones posteriores (Levan, 2018) (Figura. 3.2) mostraron que se trataba de una fuente de larga duración la cual se desvanecía en una escala de tiempo de varios días, convirtiéndose así en el primer *afterglow* de rayos-X de un GRB.

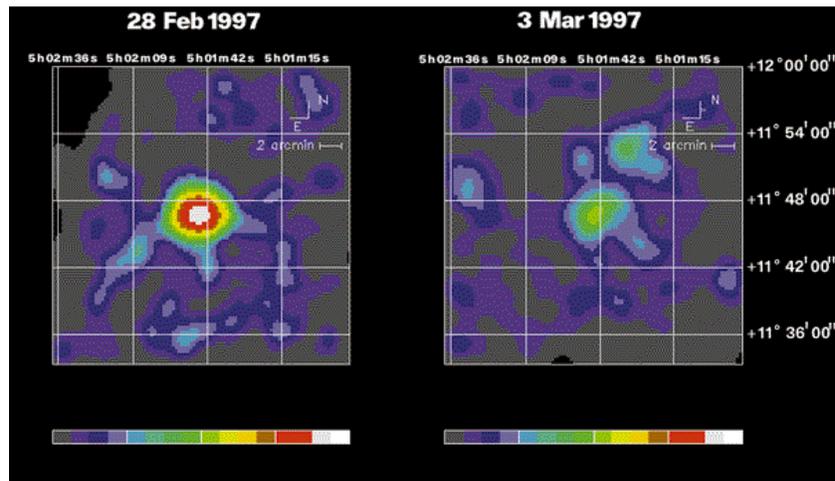


Figura 3.2: *Afterglow* en rayos-X del GRB 970228 donde se puede observar la emisión remanente días después de la detección el destello. (Crédito: Levan (2018)).

A partir de los descubrimientos de *BeppoSAX* y seguidos con la era de *Swift*

se logró pasar de una detección por mes, a una detección cada ciertos días, así como la detección en otras longitudes de onda específicamente en óptico y radio. Los *afterglows* en óptico proporcionan posiciones más precisas así como el camino para obtener distancias además de proporcionar información de la onda expansiva de propio GRB. Por otro lado, los *afterglows* en radio son aún más inusuales pero son visibles de mucho más lejos y a menudo aumentan con el tiempo, teniendo su brillo máximo días o semanas después del destello. Las curvas de luz correspondientes al *afterglow* en rayos-X (Fig. 3.3) pueden describirse en las siguientes fases de acuerdo a (Zhang et al., 2006):

- (1) Emisión Temprana, observaciones de rayos-X pueden detectarse justo al final de la emisión temprana, suelen ser muy brillantes y variables.
 - (2) Decaimiento Rápido, justo después de la emisión temprana la luz visible parece sufrir un decaimiento rápido $\sim t^{-5}$.
 - (3) Meseta, los rayos-X parecen estancarse, apareciendo como planos o un decaimiento lento.
 - (4) Ráfagas, durante la fase de meseta es posible que aparezcan grandes o pequeñas ráfagas de rayos-X.
 - (5) Decaimiento intermedio, al terminar la fase de la meseta el *afterglow* de rayos-X típicamente muestra un decaimiento como t^{-1} .
 - (6) Rápido decaimiento, las curvas de luz sufrirán una interrupción temporal agudizando el decaimiento, más allá de este punto el flujo decae como t^{-2} .
- Esta ruptura temporal se conoce como la ruptura del jet.

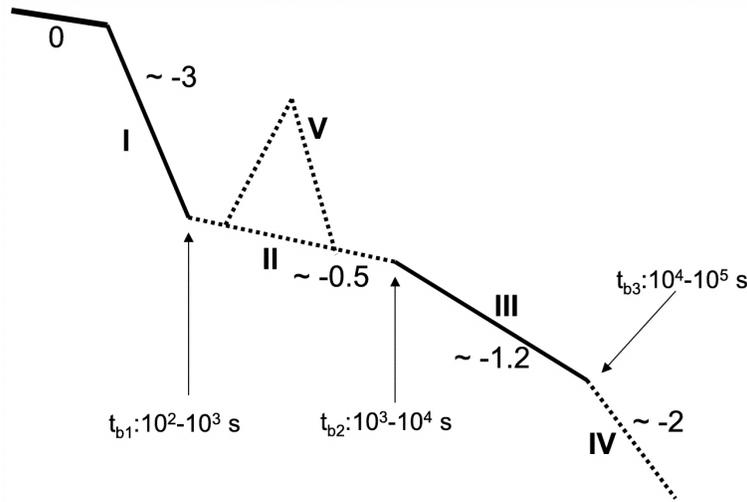


Figura 3.3: Comportamiento canónico de la Curva de luz en rayos-X basado en las observaciones de *Swift*. El segmento 0 corresponde a la emisión temprana, I rápido decaimiento, II un decaimiento intermedio mucho menos abrupto donde se pueden observar una meseta y ráfagas, III un decaimiento algo más pronunciado con un posible corte que lleva a el segmento IV que corresponde a otro decaimiento rápido. Los segmentos en líneas sólidas (I, III) corresponde a los más comunes, mientras que los segmentos en líneas punteadas (II, IV, V) solo se observan en algunos destellos. Se presentan los valores típicos de los índices temporales y los tiempos de corte $t_{break,1}$, $t_{break,2}$, $t_{break,3}$. (Crédito: (Zhang et al., 2006).

3.4. GRB Jets

Dado el movimiento del *bulk* relativista, la estructura y orientación de los destellos de rayos gamma han jugado un papel importante y se han estudiado con el fin de determinar cómo es que se producen. El estudio de la estructura de los jets comenzó 2000s con el objetivo de determinar la diversidad de energías de los GRBs. La estructura del jet tanto en el eje (*on-axis*) como fuera de eje (*off-axis*) (Ioka and Nakamura, 2019; Kathirgamaraju et al., 2019) resulta importante debido a que determina las propiedades de emisión y lleva consigo información de los procesos que le dan forma, el mecanismo de producción del jet y la interacción con el medio que rodea el motor central, así como puede

ser prueba de algún fenómeno que aún no se conoce.

Como hemos mencionado anteriormente, los *GRBs* se forman a partir de objetos compactos; ya sea por la fusión de dos estrellas de neutrones o la fusión de un agujero negro con una estrella de neutrones. El escenario más aceptado es el de un motor central¹ que lanza un flujo de salida (chorro) bipolar relativista colimado. En este flujo el *bulk* de energía produce una emisión temprana muy brillante en las bandas de rayos-X y rayos gamma, la desaceleración de este chorro ocurre cuando interactúa con el medio externo alrededor del destello produciendo una emisión de *afterglow* en múltiples longitudes de onda de larga duración que se extiende de la banda de rayos gamma hasta las bandas de óptico y radio. La presencia de un jet se puede inferir de las curvas de luz, específicamente de la estimación del ángulo de colimación del empinamiento de la curva de luz del *afterglow* (Rhoads, 1997). Esto comúnmente llamado *Jet break*, aumenta Γ el factor de Lorentz del jet, como 17Γ el ángulo del haz relativista, el cual va incrementando durante el *afterglow* debido a la desaceleración de la onda de choque, en otras palabras, la expansión del choque se produce conforme el jet se expande en el medio externo, este ángulo se vuelve comparable al ángulo de colimación θ_i , permitiendo ver el borde del jet.

Los jets de *GRBs* se han modelado como chorros cónicos con una energía por ángulo sólido constante, y *bulk* de factores de Lorentz con aperturas $\theta \leq \theta_i$ ². Este modelo se conoce como el Modelo Homogéneo o *Top Hat*, si el jet se observa dentro de θ_i , el empinamiento de la curva de luz del *afterglow* se usa para determinar el ángulo de apertura del jet θ_j de donde se puede derivar la energía del destello.

¹Consiste en un sistema de un objeto compacto con un disco de acreción rodeándolo.

² θ es el ángulo desde del eje de simetría del jet.

3.4.1. Etapas de la evolución del Jet

Para entender la estructura de los Jets relativistas asociados a los *GRBs* hay que ver cómo es que se forman y evolucionan. Se pueden diferenciar tres fases cruciales en la evolución de jets: (1) La expulsión del jet, donde se desglosa la energía inicial, su perfil angular y la dependencia de tiempo, definidos por el motor central y su evolución; (2) la interacción del jet con los restos del progenitor, comprendiendo la propagación del frente del jet, la formación del *cocoon* y el *jet breakout*; (3) la expansión del jet en el medio externo y su subsecuente desaceleración (Figura: 3.4).

La primera etapa del jet se conoce como **Jet launch**: el jet es lanzado o expulsado por el motor central, los mecanismos que impulsan el jet dependen de la naturaleza del motor central.

Una vez es expulsado se pasa a la **Formación del jet head (frente del jet)**: donde el material se expande dentro de un embudo de baja densidad (donde se formó) hasta que alcanza un medio más denso que es el que rodea al motor central. Se forma una estructura de choques (hacia adelante e inverso³ frente del jet) en donde el flujo de momento del jet se contrarresta con la presión del material residual.

Propagación del jet a través de los restos del progenitor, el frente del jet se sostiene del material que fluye del choque inverso propagándose a través de los restos del progenitor. Tan pronto el frente del jet se ralentiza lo suficiente y dada la ausencia de un confinamiento lateral, se conecta causalmente en la dirección transversal, el material chocado se hace a un lado para formar un *cocoon* caliente y con una presión muy grande que rodea al jet que

³Conocidos como *forward and reverse shock*.

lentamente se expande lateralmente (Ramirez-Ruiz et al., 2002). La presión del *cocoon* es suficiente para balancear el flujo de momento lateral del material del jet que fluye del motor central, llevando a la formación de un choque oblicuo, donde la componente lateral del flujo de momento se disipa, convirtiendo del flujo radial en cilíndrico, por lo que el jet ahora está colimado por el *cocoon* (Salafia et al., 2020).

Breakout (Ruptura): el frente de choque alcanza el gradiente de densidad que marca el borde exterior de los restos del progenitor. El choque hacia adelante se acelera mientras que el choque inverso desaparece, el material tanto del jet como del *cocoon* comienza a fluir libremente hacia afuera, lo que se le conoce como *jet breakout*. Durante esta fase los choques hacia adelante pasan de un región ópticamente gruesa a un región ópticamente delgada, es en este punto donde se observa la primera emisión electromagnética del jet, los fotones son liberados produciendo emisión de choque *breakout*.

Expansión Libre, el flujo del material del motor central disminuye significativamente, lo que delimita la extensión radial del chorro, que ahora se puede considerar como un cascarón inhomogéneo que se expande lejos del progenitor a velocidades relativistas. Las inhomogéneidades del *bulk* del factor de Lorentz pueden llevar a la creación de choques internos, los cuales se han considerados como los mecanismos de disipación y radiación de flujo de energía, así como posibles mecanismos de reconexión magnética dado que estos choques internos inducen turbulencias.

Choque Externo: El cascarón se expande en el medio externo de baja densidad que rodea al progenitor, tan pronto el cascarón ha barrido una cantidad de medio externo, correspondiente a una energía de masa en reposo igual a la energía cinética del cascarón dividido por el cuadrado del *bulk* del factor

de Lorentz, la expansión comienza a verse afectada, se forma un choque hacia adelante y uno inverso el cual cruza el cascarón iniciando la desaceleración de este último y la transferencia de su energía al medio externo impactado hacia adelante. Inmediatamente después del inicio de la desaceleración, el choque hacia adelante experimenta una expansión de fase auto-similar, borrando cualquier recuerdo de los detalles de la estructura radial del cascarón. La estructura angular no se ve afectada, ya que la mayor parte del cascarón chocado está desconectado causalmente en la dirección transversal.

Expansión lateral y transición a expansión no relativista: Tan pronto la escala de sonido cruza la escala de tiempo, se vuelve más corta que la escala de tiempo de la expansión dinámica, las ondas de presión comienzan a nivelar las inhomogéneidades angulares, iniciando la fase de expansión lateral la cual incrementa la superficie de trabajo de los choques, más una desaceleración en la tasa de choques. El choque pasa a una fase de expansión no relativista, convergiendo lentamente hacia el comportamiento de onda expansiva esférica de Sedov-Taylor (Ostriker and McKee, 1988).

El estudio de la estructura que corresponde a los jets toma un papel importante cuando se modelan las emisiones del *afterglow* y de la emisión temprana, dado que se cree que es en esta fase donde son producidas y por ende constituye una condición inicial en la producción del *afterglow*.

En esencia el jet es expulsado por el motor central y este se propaga en las regiones densas que le rodean (lo que llamamos *circumburts*) que están constituidas por los restos del progenitor, es decir, la envolvente o la nube eyectada según sea el caso. El flujo eyectado interactúa con estos restos muy por 'arriba' del motor central en donde dos choques se forman, uno hacia adelante y otro inverso, lo que habíamos llamado frente del jet. Si la velocidad a la que se

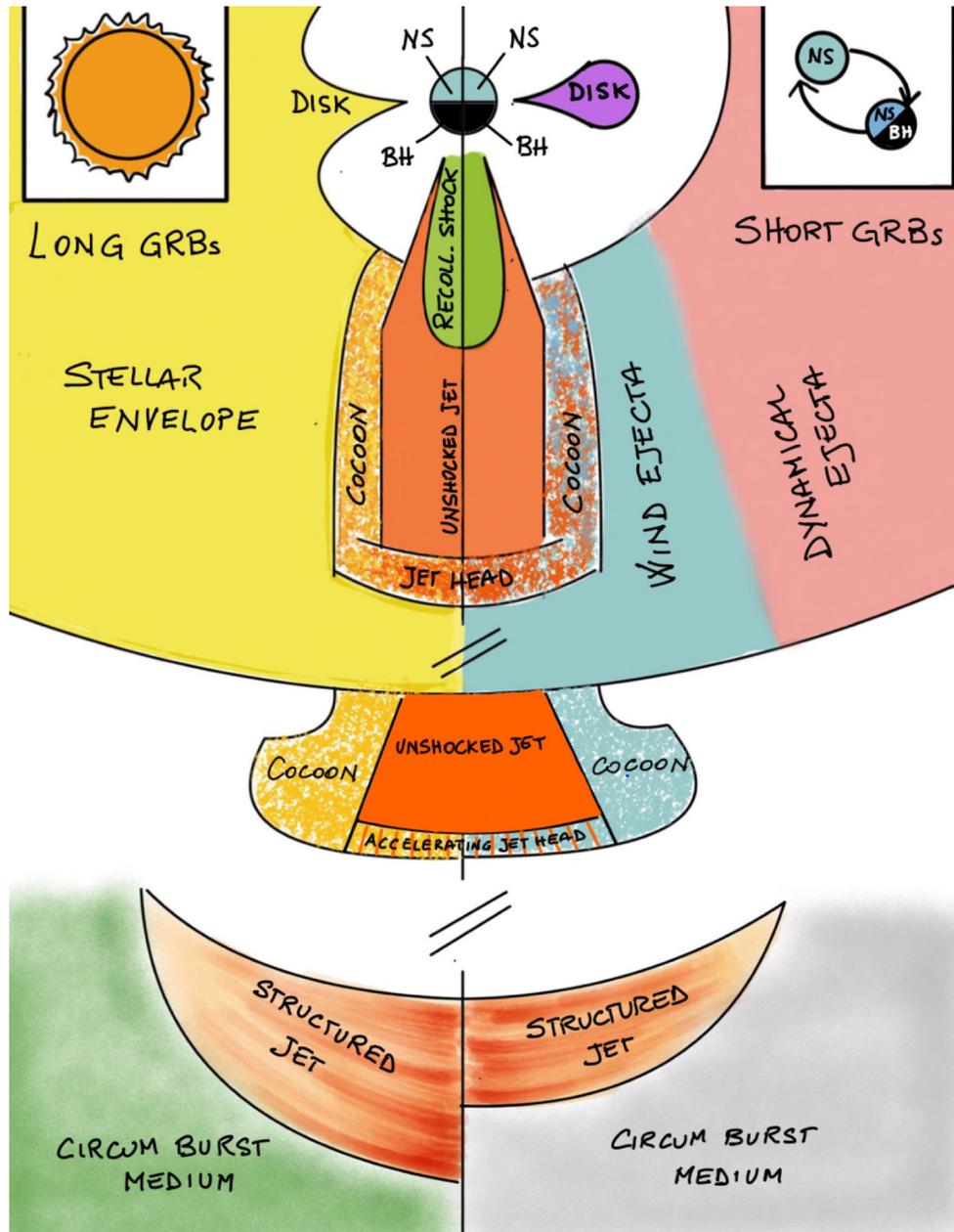


Figura 3.4: Representación de las diferentes fases de la evolución de un jet, considerando ambos escenarios tanto GRBs largos (izquierda) como GRBs cortos (derecha). El jet es alimentado tanto por el motor central como con el disco de acreción que se forma, se expande, se forma el *cocoon* y el material chocado genera una presión hacia adentro que va colimando el jet a medida que se propaga. Cuando el jet estalla (*breaks out*) el *cocoon* explota, seguido de las fases donde se producen la emisión del *afterglow* y de la emisión temprana (*prompt emission*). (Crédito: Diseño tomado de Sharan Salafia and Ghirlanda (2022)).

mueve este frente es lo suficientemente baja, provoca que el material chocado fluya lateralmente formando un *cocoon* con una presión muy alta que envuelve al jet. Una vez que la presión se vuelve comparable al momento del flujo transversal del jet, se forma un choque re-confinado que disipa el momento transversal colimando el jet en un flujo cilíndrico⁴. Esta colimación reduce el choque inverso lo que favorece la propagación del frente del jet. Una vez que el choque alcanza un gradiente de densidad que caracteriza las regiones fuera de los restos del progenitor, se empieza a acelerar como un choque en una supernova, la diferencia entre las rupturas de ambos choques (Tan et al., 2001) es que la del jet es relativista y anisotrópica .

La propagación del jet es importante dado que puede contener información sobre el progenitor y el motor central, así como explicar algunas características de la emisión temprana. Visto desde ángulos cercanos al eje del jet, la emisión esta compuesta por material que se mueve cerca de la línea de visión, el pico de emisión del choque inverso corresponde al tiempo de cruce del choque. En el óptico y rayos-X la curva de luz de la emisión del choque inverso muestra un rápido crecimiento y decaimiento antes y después del pico de la emisión, mientras que en radio se espera un decaimiento más lento con posibles protuberancias conforme el pico de sincrotrón se mueve a bajas frecuencias después de su pico. La emisión vista desde un observador fuera de eje puede estar compuesta por material moviéndose a diferentes ángulos o una cantidad comparable de radiación que proviene de una porción más amplia del jet, teniendo como resultado una curva de luz más suave y con un retraso. En cuanto el choque inverso desaparece, los cascarones del choque transfieren la mayor par-

⁴Esta auto colimación se puede aproximar cuando $L \leq \theta_{j,0}^{-4/3}$ (Bromberg et al., 2011), donde L es la luminosidad del jet y $\theta_{j,0}$ el ángulo de apertura respecto a la base del jet.

te de su energía al medio interestelar, por lo que el sistema se convierte en un *blastwave*, es decir, un choque hacia adelante que ha perdido la información de la explosión. Tan pronto el choque alcanza el contacto causal transversal, este se expande lateralmente (Granot and Piran, 2012; Rhoads, 1999).

Ahora bien la fuente principal de emisión del *afterglow* se cree que proviene de la formación del choque debido a la expansión del jet en el medio que rodea al destello. Durante este paso la aceleración de electrones por los choques difusos que se llevan a cabo, tanto en el choque hacia adelante como en el inverso llevan a emisiones de sincrotrón o incluso a Compton inverso. Por lo que la emisión en cualquier punto de la evolución del jet es modelada a partir de modelos de sincrotrón/Compton inverso.

A partir de este modelo se pueden obtener curvas de luz complejas (Granot and Sari, 2002), incluso si solo se toma en cuenta una explosión isotrópica y emisión de sincrotrón. La función de distribución espectral se compone de varios segmentos de leyes de potencias suaves conectadas entre sí, que corresponden a los diferentes regímenes espectrales con las principales frecuencias críticas: la frecuencia de sincrotrón $\nu_{syn}(\gamma)$ correspondiente a los cortes del factor de Lorentz γ_m y γ_c de la distribución de electrones, y la frecuencia ν_q debajo de la cual la auto-absorción de sincrotrón se vuelve importante.

Se ha observado que a medida que aumenta el tiempo, el flujo visto por un observador está dominado por emisión producida progresivamente cerca del eje del jet (Sharan Salafia and Ghirlanda, 2022), observando sus implicaciones en las curvas de luz del *afterglow* para diferentes ángulos de visión y estructuras de jets.

CAPÍTULO 4

Procesos Radiativos

Hay dos procesos de radiación involucrados en los GRBs. Tanto la emisión temprana y el *afterglow* se deben a la aceleración de partículas a altas energías provocando que radien energía por medio de radiación de sincrotrón y dispersión Compton inverso.

En este capítulo se describirán los procesos de radiación del *afterglow*: radiación de sincrotrón (Sari et al., 1998) y radiación de dispersión de Compton inverso (Sari and Esin, 2001) y se obtendrán las expresiones para los espectros y curvas de luz en diferentes regímenes.

4.1. Radiación de Sincrotrón

La combinación de partículas viajando a altas energías y su interacción con campos magnéticos hacen que la radiación de sincrotrón juegue un papel importante en el *afterglow* del GRB. En principio, la emisión de sincrotrón está caracterizada por el factor de Lorentz de los electrones acelerados (γ_e),

de la materia (Γ) y el campo magnético (B). En esencia la emisión de radiación de sincrotrón se produce a partir de electrones que viajan a velocidades relativistas que interaccionan con campos magnéticos fuertes.

Considerando un choque relativístico que entra en un medio de densidad constante. Los electrones son acelerados al entrar en este medio con velocidades comparables a las velocidades del jet y la presencia de campo magnético de la *fireball* permite acelerar estos electrones hasta el frente de choque. La energía de los electrones sigue una ley de potencias con lo que se puede expresar una distribución de choques de partículas aceleradas como:

$$N(\gamma_e)d\gamma_e \propto \gamma_e^{-p}d\gamma_e \quad \text{con } \gamma_e > \gamma_m. \quad (4.1)$$

Donde γ_e es el factor de Lorentz de los electrones y γ_{min} el factor mínimo de Lorentz, que esta relacionado con el índice p de la ley de potencias. Se han propuesto modelos para determinar estos parámetros describiendo las condiciones que deberían de cumplir, por lo que se usan fracciones constantes de energía cinética ϵ_e y magnética ϵ_b como parámetros libres adimensionales para contrarrestar las incertidumbres. Estos parámetros están relacionados con la densidad total de energía U a partir de la densidad de energía cinética U_e y magnética U_B .

Detrás de la onda de choque la densidad de partículas y de energía están descritas (Blandford and McKee, 1976) por $N = 4\Gamma n$ y $U = 4\Gamma^2 n m_p c^2$ respectivamente, donde n es el número de partículas por unidad de volumen, m_p la masa del protón y Γ el factor de Lorentz del jet. Por tanto tenemos:

$$N = 4\Gamma n = C \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} \gamma_e^{-p} d\gamma_e,$$

$$N = \frac{C}{1-p} (\gamma_{max}^{1-p} - \gamma_{min}^{1-p}). \quad (4.2)$$

Donde γ_{max} es el valor máximo del factor de Lorentz que puede alcanzar la distribución de electrones y C una constante de la distribución de electrones. Dados los parámetros antes mencionados y su relación con la densidad de energía U tenemos:

$$U_e = U\epsilon_e = 4\Gamma n m_p c^2 \epsilon_e = C \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} m_e c^2 \gamma_e \gamma_e^{-p} d\gamma_e, \quad (4.3)$$

$$U_e = \frac{C m_e c^2}{2-p} [\gamma_{max}^{2-p} - \gamma_{min}^{2-p}].$$

Tomando $\gamma_{max} \sim \infty$ en las ecuaciones (4.2) y (4.3) se obtiene:

$$4\Gamma n = \frac{C}{p-1} \gamma_{min}^{1-p}, \quad (4.4)$$

$$4\Gamma n m_p c^2 \epsilon_e = \frac{C m_e c^2}{p-2} \gamma_{min}^{2-p}. \quad (4.5)$$

El factor de Lorentz mínimo de los electrones lo obtenemos al combinar ambas ecuaciones:

$$\gamma_{min} = \left(\frac{p-2}{p-1} \right) \frac{m_p}{m_e} \epsilon_e \Gamma. \quad (4.6)$$

Para la densidad magnética del *forward shock* se considera que es una fracción constante ϵ_B de la energía del choque, por lo que cumple:

$$U_B = U\epsilon_B \quad y \quad U = \frac{B^2}{8\pi}. \quad (4.7)$$

Por lo que se concluye que el campo magnético esta dado por la siguiente ecuación:

$$B = \sqrt{32\pi n m_p c^2 \epsilon_B \Gamma}. \quad (4.8)$$

Ahora bien, la potencia de radiación y la frecuencia característica a partir de la ecuación de Lamor están dadas como:

$$P(\gamma_e) = \frac{\sigma_T c^2}{6\pi} \left(\frac{\Gamma}{1+z} \right)^2 B^2 \gamma_e^2 \quad (4.9)$$

y

$$\nu(\gamma_e) = \frac{q}{2\pi m_e c} \left(\frac{\Gamma}{1+z} \right) B \gamma_e^2. \quad (4.10)$$

donde σ_T es la sección eficaz de Thomson y el factor $\Gamma/1+z$ convierte los resultados al marco de referencia del observador y toma en cuenta el corrimiento debido a distancias cosmológicas.

Para calcular el flujo es necesario obtener el máximo de la potencia espectral ($P_{\nu,max}$) para esto tenemos:

$$P_{\nu,max} = \frac{P(\gamma_e)}{\nu(\gamma_e)}, \quad (4.11)$$

$$P_{\nu,max} = \frac{\sigma_T m_e c^2}{3q} \left(\frac{\Gamma}{1+z} \right) B. \quad (4.12)$$

Se necesita que γ_e sea menor a un factor γ_c crítico para que los electrones no pierdan una fracción considerable de su energía por radiación, a este factor de Lorentz se le conoce como factor de enfriamiento se expresa como:

$$P(\gamma_c)t = \left(\frac{\Gamma}{1+z} \right) m_e c^2 \gamma_c. \quad (4.13)$$

Donde t es el tiempo de enfriamiento máximo debido a la emisión de sincrotrón. Al calcular $P(\gamma_c)$ de la ecuación (4.9) y sustituir en la ecuación (4.13) se obtiene la expresión para γ_c :

$$\gamma_c = \left(\frac{1+z}{\Gamma} \right) (1+Y)^{-1} \frac{6\pi m_e c}{\sigma_T B^2 t}. \quad (4.14)$$

Donde Y es el parámetro de Compton, el cuál está definido como la razón entre la densidad de energía de la radiación de Sincrotrón y la densidad de energía magnética. Este parámetro determina la relevancia de la emisión tardía por dispersión de Compton inverso (Sari et al., 1996). Sustituyendo el campo magnético de la ecuación (4.8):

$$\gamma_c = \left(\frac{1+z}{\Gamma^3} \right) (1+Y)^{-1} \frac{3m_e}{16\sigma_T m_p c \epsilon_B n t}. \quad (4.15)$$

Con los valores de los factores de Lorentz γ_{min} , γ_c podemos calcular las frecuencias características correspondientes sustituyendo en la ecuación 4.10

$$\nu_{\gamma_{min}} = \frac{q\sqrt{32\pi}}{2\pi(1+z)} \frac{m_p^{5/2}}{m_e^3} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^2 n^{1/2} \epsilon_B^{1/2} \epsilon_e^2 \Gamma^4, \quad (4.16)$$

$$\nu_{\gamma_c} = \frac{9qm_e}{\sqrt{8192}\sigma_T c^2 t^2} \left(\frac{1+z}{\Gamma^4} \right) (1+Y)^{-2} \pi^{-3/2} n^{-3/2} m_p^{-3/2} \epsilon_B^{-3/2}. \quad (4.17)$$

Consideremos el número de electrones $N_e = 4\pi n R^3$, por lo que el flujo observado a una distancia D esta dado por:

$$F_{\nu, max}^{Syn} = \frac{N_e P_{\nu, max}}{4\pi D^2}. \quad (4.18)$$

Considerando las expresiones obtenidas y tomando en cuenta que los cortes espectrales están dados por:

$$\nu_c^{Syn} = \nu(\gamma_c) \quad y \quad \nu_{min}^{Syn} = \nu(\gamma_{min}). \quad (4.19)$$

Obtenemos los cortes espectrales y el flujo máximo en función de Γ el factor de Lorentz del material:

$$\nu_{min}^{Syn} = \frac{q_e \sqrt{32\pi}}{2\pi(1+z)} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^2 \frac{m_p^{5/2}}{m_e^3} n^{1/2} \epsilon_B^{1/2} \epsilon_e^2 \Gamma^4, \quad (4.20)$$

$$\nu_c^{Syn} = \frac{9q_e m_e}{\sqrt{8192} \sigma_T^2 c^2 t^2} \left(\frac{1+z}{\Gamma^4} \right) (1+Y)^{-2} \pi^{-1/2} n^{-3/2} m_p^{-3/2} \epsilon_B^{-3/2}. \quad (4.21)$$

Para obtener el flujo máximo sustituimos el radio de la esfera $R = (4c/1+z)\Gamma^2 t$, por lo que tenemos:

$$F_{\nu, max}^{Syn} = \frac{64\sqrt{32\pi}}{9q_e} \frac{m_e m_p^{1/2}}{D^2(1+z)^4} \sigma_T n^{3/2} c^6 \epsilon_B^{1/2} \Gamma^8 t^3. \quad (4.22)$$

Para obtener el espectro de sincrotrón (Sari et al., 1998) a partir de la ley de potencias hay que integrar sobre γ_e y hay que considerar dos casos. **Caso 1** cuando $\gamma_{min} > \gamma_c$, es decir, los electrones se enfriaran hasta llegar a γ_c en un tiempo t , este caso se denomina *fast cooling* con un flujo dado por:

$$F_\nu = \begin{cases} (\nu/\nu_c)^{1/3} F_{\nu, max}, & \text{para } \nu_c > \nu, \\ (\nu/\nu_c)^{-1/2} F_{\nu, max}, & \text{para } \nu_{min} > \nu > \nu_c, \\ (\nu_{min}/\nu_c)^{-1/2} (\nu/\nu_{min})^{-p/2} F_{\nu, max}. & \text{para } \nu > \nu_{min}. \end{cases} \quad (4.23)$$

Caso 2 $\gamma_c > \gamma_{min}$, solo los electrones con $\gamma_e > \gamma_c$ pueden enfriarse, a esta fase se le conoce como *slow cooling* dado que la mayoría de los electrones no alcanza a enfriarse en un tiempo t y su flujo está dado por:

$$F_\nu = \begin{cases} (\nu/\nu_{min})^{1/3} F_{\nu,max}, & \text{para } \nu_{min} > \nu, \\ (\nu/\nu_{min})^{-(p-1)/2} F_{\nu,max}, & \text{para } \nu_c > \nu > \nu_{min}, \\ (\nu_c/\nu_{min})^{-(p-1)/2} (\nu/\nu_{min})^{-p/2} F_{\nu,max}. & \text{para } \nu > \nu_c. \end{cases} \quad (4.24)$$

El espectro de sincrotrón incluyendo los dos casos se puede observar en la Fig.4.1.

Los regímenes de enfriamiento los obtenemos al sustituir las ecuaciones 4.20, 4.21 y 4.22 en las expresiones anteriores (ecuaciones 4.23 y 4.24). Para el caso de *fast cooling* tenemos:

$$F_{\nu,fast}^{Syn} \propto \begin{cases} \Gamma^{28/3} t^{11/3} \nu^{1/3}, & \text{para } \nu_c > \nu, \\ \Gamma^6 t^2 \nu^{-1/2}, & \text{para } \nu_{min} > \nu > \nu_c, \\ \Gamma^{2(p+2)} t^2 \nu^{-p/2}. & \text{para } \nu > \nu_{min}. \end{cases} \quad (4.25)$$

y para *slow cooling* tenemos:

$$F_{\nu,slow}^{Syn} \propto \begin{cases} \Gamma^{20/3} t^3 \nu^{1/3}, & \text{para } \nu_{min} > \nu, \\ \Gamma^{2(p+3)} t^3 \nu^{-(p-1)/2}, & \text{para } \nu_c > \nu > \nu_{min}, \\ \Gamma^{2(p+2)} t^2 \nu^{-p/2}. & \text{para } \nu > \nu_c. \end{cases} \quad (4.26)$$

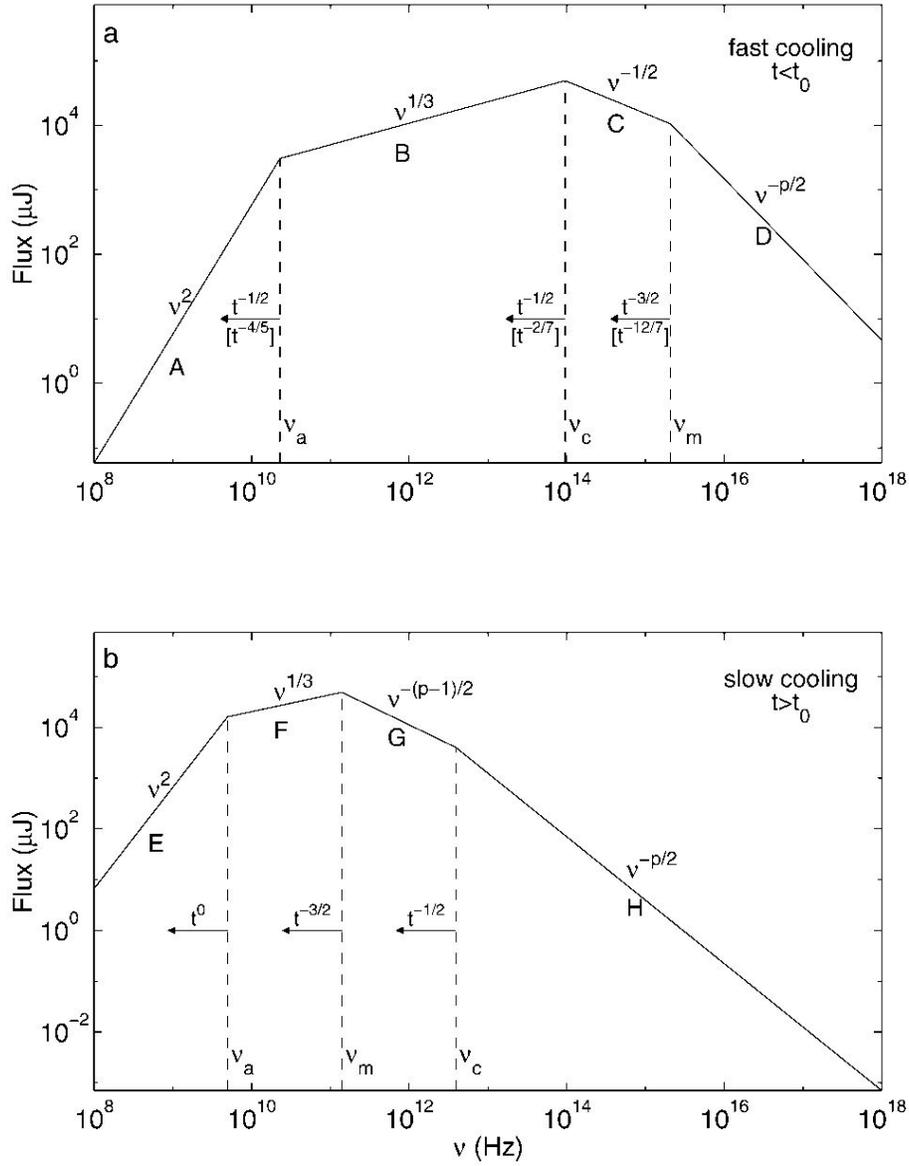


Figura 4.1: Espectro de sincrotrón de choques relativista a partir de una distribución de ley de potencias, para los casos correspondientes a las ecuaciones (4.23) y (4.24). (Crédito: Sari et al. (1998)).

4.2. Radiación por *Sincrotrón Self Compton*

Ahora bien la dispersión por Compton inverso (*IC* por sus siglas en inglés) aparece durante la emisión temprana contribuyendo al retraso de las transicio-

nes entre las fases *fast cooling* y *slow cooling*; este proceso radiativo consiste en la dispersión de un fotón a una frecuencia mayor por la interacción con un electrón de mayor energía, provocando que este electrón pierda energía. Además de aumentar la energía de los fotones por un factor de γ^2 se introduce una componente de ultra alta energía en el espectro de GRBs en el rango de GeV, sin embargo se ha observado presencia de emisión de Compton inverso combinado con dispersión de Compton inverso (*Synchrotron Self Compton SSC*) en rangos de TeV en observaciones de *afterglows* tempranos.

Los fotones dispersados por *IC* son aquellos fotones que fueron emitidos por sincrotrón, debido a que la sección eficaz es pequeña, por lo que es difícil que pueda haber otra dispersión. Este proceso es el que se conoce como *SSC* dado que los mismos electrones emiten por sincrotrón y después dispersan los fotones emitidos. Esta radiación debe ser considerada para una descripción completa de la emisión del *afterglow* en los GRB cortos. De hecho el mecanismo de *SSC* se ha utilizado para explicar la emisión de distintas fuentes astrofísicas, tanto en los *GRBs* (Meszaros et al., 1994; Zhang and Mészáros, 2001) o en núcleos activos de galaxias (Zhang et al., 2012).

En *Synchrotron Self Compton* el flujo a cada frecuencia observada incluye la contribución de los electrones en un amplio rango de energías, que son dispersados por fotones en un amplio rango de frecuencias. Para una fuente de sincrotrón con choques de electrones acelerados el espectro es considerado como una función de ley de potencia, correspondiente a la distribución de energía de los electrones, esta forma está caracterizada por dos factores esenciales: el enfriamiento por radiación y el calentamiento por absorción. Con tres frecuencias características ν_{min}, ν_c que ya hemos visto y la tercera la frecuencia de auto-absorción ν_a . Ahora bien, el espectro de *SSC*, esta caracterizado por

multi-segmentos de cortes de ley de potencia, separados por ν_{min}, ν_c y ν_a conduciendo a diferentes formas en el espectro.

Las expresiones aproximadas para el espectro de *SSC* en los regímenes $\nu_a < \nu_{min} < \nu_c$ y $\nu_a < \nu_c < \nu_m$ fueron calculadas por (Sari and Esin, 2001). Cuando $\nu_a > \nu_c$, *Sincrotrón Self Compton* se convierte en una importante fuente de calor para los electrones de baja energía, por lo que estos electrones están dominados por una componente cuasi-térmica, hasta un factor de Lorentz de “transición” por encima del cual los electrones ya no se ven afectados por el calentamiento por auto-absorción y mantienen la distribución normal de la ley de potencia. En el caso que $\nu_a < \nu_c$, el calentamiento debido a la auto-absorción puede ser despreciable dado que no afecta la distribución de energía. Los cortes espectrales de *SSC* dados por (Sari and Esin, 2001), en función de los resultados de la radiación de sincrotrón:

$$\nu_{min}^{SSC} = \gamma_{min}^2 \nu_{min}^{Syn} \quad \text{y} \quad \nu_c^{SSC} = \gamma_c^2 \nu_c^{Syn}. \quad (4.27)$$

Por tanto se obtienen las siguientes expresiones:

$$\nu_{min}^{SSC} = \frac{q_e \sqrt{32\pi}}{2\pi(1+z)} \frac{m_p^{9/2}}{m_e^5} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^4 n^{1/2} \epsilon_e^4 \epsilon_B^{1/2} \Gamma^6, \quad (4.28)$$

$$\nu_c^{SSC} = \frac{81(1+z)^3}{256\sqrt{8192\pi}} \frac{q_e m_e^3}{m_p^{7/2} \sigma_T^4 c^4} (1+Y)^{-4} n^{-7/2} \epsilon_B^{-7/2} \Gamma^{-10} t^{-2}. \quad (4.29)$$

Para el flujo máximo hay que tomar en cuenta la razón entre el flujo de sincrotrón $F_{\nu,max}^{Syn}$ y por *SSC* $F_{\nu,max}^{SSC}$ que es proporcional al número de electrones

y a la sección eficaz entre el área de la esfera que los contiene:

$$\frac{F_{\nu,max}^{SSC}}{F_{\nu,max}^{Syn}} \sim \frac{N_e \sigma_T}{4\pi R^2}. \quad (4.30)$$

Sustituyendo el número de electrones N_e y el $F_{\nu,max}^{Syn}$ en la ecuación anterior se llega a:

$$F_{\nu,max}^{SSC} = \frac{256\sqrt{32\pi}}{27q_e} \frac{m_e m_p^{1/2}}{D^2(1+z)^5} \sigma_T^2 c^7 n^{5/2} \epsilon_B^{1/2} \Gamma^{10} t^4. \quad (4.31)$$

Al igual forma que se llevo a cabo con radiación sincrotrón, los regímenes espectrales por radiación *SSC* se obtienen al sustituir el flujo de la ecuación 4.31 en las ecuaciones 4.23 y 4.24 tenemos:

$$F_{\nu,fast}^{SSC} \propto \begin{cases} \Gamma^{40/3} t^{16/3} \nu^{1/3}, & \text{para } \nu_c > \nu, \\ \Gamma^5 t^2 \nu^{-1/2}, & \text{para } \nu_{min} > \nu > \nu_c, \\ \Gamma^{3p+2} t^2 \nu^{-p/2}. & \text{para } \nu > \nu_{min}. \end{cases} \quad (4.32)$$

$$F_{\nu,slow}^{SSC} \propto \begin{cases} \Gamma^8 t^4 \nu^{1/3}, & \text{para } \nu_{min} > \nu, \\ \Gamma^{3p+7} t^4 \nu^{-(p-1)/2}, & \text{para } \nu_c > \nu > \nu_{min}, \\ \Gamma^{3p+2} t^2 \nu^{-p/2}. & \text{para } \nu > \nu_c. \end{cases} \quad (4.33)$$

CAPÍTULO 5

Modelos de Sincrotrón Fuera de Eje

En este capítulo se dará un repaso de la descripción analítica del modelo de sincrotrón del flujo fuera de eje del *afterglow*¹ con las consideraciones de un medio externo circundante al destello con una estratificación del perfil de densidad, la emisión de sincrotrón para el régimen de auto-absorción y la emisión del *afterglow* en la transición vista entre el eje y fuera de eje antes de la expansión lateral, para esto se toma en consideración el trabajo presentado por (Fraija et al., 2022). Después se presentará el modelo análogo con la radiación de *Sincrotrón Self Compton* de la fase de desaceleración inicial así como de la desaceleración lateral, desarrollado en este trabajo.

¹fuera de eje *top-hat model*.

5.1. Modelo de Sincrotrón fuera de eje del afterglow

Tendremos cuatro fases que tomamos en cuenta para el modelo: (I) Inercial, (II) de Desaceleración fuera de eje y (III) en el eje, y por último (IV) la fase de Decaimiento posterior a la ruptura del jet. De las cuales tenemos las expresiones para el factor de Lorentz mínimo y de enfriamiento con lo que obtenemos los cortes espectrales del flujo así como los cortes espectrales en el régimen de auto-absorción (Fraija et al., 2022).

Durante el *forward shock* la distribución de electrones acelerados está dada por la ecuación 4.1, es decir como una ley de potencias, para este caso tomamos el factor de Lorentz mínimo como:

$$\gamma_{min} = \frac{m_p}{m_e} \left(\frac{p-2}{p-1} \right) \varepsilon_e (\Gamma - 1) \zeta_e^{-1}, \quad (5.1)$$

donde ζ_e indica la fracción de electrones que son acelerados por el frente de choque (Fan and Piran, 2006). A partir de los resultados para emisión de radiación de sincrotrón tenemos los cortes espectrales así como la potencia de sincrotrón. Para el régimen de auto-absorción los cortes espectrales de sincrotrón se derivan de:

$$\begin{aligned} \nu_{a,1} &= \nu_{min} \tau_{0,min}^{3/5}, \\ \nu_{a,2} &= \nu_{min} \tau_{0,min}^{\frac{2}{p+4}}, \\ \nu_{a,3} &= \nu_c \tau_{0,c}^{3/5}. \end{aligned} \quad (5.2)$$

5.1. MODELO DE SINCROTRÓN FUERA DE EJE DEL AFTERGLOW⁴⁵

donde $\tau_{0,i} \simeq \frac{5}{3-k}(q_e n(r)r/B\gamma_i^5)$ donde i representa los casos mínimo (m) y de enfriamiento (c), y con $n(r) = A_k r^{-k} = \frac{M_w}{4\pi v_w} r^{-k}$ con M_w la pérdida de masa, la velocidad del viento v_w y la densidad A_k con el parámetro de estratificación k que varía de 0 a 2 ($k = 0$ un medio de densidad constante y $k = 2$ el viento eyectado) y por último r el radio del choque (Panaitescu and Mészáros, 1998). El flujo espectral máximo tomando en cuenta las transformaciones tanto de los cortes espectrales como el de la potencia está dado por:

$$F_{\nu,max} = \frac{N_e P_\nu}{4\pi D^2} (1+z)^2 \delta_D^3, \quad (5.3)$$

donde δ_D^3 es el factor Doppler² que depende de la diferencia entre el ángulo de visión θ_{obs} y el ángulo de apertura del jet θ_j , D la distancia de luminosidad³ (Woosley, 1993) definida como

$$D = (1+z) \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{z}{\sqrt{\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}}. \quad (5.4)$$

El valor del factor de Lorentz varía dependiendo la fase que consideremos. Para las fases de inercia y desaceleración fuera de eje tenemos que el radio y la velocidad del choque están dados por:

$$r_i = \frac{\beta_i c t}{(1+z)(1-\beta_i \mu)} \quad \text{y} \quad \beta_i = \frac{\sqrt{\Gamma_i^2 - 1}}{\Gamma_i}. \quad (5.5)$$

²El factor Doppler definido como $\delta_D = \frac{1}{\Sigma(1-\mu\beta)}$, de donde $\beta = v/c$ y $\mu = \cos \Delta\theta$.

³Los valores de las constantes a partir de los resultados de (Planck Collaboration et al., 2016): $H_0 = 69.6 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_M = 0.286$, $\Omega_\Lambda = 0.714$.

Para las fases de desaceleración en el eje y decaimiento posterior a la ruptura del jet con la misma expresión para β_i , tenemos:

$$r_i = \frac{2\beta_i ct \Gamma_i^2}{(1+z)(1-\beta_i \mu)}, \quad (5.6)$$

donde i representa la fase correspondiente (X_0 fase inercia, X_{off} fase de desaceleración fuera de eje, X_{on} en el eje y X_j para el decaimiento posterior a la ruptura del jet).

5.1.1. Fase Inercial

Durante la fase de inercia el factor de Lorentz es constante ($\Gamma = cte$) dado que el flujo de salida relativista no se ve afectado por el medio circundante, por lo que el factor de Lorentz mínimo γ_{min} y de enfriamiento γ_c están dados por:

$$\gamma_m = \gamma^{0m} \left(\frac{p-2}{p-1} \right) \varepsilon_{e,-1} \zeta_e^{-1} \Gamma_{2.5}, \quad (5.7)$$

$$\gamma_c = \gamma_c^0 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{1-k} (1+Y)^{-1} \varepsilon_{B,-4}^{-1} A_k^{-1} \Gamma_{2.5}^{-1} f(\Delta\theta)^{k-1} t^{k-1}, \quad (5.8)$$

donde la función $f(\Delta(\theta))$ está dada por $f(\Delta(\theta)) \equiv 1/(1-\mu\beta)$.

Con estos encontramos los cortes espectrales del flujo:

$$\nu_m \simeq \nu_m^0 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{\frac{k-2}{2}} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^2 \zeta_e^{-2} \varepsilon_{e,-1}^2 \varepsilon_{B,-4}^{\frac{1}{2}} A_k^{\frac{1}{2}} f(\Delta\theta)^{\frac{2-k}{2}} \Gamma_{2.5}^2 t^{-\frac{k}{2}}, \quad (5.9)$$

$$\nu_c \simeq \nu_c^0 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{\frac{2-3k}{2}} (1+Y)^{-2} \varepsilon_{B,-4}^{-\frac{3}{2}} A_k^{-\frac{3}{2}} f(\Delta\theta)^{\frac{3k-2}{2}} \Gamma_{2.5}^{-2} t^{\frac{3k-4}{2}},$$

$$F_{max} \simeq F_{max}^0 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{\frac{3k-2}{2}} \zeta_e \varepsilon_{B,-4}^{\frac{1}{2}} A_k^{\frac{3}{2}} f(\Delta\theta)^{\frac{12-3k}{2}} d_{z,28.3}^{-2} \Gamma_{2.5}^{-2} t^{\frac{6-3k}{2}}. \quad (5.10)$$

5.1. MODELO DE SINCROTRÓN FUERA DE EJE DEL AFTERGLOW47

Para el régimen de auto-absorción tenemos:

$$\begin{aligned}
\nu_{a,1} &\simeq \nu_{a,1}^0 \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^{-1} \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{\frac{4(k-2)}{5}} \zeta_e A_k^{\frac{4}{5}} \varepsilon_{e,-1}^{-1} \varepsilon_{B,-4}^{\frac{1}{5}} f(\Delta\theta)^{\frac{4(2-k)}{5}} \Gamma_{2.5}^{-\frac{8}{5}} t^{\frac{3-4k}{5}}, \\
\nu_{a,2} &\simeq \nu_{a,2}^0 \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^{\frac{2(p-1)}{p+4}} \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{\frac{(k-2)(p+6)}{2(p+4)}} \zeta_e^{\frac{2(1-p)}{p+4}} A_k^{\frac{p+6}{2(p+4)}} \varepsilon_{B,-4}^{\frac{p+2}{2(p+4)}} \varepsilon_{e,-1}^{\frac{2(p-1)}{p+4}} \\
&\quad \times f(\Delta\theta)^{\frac{(2-k)(p+6)}{2(p+4)}} \Gamma_{2.5}^{\frac{2(p-2)}{p+4}} t^{\frac{4-k(p+6)}{2(p+4)}}, \\
\nu_{a,3} &\simeq \nu_{a,3}^0 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{\frac{9k-13}{5}} (1+Y) A_k^{\frac{9}{5}} \varepsilon_{B,-4}^{\frac{6}{5}} f(\Delta\theta)^{\frac{13-9k}{5}} \Gamma_{2.5}^{\frac{2}{5}} t^{\frac{8-9k}{5}}.
\end{aligned} \tag{5.11}$$

Donde los subíndices corresponden a las cantidades $\varepsilon_{e,-1} = 10^{-1}$, $\varepsilon_{B,-4} = 10^{-4}$, $\Gamma_{2.5} = 10^{2.5}$, $d_z \approx 100$ Mpc ($z = 0.022$).

5.1.2. Desaceleración fuera de eje y en el eje

Para la fase de desaceleración el flujo de salida relativista transfiere una gran cantidad de energía al medio circundante lo que produce el *forward shock*. Durante esta fase antes de que la emisión del *afterglow* entre en el campo de visión el factor de Lorentz fuera de eje está dado por:

$$\Gamma_{off} = \left(\frac{3}{4\pi m_p c^{5-k}} \right)^{1/2} (1+z)^{-\frac{k-3}{2}} (1-\beta \cos \Delta\theta)^{-\frac{(k-3)}{2}} A_k^{-\frac{1}{2}} E^{\frac{1}{2}} t^{\frac{k-3}{2}}, \tag{5.12}$$

donde la energía cinética está dada por $E = \frac{4\pi}{3} m_p c^2 A_k r^3 \Gamma^2$ (Blandford and McKee, 1976). Por tanto tenemos que los factores de Lorentz mínimo (γ_{min}) y de enfriamiento (γ_c) son de la forma:

$$\gamma_m = \gamma_m^0 \left(\frac{p-2}{p-1} \right) \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{\frac{3-k}{2}} \zeta_e^{-1} A_k^{-\frac{1}{2}} \varepsilon_{e,-1} \theta_{j,10}^{-1} \Delta\theta_{15}^{3-k} E_{54}^{\frac{1}{2}} t_{6.7}^{\frac{k-3}{2}}, \tag{5.13}$$

$$\gamma_c = \gamma_c^0 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{-\frac{k+1}{2}} A_k^{-\frac{1}{2}} (1+Y)^{-1} \varepsilon_{B,-4}^{-1} \theta_{j,5} \Delta\theta_{15}^{-(k+1)} E_{54}^{-\frac{1}{2}} t_{6.7}^{\frac{k+1}{2}}. \tag{5.14}$$

Para la misma fase pero en el eje, la emisión del *afterglow* entra en el campo de visión de un observador dado el comportamiento del factor de Lorentz $\Gamma \sim 1/\Delta\theta$ (Granot et al., 2002) por lo que conforme $\Delta\theta \rightarrow 0$ el factor se vuelve $\Gamma \approx 1/2(1 - \beta)$ con $\beta = \frac{v}{c}$. El factor de Lorentz en el eje está dado por:

$$\Gamma_{on} = \left(\frac{3}{(2c)^{5-k} \pi m_p} \right)^{\frac{1}{8-2k}} (1+z)^{-\frac{k-3}{8-2k}} A_k^{-\frac{1}{8-2k}} E_{54}^{\frac{1}{8-2k}} t_{6.7}^{\frac{k-3}{8-2k}}. \quad (5.15)$$

Por tanto tenemos:

$$\gamma_m = \gamma_m^0 \left(\frac{p-2}{p-1} \right) \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{\frac{3-k}{2(4-k)}} \zeta_e^{-1} A_k^{-\frac{1}{2(4-k)}} \varepsilon_{e,-1} E_{54}^{\frac{1}{2(4-k)}} t_3^{\frac{k-3}{2(4-k)}}, \quad (5.16)$$

$$\gamma_c = \gamma_c^0 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{-\frac{k+1}{2(4-k)}} A_k^{-\frac{5}{2(4-k)}} (1+Y)^{-1} \varepsilon_{B,-4}^{-1} E_{54}^{\frac{2k-3}{2(4-k)}} t_3^{\frac{k+1}{2(4-k)}}. \quad (5.17)$$

Los cortes espectrales para: (a) Fase de desaceleración fuera de eje:

$$\nu_m = \nu_m^0 \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^2 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{\frac{4-k}{2}} \zeta_e^{-2} A_k^{-\frac{1}{2}} \varepsilon_{e,-1}^2 \varepsilon_{B,-4}^{\frac{1}{2}} \theta_{j,10}^{-2} \Delta\theta_{15}^{4-k} E_{54} t_{6.7}^{\frac{k-6}{2}}, \quad (5.18)$$

$$\nu_c = \nu_c^0 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{-\frac{k+4}{2}} A_k^{-\frac{1}{2}} (1+Y)^{-2} \varepsilon_{B,-4}^{-\frac{3}{2}} \theta_{j,10}^2 \Delta\theta_{15}^{-(k+4)} E_{54}^{-1} t_{6.7}^{\frac{k+2}{2}},$$

$$F_{max} = F_{max}^0 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{\frac{5k-8}{2}} \zeta_e A_k^{\frac{5}{2}} \varepsilon_{B,-4}^{\frac{1}{2}} d_{z,28.3}^{-2} \theta_{j,10}^2 \Delta\theta_{15}^{5k-18} E_{54}^{-1} t_{6.7}^{\frac{12-5k}{2}}. \quad (5.19)$$

(b) Fase de desaceleración en el eje:

$$\nu_m = \nu_m^0 \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^2 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{\frac{1}{2}} \zeta_e^{-2} \varepsilon_{e,-1}^2 \varepsilon_{B,-4}^{\frac{1}{2}} E_{54}^{\frac{1}{2}} t_3^{-\frac{3}{2}}, \quad (5.20)$$

$$\nu_c = \nu_c^0 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{-\frac{k+4}{2(4-k)}} A_k^{-\frac{4}{4-k}} (1+Y)^{-2} \varepsilon_{B,-4}^{-\frac{3}{2}} E_{54}^{\frac{3k-4}{2(4-k)}} t_3^{\frac{3k-4}{2(4-k)}},$$

5.1. MODELO DE SINCROTRÓN FUERA DE EJE DEL AFTERGLOW49

$$F_{max} = F_{max}^0 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{\frac{16-3k}{2(4-k)}} \zeta_e A_k^{\frac{2}{4-k}} \varepsilon_{B,-4}^{\frac{1}{2}} d_{z,28.3}^{-2} E_{54}^{\frac{8-3k}{2(4-k)}} t_3^{-\frac{k}{2(4-k)}}. \quad (5.21)$$

Y en el régimen de auto-absorción están dados en (a) Fase de desaceleración fuera de eje:

$$\begin{aligned} \nu_{a,1} &\simeq \nu_{a,1}^0 \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^{-1} \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{\frac{4(2k-5)}{5}} \zeta_e A_k^{\frac{8}{5}} \varepsilon_{e,-1}^{-1} \varepsilon_{B,-4}^{\frac{1}{5}} \theta_{j,10}^{\frac{8}{5}} \Delta\theta_{15}^{\frac{8(2k-5)}{5}} \\ &\quad \times E_{54}^{-\frac{4}{5}} t_{6.7}^{\frac{15-8k}{5}}, \\ \nu_{a,2} &\simeq \nu_{a,2}^0 \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^{\frac{2(p-1)}{p+4}} \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{-\frac{24-10k-4p+kp}{2(p+4)}} \zeta_e^{\frac{2(1-p)}{p+4}} A_k^{\frac{10-p}{2(p+4)}} \\ &\quad \times \varepsilon_{B,-4}^{\frac{p+2}{2(p+4)}} \varepsilon_{e,-1}^{\frac{2(p-1)}{p+4}} \theta_{j,10}^{\frac{2(2-p)}{p+4}} \Delta\theta_{15}^{\frac{4(p-6)-k(p-10)}{p+4}} E_{54}^{\frac{p-2}{p+4}} t_4^{\frac{16-10k-6p+kp}{2(p+4)}}, \\ \nu_{a,3} &\simeq \nu_{a,3}^0 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{\frac{2(4k-5)}{5}} (1+Y) A_k^{\frac{8}{5}} \varepsilon_{B,-4}^{\frac{6}{5}} \theta_{j,10}^{-\frac{2}{5}} \Delta\theta_{15}^{\frac{4(4k-5)}{5}} E_{54}^{\frac{1}{5}} t_{6.7}^{\frac{5-8k}{5}}. \end{aligned} \quad (5.22)$$

(b) Fase de desaceleración en el eje:

$$\begin{aligned} \nu_{a,1} &\simeq \nu_{a,1}^0 \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^{-1} \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{\frac{4(2k-5)}{5(4-k)}} \zeta_e A_k^{\frac{12}{5(4-k)}} \varepsilon_{e,-1}^{-1} \varepsilon_{B,-4}^{\frac{1}{5}} E_{54}^{\frac{4(1-k)}{5(4-k)}} t_3^{-\frac{3k}{5(4-k)}}, \\ \nu_{a,2} &\simeq \nu_{a,2}^0 \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^{\frac{2(p-1)}{p+4}} \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{\frac{4(p-6)-k(p-10)}{2(4-k)(p+4)}} \zeta_e^{\frac{2(1-p)}{p+4}} A_k^{\frac{8}{(4-k)(p+4)}} \\ &\quad \times \varepsilon_{B,-4}^{\frac{p+2}{2(p+4)}} \varepsilon_{e,-1}^{\frac{2(p-1)}{p+4}} E_{54}^{\frac{4(p+2)-k(p+6)}{2(4-k)(p+4)}} t_3^{-\frac{4(3p+2)+k(2-3p)}{2(4-k)(p+4)}}, \\ \nu_{a,3} &\simeq \nu_{a,3}^0 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{\frac{2(4k-5)}{5(4-k)}} (1+Y) A_k^{\frac{22}{5(4-k)}} \varepsilon_{B,-4}^{\frac{6}{5}} E_{54}^{\frac{14-9k}{5(4-k)}} t_3^{-\frac{10+3k}{5(4-k)}}. \end{aligned} \quad (5.23)$$

5.1.3. Decaimiento posterior a la ruptura del jet

Y por último el factor de Lorentz en una zona de estratificación que lo desacelera viene dado por (Sari et al., 1999) ($\Gamma \sim \theta_j^{-1}$)

$$\begin{aligned} \Gamma_j &= \left(\frac{3}{(2c)^{5-k} \pi m_p} \right)^{\frac{1}{6-2k}} (1+z)^{-\frac{k-3}{6-2k}} A_k^{-\frac{1}{6-2k}} \\ &\quad \times E_{54}^{\frac{1}{6-2k}} \theta_j^{\frac{1}{3-k}} t_{6.7}^{\frac{k-3}{6-2k}}. \end{aligned} \quad (5.24)$$

Para la fase de decaimiento posterior a la ruptura del jet, los factores de Lorentz mínimo y de enfriamiento están dados por:

$$\gamma_m = \gamma_m^0 \left(\frac{p-2}{p-1} \right) \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{\frac{1}{2}} \zeta_e^{-1} \varepsilon_{e,-1} A_k^{\frac{1}{2(k-3)}} E_{54}^{-\frac{1}{2(k-3)}} t_7^{-\frac{1}{2}}, \quad (5.25)$$

$$\gamma_c = \gamma_c^0 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{-\frac{1}{2}} (1+Y)^{-1} \varepsilon_{B,-4}^{-1} A_k^{\frac{3}{2(k-3)}} E_{54}^{\frac{3-2k}{2(k-3)}} t_7^{\frac{1}{2}}. \quad (5.26)$$

Por tanto, los cortes espectrales en la fase de decaimiento posterior a la ruptura del jet están dados por:

$$\begin{aligned} \nu_m &\simeq \nu_m^0 \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^2 \left(\frac{1+z}{1.022} \right) \zeta_e^{-2} A_k^{\frac{1}{2(k-3)}} \varepsilon_{e,-1}^2 \varepsilon_{B,-4}^{\frac{1}{2}} E_{54}^{\frac{k-4}{2(k-3)}} t_7^{-2}, \\ \nu_c &\simeq \nu_c^0 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{-1} A_k^{\frac{5}{2(k-3)}} \varepsilon_{B,-4}^{-\frac{3}{2}} (1+Y)^{-2} E_{54}^{\frac{4-3k}{2(k-3)}} t_7, \end{aligned} \quad (5.27)$$

$$F_{max} \simeq F_{max}^0 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^3 \zeta_e A_k^{\frac{1}{2(3-k)}} \varepsilon_{B,-4}^{\frac{1}{2}} d_{z,28.3}^{-2} E_{54}^{\frac{8-3k}{2(3-k)}} t_7^{-1}. \quad (5.28)$$

En el régimen de auto-absorción dados por:

$$\begin{aligned} \nu_{a,1} &= \nu_{a,1}^0 \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^{-1} \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{-\frac{4}{5}} \zeta_e A_k^{\frac{8}{5(3-k)}} \varepsilon_{e,-1}^{-1} \varepsilon_{B,-4}^{\frac{1}{5}} E_{54}^{\frac{4(k-1)}{5(k-3)}} t_7^{-\frac{1}{5}}, \\ \nu_{a,2} &= \nu_{a,2}^0 \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^{\frac{2(p-1)}{p+4}} \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{\frac{p-2}{p+4}} \zeta_e^{\frac{2(1-p)}{p+4}} A_k^{\frac{p-10}{2(p+4)(k-3)}} \varepsilon_{B,-4}^{\frac{p+2}{2(p+4)}} \varepsilon_{e,-1}^{\frac{2(p-1)}{p+4}} \\ &\quad \times E_{54}^{\frac{k(p+6)-4(p+2)}{2(p+4)(k-3)} - \frac{2(p+1)}{p+4}} t_7. \end{aligned} \quad (5.29)$$

Donde los subíndices corresponden a las cantidades antes mencionadas incluyendo $E_{54} = 10^{54}$ erg , $t = 10^7$ s

5.2. Modelo SSC fuera de eje del afterglow

Ahora bien calculamos los parámetros para las fases de desaceleración, para la radiación de *SSC* de la emisión fuera de eje del *afterglow*:

5.2.1. Fase de desaceleración

Durante la fase de desaceleración antes de que la emisión del *afterglow* entre en el campo de visión del observador, el factor de Lorentz está dado por:

$$\Gamma_{\text{off}} = \left(\frac{3}{4\pi m_p c^{5-k}} \right)^{\frac{1}{2}} (1+z)^{-\frac{k-3}{2}} (1-\beta \cos \Delta\theta)^{-(k-3)} A_k^{-\frac{1}{2}} E_{54}^{\frac{1}{2}} t_{6.7}^{\frac{k-3}{2}}.$$

El factor de Lorentz mínimo y de enfriamiento están dados por:

$$\gamma_m = \gamma_m^0 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{\frac{3-k}{2}} \zeta_e^{-1} A_k^{-\frac{1}{2}} \varepsilon_{e,-1} \theta_{j,10}^{-1} \Delta\theta_{15}^{3-k} E_{54}^{\frac{1}{2}} t_{6.7}^{\frac{k-3}{2}},$$

$$\gamma_c = \gamma_c^0 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{-\frac{k+1}{2}} A_k^{-\frac{1}{2}} (1+Y)^{-1} \varepsilon_{B,-4}^{-1} \theta_{j,5} \Delta\theta_{15}^{-(k+1)} E_{54}^{-\frac{1}{2}} t_{6.7}^{\frac{k+1}{2}}.$$

Correspondiente a un campo magnético dado por:

$$B' \propto \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{\frac{3}{2}} \varepsilon_{B,-4}^{\frac{1}{2}} \theta_{j,10}^{-1} \Delta\theta_{15}^3 E_{54}^{\frac{1}{2}} t_{6.7}^{-\frac{3}{2}}. \quad (5.30)$$

Los cortes espectrales así como el flujo máximo están dado por:

$$\begin{aligned} \nu_m &= \nu_m^0 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{\frac{4-k}{2}} \zeta_e^{-2} A_k^{-\frac{1}{2}} \varepsilon_{e,-1}^2 \varepsilon_{B,-4}^{\frac{1}{2}} \theta_{j,10}^{-2} \Delta\theta_{15}^{4-k} E_{54}^{\frac{k-6}{2}} t_{6.7}^{\frac{k-6}{2}}, \\ \nu_c &= \nu_c^0 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{-\frac{k+4}{2}} A_k^{-\frac{1}{2}} (1+Y)^{-2} \varepsilon_{B,-4}^{-\frac{3}{2}} \theta_{j,10}^2 \Delta\theta_{15}^{-(k+4)} E_{54}^{-1} t_{6.7}^{\frac{k+2}{2}}, \end{aligned} \quad (5.31)$$

$$F_{\text{max}} = F_{\text{max}}^0 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{\frac{5k-8}{2}} \zeta_e A_k^{\frac{5}{2}} \varepsilon_{B,-4}^{\frac{1}{2}} d_{z,28.3}^{-2} \theta_{j,10}^2 \Delta\theta_{15}^{5k-18} E_{54}^{-1} t_{6.7}^{\frac{12-5k}{2}}. \quad (5.32)$$

En el régimen de auto-absorción, los cortes espectrales son:

$$\begin{aligned}
\nu_{a,1} &\simeq \nu_{a,1}^0 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{\frac{4(2k-5)}{5}} \zeta_e^{\frac{8}{5}} A_k^{\frac{8}{5}} \varepsilon_{e,-1}^{-1} \varepsilon_{B,-4}^{\frac{1}{5}} \theta_{j,10}^{\frac{8}{5}} \Delta\theta_{15}^{\frac{8(2k-5)}{5}} E_{54}^{-\frac{4}{5}} t_{6.7}^{\frac{15-8k}{5}}, \\
\nu_{a,2} &\simeq \nu_{a,2}^0 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{-\frac{24-10k-4p+kp}{2(p+4)}} \zeta_e^{\frac{2(2-p)}{p+4}} A_k^{\frac{10-p}{2(p+4)}} \varepsilon_{B,-4}^{\frac{p+2}{2(p+4)}} \varepsilon_{e,-1}^{\frac{2(p-1)}{p+4}} \theta_{j,10}^{\frac{2(2-p)}{p+4}} \\
&\quad \times \Delta\theta_{15}^{\frac{4(p-6)-k(p-10)}{p+4}} E_{54}^{\frac{p-2}{p+4}} t_4^{\frac{16-10k-6p+kp}{2(p+4)}}, \\
\nu_{a,3} &\simeq \nu_{a,3}^0 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{\frac{2(4k-5)}{5}} \zeta_e^{\frac{3}{5}} (1+Y) A_k^{\frac{8}{5}} \varepsilon_{B,-4}^{\frac{6}{5}} \theta_{j,10}^{-\frac{2}{5}} \Delta\theta_{15}^{\frac{4(4k-5)}{5}} E_{54}^{\frac{1}{5}} t_{6.7}^{\frac{5-8k}{5}}.
\end{aligned} \tag{5.33}$$

Las curvas de luz para el caso de *SSC* están dadas por los siguientes casos: Si

$$\nu_{a,1} < \nu_m < \nu_c:$$

$$F_{\nu,r}^{\text{SSC}} \propto \begin{cases} t^{\frac{45-18k}{5}} \nu, & \nu < \nu_{m,a}^{\text{IC}}, \\ t^{9-4k} \nu^{\frac{1}{3}}, & \nu_{m,a}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{m,m}^{\text{IC}}, \\ t^{\frac{40-17k+3p(k-4)}{4}} \left(\frac{4(p+1/3)}{(p+1)(p-1/3)} + \ln \left(t^{\frac{12-3k}{2}} \nu \right) \right) \nu^{\frac{1-p}{2}}, & \nu_{m,m}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{m,c}^{\text{IC}}, \\ t^{\frac{40-17k+3p(k-4)}{4}} \left(\frac{2(2p+3)}{p+2} - \frac{2}{(p+1)(p+2)} + \ln \left(t^{\frac{4+3k}{2}} \nu^{-1} \right) \right) \nu^{\frac{1-p}{2}}, & \nu_{m,c}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{c,c}^{\text{IC}}, \\ t^{\frac{2(22-7k)+3p(k-4)}{4}} \left(\frac{2(2p+3)}{(p+2)} - \frac{2}{(p+2)^2} + \left(\frac{p+1}{p+2} \right) \ln \left(t^{-\frac{4+3k}{2}} \nu \right) \right) \nu^{-\frac{p}{2}}. & \nu_{c,c}^{\text{IC}} < \nu. \end{cases} \tag{5.34}$$

Si $\nu_m < \nu_{a,2} < \nu_c$, tenemos:

$$F_{\nu,r}^{\text{SSC}} \propto \begin{cases} t^{\frac{84-33k+3p(2-k)}{2(p+4)}} \nu, & \nu < \nu_{m,a}^{\text{IC}}, \\ t^{\frac{40-17k+3p(k-4)}{4}} \left(\frac{2(2p+5)}{(p+1)(p+4)} + \ln \left(t^{\frac{4(3p+2)+k(2-3p)}{2(p+4)}} \nu \right) \right) \nu^{\frac{1-p}{2}}, & \nu_{m,a}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{m,c}^{\text{IC}}, \\ t^{\frac{40-17k+3p(k-4)}{4}} \left(2 + \frac{2}{p+4} + \ln \left(t^{\frac{4(p-1)+7k}{p+4}} \right) \right) \nu^{\frac{1-p}{2}}, & \nu_{m,c}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{c,a}^{\text{IC}}, \\ t^{\frac{40-17k+3p(k-4)}{4}} \left(\frac{2(2p+1)}{p+1} + \ln \left(t^{\frac{4+3k}{2}} \nu^{-1} \right) \right) \nu^{\frac{1-p}{2}}, & \nu_{c,a}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{c,c}^{\text{IC}}, \\ t^{\frac{2(22-7k)+3p(k-4)}{4}} \left(\frac{2(2p+5)}{p+2} + \ln \left(t^{-\frac{4+3k}{2}} \nu \right) \right) \nu^{-\frac{p}{2}}. & \nu_{c,c}^{\text{IC}} < \nu. \end{cases} \tag{5.35}$$

Si $\nu_{a,3} < \nu_c < \nu_m$ tenemos:

$$F_{\nu,r}^{\text{SSC}} \propto \begin{cases} t^{\frac{25-18k}{5}} \nu, & \nu < \nu_{c,a}^{\text{IC}}, \\ t^{\frac{19-12k}{3}} \nu^{\frac{1}{3}}, & \nu_{c,a}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{c,c}^{\text{IC}}, \\ t^{\frac{32-11k}{4}} \left(\frac{28}{15} + \ln \left(t^{-\frac{3k+4}{2}} \nu \right) \right) \nu^{\frac{1}{2}}, & \nu_{c,c}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{c,m}^{\text{IC}}, \\ t^{\frac{32-11k}{4}} \left(\frac{2(p+5)}{(p+2)(p-1)} - \frac{2(p-1)}{3(p+2)} + \ln \left(t^{\frac{3(k-4)}{2}} \nu^{-1} \right) \right) \nu^{\frac{1}{2}}, & \nu_{c,m}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{m,m}^{\text{IC}}, \\ t^{\frac{2(22-7k)+3p(k-4)}{4}} \left(\frac{6(p+1)}{(p-1)(p+2)} + \ln \left(t^{\frac{3(4-k)}{2}} \nu \right) \right) \nu^{-\frac{p}{2}}. & \nu_{m,m}^{\text{IC}} < \nu. \end{cases} \tag{5.36}$$

La dependencia de las curvas de luz con los parámetros de la densidad:

Si $\nu_{a,1} < \nu_m < \nu_c$:

$$F_{\nu,r}^{\text{SSC}} \propto \begin{cases} A_k^{\frac{18}{5}} \nu, & \nu < \nu_{m,a}^{\text{IC}}, \\ A_k^4 \nu^{\frac{1}{3}}, & \nu_{m,a}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{m,m}^{\text{IC}}, \\ A_k^{\frac{17-3p}{4}} \left(\frac{4(p+1/3)}{(p+1)(p-1/3)} + \ln \left(A_k^{\frac{3}{2}} \nu \right) \right) \nu^{\frac{1-p}{2}}, & \nu_{m,m}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{m,c}^{\text{IC}}, \\ A_k^{\frac{17-3p}{4}} \left(\frac{2(2p+3)}{p+2} - \frac{2}{(p+1)(p+2)} + \ln \left(A_k^{-\frac{3}{2}} \nu^{-1} \right) \right) \nu^{\frac{1-p}{2}}, & \nu_{m,c}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{c,c}^{\text{IC}}, \\ A_k^{\frac{14-3p}{4}} \left(\frac{2(2p+3)}{(p+2)} - \frac{2}{(p+2)^2} + \left(\frac{p+1}{p+2} \right) \ln \left(A_k^{\frac{3}{2}} \nu \right) \right) \nu^{-\frac{p}{2}}. & \nu_{c,c}^{\text{IC}} < \nu. \end{cases} \quad (5.37)$$

Si $\nu_m < \nu_{a,2} < \nu_c$:

$$F_{\nu,r}^{\text{SSC}} \propto \begin{cases} A_k^{\frac{3(p+11)}{2(p+4)}} & \nu < \nu_{m,a}^{\text{IC}}, \\ A_k^{\frac{17-3p}{4}} \left(\frac{2(2p+5)}{(p+1)(p+4)} + \ln \left(A_k^{\frac{3p-2}{2(p+4)}} \nu \right) \right) \nu^{\frac{1-p}{2}}, & \nu_{m,a}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{m,c}^{\text{IC}}, \\ A_k^{\frac{17-3p}{4}} \left(2 + \frac{2}{p+4} + \ln \left(A_k^{-\frac{7}{p+4}} \right) \right) \nu^{\frac{1-p}{2}}, & \nu_{m,c}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{c,a}^{\text{IC}}, \\ A_k^{\frac{17-3p}{4}} \left(\frac{2(2p+1)}{p+1} + \ln \left(A_k^{-\frac{3}{2}} \nu^{-1} \right) \right) \nu^{\frac{1-p}{2}}, & \nu_{c,a}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{c,c}^{\text{IC}}, \\ A_k^{\frac{14-3p}{4}} \left(\frac{2(2p+5)}{p+2} + \ln \left(A_k^{\frac{3}{2}} \nu \right) \right) \nu^{-\frac{p}{2}}. & \nu_{c,c}^{\text{IC}} < \nu. \end{cases} \quad (5.38)$$

Si $\nu_{a,3} < \nu_c < \nu_m$

$$F_{\nu,r}^{\text{SSC}} \propto \begin{cases} A_k^{\frac{18}{5}} \nu, & \nu < \nu_{c,a}^{\text{IC}}, \\ A_k^4 \nu^{\frac{1}{3}}, & \nu_{c,a}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{c,c}^{\text{IC}}, \\ A_k^{\frac{11}{4}} \left(\frac{28}{15} + \ln \left(A_k^{\frac{3}{2}} \nu \right) \right) \nu^{\frac{1}{2}}, & \nu_{c,c}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{c,m}^{\text{IC}}, \\ A_k^{\frac{11}{4}} \left(\frac{2(p+5)}{(p+2)(p-1)} - \frac{2(p-1)}{3(p+2)} + \ln \left(A_k^{-\frac{3}{2}} \nu^{-1} \right) \right) \nu^{\frac{1}{2}}, & \nu_{c,m}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{m,m}^{\text{IC}}, \\ A_k^{\frac{14-3p}{4}} \left(\frac{6(p+1)}{(p-1)(p+2)} + \ln \left(A_k^{\frac{3}{2}} \nu \right) \right) \nu^{-\frac{p}{2}}. & \nu_{m,m}^{\text{IC}} < \nu. \end{cases} \quad (5.39)$$

5.2.2. Fase de Desaceleración: Expansión lateral

$$\Gamma_{\text{le}} = \left(\frac{3}{(2c)^{5-k} \pi m_p} \right)^{\frac{1}{6-2k}} (1+z)^{-\frac{k-3}{6-2k}} A_k^{-\frac{1}{6-2k}} E^{\frac{1}{6-2k}} \theta_j^{\frac{1}{3-k}} t^{\frac{k-3}{6-2k}}. \quad (5.40)$$

Los factores de Lorentz mínimos y de enfriamiento de los electrones están

dados por:

$$\begin{aligned}\gamma_m &= \gamma_m^0 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{\frac{1}{2}} \zeta_e^{-1} \varepsilon_{e,-1} A_k^{\frac{1}{2(k-3)}} E_{54}^{-\frac{1}{2(k-3)}} t_7^{-\frac{1}{2}}, \\ \gamma_c &= \gamma_c^0 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{-\frac{1}{2}} (1+Y)^{-1} \varepsilon_{B,-4}^{-1} A_k^{\frac{3}{2(k-3)}} E_{54}^{\frac{3-2k}{2(k-3)}} t_7^{\frac{1}{2}}.\end{aligned}\quad (5.41)$$

Los cortes espectrales de *sincrotrón* así como el flujo:

$$\begin{aligned}\nu_m &\simeq \nu_m^0 \left(\frac{1+z}{1.022} \right) \zeta_e^{-2} A_k^{\frac{1}{2(k-3)}} \varepsilon_{e,-1}^2 \varepsilon_{B,-4}^{\frac{1}{2}} E_{54}^{\frac{k-4}{2(k-3)}} t_7^{-2}, \\ \nu_c &\simeq \nu_c^0 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{-1} A_k^{\frac{5}{2(k-3)}} \varepsilon_{B,-4}^{-\frac{3}{2}} (1+Y)^{-2} E_{54}^{\frac{4-3k}{2(k-3)}},\end{aligned}\quad (5.42)$$

$$F_{\max} \simeq F_{\max}^0 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^3 \zeta_e A_k^{\frac{1}{2(3-k)}} \varepsilon_{B,-4}^{\frac{1}{2}} d_{z,28.3}^{-2} E_{54}^{\frac{8-3k}{2(3-k)}} t_7^{-1}.\quad (5.43)$$

Tomando en cuenta el régimen de auto-absorción:

$$\begin{aligned}\nu_{a,1} &= \nu_{a,1}^0 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{-\frac{4}{5}} \zeta_e^{\frac{8}{5}} A_k^{\frac{8}{5(3-k)}} \varepsilon_{e,-1}^{-1} \varepsilon_{B,-4}^{\frac{1}{5}} E_{54}^{\frac{4(k-1)}{5(3-k)}} t_7^{-\frac{1}{5}}, \\ \nu_{a,2} &= \nu_{a,2}^0 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{\frac{p-2}{p+4}} \zeta_e^{\frac{2(2-p)}{p+4}} A_k^{\frac{p-10}{2(p+4)(k-3)}} \varepsilon_{B,-4}^{\frac{p+2}{2(p+4)}} \varepsilon_{e,-1}^{\frac{2(p-1)}{p+4}} E_{54}^{\frac{k(p+6)-4(p+2)}{2(p+4)(k-3)}} t_7^{-\frac{2(p+1)}{p+4}}, \\ \nu_{a,3} &= \nu_{a,3}^0 \left(\frac{1+z}{1.022} \right)^{\frac{1}{5}} \zeta_e^{\frac{3}{5}} (1+Y) A_k^{\frac{13}{5(3-k)}} \varepsilon_{B,-2}^{\frac{6}{5}} \tilde{E}_{50}^{\frac{14-9k}{5(3-k)}} t_6^{-\frac{6}{5}}.\end{aligned}\quad (5.44)$$

Las curvas de luz están dadas por:

Si $\nu_{a,1} < \nu_m < \nu_c$:

$$F_{\nu,r}^{\text{SSC}} \propto \begin{cases} t^{\frac{4}{5}} \nu, & \nu < \nu_{m,a}^{\text{IC}}, \\ t^0 \nu^{\frac{1}{3}}, & \nu_{m,a}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{m,m}^{\text{IC}}, \\ t^{\frac{1-3p}{2}} \left(\frac{4(p+1/3)}{(p+1)(p-1/3)} + \ln(t^3 \nu) \right) \nu^{\frac{1-p}{2}}, & \nu_{m,m}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{m,c}^{\text{IC}}, \\ t^{\frac{1-3p}{2}} \left(\frac{2(2p+3)}{p+2} - \frac{2}{(p+1)(p+2)} + \ln(t \nu^{-1}) \right) \nu^{\frac{1-p}{2}}, & \nu_{m,c}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{c,c}^{\text{IC}}, \\ t^{\frac{2-3p}{2}} \left(\frac{2(2p+3)}{(p+2)} - \frac{2}{(p+2)^2} + \left(\frac{p+1}{p+2} \right) \ln(t^{-1} \nu) \right) \nu^{-\frac{p}{2}}. & \nu_{c,c}^{\text{IC}} < \nu. \end{cases}\quad (5.45)$$

Si $\nu_m < \nu_{a,2} < \nu_c$:

$$F_{\nu,r}^{\text{SSC}} \propto \begin{cases} t^{\frac{5-p}{p+4}} \nu, & \nu < \nu_{m,a}^{\text{IC}}, \\ t^{\frac{1-3p}{2}} \left(\frac{2(2p+5)}{(p+1)(p+4)} + \ln \left(t^{\frac{3(p+2)}{p+4}} \nu \right) \right) \nu^{\frac{1-p}{2}}, & \nu_{m,a}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{m,c}^{\text{IC}}, \\ t^{\frac{1-3p}{2}} \left(2 + \frac{2}{p+4} + \ln \left(t^{\frac{2(p+1)}{p+4}} \right) \right) \nu^{\frac{1-p}{2}}, & \nu_{m,c}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{c,a}^{\text{IC}}, \\ t^{\frac{1-3p}{2}} \left(\frac{2(2p+1)}{p+1} + \ln (t\nu^{-1}) \right) \nu^{\frac{1-p}{2}}, & \nu_{c,a}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{c,c}^{\text{IC}}, \\ t^{\frac{2-3p}{2}} \left(\frac{2(2p+5)}{p+2} + \ln (t^{-1}\nu) \right) \nu^{-\frac{p}{2}}. & \nu_{c,c}^{\text{IC}} < \nu. \end{cases} \quad (5.46)$$

Si $\nu_{a,3} < \nu_c < \nu_m$:

$$F_{\nu,r}^{\text{SSC}} \propto \begin{cases} t^{-\frac{6}{5}} \nu, & \nu < \nu_{c,a}^{\text{IC}}, \\ t^{-\frac{4}{3}} \nu^{\frac{1}{3}}, & \nu_{c,a}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{c,c}^{\text{IC}}, \\ t^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{28}{15} + \ln (t^{-1}\nu) \right) \nu^{\frac{1}{2}}, & \nu_{c,c}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{c,m}^{\text{IC}}, \\ t^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{2(p+5)}{(p+2)(p-1)} - \frac{2(p-1)}{3(p+2)} + \ln (t^{-3}\nu^{-1}) \right) \nu^{\frac{1}{2}}, & \nu_{c,m}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{m,m}^{\text{IC}}, \\ t^{\frac{2-3p}{2}} \left(\frac{6(p+1)}{(p-1)(p+2)} + \ln (t^3\nu) \right) \nu^{-\frac{p}{2}}. & \nu_{m,m}^{\text{IC}} < \nu. \end{cases} \quad (5.47)$$

La dependencia de las curvas de luz en el parámetro de densidad es:

Si $\nu_{a,1} < \nu_m < \nu_c$

$$F_{\nu,r}^{\text{SSC}} \propto \begin{cases} A_k^{\frac{13}{5(3-k)}} \nu, & \nu < \nu_{m,a}^{\text{IC}}, \\ A_k^{\frac{3}{3-k}} \nu^{\frac{1}{3}}, & \nu_{m,a}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{m,m}^{\text{IC}}, \\ A_k^{\frac{13-3p}{4(3-k)}} \left(\frac{4(p+1/3)}{(p+1)(p-1/3)} + \ln \left(A_k^{\frac{3}{2(3-k)}} \nu \right) \right) \nu^{\frac{1-p}{2}}, & \nu_{m,m}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{m,c}^{\text{IC}}, \\ A_k^{\frac{13-3p}{4(3-k)}} \left(\frac{2(2p+3)}{p+2} - \frac{2}{(p+1)(p+2)} + \ln \left(A_k^{-\frac{11}{2(3-k)}} \nu^{-1} \right) \right) \nu^{\frac{1-p}{2}}, & \nu_{m,c}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{c,c}^{\text{IC}}, \\ A_k^{\frac{2-3p}{4(3-k)}} \left(\frac{2(2p+3)}{(p+2)} - \frac{2}{(p+2)^2} + \left(\frac{p+1}{p+2} \right) \ln \left(A_k^{\frac{11}{2(3-k)}} \nu \right) \right) \nu^{-\frac{p}{2}}. & \nu_{c,c}^{\text{IC}} < \nu. \end{cases} \quad (5.48)$$

Si $\nu_m < \nu_{a,2} < \nu_c$

$$F_{\nu,r}^{\text{ssc}} \propto \begin{cases} A_k^{\frac{25+p}{2(3-k)(p+4)}} \nu, & \nu < \nu_{m,a}^{\text{IC}}, \\ A_k^{\frac{13-3p}{4(3-k)}} \left(\frac{2(2p+5)}{(p+1)(p+4)} + \ln \left(A_k^{\frac{3p-2}{2(3-k)(p+4)}} \nu \right) \right) \nu^{\frac{1-p}{2}}, & \nu_{m,a}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{m,c}^{\text{IC}}, \\ A_k^{\frac{13-3p}{4(3-k)}} \left(2 + \frac{2}{p+4} + \ln \left(A_k^{-\frac{15+2p}{(3-k)(p+4)}} \right) \right) \nu^{\frac{1-p}{2}}, & \nu_{m,c}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{c,a}^{\text{IC}}, \\ A_k^{\frac{13-3p}{4(3-k)}} \left(\frac{2(2p+1)}{p+1} + \ln \left(A_k^{-\frac{11}{2(3-k)}} \nu^{-1} \right) \right) \nu^{\frac{1-p}{2}}, & \nu_{c,a}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{c,c}^{\text{IC}}, \\ A_k^{\frac{2-3p}{4(3-k)}} \left(\frac{2(2p+5)}{p+2} + \ln \left(A_k^{\frac{11}{2(3-k)}} \nu \right) \right) \nu^{-\frac{p}{2}}. & \nu_{c,c}^{\text{IC}} < \nu. \end{cases} \quad (5.49)$$

Si $\nu_{a,3} < \nu_c < \nu_m$

$$F_{\nu,r}^{\text{ssc}} \propto \begin{cases} A_k^{\frac{23}{5(3-k)}} \nu, & \nu < \nu_{c,a}^{\text{IC}}, \\ A_k^{\frac{13}{3(3-k)}} \nu^{\frac{1}{3}}, & \nu_{c,a}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{c,c}^{\text{IC}}, \\ A_k^{-\frac{1}{4(3-k)}} \left(\frac{28}{15} + \ln \left(A_k^{\frac{11}{2(3-k)}} \nu \right) \right) \nu^{\frac{1}{2}}, & \nu_{c,c}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{c,m}^{\text{IC}}, \\ A_k^{-\frac{1}{4(3-k)}} \left(\frac{2(p+5)}{(p+2)(p-1)} - \frac{2(p-1)}{3(p+2)} + \ln \left(A_k^{-\frac{3}{2(3-k)}} \nu^{-1} \right) \right) \nu^{\frac{1}{2}}, & \nu_{c,m}^{\text{IC}} < \nu < \nu_{m,m}^{\text{IC}}, \\ A_k^{\frac{2-3p}{4(3-k)}} \left(\frac{6(p+1)}{(p-1)(p+2)} + \ln \left(A_k^{\frac{3}{2(3-k)}} \nu \right) \right) \nu^{-\frac{p}{2}}. & \nu_{m,m}^{\text{IC}} < \nu. \end{cases} \quad (5.50)$$

CAPÍTULO 6

Aplicación: GRB 160821B

En esta capítulo se presentará las observaciones que se llevaron a cabo de los diferentes detectores del *GRB 160821B* así como de sus principales características que se observaron. En la segunda parte se implementará el modelo de *Synchrotron Self Compton* presentado en el capítulo anterior realizando un ajuste con los datos de las observaciones del *GRB 160821B* y se discutirán los resultados obtenidos.

6.1. Detección del *GRB 160821B*

El 21 de Agosto de 2016 *Swift Burst Alert Telescope (BAT)* a las 22:29:13 UT, así como el *Fermi GBM* a las 22:29:13.33 UT detectaron el *GRB 160821B*. El análisis de BAT permitió la localización del destello con una ascensión recta de 280.005 y una declinación 62.387. La curva de luz muestra un pico con una estructura similar a FRED con una duración $T_{90} = 0.48 \pm 0.07$ (15-350 keV) con una fluencia en la banda de 15-150 keV de $F_{\gamma} = 1.0 \pm 0.1 \times 10^{-7}$ erg/cm² (Palmer

et al., 2016).

Por otra parte del análisis de GBM se encontró que el mejor ajuste del espectro fue una ley de potencias con un corte exponencial de alta energía¹ con un índice -1.37 ± 0.22 de la ley de potencias y un corte de energía parametrizado como $E_{peak} = 84 \pm 19$ keV (Stanbro and Meegan, 2016). La curva de luz en el rango de 8-1000 keV mostró un pico con una duración de 1.2 s y una fluencia $2.52 \pm 0.19 \times 10^{-6}$ erg/cm² (Lü et al., 2017), con una energía isotrópica liberada en rayos gamma $E_{iso} = 2.1 \pm 0.2 \times 10^{50}$ erg. El espectro obtenido mostró ser consistente con un GRB corto.

Swift-XRT detectó los fotones 57 s después del *trigger* (Siegel et al., 2016), mientras que *Swift-UVOT* comenzó a observar el campo de *GRB 160821B* 76 s después del *trigger*. Fotones en el óptico no fueron detectados durante las primeras horas. Se detectaron líneas de emisión en el visible incluyendo $H\alpha$, $H\beta$, $O^{3+} \lambda 4959/5007$ por parte del Telescopio William Herschel en la Palma, localizó al destello con un redshift $z = 0.16$ (Levan et al., 2016). Posteriores análisis de las curvas de luz en rayos-X (Troja et al., 2019) encontraron evidencia de una inyección de energía de un motor central de larga vida.

Las curvas de luz obtenidas por *Swift-BAT* así como de *Fermi-GBM* se presentan en la Figura 6.1, donde se muestran las cuentas por segundo de la detección del *GRB 160821B* en un intervalo de -10 a 30 s a partir de la detección para diferentes bandas de energía, el pico de la detección se encuentra menor a 2 s. La curva de luz de *BAT* muestra un solo pico con duración T_{90} previamente mencionada, y no muestra evidencia de emisión extendida en el rango de energía de *BAT* después de 100 s después del T_0 . Por otra parte el

¹Power law function with an exponential high-energy cutoff

perfil de las curvas de luz de *GBM* son similares a las de *BAT* con un pico prominente con un $T_{90} \sim 1.2$ s en el rango de 8-1000 keV.

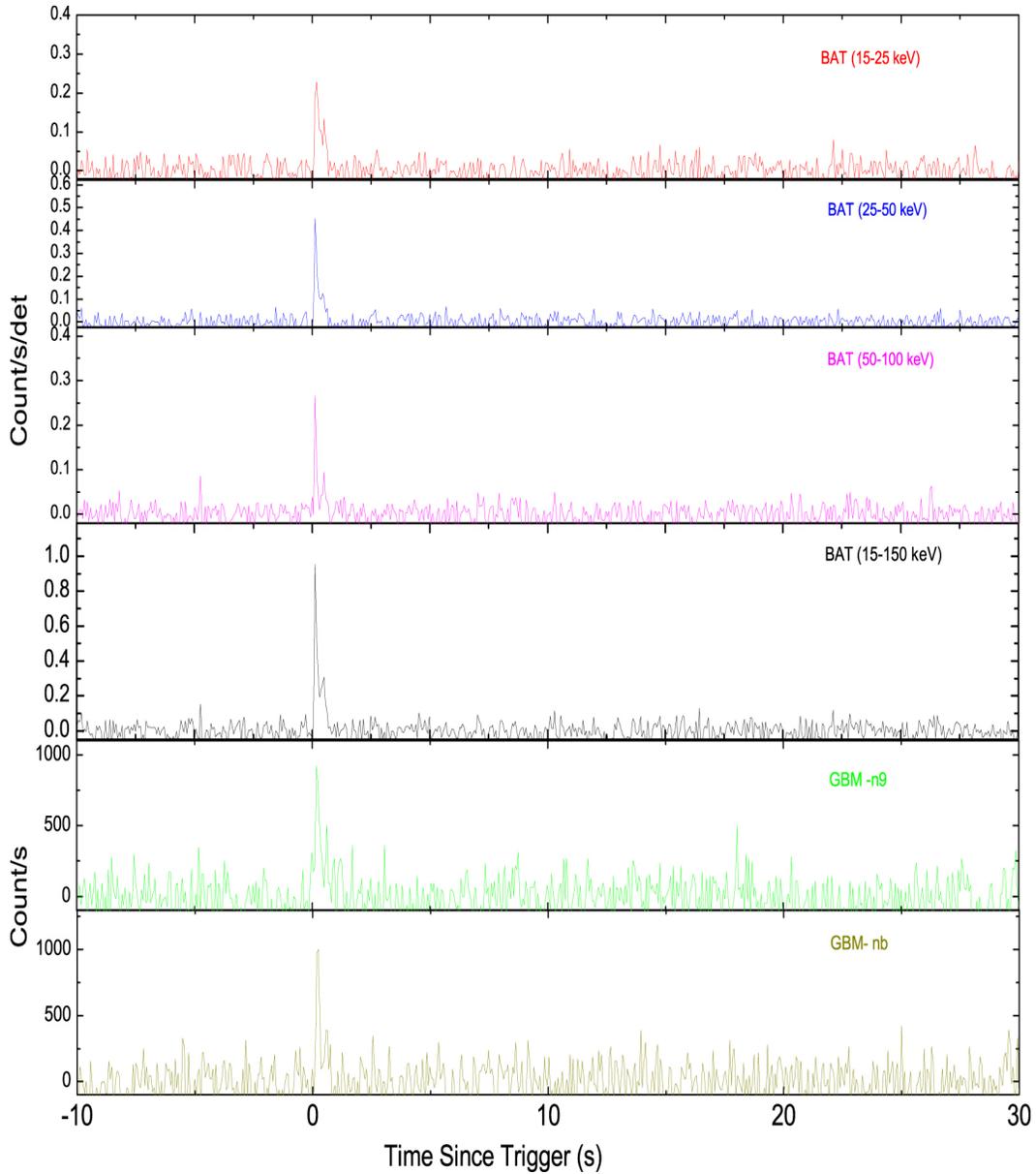


Figura 6.1: Curvas de luz *Swift-BAT* y *Fermi-GBM* en diferentes bandas del *GRB160821B* con bins de tiempo de 64 ms (Crédito: (Lü et al., 2017))

6.2. Descripción

Las figuras 6.2 y 6.3 presentan las curvas de luz de *SSC* producidos por la desaceleración del jet fuera de eje de acuerdo al modelo desarrollado en el presente trabajo. La figura 6.2 considera un medio circundante al destello con una parámetro de estratificación $k = 0$ (derecha) y $k = 1$ (izquierda), de manera análoga la Figura 6.3 con una estratificación $k = 1.5$ (derecha) y $k = 2$ (izquierda). En ambas figuras los paneles desde el superior al inferior corresponden a un rayos-X fuertes (100 keV), rayos gamma suaves (10 GeV) y rayos gamma fuertes (100 GeV) para valores típicos del *afterglow*. En cada panel se presenta una variación de la densidad de flujo sobre un periodo de tiempo entre un par de minutos hasta aproximadamente 18 meses, donde cada color de las curvas corresponde a valores diferentes del ángulo de apertura, en un rango entre $\Delta\theta = 0.5^\circ$ a $\Delta\theta = 60^\circ$.

Los parámetros utilizados en el modelo se muestran en la Tabla 6.1, tomando

Parámetro	Valor			
k	0	1	1.5	2
$A_k [gr/cm^3]$	1	1×10^{-21}	3.8×10^{-9}	1×10^{12}
$\Delta\theta [^\circ]$	0, 15, 30, 60			
E [erg]	1×10^{52}			
D [Mpc]	100			
p	2.2			
z	0.022			
ϵ_B	1×10^{-2}			
ϵ_e	1×10^{-1}			
Γ	500			
$\theta_j [^\circ]$	5			

Tabla 6.1: Parámetros utilizados del modelo SSC fuera de eje del *afterglow*.

en cuenta la radiación de *SSC*, en un medio con una estratificación (k variable).

Nótese que todas las figuras muestran que independientemente de la elección de los parámetros del modelo, el comportamiento general de las curvas de luz en todos los rangos de energía es similar, hay un incremento inicial hasta un máximo valor del flujo a partir del cual comienza a decrecer. Sin embargo, se observa una variación al cambiar el ángulo de apertura. Al ir incrementando, la curva de luz disminuye por lo que el pico del flujo se alcanza a tiempos mayores. Se observa que tan pronto el jet se convierte en fuera de eje, el comportamiento de la curva de luz es independiente del ángulo de apertura y el flujo cae aparentemente con la misma ley de potencias. Por otra parte, hay que notar que los parámetros de estratificación cambian la pendiente de incremento de la curva en los primeros instantes. A medida que este parámetro se incrementa, el aumento se vuelve más plano y se presentan una especie de meseta para los casos en los que el ángulo de apertura diferentes a 5° con un comportamiento muy similar, aunque hay que destacar que con una estratificación $k = 1$ se presenta esta meseta para los rayos-gamma fuertes, después que se alcanza del máximo seguido de un decremento del flujo, sin embargo, la variación de este parámetro no se observa en el decaimiento en tiempos muy posteriores en las bandas de baja energía, se comporta tal que la caída de la curva pareciera seguir la misma pendiente. Se observa también que al ir incrementando la energía se percibe un ligero empinamiento en la curva.

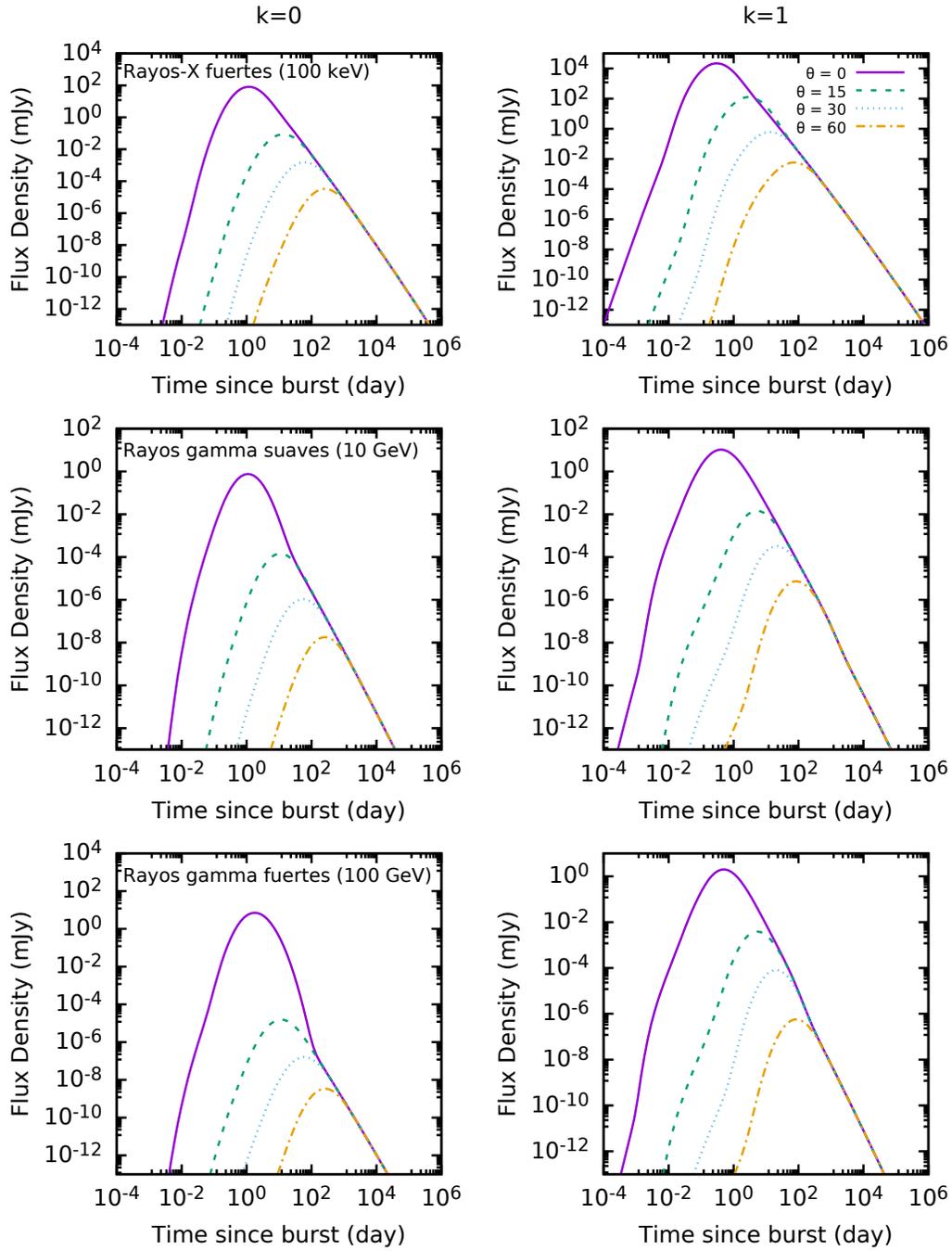


Figura 6.2: Curvas de luz de *Sincrotrón Self Compton* generadas por la desaceleración de un jet fuera de eje con un parámetro de estratificación $k = 0$ (derecha) y $k = 1$ (izquierda). El orden de los paneles de arriba hacia abajo corresponde a rayos-X fuertes (100 keV), rayos-gamma suaves (10 GeV), rayos-gamma fuertes (100 GeV) respectivamente.

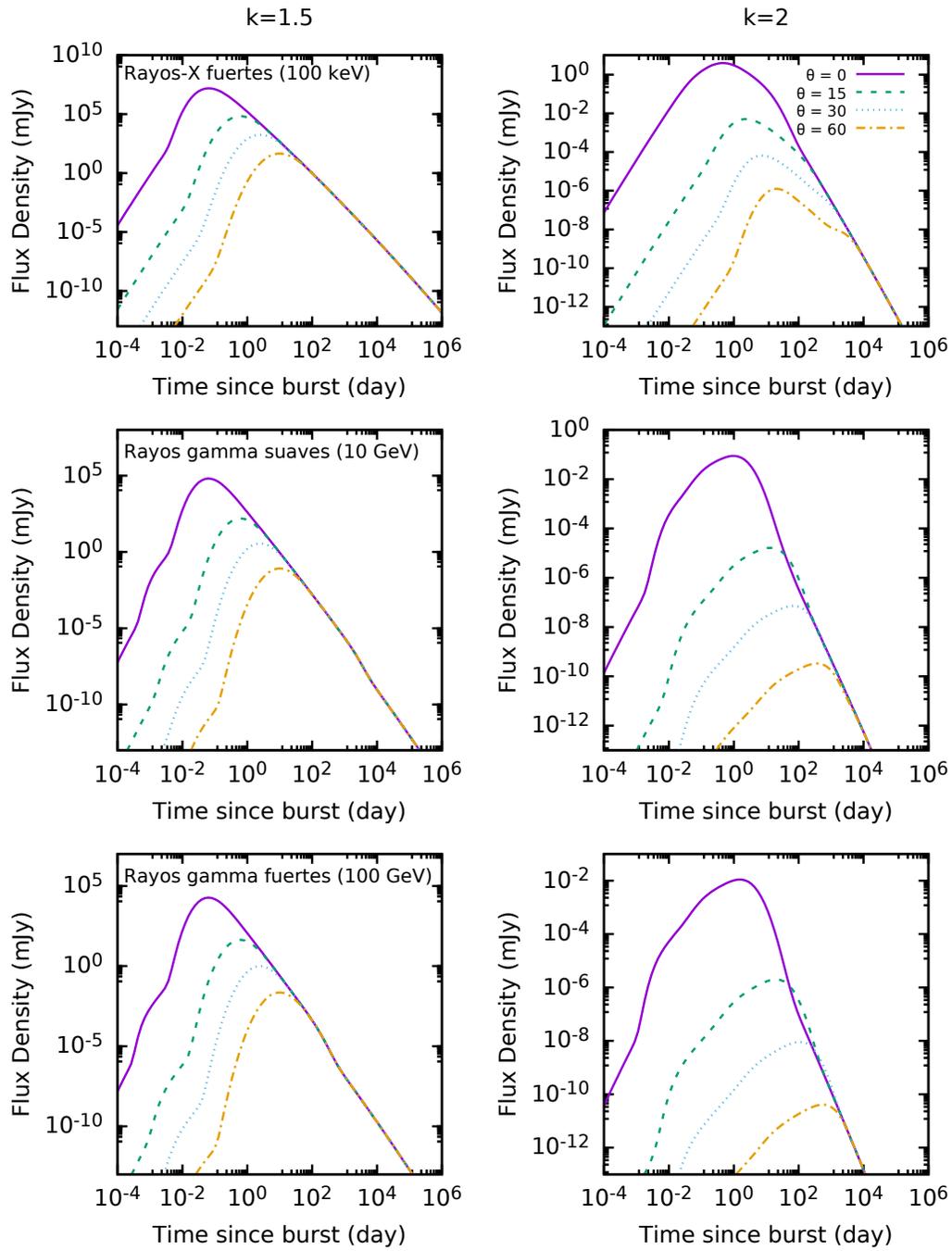


Figura 6.3: Curvas de luz con parámetro de estratificación $k = 1.5$ (derecha) y $k = 2$ (izquierda).

Las observaciones en múltiples longitudes de onda 0.2 días después de la detección de GBM del *GRB 160821B*, con los diferentes instrumentos que detectaron el destello, y datos tomados de (Troja et al., 2019) se presentan en la Figura 6.4 junto con los ajustes de los datos a partir del modelo SSC fuera de eje del *afterglow*. Se muestran las curvas de luz a $0.3 - 3 \times 10^{-4}$ GeV LAT (gris), 1 keV (magenta), banda z (púrpura), filtro *F606W* (rojo oscuro), banda R (salmón), filtro *F110W* (cian), filtro *F160W* (cielo azul), Banda K_s (azul), canal X (oliva) y canal C (verde esmeralda). Los resultados son congruentes con las observaciones en rayos-X antes de ~ 5 días, cuando el flujo aumenta así como cuando disminuye (después de ~ 5 días).

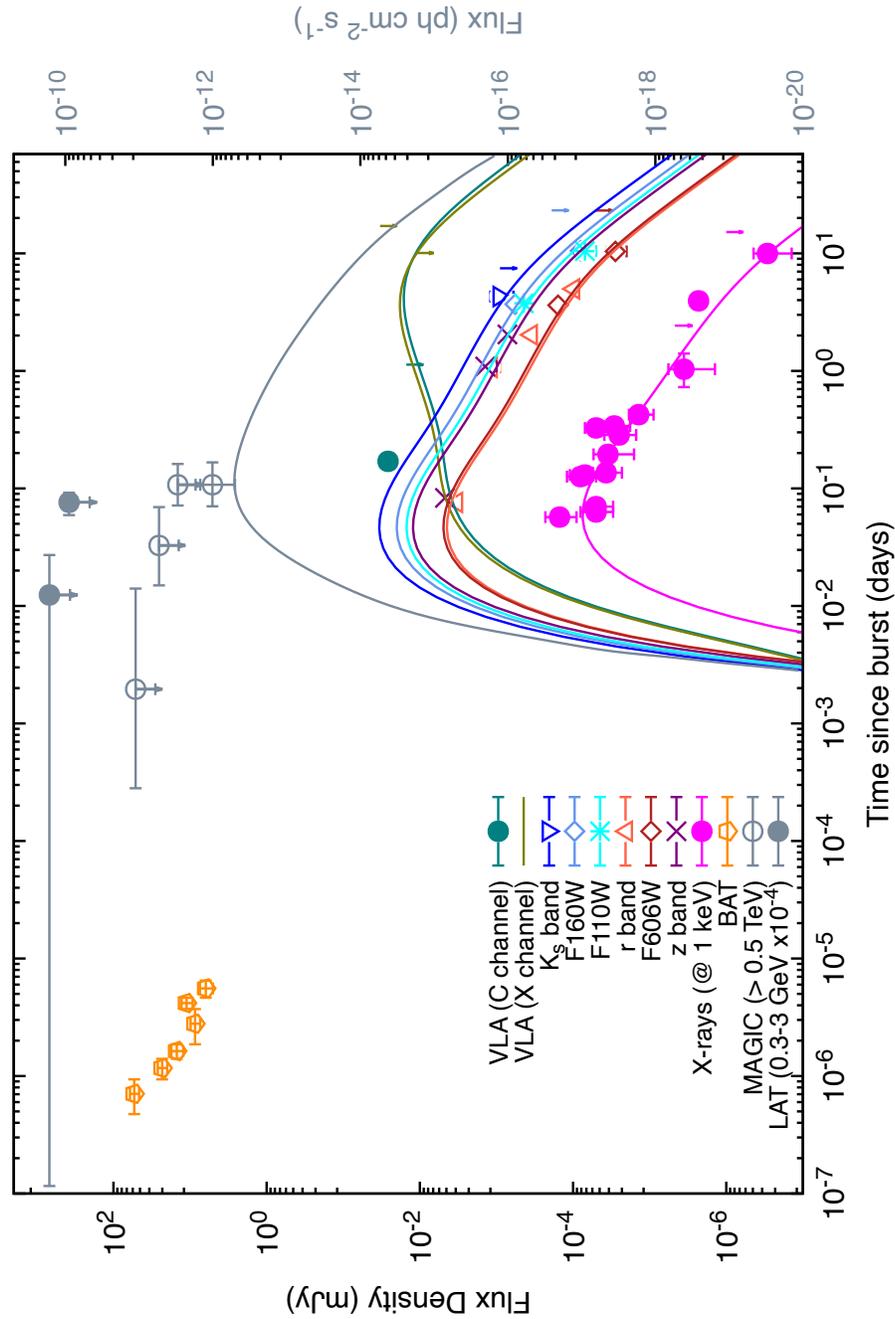


Figura 6.4: Curva de luz en rayos-X, óptico y de radio de *GRB 160821B* con la curva de mejor ajuste del modelo *Sincrotrón Self Compton* fuera de eje del *afterglow*. Las curvas de luz se muestran en $0.3 - 3 \times 10^{-4} \text{ GeV}$ LAT (gris), 1 keV (magenta), banda z (púrpura), filtro *F606W* (rojo oscuro), banda R (salmón), filtro *F110W* (cian), filtro *F160W* (cielo azul), Banda K_s (azul), canal X (oliva) y canal C (verde esmeralda). Los datos se tomaron de Troja et al. (2019).

CAPÍTULO 7

Conclusiones

En este trabajo se realizó una breve introducción a los destellos de rayos gamma, su origen, evolución, los procesos físicos que se llevan a cabo durante el estallido y su morfología, así como un breve repaso a las primeras detecciones e instrumentos utilizados que sirvieron para la creación de diferentes modelos que han ayudado a avanzar en la comprensión de los destellos de rayos gamma.

Se dio un repaso al modelo analítico de *sincrotrón* de flujo fuera de eje del *afterglow* (Fraija et al., 2022). A partir de los parámetros de este modelo, en esta tesis se presentó un modelo analítico análogo para la emisión electromagnética fuera de eje del *afterglow*, (i) correspondiente a emisión de radiación *Sincrotrón Self Compton* en la fase de desaceleración y expansión lateral de *afterglow* basado en el modelo de la *fireball* relativista, (ii) considerando un medio externo circundante estratificado con un perfil de densidad $\propto r^{-k}$ para un rango de $0 < k < 3$, (iii) tomando en cuenta el régimen de auto-absorción para la radiación de *Sincrotrón Self Compton* y (iv) la emisión del *afterglow*

visto fuera de eje.

Hemos calculado las curvas de luz del *Sincrotrón Self Compton* en un entorno estratificado ($k = 0.0; 1.0; 1.5; 2.0$), incluyendo el régimen de auto-absorción durante las fases de desaceleración (emisión fuera del eje) y emisión lateral después de la ruptura del jet. Se encontraron los parámetros que obtenían el mejor ajuste ($E, D, p, z, \Delta\theta, \epsilon_B, \epsilon_e, \Gamma, \theta_j$) en tres diferentes bandas del espectro electromagnético: rayos-X fuertes (100 keV), rayos gamma suaves (10 GeV) y rayos gamma fuertes (100 GeV) considerando valores típicos del *afterglow*.

El modelo *Sincrotrón Self-Compton fuera de eje del afterglow* se aplicó en particular a la emisión no-térmica del *GRB 160221B*, para ajustar los datos obtenidos de observaciones en múltiples longitudes de onda. El modelo presentado es congruente con el comportamiento de los datos en las observaciones en rayos-x (1 keV).

APÉNDICE A

Parámetros Curvas de Luz

En esta sección se presentan los parámetros de la evolución de las curvas de luz de *SSC* (Tabla A.1) así como de las relaciones de cortes de las curvas de luz de *SSC* (Tabla A.2) y por último la potencia del parámetro de densidad de las curvas de luz *SSC* (Tabla A.3) de la desaceleración del flujo fuera de eje en un medio estratificado. Para la fase de desaceleración del *afterglow* y de la expansión lateral $F_\nu \propto t^{-\alpha} \nu^{-\beta}$, y para la densidad $A_k^{\alpha_k}$.

Tabla A.1: Evolución de las curvas de luz de *SSC* ($F_\nu \propto t^{-\alpha}\nu^{-\beta}$) de primer orden de la desaceleración del flujo fuera de eje en un medio estratificado.

	Fase de Desaceleración (<i>afterglow</i> fuera de eje)		Fase de Desaceleración (Expansión Lateral)
	β	α	α
$\nu_{a,3} < \nu_c < \nu_m$			
$\nu < \nu_{ca,3}$	-1	$\frac{18k-25}{5}$	$\frac{6}{5}$
$\nu_{ca,3} < \nu < \nu_{cc}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{12k-19}{3}$	$\frac{4}{3}$
$\nu_{cc} < \nu < \nu_{cm}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{11k-32}{4}$	$\frac{1}{2}$
$\nu_{cm} < \nu < \nu_{mm}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{11k-32}{4}$	$\frac{1}{2}$
$\nu_{mm} < \nu$	$\frac{p}{2}$	$\frac{2(7k-22)+3p(4-k)}{4}$	$\frac{3p-2}{2}$
$\nu_{a,1} < \nu_m < \nu_c$			
$\nu < \nu_{ma,1}$	-1	$\frac{18k-45}{5}$	$-\frac{4}{5}$
$\nu_{ma,1} < \nu < \nu_{mm}$	$-\frac{1}{3}$	$4k - 9$	0
$\nu_{mm} < \nu < \nu_{mc}$	$\frac{p-1}{2}$	$\frac{17k-40-3p(k-4)}{4}$	$\frac{3p-1}{2}$
$\nu_{mc} < \nu < \nu_{cc}$	$\frac{p-1}{2}$	$\frac{17k-40-3p(k-4)}{4}$	$\frac{3p-1}{2}$
$\nu_{cc} < \nu$	$\frac{p}{2}$	$\frac{2(7k-22)+3p(4-k)}{4}$	$\frac{3p-2}{2}$
$\nu_m < \nu_{a,2} < \nu_c$			
$\nu < \nu_{ma,2}$	-1	$\frac{33k-84-3p(2-k)}{2(p+4)}$	$\frac{p-5}{p+4}$
$\nu_{ma,2} < \nu < \nu_{mc}$	$\frac{p-1}{2}$	$\frac{17k-40-3p(k-4)}{4}$	$\frac{3p-1}{2}$
$\nu_{mc} < \nu < \nu_{ca,2}$	$\frac{p-1}{2}$	$\frac{17k-40-3p(k-4)}{4}$	$\frac{3p-1}{2}$
$\nu_{ca,2} < \nu < \nu_{cc}$	$\frac{p-1}{2}$	$\frac{17k-40-3p(k-4)}{4}$	$\frac{3p-1}{2}$
$\nu_{cc} < \nu$	$\frac{p}{2}$	$\frac{2(7k-22)+3p(4-k)}{4}$	$\frac{3p-2}{2}$

Tabla A.2: Relaciones de cierre de las curvas de luz de SSC ($F_\nu \propto t^{-\alpha}\nu^{-\beta}$) de primer orden de un flujo desacelerado fuera de eje en un medio estratificado.

		Fase de Desaceleración (<i>afterglow</i> fuera de eje)	Fase de Desaceleración (Expansión Lateral)
	β	α	α
$\nu_{a,3} < \nu_c < \nu_m$			
$\nu < \nu_{ca,3}$	-1	$\frac{(25-18k)\beta}{5}$	$-\frac{6\beta}{5}$
$\nu_{ca,3} < \nu < \nu_{cc}$	$-\frac{1}{3}$	$(19 - 12k)\beta$	-4β
$\nu_{cc} < \nu < \nu_{cm}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{(11k-32)\beta}{2}$	β
$\nu_{cm} < \nu < \nu_{mm}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{(11k-32)\beta}{2}$	β
$\nu_{mm} < \nu$	$\frac{p}{2}$	$\frac{7k-22+3\beta(4-k)}{2}$	$3\beta - 1$
$\nu_{a,1} < \nu_m < \nu_c$			
$\nu < \nu_{ma,1}$	-1	$\frac{(45-18k)\beta}{5}$	$\frac{4\beta}{5}$
$\nu_{ma,1} < \nu < \nu_{mm}$	$-\frac{1}{3}$	$3(9 - 4k)\beta$	—
$\nu_{mm} < \nu < \nu_{mc}$	$\frac{p-1}{2}$	$\frac{7k-14-3\beta(k-4)}{2}$	$3\beta + 1$
$\nu_{mc} < \nu < \nu_{cc}$	$\frac{p-1}{2}$	$\frac{7k-14-3\beta(k-4)}{2}$	$3\beta + 1$
$\nu_{cc} < \nu$	$\frac{p}{2}$	$\frac{7k-22+3\beta(4-k)}{2}$	$3\beta - 1$
$\nu_m < \nu_{a,2} < \nu_c$			
$\nu < \nu_{ma,2}$	-1	$\frac{[3p(2-k)+84-33k]\beta}{2(p+4)}$	$\frac{(5-p)\beta}{p+4}$
$\nu_{ma,2} < \nu < \nu_{mc}$	$\frac{p-1}{2}$	$\frac{7k-14-3\beta(k-4)}{2}$	$3\beta + 1$
$\nu_{mc} < \nu < \nu_{ca,2}$	$\frac{p-1}{2}$	$\frac{7k-14-3\beta(k-4)}{2}$	$3\beta + 1$
$\nu_{ca,2} < \nu < \nu_{cc}$	$\frac{p-1}{2}$	$\frac{7k-14-3\beta(k-4)}{2}$	$3\beta + 1$
$\nu_{cc} < \nu$	$\frac{p}{2}$	$\frac{7k-22+3\beta(4-k)}{2}$	$3\beta - 1$

Tabla A.3: Potencia del parámetro de densidad de las curvas de luz de SSC ($A_k^{\alpha_k}$) de primer orden de un flujo desacelerado fuera de eje en un medio estratificado.

	Fase de Desaceleración (<i>afterglow</i> fuera de eje)		Fase de Desaceleración (Expansión Lateral)
	β	α_k	α_k
$\nu_{a,3} < \nu_c < \nu_m$			
$\nu < \nu_{ca,3}$	-1	$\frac{18}{5}$	$\frac{23}{5(3-k)}$
$\nu_{ca,3} < \nu < \nu_{cc}$	$-\frac{1}{3}$	4	$\frac{13}{3(3-k)}$
$\nu_{cc} < \nu < \nu_{cm}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{11}{4}$	$-\frac{1}{4(3-k)}$
$\nu_{cm} < \nu < \nu_{mm}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{11}{4}$	$-\frac{1}{4(3-k)}$
$\nu_{mm} < \nu$	$\frac{p}{2}$	$\frac{14-3p}{4}$	$\frac{2-3p}{4(3-k)}$
$\nu_{a,1} < \nu_m < \nu_c$			
$\nu < \nu_{ma,1}$	-1	$\frac{18}{5}$	$\frac{13}{5(3-k)}$
$\nu_{ma,1} < \nu < \nu_{mm}$	$-\frac{1}{3}$	4	$\frac{3}{3-k}$
$\nu_{mm} < \nu < \nu_{mc}$	$\frac{p-1}{2}$	$\frac{17-3p}{4}$	$\frac{13-3p}{4(3-k)}$
$\nu_{mc} < \nu < \nu_{cc}$	$\frac{p-1}{2}$	$\frac{17-3p}{4}$	$\frac{13-3p}{4(3-k)}$
$\nu_{cc} < \nu$	$\frac{p}{2}$	$\frac{14-3p}{4}$	$\frac{2-3p}{4(3-k)}$
$\nu_m < \nu_{a,2} < \nu_c$			
$\nu < \nu_{ma,2}$	-1	$\frac{3(p+11)}{2(p+4)}$	$\frac{25+p}{2(3-k)(p+4)}$
$\nu_{ma,2} < \nu < \nu_{mc}$	$\frac{p-1}{2}$	$\frac{17-3p}{4}$	$\frac{13-3p}{4(3-k)}$
$\nu_{mc} < \nu < \nu_{ca,2}$	$\frac{p-1}{2}$	$\frac{17-3p}{4}$	$\frac{13-3p}{4(3-k)}$
$\nu_{ca,2} < \nu < \nu_{cc}$	$\frac{p-1}{2}$	$\frac{17-3p}{4}$	$\frac{13-3p}{4(3-k)}$
$\nu_{cc} < \nu$	$\frac{p}{2}$	$\frac{14-3p}{4}$	$\frac{2-3p}{4(3-k)}$

Bibliografía

Band, D., Matteson, J., Ford, L., Schaefer, B., Palmer, D., Teegarden, B., Cline, T., Briggs, M., Paciesas, W., Pendleton, G., Fishman, G., Kouveliotou, C., Meegan, C., Wilson, R., and Lestrade, P. (1993). BATSE Observations of Gamma-Ray Burst Spectra. I. Spectral Diversity. *Astrophysical Journal*, 413:281.

Barthelmy, S. D., Chincarini, G., Burrows, D. N., Gehrels, N., Covino, S., Moretti, A., Romano, P., O'Brien, P. T., Sarazin, C. L., Kouveliotou, C., Goad, M., Vaughan, S., Tagliaferri, G., Zhang, B., Antonelli, L. A., Campana, S., Cummings, J. R., D'Avanzo, P., Davies, M. B., Giommi, P., Grupe, D., Kaneko, Y., Kennea, J. A., King, A., Kobayashi, S., Melandri, A., Meszaros, P., Nousek, J. A., Patel, S., Sakamoto, T., and Wijers, R. A. M. J. (2005). An origin for short γ -ray bursts unassociated with current star formation. *Nature*, 438(7070):994–996.

Blandford, R. D. and McKee, C. F. (1976). Fluid dynamics of relativistic blast waves. *Physics of Fluids*, 19:1130–1138.

Blandford, R. D. and McKee, C. F. (1976). Fluid dynamics of relativistic blast waves. *The Physics of Fluids*, 19(8):1130–1138.

- Bromberg, O., Nakar, E., Piran, T., and Sari, R. (2011). The Propagation of Relativistic Jets in External Media. *Astrophysical Journal*, 740(2):100.
- Butler, N., Ricker, G., Atteia, J. L., Kawai, N., Lamb, D., Woosley, S., Arimoto, M., Donaghy, T., Fenimore, E., Galassi, M., Graziani, C., Kotoku, J., Maetou, M., Matsuoka, M., Nakagawa, Y., Sakamoto, T., Sato, R., Shirasaki, Y., Suzuki, M., Tamagawa, T., Tanaka, K., Yamamoto, Y., Yoshida, A., Crew, G., Doty, J., Prigozhin, G., Vanderspek, R., Villasenor, J., Jernigan, J. G., Levine, A., Azzibrouck, G., Braga, J., Manchanda, R., Pizzichini, G., Boer, M., Olive, J. F., Dezalay, J. P., and Hurley, K. (2005). GRB050709: a possible short-hard GRB localized by HETE. *GRB Coordinates Network*, 3570:1.
- Cline, T. L. and Desai, U. D. (1975). Observations of cosmic gamma-ray bursts with IMP 7: evidence for a single spectrum. *Astrophysical Journal, Letters*, 196:L43–L46.
- Cline, T. L., Desai, U. D., Klebesadel, R. W., and Strong, I. B. (1973). Energy Spectra of Cosmic Gamma-Ray Bursts. *Astrophysical Journal, Letters*, 185:L1.
- Costa, E., Feroci, M., Frontera, F., Zavattini, G., Nicastro, L., Palazzi, E., Spoliti, G., di Ciolo, L., Coletta, A., D'Andreta, G., Muller, J. M., Jager, R., Heise, J., and in 't Zand, J. (1997a). GRB 970228. *IAU Circulars*, 6572:1.
- Costa, E., Feroci, M., Piro, L., Soffitta, P., Amati, L., Cinti, M. N., Frontera, F., Zavattini, G., Nicastro, L., Palazzi, E., Tesserri, A., Gandolfi, G., Smith, M., Ricci, D., Coletta, A., Heise, J., in 't Zand, J., and Tavani, M. (1997b). GRB 970508. *IAU Circulars*, 6649:1.

- Costa, E., Frontera, F., Heise, J., Feroci, M., in't Zand, J., Fiore, F., Cinti, M. N., Dal Fiume, D., Nicastro, L., Orlandini, M., Palazzi, E., Rapisarda#, M., Zavattini, G., Jager, R., Parmar, A., Owens, A., Molendi, S., Cusumano, G., Maccarone, M. C., Giarrusso, S., Coletta, A., Antonelli, L. A., Giommi, P., Muller, J. M., Piro, L., and Butler, R. C. (1997c). Discovery of an X-ray afterglow associated with the γ -ray burst of 28 February 1997. *Nature*, 387(6635):783–785.
- Fan, Y. and Piran, T. (2006). Gamma-ray burst efficiency and possible physical processes shaping the early afterglow. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 369(1):197–206.
- Fraija, N., Galvan-Gamez, A., Betancourt Kamenetskaia, B., Dainotti, M. G., Dichiaro, S., Veres, P., Becerra, R. L., and do E. S. Pedreira, A. C. C. (2022). Modeling Gamma-Ray Burst Afterglow Observations with an Off-axis Jet Emission. *Astrophysical Journal*, 940(2):189.
- Frail, D. A., Kulkarni, S. R., Nicastro, L., Feroci, M., and Taylor, G. B. (1997). The radio afterglow from the γ -ray burst of 8 May 1997. *Nature*, 389(6648):261–263.
- Galama, T. J., Wijers, R. A. M. J., Bremer, M., Groot, P. J., Strom, R. G., Kouveliotou, C., and van Paradijs, J. (1998). The Radio-to-X-Ray Spectrum of GRB 970508 on 1997 May 21.0 UT. *Astrophysical Journal, Letters*, 500(2):L97–L100.
- Gehrels, N., Chincarini, G., Giommi, P., Mason, K. O., Nousek, J. A., Wells, A. A., White, N. E., Barthelmy, S. D., Burrows, D. N., Cominsky, L. R., Hurley, K. C., Marshall, F. E., Mészáros, P., Roming, P. W. A., Angelini, L.,

- Barbier, L. M., Belloni, T., Campana, S., Caraveo, P. A., Chester, M. M., Citterio, O., Cline, T. L., Cropper, M. S., Cummings, J. R., Dean, A. J., Feigelson, E. D., Fenimore, E. E., Frail, D. A., Fruchter, A. S., Garmire, G. P., Gendreau, K., Ghisellini, G., Greiner, J., Hill, J. E., Hunsberger, S. D., Krimm, H. A., Kulkarni, S. R., Kumar, P., Lebrun, F., Lloyd-Ronning, N. M., Markwardt, C. B., Mattson, B. J., Mushotzky, R. F., Norris, J. P., Osborne, J., Paczynski, B., Palmer, D. M., Park, H. S., Parsons, A. M., Paul, J., Rees, M. J., Reynolds, C. S., Rhoads, J. E., Sasseen, T. P., Schaefer, B. E., Short, A. T., Smale, A. P., Smith, I. A., Stella, L., Tagliaferri, G., Takahashi, T., Tashiro, M., Townsley, L. K., Tueller, J., Turner, M. J. L., Vietri, M., Voges, W., Ward, M. J., Willingale, R., Zerbi, F. M., and Zhang, W. W. (2004). The Swift Gamma-Ray Burst Mission. *Astrophysical Journal*, 611(2):1005–1020.
- Gehrels, N., Sarazin, C. L., O’Brien, P. T., Zhang, B., Barbier, L., Barthelmy, S. D., Blustin, A., Burrows, D. N., Cannizzo, J., Cummings, J. R., Goad, M., Holland, S. T., Hurkett, C. P., Kennea, J. A., Levan, A., Markwardt, C. B., Mason, K. O., Meszaros, P., Page, M., Palmer, D. M., Rol, E., Sakamoto, T., Willingale, R., Angelini, L., Beardmore, A., Boyd, P. T., Breeveld, A., Campana, S., Chester, M. M., Chincarini, G., Cominsky, L. R., Cusumano, G., de Pasquale, M., Fenimore, E. E., Giommi, P., Gronwall, C., Grupe, D., Hill, J. E., Hinshaw, D., Hjorth, J., Hullinger, D., Hurley, K. C., Klose, S., Kobayashi, S., Kouveliotou, C., Krimm, H. A., Mangano, V., Marshall, F. E., McGowan, K., Moretti, A., Mushotzky, R. F., Nakazawa, K., Norris, J. P., Nousek, J. A., Osborne, J. P., Page, K., Parsons, A. M., Patel, S., Perri, M., Poole, T., Romano, P., Roming, P. W. A., Rosen, S., Sato, G., Schady, P.,

- Smale, A. P., Sollerman, J., Starling, R., Still, M., Suzuki, M., Tagliaferri, G., Takahashi, T., Tashiro, M., Tueller, J., Wells, A. A., White, N. E., and Wijers, R. A. M. J. (2005). A short γ -ray burst apparently associated with an elliptical galaxy at redshift $z = 0.225$. *Nature*, 437(7060):851–854.
- Gehrels, N. and Swift (2004). The Swift Gamma-Ray Burst Mission. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, volume 205 of *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, page 116.01.
- Granot, J., Panaitescu, A., Kumar, P., and Woosley, S. E. (2002). Off-Axis Afterglow Emission from Jetted Gamma-Ray Bursts. *Astrophysical Journal, Letters*, 570(2):L61–L64.
- Granot, J. and Piran, T. (2012). On the lateral expansion of gamma-ray burst jets. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 421(1):570–587.
- Granot, J. and Sari, R. (2002). The Shape of Spectral Breaks in Gamma-Ray Burst Afterglows. *Astrophysical Journal*, 568(2):820–829.
- Groot, P. J., Galama, T. J., van Paradijs, J., Strom, R., Telting, J., Rutten, R. G. M., Pettini, M., Tanvir, N., Naber, R., Kouveliotou, C., in 't Zand, J., Heise, J., Costa, E., Feroci, M., Piro, L., Frontera, F., Zavattini, G., Nicastro, L., and Palazzi, E. (1997). GRB 970228. *IAU Circulars*, 6584:1.
- Heise, J., in 't Zand, J., Spoliti, G., Torroni, V., Ricci, D., Piro, L., Costa, E., Feroci, M., and Frontera, F. (1997). GRB 971214. *IAU Circulars*, 6787:1.
- Hjorth, J., Sollerman, J., Møller, P., Fynbo, J. P. U., Woosley, S. E., Kouveliotou, C., Tanvir, N. R., Greiner, J., Andersen, M. I., Castro-Tirado, A. J., Castro Cerón, J. M., Fruchter, A. S., Gorosabel, J., Jakobsson, P., Kaper,

- L., Klose, S., Masetti, N., Pedersen, H., Pedersen, K., Pian, E., Palazzi, E., Rhoads, J. E., Rol, E., van den Heuvel, E. P. J., Vreeswijk, P. M., Watson, D., and Wijers, R. A. M. J. (2003). A very energetic supernova associated with the γ -ray burst of 29 March 2003. *Nature*, 423(6942):847–850.
- Ioka, K. and Nakamura, T. (2019). Spectral puzzle of the off-axis gamma-ray burst in GW170817. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 487(4):4884–4889.
- Kathirgamaraju, A., Giannios, D., and Beniamini, P. (2019). Observable features of GW170817 kilonova afterglow. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 487(3):3914–3921.
- Klebesadel, R. W., Strong, I. B., and Olson, R. A. (1973). Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin. *Astrophysical Journal, Letters*, 182:L85.
- Kouveliotou, C., Meegan, C. A., Fishman, G. J., Bhat, N. P., Briggs, M. S., Koshut, T. M., Paciesas, W. S., and Pendleton, G. N. (1993). Identification of Two Classes of Gamma-Ray Bursts. *Astrophysical Journal, Letters*, 413:L101.
- Levan, A. (2018). *Gamma-Ray Bursts*. 2514-3433. IOP Publishing.
- Levan, A. J., Wiersema, K., Tanvir, N. R., Malesani, D., Xu, D., and de Ugarte Postigo, A. (2016). GRB 160821B: WHT afterglow confirmation and redshift of candidate host. *GRB Coordinates Network*, 19846:1.
- Lü, H.-J., Zhang, H.-M., Zhong, S.-Q., Hou, S.-J., Sun, H., Rice, J., and Liang,

- E.-W. (2017). Magnetar Central Engine and Possible Gravitational Wave Emission of Nearby Short GRB 160821B. *Astrophysical Journal*, 835(2):181.
- Mazets, E. P. and Golenetskii, S. V. (1981). Recent Results from the Gamma-Ray Burst Studies in the KONUS Experiment. *Astrophysics and Space Science*, 75(1):47–81.
- Mészáros, P. (2006). Gamma-ray bursts. *Reports on Progress in Physics*, 69(8):2259–2321.
- Meszáros, P., Rees, M. J., and Papathanassiou, H. (1994). Spectral Properties of Blast-Wave Models of Gamma-Ray Burst Sources. *Astrophysical Journal*, 432:181.
- Mooley, K. P., Nakar, E., Hotokezaka, K., Hallinan, G., Corsi, A., Frail, D. A., Horesh, A., Murphy, T., Lenc, E., Kaplan, D. L., de, K., Dobie, D., Chandra, P., Deller, A., Gottlieb, O., Kasliwal, M. M., Kulkarni, S. R., Myers, S. T., Nissanke, S., Piran, T., Lynch, C., Bhalerao, V., Bourke, S., Bannister, K. W., and Singer, L. P. (2018). A mildly relativistic wide-angle outflow in the neutron-star merger event GW170817. *Nature*, 554(7691):207–210.
- Ostriker, J. P. and McKee, C. F. (1988). Astrophysical blastwaves. *Rev. Mod. Phys.*, 60:1–68.
- Paczynski, B. (1995). How Far Away Are Gamma-Ray Bursters? *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 107:1167.
- Palmer, D. M., Barthelmy, S. D., Cummings, J. R., Gehrels, N., Krimm, H. A., Lien, A. Y., Markwardt, C. B., Norris, J. P., Sakamoto, T., Siegel, M. H.,

- Stamatikos, M., Ukwatta, T. N., and Younes, G. (2016). GRB 160821B: Swift-BAT refined analysis. *GRB Coordinates Network*, 19844:1.
- Panaitescu, A. and Mészáros, P. (1998). Radiative regimes in gamma-ray bursts and afterglows. *The Astrophysical Journal*, 501(2):772.
- Pačiesas, W. S. (2004). The BATSE Gamma-Ray Burst Legacy. *Baltic Astronomy*, 13:187–192.
- Piran, T. (1999). Gamma-ray bursts and the fireball model. *Physics Reports*, 314(6):575–667.
- Piran, T. (2004). The physics of gamma-ray bursts. *Reviews of Modern Physics*, 76(4):1143–1210.
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., Arnaud, M., Ashdown, M., Aumont, J., and Baccigalupi, e. a. (2016). Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. *Astronomy and Astrophysics*, 594:A13.
- Prilutskii, O. F. and Usov, V. V. (1975). On the Nature of γ -Ray Bursts. *Astrophysics and Space Science*, 34(2):395–401.
- Ramirez-Ruiz, E., Celotti, A., and Rees, M. J. (2002). Events in the life of a cocoon surrounding a light, collapsar jet. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 337(4):1349–1356.
- Rees, M. J. and Meszaros, P. (1992). Relativistic fireballs - Energy conversion and time-scales. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 258:41.
- Rees, M. J. and Meszaros, P. (1994). Unsteady Outflow Models for Cosmological Gamma-Ray Bursts. *Astrophysical Journal, Letters*, 430:L93.

- Rhoads, J. E. (1997). How to Tell a Jet from a Balloon: A Proposed Test for Beaming in Gamma-Ray Bursts. *Astrophysical Journal, Letters*, 487(1):L1–L4.
- Rhoads, J. E. (1999). The Dynamics and Light Curves of Beamed Gamma-Ray Burst Afterglows. *Astrophysical Journal*, 525(2):737–749.
- Roming, P. W. A., Vanden Berk, D., Pal’shin, V., Pagani, C., Norris, J., Kumar, P., Krimm, H., Holland, S. T., Gronwall, C., Blustin, A. J., Zhang, B., Schady, P., Sakamoto, T., Osborne, J. P., Nousek, J. A., Marshall, F. E., Mészáros, P., Golenetskii, S. V., Gehrels, N., Frederiks, D. D., Campana, S., Burrows, D. N., Boyd, P. T., Barthelmy, S., and Aptekar, R. L. (2006). GRB 060313: A New Paradigm for Short-Hard Bursts? *Astrophysical Journal*, 651(2):985–993.
- Salafia, O. S., Barbieri, C., Ascenzi, S., and Toffano, M. (2020). Gamma-ray burst jet propagation, development of angular structure, and the luminosity function. *Astronomy and Astrophysics*, 636:A105.
- Sari, R. and Esin, A. A. (2001). On the Synchrotron Self-Compton Emission from Relativistic Shocks and Its Implications for Gamma-Ray Burst Afterglows. *Astrophysical Journal*, 548(2):787–799.
- Sari, R., Narayan, R., and Piran, T. (1996). Cooling Timescales and Temporal Structure of Gamma-Ray Bursts. *Astrophysical Journal*, 473:204.
- Sari, R., Piran, T., and Halpern, J. P. (1999). Jets in Gamma-Ray Bursts. *Astrophysical Journal, Letters*, 519(1):L17–L20.
- Sari, R., Piran, T., and Narayan, R. (1998). Spectra and Light Curves of

- Gamma-Ray Burst Afterglows. *Astrophysical Journal, Letters*, 497(1):L17–L20.
- Sharan Salafia, O. and Ghirlanda, G. (2022). The Structure of Gamma Ray Burst Jets. *arXiv e-prints*, page arXiv:2206.11088.
- Siegel, M. H., Barthelmy, S. D., Burrows, D. N., Lien, A. Y., Marshall, F. E., Palmer, D. M., and Sbarufatti, B. (2016). GRB 160821B: Swift detection of a short burst. *GRB Coordinates Network*, 19833:1.
- Stanbro, M. and Meegan, C. (2016). GRB 160821B: Fermi GBM Detection. *GRB Coordinates Network*, 19843:1.
- Tan, J. C., Matzner, C. D., and McKee, C. F. (2001). Trans-Relativistic Blast Waves in Supernovae as Gamma-Ray Burst Progenitors. *Astrophysical Journal*, 551(2):946–972.
- Thompson, D. J., Digel, S. W., and Racusin, J. L. (2012). Exploring the extreme universe with the Fermi Gamma-Ray Space Telescope. *Physics Today*, 65(11):39.
- Troja, E., Castro-Tirado, A. J., Becerra González, J., Hu, Y., Ryan, G. S., Cenko, S. B., Ricci, R., Novara, G., Sánchez-Rámirez, R., Acosta-Pulido, J. A., Ackley, K. D., Caballero García, M. D., Eikenberry, S. S., Guziy, S., Jeong, S., Lien, A. Y., Márquez, I., Pandey, S. B., Park, I. H., Sakamoto, T., Tello, J. C., Sokolov, I. V., Sokolov, V. V., Tiengo, A., Valeev, A. F., Zhang, B. B., and Veilleux, S. (2019). The afterglow and kilonova of the short GRB 160821B. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 489(2):2104–2116.

- Usov, V. V. and Chibisov, G. V. (1975). Statistics of γ -ray bursts. *Soviet Astronomy*, 19:115.
- Vanderspek, R., Crew, G., Doty, J., Villasenor, J., Monnelly, G., Butler, N., Cline, T., Jernigan, J. G., Levine, A., Martel, F., Morgan, E., Prigozhin, G., Azzibrouck, G., Braga, J., Manchanda, R., Pizzichini, G., Ricker, G., Atteia, J. L., Kawai, N., Lamb, D., Woosley, S., Donaghy, T., Suzuki, M., Shirasaki, Y., Graziani, C., Matsuoka, M., Tamagawa, T., Torii, K., Sakamoto, T., Yoshida, A., Fenimore, E., Galassi, M., Tavenner, T., Nakagawa, Y., Takahashi, D., Satoh, R., Urata, Y., Boer, M., Olive, J. F., Dezalay, J. P., Barraud, C., and Hurley, K. (2003). GRB030329 (=H2652): a long, extremely bright GRB localized by the HETE WXM and SXC. *GRB Coordinates Network*, 1997:1.
- Villasenor, J. S., Lamb, D. Q., Ricker, G. R., Atteia, J. L., Kawai, N., Butler, N., Nakagawa, Y., Jernigan, J. G., Boer, M., Crew, G. B., Donaghy, T. Q., Doty, J., Fenimore, E. E., Galassi, M., Graziani, C., Hurley, K., Levine, A., Martel, F., Matsuoka, M., Olive, J. F., Prigozhin, G., Sakamoto, T., Shirasaki, Y., Suzuki, M., Tamagawa, T., Vanderspek, R., Woosley, S. E., Yoshida, A., Braga, J., Manchanda, R., Pizzichini, G., Takagishi, K., and Yamauchi, M. (2005). Discovery of the short γ -ray burst GRB 050709. *Nature*, 437(7060):855–858.
- Woosley, S. E. (1993). Gamma-Ray Bursts from Stellar Mass Accretion Disks around Black Holes. *Astrophysical Journal*, 405:273.
- Zhang, B., Fan, Y. Z., Dyks, J., Kobayashi, S., Mészáros, P., Burrows, D. N., Nousek, J. A., and Gehrels, N. (2006). Physical Processes Shaping Gamma-

- Ray Burst X-Ray Afterglow Light Curves: Theoretical Implications from the Swift X-Ray Telescope Observations. *Astrophysical Journal*, 642(1):354–370.
- Zhang, B. and Mészáros, P. (2001). High-Energy Spectral Components in Gamma-Ray Burst Afterglows. *Astrophysical Journal*, 559(1):110–122.
- Zhang, J., Liang, E.-W., Zhang, S.-N., and Bai, J. M. (2012). Radiation Mechanisms and Physical Properties of GeV-TeV BL Lac Objects. *Astrophysical Journal*, 752(2):157.