



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

EMISIÓN ELECTROMAGNÉTICA
TARDÍA GENERADA POR LA
DESACELERACIÓN DE LA CAPA
RELATIVISTA MÁS EXTERIOR EN LOS
PROGENITORES DE LOS DESTELLOS
DE RAYOS GAMMA

TESIS

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE

FÍSICO

PRESENTA:

BORIS BETANCOURT KAMENETSKAIA

DIRECTOR DE TESIS:

DR. NISSIM ILICH FRAIJA CABRERA

Ciudad Universitaria, Cd. Mx., 2019





Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Hoja de Datos del Jurado

1. Datos del alumno

Betancourt
Kamenetskaia
Boris
52 64 79 03
Universidad Nacional Autónoma de México
Facultad de Ciencias
Física
312272135

2. Datos del tutor

Dr.
Nissim Illich
Fraija
Cabrera

3. Datos del sinodal 1

Dr.
Fabio
De Colle

4. Datos del sinodal 2

Dr.
Diego
López Cámara
Ramírez

5. Datos del sinodal 3

Dr.
Mariano
Chernicoff
Minsberg

6. Datos del sinodal 4

Fís.
María Luisa
Marquina
Fábrega

7. Datos del trabajo escrito

Emisión electromagnética tardía generada por la desaceleración de la capa relativista más exterior en los progenitores de los destellos de rayos gamma
104 pp.
2019

A mis padres

AGRADECIMIENTOS

Al Tutor principal de esta tesis, el doctor Nissim Illich Fraija Cabrera, quien me dedicó generosamente su tiempo, ofreciéndome la posibilidad de tener a mi alcance en todo momento su valiosa experiencia y sus importantes consejos.

A mis sinodales, doctores: Fabio De Colle, Diego López Cámara Ramírez y Mariano Chernicoff Minsberg, así como la física María Luisa Marquina Fábrega, por su paciencia y el tiempo invertido en la revisión de esta tesis, además de las pertinentes observaciones, que mejoraron esta investigación.

Al doctor Gerardo Jorge Vázquez Fonseca, Coordinador de la Licenciatura en Física de la Facultad de Ciencias, por su apoyo y agilidad en los trámites.

A la Dirección General de Asuntos del Personal Académico de la Universidad Nacional Autónoma de México en el Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica IA102019, por la beca otorgada para la realización del presente trabajo.

A mis padres, Carlos Betancourt Cid y Sofía Kamenetskaia Kotseruba, por todo su apoyo y sus consejos.

Índice general

Índice de figuras	VII
Siglas	X
Introducción	1
Capítulo I Los destellos de rayos gamma	3
1.1 Introducción	3
1.2 Antecedentes históricos	3
1.2.1 El satélite BeppoSAX	10
1.2.2 El observatorio Swift	15
1.2.3 El telescopio Fermi	16
1.3 Generalidades	19
1.3.1 GRBs largos	19
1.3.2 GRBs cortos	20
1.3.3 Modelo de la <i>fireball</i>	22
1.3.4 Mecanismos de radiación	25
1.3.5 Fase temprana del <i>afterglow</i>	27
1.3.6 Fase tardía del <i>afterglow</i>	33
Capítulo II Mecanismos de radiación del <i>afterglow</i>	38
II.1 Preámbulo teórico	38
II.1.1 Relatividad especial	38
II.1.2 Potencia de radiación de sincrotrón	42
II.2 Radiación de sincrotrón de un cuerpo isotrópico en un medio constante	44
II.2.1 Introducción	45
II.2.2 Espectro de sincrotrón provocado por un choque relativista	48
II.2.3 Curvas de luz	49

II.3 Radiación por dispersión Compton inversa de una fuente isotrópica en un medio constante	53
II.4 Radiación en un medio heterogéneo	56
Capítulo III El <i>afterglow</i> de un <i>cocoon</i>	59
III.1 Introducción	59
III.2 Propuesta del modelo teórico	60
III.2.1 Antes del <i>jet break</i> : Fase relativista	60
III.2.2 Después del <i>jet break</i> : Expansión lateral	67
Capítulo IV Aplicación: GRB 150101B	72
IV.1 Detección de diferentes observatorios	73
IV.2 Descripción de las curvas de luz	76
Conclusiones	79
Apéndice A Constantes del Capítulo III	81
A.1 Antes del <i>jet break</i> : Fase relativista	81
A.2 Después del <i>jet break</i> : Expansión lateral	81
Referencias	83

Índice de figuras

1.1	Espectro de los nueve GRBs observados con IMP-7. Un espectro exponencial con una ley de potencias a altas energías se muestra con una curva sólida	4
1.2	Espectro del GRB 720427 con un ajuste de emisión térmica de <i>bremsstrahlung</i> con $kT = 500$ keV	5
1.3	Distribución de T_{90} para 427 GRBs	8
1.4	Clasificación de los GRBs en función de su dureza y T_{90} . Se puede observar a los cortos con puntos azules, mientras que los largos se presentan con puntos rojos . . .	8
1.5	Curva de luz en rayos X (2-10 keV) del GRB 970508 y su <i>afterglow</i> . La línea discontinua muestra el mejor ajuste con ley de potencias. El panel inferior presenta el comportamiento en la banda R y muestra un estallido tardío (~ 1 día) que concuerda con una protuberancia en la curva de luz en rayos X	11
1.6	Los varios cuadros de error del GRB 980425 presentados como círculos. Se puede observar que dentro se encuentra la supernova SN 1998bw	13
1.7	Imágenes en la banda R del GRB 050709 con su orientación y escala. Las figuras b-d muestran un acercamiento a la galaxia anfitriona del GRB. En b se nota la emisión de tanto la galaxia como el destello, en c sólo de la galaxia y en d se presenta la diferencia entre las dos imágenes anteriores y se muestra únicamente el <i>afterglow</i>	14
1.8	Vista esquemática del satélite Swift. El tamaño de la superficie del BAT es de 2.7 m^2	15
1.9	Comportamiento de un GRB según el modelo de la <i>fireball</i> relativista con choques internos y externos. Se hace explícita la independencia de la fuente de energía inicial	24
1.10	Ajuste del espectro del GRB 911127 con la función de Band. Se usaron los parámetros $\alpha_t = -0.968 \pm 0.022$, $\beta_s = -2.427 \pm 0.07$ y $E_0 = 149.5 \pm 2.1$	27
1.11	Los tiempos típicos y propiedades de cada fase del <i>afterglow</i> del GRB 050315 . . .	28

1.12	El efecto de curvatura. Se observa que la emisión desde distinta latitud de observación llega al observador con retraso	30
1.13	Modelo de la <i>fireball</i> con choque reverso	32
1.14	Curva de luz en la banda R del GRB 050525A. Se ajusta con la superposición del <i>forward shock</i> (línea punteada) y el <i>reverse shock</i> (línea discontinua)	32
1.15	Esquema que muestra un <i>jet</i> con el perfil <i>top hat</i>	35
1.16	Variabilidad del GRB 030329 marcada con las letras A, B, C y D	37
2.1	Curva de luz en el régimen de enfriamiento rápido de frecuencia para un tiempo constante	51
2.2	Curva de luz en el régimen de enfriamiento lento de frecuencia para un tiempo constante	52
2.3	Dispersión Compton inversa	54
3.1	Evolución del <i>jet</i> y <i>cocoon</i> en la explosión de una supernova	59
3.2	Curva de luz de sincrotrón antes del <i>jet-break</i> en el régimen de enfriamiento rápido para una frecuencia constante	64
3.3	Curva de luz de sincrotrón antes del <i>jet-break</i> en el régimen de enfriamiento lento para una frecuencia constante	64
3.4	Curva de luz de SSC antes del <i>jet-break</i> en el régimen de enfriamiento rápido para una frecuencia constante	66
3.5	Curva de luz de SSC antes del <i>jet-break</i> en el régimen de enfriamiento lento para una frecuencia constante	66
3.6	Curva de luz de sincrotrón después del <i>jet-break</i> en el régimen de enfriamiento lento para una frecuencia constante	69
3.7	Curva de luz de SSC después del <i>jet-break</i> en el régimen de enfriamiento lento de tiempo para una frecuencia constante	71
4.1	Espectro del GRB 150101B	74

4.2	Tasas de conteo en distintos rangos de energía que muestran los dos componentes de emisión en el GRB 150101B. El pico fuerte y corto es visible encima de 50 keV, mientras que la cola es obvia en el canal de 10-50 keV. Los niveles del fondo son los valores promediados en el tiempo alrededor del detonante	75
4.3	Curva de luz en rayos X y límites superiores en infrarrojo del GRB 150101B. Los valores de los parámetros del mejor ajuste utilizados en este modelo se reportan en la Tabla 4.1. Los datos se toman de Troja <i>et al.</i> de la Tabla 2	77
4.4	Curvas de luz para distintos valores de k	78

Siglas

ACIS	A dvanced C CD I maging S pectrometer
BAT	B urst A lert T elescope
BATSE	B urst and T ransient S ource E xperiment
CGRO	C ompton G amma- R ay O bservatory
EGRET	E nergetic G amma R ay E xperiment T elescope
FGST	F ermi G amma-ray S pace T elescope
GBM	G amma-ray B urst M onitor
GCN	G amma R ay B urst C oordination N etwork
GLAST	G amma- R ay L arge A rea S pace T elescope
GMOS	G emini M ulti- O bject S pectrographs
GRB	G amma R ay B urst
HAWK-I	H igh A cuity W ide F ield K -band I mager I
HETE	H igh E nergy T ransient E xplorer
HST	H ubble S pace T elescope
IMACS	I namori M agellan A real C amera and S pectrograph
IMP	I nterplanetary M onitoring P latform
IPN	I nterplanetary N etwork
LAT	L arge A rea T elescope
LIGO	L aser I nterferometer G ravitational- W ave O bservatory
NASA	N ational A eronautics and S pace A dmistration
NICS	N ear I nfrared C amera and S pectrometer
TNG	T elescopio N azionale G alileo
UKIRT	U nited K ingdom I nfrared T elescope
UVOT	U ltra- V iolet/ O ptical T elescope
VLT	V ery L arge T elescope

WFCAM	Wide Field Camera
WFC3	Wide Field Camera 3
XRT	X-Ray Telescope

Introducción

1. *Introducción y objetivos de la investigación.*

Se cree que la emisión de los destellos de rayos gamma largos con alta y baja luminosidad originada por el colapso de una estrella súper masiva y la emisión en destellos cortos causada por la fusión de estrellas de neutrones podrían ser producidas por la desaceleración de la capa relativista más exterior en los progenitores de dichos destellos. En este trabajo se pretende dar una introducción general del problema de los destellos de rayos gamma al discutir la historia de su observación y los modelos que se han diseñado para su explicación. Con el fundamento teórico discutido se procederá a calcular las ecuaciones que permitan obtener las curvas de luz que se puedan ajustar a esta radiación y compararlas con las observaciones que han sido realizadas al respecto.

En resumen, se presentan a continuación los objetivos del presente trabajo:

Objetivo general

- Establecer el modelo teórico para el tratamiento de la emisión electromagnética debida al choque delantero de la capa relativista más externa de los destellos de rayos gamma cortos y largos. Esto se hará para un medio interestelar con densidad variable de la forma: $\rho = AR^{-k}$, en donde los casos de $k = 0$ (medio homogéneo) y $k = 2$ (viento estelar) serán de gran relevancia.

Objetivos específicos

- Aplicar los resultados derivados en el caso particular de una capa en forma de capullo (*cocoon*).
- Obtener y graficar las curvas de luz y la distribución espectral de energía para ambos medios: homogéneo y viento estelar, para los casos relativista y no relativista.
- Describir, en particular, algunos destellos de rayos gamma, donde la emisión se ajuste a las curvas de luz calculadas en este trabajo.

2. *Hipótesis.*

Partiendo de la suposición de que el modelo de la bola de fuego (*fireball model*) es válido, esta tesis se centrará en la derivación de los flujos radiados por los mecanismos de emisión por sincrotrón y emisión por dispersión Compton inversa.

Se espera encontrar curvas de luz que puedan ajustarse a las mediciones de algún destello de rayos gamma y con ello sea posible explicar el comportamiento de su emisión electromagnética y el medio en el que se encuentra.

3. *Metodología.*

- Se derivarán los cortes espectrales y flujos máximos relevantes en términos del factor de Lorentz de la capa externa de los progenitores de los rayos gamma y con base en estas cantidades se obtendrá la ley de potencias del tiempo para las curvas de luz en función del factor de Lorentz mencionado.
- Se calculará el factor de Lorentz para el caso de una capa externa en forma de *cocoon* y este será introducido en las leyes de potencias encontradas con anterioridad.
- Se graficarán los resultados y se compararán con las mediciones hechas con anterioridad. Variando los parámetros del choque frontal, tales como: la densidad del medio aledaño y la energía de la bola de fuego, se intentará ajustar el comportamiento de algún destello con las curvas de luz calculadas en el presente trabajo. Dichos resultados permitirán comprender las características de este destello en particular.

Capítulo I. Los destellos de rayos gamma

I.1. Introducción

Los destellos de rayos gamma (GRBs por sus siglas en inglés) son eventos cósmicos muy energéticos observados en radiación electromagnética. Los GRBs son de corta duración y muy brillantes; su tiempo varía entre milésimas de segundo y decenas de segundos (en algunas ocasiones miles de segundos) y su luminosidad va del orden de 10^{50} a $10^{54} \frac{\text{ergs}}{\text{s}}$. Es imposible predecir cuándo y de dónde provendrán. Durante su corta vida, son tan luminosos que pueden eclipsar cualquier otra fuente de rayos gamma. Sin embargo, debido a que se encuentran a distancias cosmológicas no son fáciles de descubrir. Desde su primer hallazgo, los destellos de rayos gamma han sido considerados un fenómeno excitante por la comunidad astronómica y las nuevas herramientas que han facilitado su detección han provocado que muchos grupos académicos exploraran este campo.

Este capítulo se divide en dos partes: la primera abordará la historia del estudio de los GRBs desde su descubrimiento hasta la actualidad, mientras que la segunda tratará sus características principales y los modelos que se han desarrollado para explicarlos.

I.2. Antecedentes históricos

Los GRBs fueron descubiertos de manera fortuita por los satélites militares estadounidenses Vela,¹ los cuales eran utilizados para monitorear posibles explosiones nucleares dentro y fuera de la atmósfera de la Tierra. El primer evento fue captado en 1967, pero la existencia de destellos de rayos gamma no fue anunciada a la comunidad científica hasta 1973.² En aquel entonces, los detectores en Vela no estaban equipados para hacer la espectroscopía de los eventos, pero rápidamente Cline

¹Véase: <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/missions/vela5a.html>.

²Ray W. Klebesadel, Ian B. Strong y Roy A. Olson, "Observations of gamma-ray bursts of cosmic origin", en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 182, 1 de junio de 1973, pp. L85-L88.

*et al.*³ dieron el primer espectro obtenido con un detector de rayos X semi-omnidireccional a bordo del satélite IMP-6.⁴ Les siguieron los resultados de los espectrómetros de rayos X y gamma a bordo del Apollo XVI los cuales se usaron para observar el GRB 720427, un destello que también fue detectado por Vela 6A. El espectro de este destello pudo ser ajustado con dos leyes de potencias (una para energías entre 2 y 200 keV y otra para el intervalo entre 0.3 a 3 MeV) y con una función exponencial, aunque este último ajuste no era satisfactorio para energías mayores a 1 MeV.⁵ En 1975, Cline y Desai⁶ reportaron nuevas mediciones de GRBs del IMP-7.⁷ Se vieron los espectros de nueve eventos, los cuales no sólo fueron similares a los anteriores, sino que eran consistentes con un ajuste de dos leyes de potencias y con una exponencial, como se puede examinar en la Figura 1.1:

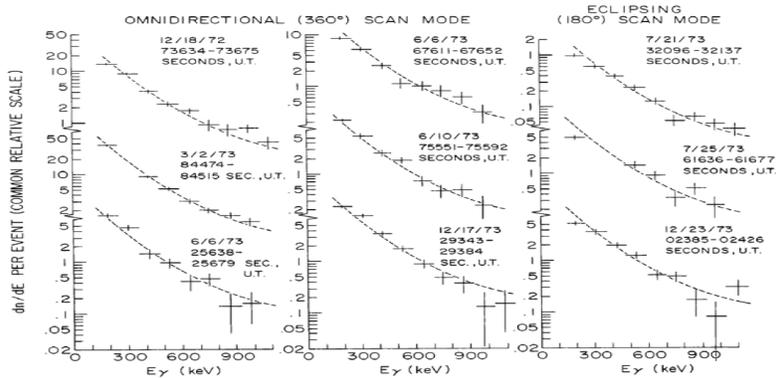


Figura 1.1. Espectro de los nueve GRBs observados con IMP-7. Un espectro exponencial con una ley de potencias a altas energías se muestra con una curva sólida. Cline y Desai, *loc. cit.*⁸

Del lado de la ex Unión Soviética, una gran contribución fue hecha por el grupo Mazets del Instituto Físico-Técnico Ioffe de San Petersburgo, que comenzó su trabajo en destellos de rayos gamma a principios de la década de los 70. Realizaron el experimento Konus en las sondas Venera

³T. L. Cline, *et al.*, “Energy spectra of cosmic gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 185, 1 de octubre de 1973, pp. L1-L5.

⁴Véase: <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/missions/imp6.html#overview>.

⁵A. E. Metzger, *et al.*, “Observations of a cosmic gamma-ray burst on Apollo 16. I-Temporal variability and energy spectrum”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 194, 15 de noviembre de 1974, p. L24.

⁶T. L. Cline y U. D. Desai, “Observations of cosmic gamma-ray bursts with IMP-7: Evidence for a single spectrum”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 196, 15 de febrero de 1975, pp. L43-L46.

⁷Véase: <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/missions/imp7.html>.

⁸T. L. Cline y U. D. Desai, *op. cit.*, p. L45.

(Venera 11, 12, 13, 14),⁹ las cuales fueron diseñadas específicamente para el estudio de GRBs y cada una contaba con seis detectores. Se obtuvieron perfiles de tiempo, espectros y localizaciones crudas de los destellos. Desde septiembre de 1978 hasta febrero de 1980, se midió el espectro de 143 fuentes entre 30 keV y 2 MeV. Las conclusiones que presentaron fueron las siguientes:

- No existe una ley simple para ajustar los espectros, pero muchos de ellos pueden ser aproximados a una ley de potencias $dN \sim E^{-\alpha}dE$ con α variando desde 1.3 a 2.5.
- Como T. L. Cline¹⁰ había notado, algunos espectros se describen mejor por una ley exponencial $dN \sim \exp(-\frac{E}{E_0})dE$ con $E_0 \sim 100 - 200$ keV.
- La mayoría de los GRBs se ajustaba mejor por la ley $dN \sim E^{-1}\exp(-\frac{E}{kT})dE$, la cual concuerda con la emisión térmica de *bremsstrahlung* de un plasma caliente ópticamente delgado (OTTB), con una temperatura $T = 0.5 - 20 \times 10^9$ K (correspondiente a 50 - 2000 keV).¹¹ Un ejemplo de este ajuste se muestra en la Figura 1.2:

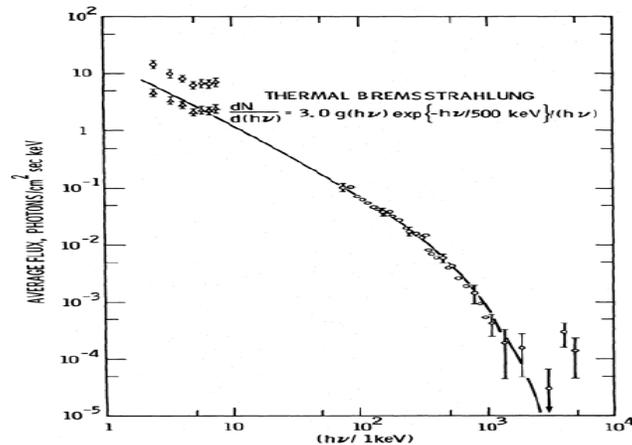


Figura 1.2. Espectro del GRB 720427 con un ajuste de emisión térmica de *bremsstrahlung* con $kT = 500$ keV. Gilman, *et al.*, *loc. cit.*¹²

⁹Véase: <https://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/venera.html>.

¹⁰T. L. Cline y U. D. Desai, *op. cit.*, p. L45.

¹¹Un estudio realizado por Fenimore *et al.* estuvo de acuerdo con dicha deducción y mostró que el ajuste por emisión de *bremsstrahlung* requería temperaturas muy altas ($kT \sim 300$ keV). Véase E. E. Fenimore, *et al.*, “Gamma-ray sources as Comptonized X-ray sources”, en *Nature. International Journal of Science*, Londres, vol. 297, 24 de junio de 1982, p. 665.

¹²David Gilman, *et al.*, “The distance and spectrum of the *Apollo* gamma-ray burst”, en *The Astrophysical Journal Letters*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 236, 15 de marzo de 1980, p. 953.

En la década de 1980 se buscó explicar los mecanismos de emisión posibles de los GRBs al compararlos con las mediciones. De esta forma se descartaron los modelos de *bremsstrahlung*¹³ y de dispersión Compton inversa¹⁴ de un choque. Se obtuvo una consistencia con dispersión Compton inversa de una distribución térmica de electrones calientes, con una emisión de sincrotrón térmica y posiblemente con emisión de sincrotrón de una distribución de ley de potencias de electrones ultra relativistas. Estos últimos mecanismos permitieron formular una hipótesis que relacionara los GRBs con estrellas de neutrones con un campo magnético muy alto. En la década de los 90, el satélite japonés Ginga¹⁵ reforzó esta idea al detectar un destello que podía ser ajustado con un espectro de cuerpo negro a una temperatura de unos cuantos keV y estimar el radio de la fuente,¹⁶ el cual fue consistente con el de las estrellas de neutrones. Dicha hipótesis había sido fortificada anteriormente con la detección de un destello el 5 de marzo de 1979, que indicaba una fuente compacta con una temperatura de $kT \sim 30$ keV.

En 1987, utilizando los datos de Konus y de IPN¹⁷ fue posible obtener un mapa de la posición de casi 100 GRBs en el cielo para el análisis de la distribución angular de los destellos. Con base en estas observaciones se concluyó que la distribución era isotrópica dentro de los límites estadísticos,¹⁸ aseveración que se confirmó por Hartmann y Epstein en 1989.¹⁹ Esta isotropía trajo bastantes dudas, pues la población de las estrellas de neutrones se concentraba en el plano o bulbo galáctico. La interpretación más aceptada de la isotropía fue que las fuentes de GRBs eran objetos galácticos cercanos y que los instrumentos no eran lo suficientemente sensibles para ver más allá que la altura de escala del disco de la galaxia. Como Konus e IPN localizaron

¹³Radiación electromagnética producida por la desaceleración de una partícula cargada cuando es deflectada por otra partícula cargada.

¹⁴Dispersión de fotones de baja energía causada por la interacción con electrones ultrarelativistas, de tal forma que los fotones ganan energía y los electrones la pierden.

¹⁵Véase: <http://www.astro.isas.jaxa.jp/ginga/>.

¹⁶T. Murakami, *et al.*, "A gamma-ray burst preceded by X-ray activity", en *Nature. International Journal of Science*, Londres, vol. 350, 18 de abril de 1991, pp. 592-594.

¹⁷Véase: <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/w3browse/all/ipngrb.html>.

¹⁸J.-L. Atteia, *et al.*, "A second catalog of gamma-ray bursts: 1978-1980 localizations from the interplanetary network", en *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 64, mayo de 1987, p. 315.

¹⁹Dieter Hartmann y Richard I. Epstein, "The angular distribution of gamma-ray bursts", en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 346, 15 de noviembre de 1989, pp. 963-964.

solamente los destellos más luminosos, no era posible analizar la distribución de toda la muestra de GRBs detectados. Un método para usar el conjunto completo de observaciones fue revisar la homogeneidad espacial de fuentes localizadas y no localizadas en el espacio, lo que se puede hacer al medir la distribución de intensidad de los destellos. Schmidt, Higdon y Hueter²⁰ propusieron utilizar la prueba $\langle V/V_{max} \rangle$, la cual mide la posición de cada GRB dentro del volumen máximo V_{max} accesible al instrumento. Para fuentes espacialmente homogéneas, $\langle V/V_{max} \rangle$ está distribuido uniformemente entre 0 y 1, lo que resulta en un valor promedio de 0.5. El detector Konus obtuvo $\langle V/V_{max} \rangle = 0.45 \pm 0.03$,²¹ lo que caracteriza una distribución homogénea. Sin embargo, los detectores más grandes como PHEBUS del Observatorio Astrofísico Internacional “GRANAT”²² midieron $\langle V/V_{max} \rangle = 0.37 \pm 0.03$, lo que está significativamente por debajo del valor medio, indicando que se había llegado a la frontera de la población de GRBs e indicaba una distribución no homogénea de destellos.

En 1991 fue puesto en órbita el observatorio CGRO,²³ que contaba con BATSE, el experimento diseñado específicamente para el estudio de GRBs. BATSE detectó en promedio un GRB por día durante los diez años de vida del CGRO (1991-2000). Fue posible notar la duración de los destellos y se pudo sospechar una distribución bimodal de T_{90} , en donde T_{90} es el tiempo durante el cual las cuentas acumulativas se incrementan desde 5 % hasta 95 % por encima del fondo, abarcando el 90 % de las cuentas totales.²⁴ Esto se pudo apreciar en la Figura 1.3 (p. 8):

²⁰Maarten Schmidt, J. C. Higdon y Geoffrey Hueter, “Application of the V/V_{max} test to gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 329, 15 de junio de 1988, pp. L85-L87.

²¹J. C. Higdon y Maarten Schmidt, “Apparent spatial uniformity of the gamma-ray bursts detected by the KONUS experiment on Venera 11 and Venera 12”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 355, 20 de mayo de 1990, p. 15.

²²Véase: <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/granat/granat.html>.

²³Véase: <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/cgro/>.

²⁴J.-P. Dezalay, *et al.*, “Short cosmic events - A subset of classical GRBs?”, en *American Institute of Physics Conference Series*, College Park (Estados Unidos), American Institute of Physics, vol. 265, 1992, pp. 304-309.

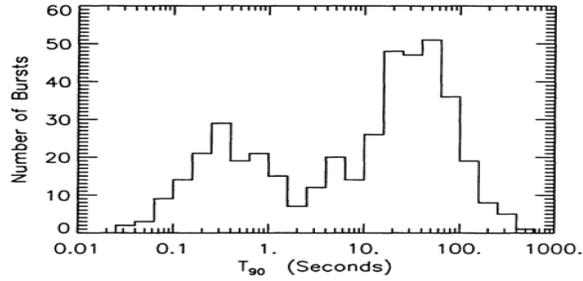


Figura 1.3. Distribución de T_{90} para 427 GRBs. Meegan, *et al.*, *loc. cit.*²⁵

Se pudieron observar dos picos con una separación aparente centrados alrededor de 0.3 s y 20 s, con un mínimo en aproximadamente 2 s. Además, Dezalay *et al.*²⁶ encontraron en 1996 una correlación entre dureza y duración para los GRBs más largos, mientras que no se pudo hallar ninguna para los más cortos, descubrimiento que apoyó la existencia de dos clases de destellos: los cortos y los largos. Con base en esto se definieron los GRBs cortos como aquellos con T_{90} menor a dos segundos y los largos con un T_{90} mayor que este valor. Una propiedad importante reportada por Kouveliotou *et al.*²⁷ para BATSE fue el hecho de que los destellos cortos tenían espectros más fuertes que los largos. Un análisis más reciente que confirma esta conclusión presenta la Figura 1.4, la que gráficamente muestra el resultado:

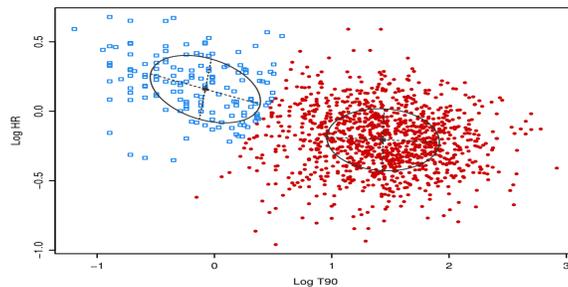


Figura 1.4. Clasificación de los GRBs en función de su dureza y T_{90} . Se puede observar a los cortos con puntos azules, mientras que los largos se presentan con puntos rojos. Narayana Bhat, *et al.*, *loc. cit.*²⁸

²⁵Charles A. Meegan, *et al.*, “The third BATSE gamma-ray burst catalog”, en *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 106, septiembre de 1996, p. 110.

²⁶J.-P. Dezalay, *et al.*, “The hardness-duration diagram of gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 471, 1 de noviembre de 1996, pp. L27-L30.

²⁷Chryssa Kouveliotou, *et al.*, “Identification of two classes of gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 413, 20 de agosto de 1993, pp. L103-L104.

²⁸P. Narayana Bhat, *et al.*, “The third *Fermi* GBM gamma-ray burst catalog: the first six years”, en *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 223, abril de 2016, p. 14.

Otro resultado relevante de CGRO fue la detección por EGRET de una emisión retrasada de rayos gamma de alta energía del GRB 940217 una hora y media después del GRB, el cual tuvo una duración de 180 s a 100 keV. Esta radiación fue atribuida a la dispersión Compton inversa por su alta energía.²⁹ Comportamientos análogos al anterior fueron reportados por EGRET para al menos cinco destellos más.

En cuanto a la isotropía de la distribución, BATSE trajo dos cualidades cruciales: la sensibilidad del instrumento y el gran tamaño de la muestra. Con BATSE era posible revisar la isotropía de los GRBs más débiles, los cuales no podían ser detectados por otros instrumentos. Briggs *et al.*³⁰ mostraron que no había evidencia de anisotropía con mayor confianza que antes y, de hecho, los GRBs resultaron mucho más isotrópicos que cualquier población galáctica, tanto los cortos como los largos. Este resultado estaba fuertemente a favor de distancias cosmológicas. Los modelos relacionados fueron propuestos por Usov y Chibisov³¹ y por Prilutskii y Usov³² y defendidos por Paczynski.³³ En estos modelos, la distancia típica a las fuentes se encuentra en un corrimiento al rojo de $z \sim 1$ (aproximadamente 3 Gpc), lo que significa una luminosidad de la fuente típica de 10^{51} erg s⁻¹, y la isotropía y déficit de GRBs poco visibles se explican naturalmente por efectos cosmológicos. Las fuentes que llenan uniformemente el volumen observable del universo son perfectamente isotrópicas y su densidad decrece debido a la expansión del universo, lo cual atenúa los destellos de rayos gamma y corre al rojo su radiación.

Para apoyar este modelo se buscaron señales cosmológicas como la dilatación del tiempo (si los GRBs estuvieran a distancias cosmológicas, los destellos más distantes deberían ser menos brillosos y disminuir más rápidamente por la expansión del universo), el suavizamiento espectral

²⁹N. Fraija, *et al.*, “On external shock model to explain the high-energy emission: GRB 940217, GRB 941017 and GRB 970217A”, en *AIP Conference Proceedings*, College Park (Estados Unidos), American Institute of Physics, vol. 1505, núm. 1, 2012, p. 683.

³⁰Michael S. Briggs, *et al.*, “BATSE observations of the large-scale isotropy of gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 459, 1 de marzo de 1996, pp. 49-50.

³¹V. V. Usov y G. V. Chibisov, “Statistics of gamma-ray bursts”, en *Soviet Astronomy*, Nueva York, American Institute of Physics, vol. 19, julio-agosto de 1975, pp. 115-116.

³²O. F. Prilutski y V. V. Usov, “On the nature of γ -ray bursts”, en *Astrophysics and Space Science*, Berlín, vol. 34, mayo de 1975, pp. 395-401.

³³Bohdan Paczyński, “Gamma-ray bursters at cosmological distances”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 308, 15 de septiembre de 1986, pp. L43-L46.

de destellos tenues (el espectro de los destellos tenues debería estar corrido hacia el rojo a energías menores relativas a las de los destellos luminosos) y efectos de lente (los GRBs deberían ser *lensed* por galaxias intermedias). Sin embargo, durante la década de BATSE no fue posible encontrar estas señales.

En 1994, Alice K. Harding analizó los procesos radiativos y las fuentes de la energía de los GRBs.³⁴ Los resultados de estos estudios concordaron con Cavallo y Rees³⁵ y con Goodman³⁶ quienes propusieron el modelo de la *fireball*, en el cual la materia de la fuente de GRBs, formada por un plasma de pares electrón-positrón, se expande adiabáticamente como un fluido relativista. El modelo fue trabajado por Baring y Harding³⁷ y Mészáros y Rees,³⁸ quienes, al explicar el escape de rayos gamma de alta energía, encontraron que este mecanismo predecía la existencia de *afterglows* a longitudes de onda mayores que las del destello, los cuales no habían sido observados. La evolución de las *fireballs* fue discutida por Piran³⁹ y Shemi.⁴⁰ Se tratará este tema más a detalle en el apartado de Generalidades de este capítulo.

1.2.1. El satélite BeppoSAX

El 30 de abril de 1996 fue puesto en órbita el satélite BeppoSAX⁴¹ a una altitud de 600 km. Esta órbita estaba bien protegida contra rayos cósmicos por el campo magnético terrestre, así que el fondo de los detectores de rayos X y gamma era minimizado debido a estas partículas. La mayor

³⁴Véase dos trabajos suyos al respecto: “Gamma-ray burst models: present problems and possible solutions”, en *American Institute of Physics Conference Series*, College Park (Estados Unidos), American Institute of Physics, vol. 304, 1994, pp. 30-39 y “Gamma-ray burst theory: back to the drawing board”, en *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 90, febrero de 1994, pp. 863-868.

³⁵G. Cavallo y M. J. Rees, “A qualitative study of cosmic fireballs and γ -ray bursts”, en *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford, Oxford University Press, vol. 183, abril de 1978, pp. 359-365.

³⁶Jeremy Goodman, “Are gamma-ray bursts optically thick?”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 308, 15 de septiembre de 1986, pp. L47-L50.

³⁷Matthew G. Baring y Alice K. Harding, “Relativistic motion in gamma-ray bursts with high energy emission”, en *23rd International Cosmic Ray Conference*, Singapur, vol. 1, 1994, p. 56.

³⁸P. Mészáros y M. J. Rees, “Relativistic fireballs and their impact on external matter: models for cosmological gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 405, 1 de marzo de 1993, pp. 278-284.

³⁹Tsvi Piran, “Fireballs”, en *AIP Conference Proceedings*, College Park (Estados Unidos), American Institute of Physics, vol. 307, núm. 1, 1994, p. 495.

⁴⁰Amotz Shemi, “Cosmic fireballs and gamma ray bursts”, en *AIP Conference Proceedings*, College Park (Estados Unidos), American Institute of Physics, vol. 307, núm. 1, 1994, p. 548.

⁴¹Véase: <https://www.asdc.asi.it/bepposax/>.

ventaja de este detector era su capacidad de obtener posiciones de minuto de arco en unas cuantas horas y poder reorientar el instrumento para observar GRBs con aparatos más sensibles. Esto resultó en el descubrimiento de *afterglows* en rayos X, radio, infrarrojo y visible de muchos GRBs, en donde el primero fue el GRB 970228, que tuvo un *afterglow* en rayos X.

El 8 de mayo de 1997 se observó el GRB 970508 y fue posible encontrar *afterglows* de rayos X y visible, tal y como se muestra en la Figura 1.5:

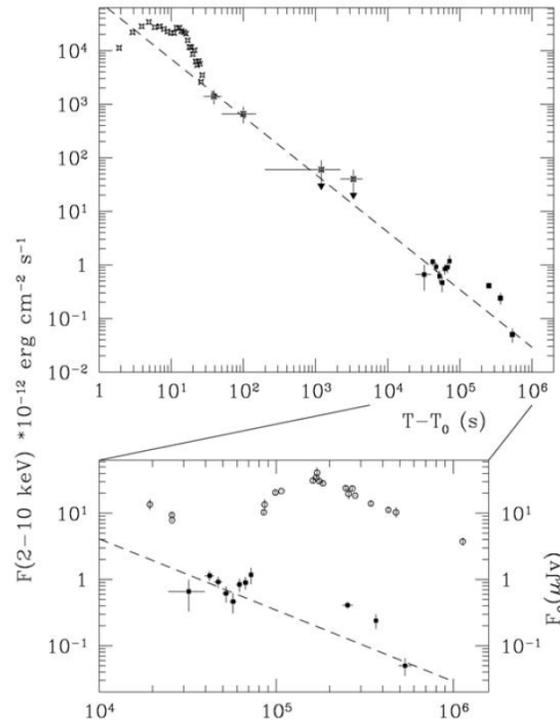


Figura 1.5. Curva de luz en rayos X (2-10 keV) del GRB 970508 y su *afterglow*. La línea discontinua muestra el mejor ajuste con ley de potencias. El panel inferior presenta el comportamiento en la banda R y muestra un estallido tardío (~ 1 día) que concuerda con una protuberancia en la curva de luz en rayos X. Piro, *et al.*, *loc. cit.*⁴²

Las mediciones tomadas 96 días después detectaron una fuente más brillante que la extrapolación proporcionada por la ley de potencias;⁴³ esta fue la galaxia anfitriona. Por otro lado, el brillo de la contraparte óptica se mantuvo lo suficientemente alto como para ser medido por el

⁴²L. Piro, *et al.*, “Evidence for a late-time outburst of the X-ray afterglow of GB970508 from BeppoSAX”, en *Astronomy and Astrophysics*, Les Ulis (Francia), vol. 331, 1998, p. L43.

⁴³H. Pedersen, *et al.*, “Evidence for diverse optical emission from gamma-ray burst sources”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 496, 20 de marzo de 1998, p. 314.

telescopio Keck. El espectro mostró líneas de absorción de FeII, MgI y MgII en corrimientos al rojo de $z = 0.767$ y $z = 0.835$, indicando que el GRB se encontraba en el corrimiento más grande o más lejos. Este descubrimiento permitió afirmar tanto el orden de las distancias al que ocurren los GRBs como la cantidad de energía emitida en estos eventos y con ello se validó el modelo cosmológico. Además, se pudo detectar un *afterglow* en radio, lo que también ratificó el modelo de la *fireball* relativista, pues esta teoría predecía este comportamiento y el espectro completo apoyaba la idea de que los *afterglows* son impulsados por emisión de sincrotrón de electrones acelerados en un choque relativista.

Después de las primeras mediciones del corrimiento al rojo de los GRBs, se encontró que la cantidad de energía asociada con algunos de los destellos era mayor que la energía en reposo de un objeto con una masa solar, lo que era órdenes de magnitud superior a lo esperado, a menos que se presentara la colimación de un destello. Este tema fue tratado por primera vez por Rhoads.⁴⁴ Sari, Piran y Halpern relacionaron en 1999 un decaimiento temporal rápido en el *afterglow* con un chorro (*jet*) propagado y los autores sugirieron que la presencia de una disminución rápida en el *afterglow* podía ser una indicación de la presencia de emisión colimada.⁴⁵

Debido a que la energía de los GRBs ($10^{51} - 10^{52}$ erg) es comparable a la de las supernovas, Woosley⁴⁶ y McFadyen y Woosley⁴⁷ consideraron una posible conexión entre los dos fenómenos. La primera evidencia observacional de una conexión entre supernovas y GRBs fue descubierta por Galama *et al.*,⁴⁸ cuando notaron que la localización del GRB 980425 coincidía con la supernova SN 1998bw, pues esta última se pudo visualizar en el cuadro de error del GRB, como se puede apreciar en la Figura 1.6 (p. 13). Otras observaciones de BeppoSAX apoyaron este vínculo entre

⁴⁴James E. Rhoads, “How to tell a jet from a balloon: a proposed test for beaming in gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 487, 20 de septiembre de 1997, pp. L1-L4.

⁴⁵Re'em Sari, Tsvi Piran y J. P. Halpern, “Jets in gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 519, 1 de julio de 1999, pp. L17-L20.

⁴⁶S. E. Woosley, “Gamma-ray burst from stellar mass accretion disks around black holes”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 405, 1 de marzo de 1993, p. 274.

⁴⁷A. I. MacFadyen y S. E. Woosley, “Collapsars: gamma-ray bursts and explosions in ‘failed supernovae’”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 524, 10 de octubre de 1999, pp. 262-289.

⁴⁸T. J. Galama, *et al.*, “An unusual supernova in the error box of the γ -ray burst of 25 April 1998”, en *Nature. International Journal of Science*, Londres, vol. 395, 15 de octubre de 1998, pp. 670-672.

los dos fenómenos que, a su vez, presentaba evidencia para el origen de GRBs de larga duración por estrellas muy masivas.

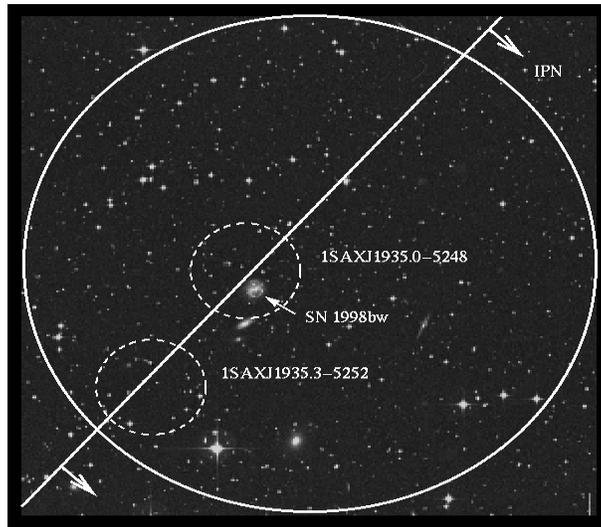


Figura 1.6. Los varios cuadros de error del GRB 980425 presentados como círculos. Se puede observar que dentro se encuentra la supernova SN 1998bw. Pian, *loc. cit.*⁴⁹

El 9 de octubre de 2000 fue lanzado el satélite HETE-2,⁵⁰ que fue el segundo satélite diseñado exclusivamente para los destellos de rayos gamma. El primero, HETE-1, no pudo ser lanzado por el cohete Pegasus en 1996 y resultó inoperante por falta de energía solar. El 29 de marzo de 2003, HETE detectó y localizó el GRB 030329, el cual se encontraba a un gigaparsec. Su proximidad tuvo como consecuencia el poder ser inequívocamente relacionado con la explosión de una supernova, pues su espectro óptico exhibió una transición entre una ley de potencias de un GRB a un espectro típico de una hipernova. Este hecho permitió asociar con seguridad los GRBs largos con la muerte de estrellas muy masivas, como predice el modelo del colapsar.

El 9 de julio de 2005, HETE-2 detectó el GRB corto 050709 que duró 0.07 s y mostró un *afterglow* óptico, medido por el observatorio La Silla.⁵¹ El descubrimiento de este *afterglow* se logró gracias al análisis de la Figura 1.7 (p. 14):

⁴⁹Elena Pian, “X-ray Emission of Supernova 1998bw in the Error Box of GRB980425”, 13 de octubre de 1994, diapositiva 12.

⁵⁰Véase: <https://space.mit.edu/HETE/>.

⁵¹Jens Hjorth, *et al.*, “The optical afterglow of the short γ -ray burst GRB 050709”, en *Nature. International Journal of Science*, Londres, vol. 437, 6 de octubre de 2005, pp. 859-861.

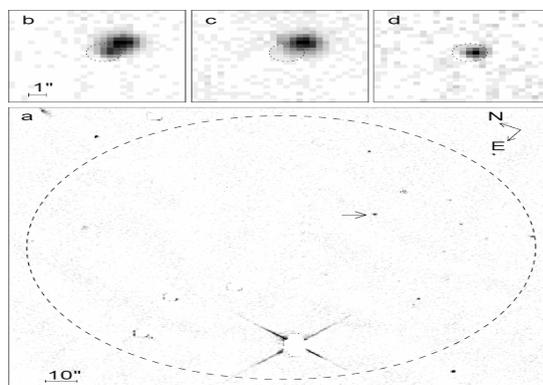


Figura 1.7. Imágenes en la banda R del GRB 050709 con su orientación y escala. Las figuras b-d muestran un acercamiento a la galaxia anfitriona del GRB. En b se nota la emisión de tanto la galaxia como el destello, en c sólo de la galaxia y en d se presenta la diferencia entre las dos imágenes anteriores y se muestra únicamente el *afterglow*. Hjorth, *et al.*, *loc. cit.*⁵²

Hasta ese entonces, los avances que habían traído los *afterglows* concernían solamente a los GRBs largos que duraban más de unos segundos y por ello podían ser localizados por satélites. El descubrimiento de *afterglows* en GRBs cortos reveló grandes diferencias con los largos, como el hecho de que los cortos no ocurren en regiones de formación de estrellas,⁵³ están en promedio 10 veces más cerca que los largos y expiden de 10^2 a 10^3 veces menor energía. Además, estos GRBs no están vinculados a supernovas.⁵⁴ Por consiguiente, los destellos cortos tienen progenitores distintos y sus propiedades se asocian con la fusión de objetos binarios compactos como un sistema de hoyo negro con estrella de neutrones⁵⁵ o dos estrellas de neutrones; véase la sección I.3.2 para las referencias a estos últimos. Por otro lado, también existen modelos que consideran la fusión de hoyos negros con carga⁵⁶ o un sólo hoyo negro con un disco de acreción,⁵⁷ pero estos casos son muy exóticos.

⁵²Jens Hjorth, *et al.*, *op. cit.*, p. 860.

⁵³S. D. Barthelmy, *et al.*, “An origin for short γ -ray bursts unassociated with current star formation”, en *Nature International Journal of Science*, Londres, vol. 438, 15 de diciembre de 2005, pp. 994-996.

⁵⁴S. Covino, *et al.*, “Optical emission from GRB 050709: a short/hard GRB in a star-forming galaxy”, en *Astronomy and Astrophysics*, Les Ulis (Francia), vol. 447, febrero de 2006, p. L8.

⁵⁵R. Mochkovitch, *et al.*, “Gamma-ray bursts as collimated jets from neutron star/black hole mergers”, en *Nature International Journal of Science*, Londres, vol. 361, 21 de enero de 1993, pp. 236-238.

⁵⁶Bing Zhang, “Mergers of charged black holes: gravitational-wave events, short gamma-ray bursts, and fast radio bursts”, en *The Astrophysical Journal Letters*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 848, 20 de octubre de 2017, pp. L33-L34.

⁵⁷Ramesh Narayan, Tsvi Piran y Pawan Kumar, “Accretion models of gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 557, 20 de agosto de 2001, pp. 949-957.

1.2.2. El observatorio Swift

El 20 de noviembre de 2004 la NASA puso en órbita el satélite Swift⁵⁸ que entró en operación hasta abril de 2005. Está diseñado para un acercamiento de muchas longitudes de onda de los GRBs. Swift cuenta con tres instrumentos: BAT, XRT y el UVOT. Las alertas de GRB de Swift y las propiedades de los destellos se transmiten a la Tierra de forma casi instantánea. La distribución de estos datos a la comunidad internacional es responsabilidad de la GCN. Swift está construido para observar GRBs y su *afterglow* con un retraso mínimo, en donde la máxima demora es de 80 – 100 s. El esquema del satélite se observa en la Figura 1.8:

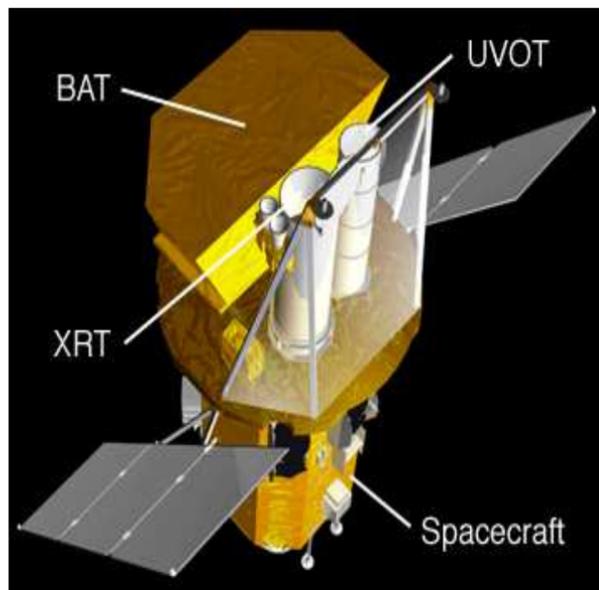


Figura 1.8. Vista esquemática del satélite Swift. El tamaño de la superficie del BAT es de 2.7 m². Gehrels, *et al.*, *loc. cit.*⁵⁹

Swift localiza aproximadamente dos GRBs por semana, pero los *afterglows* son más débiles que los reportados por BeppoSAX o HETE-2. Un avance importante de Swift es el descubrimiento de la forma inesperada de los *afterglows* tempranos en rayos X, pues estos presentan un decaimiento pronunciado pronto de algunos segundos hasta alcanzar una disminución más plana.⁶⁰ Este

⁵⁸Véase: <https://swift.gsfc.nasa.gov/>.

⁵⁹N. Gehrels, *et al.* "The *Swift* gamma-ray burst mission", en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 611, 20 de agosto de 2004, p. 1007.

⁶⁰S. Vaughan, *et al.*, "Swift observations of the X-ray-bright GRB 050315", en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 638, 20 de febrero de 2006, pp. 920-929.

comportamiento no es universal, pues un año antes Campana *et al.*⁶¹ reportaron una conducta completamente opuesta.

En el primer año de operación de Swift se localizaron 11 GRBs cortos en una hora (con un promedio de $z \sim 0.44$ y $T_{90} \sim 0.19$ s), número mayor que el de cualquier otra misión anterior. Debido a esto, fue posible la medición de *afterglows* de GRBs cortos. Dado que el retraso de Swift es mínimo, las propiedades de estos eventos son observadas de la forma más apropiada que con HETE-2 y se ha podido corroborar las conclusiones que se hicieron anteriormente con este satélite. Por otro lado, también fue posible confirmar que los GRBs cortos y largos son clases de GRBs con progenitores distintos. Las propiedades de los destellos cortos y sus anfitriones apoyan la fusión binaria (estrella de neutrones-estrella de neutrones u hoyo negro-estrella de neutrones) como el progenitor más probable.⁶²

Además, Swift tiene la capacidad de percibir la transición entre la emisión rápida y el *afterglow* temprano en rayos X. Este telescopio fue capaz de observar el GRB más distante (GRB 050904, $z \sim 6.3$) y el GRB 060614 ($z \sim 0.125$), un GRB largo sin luz de supernova.

1.2.3. El telescopio Fermi

El 11 de junio de 2008, por parte de una colaboración entre la NASA y el Departamento de Energía de los Estados Unidos con instituciones de Francia, Alemania, Japón, Italia y Suecia, fue lanzado el FGST,⁶³ anteriormente GLAST, que tiene una resolución sin precedentes y es capaz de observar GRBs en el rango de 10 keV a 300 GeV, el más grande que se ha tenido en cualquier telescopio de GRBs.

El instrumento principal del FGST es el LAT, el cual opera de manera similar a un detector de partículas, pues cuando los rayos gamma tienen contacto con las capas de tungsteno del LAT, estas producen pares electrón-positrón, que son utilizados para reconstruir la dirección y el tiempo

⁶¹S. Campana, *et al.*, “Swift observations of GRB 050128: the early X-ray afterglow”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 625, 20 de mayo de 2005, pp. L23-L26.

⁶²N. Gehrels, *et al.*, “A new γ -ray burst classification scheme from GRB 060614”, en *Nature. International Journal of Science*, Londres, vol. 444, 21 de diciembre de 2006, p. 1046.

⁶³Véase: <https://fgst.slac.stanford.edu/>.

de llegada del fotón original. Para la obtención de la energía del rayo, se utiliza un calorímetro de yoduro de cesio, que genera destellos proporcionales a la energía original.

El FGST cuenta con un instrumento menor, llamado el GBM que detecta GRBs con base en el cambio en la tasa de cuentas de sus centelladores de yoduro de cesio. El GBM está proyectado a captar aproximadamente cuatro GRBs por semana (el doble que Swift).

Entre los avances más importantes que se han obtenido con el FGST se encuentra la detección del GRB con mayor energía antes vista, el GRB 130427A, el cual presentó una energía de $E \sim 10^{54}$ ergs.⁶⁴ Por otro lado, también se hizo el descubrimiento de un GRB que coincidió con el evento de ondas gravitacionales GW150914, ya que comenzó 0.4 s después de la medición de LIGO y se notó que su región de observación se superpuso con la presentada por LIGO.⁶⁵ Sin embargo, existe mucha controversia y discusión sobre este tema.

Actualmente, el FGST es el más novedoso telescopio de GRBs disponible, aunque hasta hoy en día Swift todavía es capaz de captar un mayor número de GRBs, dado que el FGST está sesgado a la observación de eventos de mayores energías. Sin embargo, se espera que durante el resto de su operación, el FGST provea de resultados importantes para el campo de los destellos de rayos gamma y la astrofísica en general.

A continuación, se hace un resumen de las misiones mencionadas en esta sección en la Tabla 1.1 (p. 18), en donde se presentan los años de operación, el número de GRBs detectados y el rango de energía de sus detectores.

⁶⁴R. Ruffini, *et al.*, “GRB 130427A and SN 2013cq: A multi-wavelength analysis of an induced gravitational collapse event”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 798, 1 de enero de 2015, pp. 1-11.

⁶⁵V. Connaughton, *et al.*, “Fermi GBM observations of LIGO gravitational wave event GW150914”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 826, 20 de julio de 2016, pp. 1-19.

Misión	Años de operación	GRBs vistos	Rango de energía
Vela	1969 (julio) - 1979 (abril)	73	3-12 keV y 150-750 keV
IMP-6	1971 (mayo) - 1972 (septiembre)	6	53-1150 keV
IMP-7	1972 (octubre) - 1978 (octubre)	9	53-1150 keV
Konus (Venera)	1978 (septiembre) - 1983 (marzo)	323	20 keV-2.5 MeV
Ginga	1987 (febrero) - 1991 (noviembre)	>80	1-500 keV
GRANAT	1989 (diciembre) - 1998 (noviembre)	210	2 keV-100 MeV
CGRO	1991 (abril) - 2000 (junio)	2041	30 keV-30 GeV
BeppoSAX	1996 (abril) - 2002 (abril)	1082	0.1-300 keV
HETE-2	2000 (octubre) - 2008 (marzo)	~ 86	0.5-400 keV
Swift	2004 (noviembre) hasta la fecha	>1446	0.2-150 keV y 170-650 nm
Fermi	2008 (junio) hasta la fecha	>146	10 keV-300 GeV

Tabla 1.1. Misiones referidas y algunas de sus características

I.3. Generalidades

En esta sección se hablará sobre las características de los destellos de rayos gamma y cómo estas influyeron en el desarrollo de los modelos y teorías que se usan actualmente para explicarlos. También se tratará brevemente en qué consiste la teoría más aceptada para la producción de los *afterglows* y algunas aproximaciones y limitaciones de esta.

I.3.1. GRBs largos

Debido a la distribución bimodal presentada por Dezalay y mostrada en la Figura 1.3 (p. 8) fue posible clasificar los destellos de rayos gamma en dos tipos: cortos y largos. En este apartado se hará énfasis en los largos, mientras que en el siguiente se hablará de los cortos.

Los GRBs largos son aquellos en los que $T_{90} > 2$ s y aproximadamente el 70% de todos los destellos reportados han sido de este tipo.⁶⁶ Hay argumentos sólidos que apoyan el modelo del colapsar como la explicación de estos eventos.⁶⁷ Los colapsares son estrellas muy masivas ($M > \sim 30M_{\odot}$) que rotan, se encuentran aisladas y pasan por la etapa de Wolf-Rayet, en las cuales el núcleo de hierro colapsa directamente para formar un hoyo negro. En los momentos que le siguen al colapso (entre segundos y minutos), el hoyo negro acreta la materia residual del núcleo y emite dos *jets* relativistas muy energéticos que son detectados como un GRB si alguno apunta hacia la Tierra.⁶⁸ Para que esto sea posible es necesario que no se tenga una cantidad elevada de bariones, pues estas partículas contribuyen a que el medio en el que se desarrolla el GRB sea ópticamente grueso y eso dificultaría su detección. Debido a esto, la estrella progenitora debería haber perdido la mayoría de su envoltura de hidrógeno en el momento del colapso y un mecanismo que puede explicar esta ausencia es la disminución de masa de las estrellas tipo Wolf-Rayet⁶⁹ asociadas a supernovas. Por lo tanto, el hecho de que algunos GRBs largos han sido asociados con supernovas

⁶⁶NASA, “In a Flash NASA Helps Solve 35-year-old Cosmic Mystery”, Washington D. C., 5 de octubre de 2005.

⁶⁷A. I. MacFadyen y S. E. Woosley, *op. cit.*, pp. 262-289.

⁶⁸S. E. Woosley, *op. cit.*, pp. 273-277.

⁶⁹Son aquellas estrellas muy masivas —del orden de 20 masas solares— que se encuentran en un tiempo avanzado de su evolución estelar y pierden masa a una tasa elevada gracias a los vientos que emiten.

es uno de los argumentos más fuertes a favor de este modelo.

Por otro lado, el modelo del colapsar localiza los destellos largos en regiones de formación de estrellas, dado que es allí en donde las estrellas suficientemente masivas requeridas por el modelo nacen y mueren. Además, se predice que los GRBs de este estilo producen supernovas⁷⁰ y su *afterglow* óptico puede ser tan brillante que podría opacar la supernova creada y de esta forma explicar por qué no se ha visto una supernova en todos los GRBs largos.

Las características de estos destellos son:

- Su T_{90} es mayor a dos segundos.
- Energías equivalentes isotrópicas del orden de $10^{52} - 10^{54}$ ergs.
- Sus *afterglows* tienen más fluencia (el flujo del GRB integrado sobre la duración del destello) que los de los cortos.
- Su desplazamiento al rojo es mayor que el de los cortos ($\langle z \rangle \sim 2.8$).
- Ocurren en regiones de formación de estrellas.
- Sus luminosidades se encuentran entre 10^{48} y $10^{51} \frac{erg}{s}$.

1.3.2. GRBs cortos

Mientras que los GRBs largos cuentan con un progenitor aceptado en la comunidad, el problema de encontrar un mecanismo que explique los cortos es más complejo. La razón de ello es que la cantidad de destellos cortos en los que se ha observado un *afterglow* es muy pequeña y esta radiación es la fuente más importante para la investigación de los GRBs largos. A pesar de esto, existen estudios teóricos extensivos⁷¹ que han tratado este tema y que han demostrado el potencial

⁷⁰A. I. MacFadyen y S. E. Woosley, *op. cit.*, p. 287.

⁷¹Jeremy Goodman, Arnon Dar y Shmuel Nussinov, “Neutrino annihilation in type II supernovae”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 314, 1 de marzo de 1987, p. L9 y David Eichler, *et al.*, “Nucleosynthesis, neutrino bursts and γ -rays from coalescing neutron stars”, en *Nature. International Journal of Science*, Londres, vol. 340, 13 de julio de 1989, p. 128.

de las fusiones de objetos compactos, en especial, la fusión de dos estrellas de neutrones, como progenitores de los destellos cortos.

Al igual que en el modelo del colapsar, en la fusión de dos estrellas de neutrones se crea un hoyo negro con rotación. El material de la fusión forma un toro o un disco de acreción que cae en el hoyo negro y lanza una fracción de la energía gravitacional de esta materia.⁷² Este modelo fue apoyado por la estimación de que la proporción de la fusión de dos estrellas de neutrones ($800_{-660}^{+2000} \text{ Gpc}^{-3} \text{ año}^{-1}$) concordaba con la de GRBs cortos ($48.71_{-29.340}^{+106.47} \text{ Gpc}^{-3} \text{ año}^{-1}$).⁷³ Además, la distribución de destellos cortos es isotrópica, lo que sugiere que sus progenitores están en todos los tipos de galaxias⁷⁴ y no en un tipo específico como los largos.

Las características de estos destellos son:

- Su T_{90} es menor a dos segundos.
- Energías equivalentes isotrópicas del orden de $10^{48} - 10^{52}$ ergs.
- Sus *afterglows* son más débiles que los de los largos.
- Su desplazamiento al rojo es menor que el de los largos ($\langle z \rangle \sim 0.7$).
- Menor variabilidad que los largos.
- Ocurren en todo tipo de galaxias y parecen estar localizados en regiones de baja densidad ($n \sim 0.05 \text{ cm}^{-3}$).
- Sus luminosidades se encuentran entre 10^{50} y $10^{53} \frac{\text{erg}}{\text{s}}$.
- Tanto en largos como en cortos hay actividad de llamaradas.

⁷²David Eichler, *et al.*, *op. cit.*, pp. 126-128.

⁷³Dafne Guetta y Tsvi Piran, “The BATSE-*Swift* luminosity and redshift distributions of short-duration GRBs”, en *Astronomy and Astrophysics*, Les Ulis (Francia), vol. 453, núm. 3, julio de 2006, pp. 824-827.

⁷⁴J. X. Prochaska, *et al.*, “The galaxy hosts and large-scale environments of short-hard gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 642, 10 de mayo de 2006, p. 993.

1.3.3. Modelo de la *fireball*

Como los GRBs se producen a distancias cosmológicas, sus flujos implican energías inmensas, las cuales pueden ser del orden de 10^{54} ergs, si su emisión es isotrópica (esta energía es mayor que la que radiará el Sol durante toda su vida). Además, esta energía es emitida en regiones de varios miles de kilómetros en unos cuantos segundos, lo que implica la formación de una bola de fuego (*fireball*) de e^+ , e^- y γ . El concepto de la *fireball* fue introducido por primera vez por Cavallo y Rees⁷⁵ y actualmente se conoce como el modelo estándar para la explicación de destellos de rayos gamma.

Antes de los reportes de GRBs se habían observado explosiones de supernovas con energías similares, pero en el caso de GRBs la energía es soltada en volúmenes menores y en tiempos más pequeños, lo que implica que su fuente debe ser extremadamente opaca a creación de pares (si no lo fuera, gran parte de la energía transmitida en fotones se perdería en la creación de pares) y no podría emitir radiación no térmica. Debido a esta gran opacidad, se espera que las *fireballs* se expandan de forma relativista.⁷⁶ Esta expansión altamente relativista modifica la radiación de la *fireball*; es decir, los fotones observados son corridos al azul (un fotón en rayos X en la *fireball* es medido como un rayo gamma en el marco de referencia del observador) y las escalas de tiempo percibidas disminuyen. Esta expansión ocurre a una distancia suficientemente lejana del progenitor del destello, lo que permite hacer uso de la relatividad especial. Con base en esto, la expansión relativista provee una manera muy eficiente de reducir la tasa de creación de pares, pues en el marco de referencia en movimiento los fotones son más débiles por un factor de Lorentz del flujo relativista Γ y vienen de una región de un tamaño típico $\Gamma^2 c \Delta t$, en donde c es la velocidad de la luz en el vacío y Δt es el intervalo de tiempo en el que el flujo atraviesa una parte del espacio. Finalmente, el efecto faro implica que el observador sólo mide una fracción $\theta = \frac{1}{\Gamma}$ de la fuente, independientemente del ángulo de apertura de la emisión. Por lo tanto, el ángulo relativo al cual los fotones chocan debe ser menor que Γ^{-1} , que reduce drásticamente la producción efectiva de

⁷⁵G. Cavallo y M. J. Rees, *op. cit.*, pp. 359-365.

⁷⁶Bohdan Paczyński, *op. cit.*, p. L44 y Jeremy Goodman, *op. cit.*, p. L47.

pares, si Γ es grande. Entonces, gracias a estos tres efectos —efecto faro, la energía en el marco en movimiento es menor y la región es mayor—, se reduce considerablemente la densidad de fotones y la profundidad óptica para la creación de pares. Tomando en cuenta estas características, Piran⁷⁷ y Lithwick y Sari,⁷⁸ encontraron que la fuente se vuelve ópticamente delgada, si $\Gamma \sim 100$.

El modelo original era capaz de explicar la falta de pérdida de energía por creación de pares, pero se consideraba una bola de fuego constituida únicamente por pares electrón-positrón y fotones. Sin embargo, esto producía dos problemas importantes:

1. Se contaba con un espectro térmico, en vez de la ley de potencias no térmica observada en los espectros de GRBs.
2. Las escalas de tiempo en las que escapaban los fotones eran muy cortas respecto a la mayoría de las duraciones de los GRBs.

Entre 1992 y 1994, Rees y Mészáros introdujeron una versión mejorada del modelo de la *fireball* relativista: el modelo de choque de *fireball* con choques externos y choques internos.⁷⁹ Si estos choques ocurren después de que la *fireball* se vuelve ópticamente delgada, reconvierten la energía cinética del flujo en energía interna de partículas no térmicas y radiación. Ambos autores sugirieron, además, que añadir contaminación de bariones en la bola de fuego podría resolver los dos problemas del modelo original. Hasta una cantidad pequeña de bariones ($10^{-7} - 10^{-5} M_{\odot}$) en la *fireball* sería capaz de transformar la energía radiactiva en energía cinética del flujo. Por otro lado, es importante que un número suficiente de partículas, en especial electrones, que pueden ser aceleradas en los choques, alcancen altas energías y después emitan fotones a través de radiación de sincrotrón o una combinación de emisión de sincrotrón y Compton inversa. Los dos choques presentados por Rees y Mészáros fueron:

⁷⁷Tsvi Piran, “Gamma-ray bursts and the fireball model”, en *Physics Reports*, Ámsterdam, vol. 314, núm. 6, 1999, p. 587.

⁷⁸Yoram Lithwick y Re'em Sari, “Lower limits on Lorentz factors in gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 555, 1 de julio de 2001, p. 546.

⁷⁹M. J. Rees y P. Mészáros, “Relativistic fireballs: energy conversion and time scales”, en *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford, Oxford University Press, vol. 258, septiembre de 1992, pp. 41P-43P y M. J. Rees y P. Mészáros, “Unsteady outflow models for cosmological gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 430, 1 de agosto de 1994, pp. L93-L96.

- Los choques externos (el choque de la *fireball* con el medio externo que rodea a la fuente), los cuales explicaron la radiación en muchas longitudes de onda de los *afterglows* y, de hecho, fueron los que anticiparon la presencia de los *afterglows*.⁸⁰ El choque externo genera un choque inverso que cruza el material eyectado.
- Los choques internos que ocurren dentro del material eyectado que se mueve con velocidades relativistas, explican la rápida variabilidad en las curvas de luz de la emisión pronta de rayos gamma. Se presentan cuando la fuga temporalmente variable de la fuente produce varias capas sucesivas que son eyectadas con diferentes factores de Lorentz. Los choques surgen cuando las capas más rápidas rebasan las lentas.

Una cualidad importante del modelo de choques internos y externos es que no depende de la naturaleza de la fuente central, sólo toma en cuenta una energía inicial en función de la masa total bariónica del cuerpo; es irrelevante si la fuente se debe a la coalescencia de objetos compactos o a un colapsar producido por la explosión de una estrella súper masiva. Este hecho permite que la teoría pueda ser aplicada a todos los tipos de GRBs. Se presenta el comportamiento de este modelo de manera gráfica en la Figura 1.9:

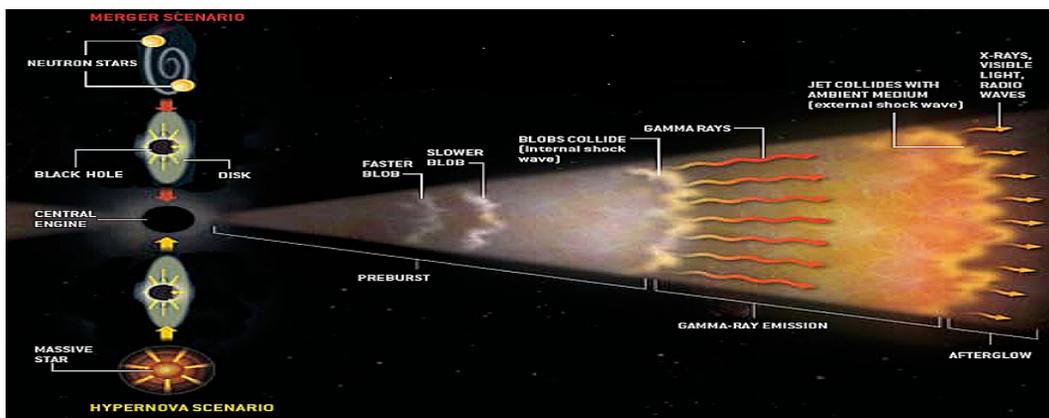


Figura 1.9. Comportamiento de un GRB según el modelo de la *fireball* relativista con choques internos y externos. Se hace explícita la independencia de la fuente de energía inicial. *Loc. cit.*⁸¹

⁸⁰J. I. Katz, “Delayed hard photons from gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 432, 1 de septiembre de 1994, pp. L27-L29 y J. I. Katz, “Low-frequency spectra of gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 432, 10 de septiembre de 1994, pp. L107-L109.

⁸¹“Gamma Ray Burst Summary”, en *Black Hole Gamma Ray Bursts*, 22 de enero de 2014.

1.3.4. Mecanismos de radiación

Los tres mecanismos principales son: radiación de sincrotrón, dispersión Compton inversa y emisión fotosférica. La radiación de sincrotrón se produce al acelerar electrones en campos magnéticos amplificados. Este tipo de radiación juega un rol importante tanto en los GRBs como en su *afterglow*. Hay tres cantidades que son esenciales para caracterizar este tipo de emisión: γ_e , el factor de Lorentz de electrones relativistas; B , la intensidad del campo magnético, y Γ , el factor de Lorentz del material del *forward shock*. Con base en estas cantidades es posible contar la frecuencia característica del sincrotrón $\nu(\gamma_e)$ y la potencia de radiación $P(\gamma_e)$, cálculos que son fundamentales para la obtención del espectro. De acuerdo con Sari, Piran y Narayan,⁸² este consiste en tres segmentos:

- La parte de baja energía es la suma de las contribuciones de las colas de la emisión de todos los electrones. Esta es una característica de la radiación de sincrotrón y no depende de la forma de la distribución de electrones.
- La parte con mayor energía se debe a los electrones más energéticos que se enfrían rápidamente y emiten prácticamente toda su energía a su frecuencia de sincrotrón.
- En la región de frecuencia intermedia, el espectro varía dependiendo del régimen de enfriamiento: lento (*slow-cooling*) o rápido (*fast-cooling*). Se dice que se tiene el régimen de *slow-cooling* si aquellos electrones más lentos con factor de Lorentz mínimo γ_m no se enfrían en una escala de tiempo hidrodinámica y se tiene *fast-cooling* si sí lo hacen.

Este tema será abarcado más a fondo en la derivación de las cantidades de la radiación de sincrotrón encontradas por Sari, Piran y Narayan⁸³ en el capítulo II.

Aunque generalmente es aceptado que los fotones radiados durante la fase inmediata se deben a la emisión de sincrotrón, la dispersión Compton inversa podría jugar un papel importante

⁸²Re'em Sari, Tsvi Piran y Ramesh Narayan, "Spectra and light curves of gamma-ray burst afterglows", en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 497, 10 de abril de 1998, pp. L17-L20.

⁸³*Idem*.

durante esta fase, dependiendo de las condiciones físicas exactas dentro de la *fireball*. Cuando Compton inversa sucede, se tiene un gran impacto en los fotones, ya que después de una sola dispersión la energía del fotón es mayor que la de Klein-Nishina⁸⁴ en el marco de referencia del electrón en reposo. Las interacciones de Compton inversa contribuyen al retraso en la transición de la fase *fast-cooling* a la fase *slow-cooling* y si la contribución de este mecanismo es mayor que la de sincrotrón inverso, el *afterglow* exhibe comportamientos bastante diferentes.⁸⁵ La dispersión Compton inversa amplifica la energía del electrón por un factor de Γ^2 y puede introducir un componente ultra energético en el espectro, si $\Gamma \sim 100$, lo que ocurre cuando la fuente es ópticamente delgada. Este componente ha sido observado en algunos GRBs como el GRB 940217,⁸⁶ donde se reportaron energías en el orden de TeV⁸⁷ por un fenómeno combinado de radiación de sincrotrón y Compton inversa. El FGST ha revitalizado y atraído mucho interés en el estudio de la radiación producida por este mecanismo debido a su capacidad de rápida localización y medición de GRBs y su *afterglow*. Un tratamiento teórico más extenso sobre este mecanismo se dará en el capítulo II.

Finalmente, el modelo fotosférico describe la emisión que es producida a grandes opacidades dentro del *jet*. Esta radiación interacciona con la materia del *jet* y causa que el espectro de la radiación cambie. Mientras que el *jet* se propaga en el espacio, este se va volviendo cada vez más ópticamente delgado y dicha emisión puede escapar cuando la profundidad óptica es cercana a la unidad ($\tau \sim 1$).⁸⁸ Este modelo ha sido capaz de ajustar ciertas observaciones, pero no es muy utilizado, por lo que no se discutirá más sobre él en esta tesis.

⁸⁴La energía de Klein-Nishina es la energía crítica que separa entre la dispersión clásica de Thomson y la dispersión de Compton. Si un electrón tiene menor energía que la crítica, entonces se dispersa clásicamente. Si su energía es mayor, sigue la dispersión de Compton.

⁸⁵Zhuo Li, Z. G. Dai y T. Lu, "Overall temporal synchrotron emissions from relativistic jets: adiabatic and radiative breaks", en *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford, Oxford University Press, vol. 330, marzo de 2002, pp. 955-964.

⁸⁶K. Hurley, *et al.*, "Detection of a γ -ray burst of very long duration and very high energy", en *Nature. International Journal of Science*, Londres, vol. 372, 15 de diciembre de 1994, pp. 652-654.

⁸⁷X. Y. Wang, Z. G. Dai y T. Lu, "The inverse Compton emission spectra in the very early afterglows of gamma-ray bursts", en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 556, 1 de agosto de 2001, p. 1014.

⁸⁸Tyler Parsotan, Diego López-Cámara y Davide Lazzati, "Photospheric Emission from Variable Engine Gamma-Ray Burst Simulations", en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 869, 17 de diciembre de 2018, p. 1.

1.3.5. Fase temprana del *afterglow*

Desde el hallazgo de los destellos de rayos gamma múltiples investigadores atacaron el problema de encontrar una función que fuera capaz de ajustar el espectro de cualquier GRB. Hubo intentos que utilizaron leyes exponenciales o teorías basadas en *bremsstrahlung*, pero ningún modelo era capaz de dar una descripción de todos los espectros observados dado que los destellos presentan una gran variabilidad de uno a otro. Fue hasta 1993 que David Band *et al.*, ayudados por las observaciones espectrales de BATSE, fueron capaces de postular una función que logró ajustar la mayoría de los espectros de los GRBs. Se trata de una ley empírica conocida como la función de Band $N_E(E)$ que no proviene de una teoría astrofísica y relaciona las cuentas en el detector N con la energía del fotón medida E .⁸⁹ Su definición es:

$$N_E(E) = \begin{cases} A \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^{\alpha_t} \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right), & \text{si } (\alpha_t - \beta_s)E_0 \geq E, \\ A \left[\frac{(\alpha_t - \beta_s)E_0}{100 \text{ keV}} \right]^{\alpha_t - \beta_s} \exp(\beta_s - \alpha_t) \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^{\beta_s}, & \text{si } (\alpha_t - \beta_s)E_0 \leq E. \end{cases} \quad (1.1)$$

en donde los parámetros E_0 , α_t y β_s son nombrados en el artículo original como la energía de corte, el índice espectral de baja energía y el índice espectral de alta energía, respectivamente. Haciendo uso de su ley, los autores fueron capaces de ajustar varios GRBs, presentando como ejemplo el que se observa en la Figura 1.10:

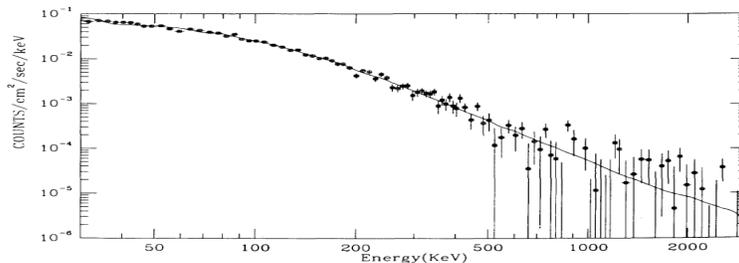


Figura 1.10. Ajuste del espectro del GRB 911127 con la función de Band. Se usaron los parámetros $\alpha_t = -0.968 \pm 0.022$, $\beta_s = -2.427 \pm 0.07$ y $E_0 = 149.5 \pm 2.1$. Band, *et al.*, *loc. cit.*⁹⁰

⁸⁹D. Band, *et al.*, “BATSE observations of gamma-ray burst spectra. I. Spectral diversity”, en *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 413, 10 de agosto de 1993, pp. 281-292.

⁹⁰*Ibidem*, p. 283.

Esta función puede representar muchas formas espectrales estándar como el caso de una sola ley de potencias al hacer $E_0 \rightarrow \infty$, una exponencial de *bremsstrahlung* tomando $\alpha_t = -1$ y $\beta_s \rightarrow -\infty$ o una combinación de ambas con solo $\beta \rightarrow -\infty$. Actualmente, los parámetros α_t y β_s se conocen como el índice de decaimiento temporal y el índice espectral, respectivamente. Sin embargo, los autores insisten en que estos parámetros no representan ninguna cantidad física.

La emisión temprana del *afterglow* de los GRBs fue descubierta y pudo ser caracterizada gracias a la función de Band por primera vez durante la época de Swift debido al aparato XRT que puede ser apuntado rápidamente hacia los destellos y es capaz de medir en el rango de rayos X. Estas observaciones contribuyeron al entendimiento de la conexión entre la emisión pronta (*prompt emission*) y el *afterglow*.

La curva de luz típica en rayos X puede ilustrarse por el GRB 050315, ya que aproximadamente dos tercios de los destellos de rayos gamma presentan un comportamiento similar. La Figura 1.11 describe las diferentes fases de su *afterglow* con sus tiempos característicos y los valores α_t y β_s de cada fase:⁹¹

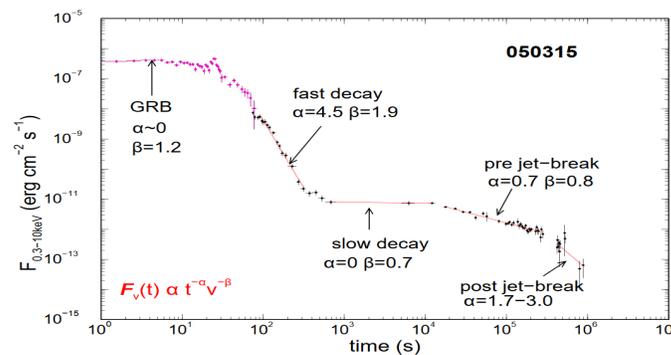


Figura 1.11. Los tiempos típicos y propiedades de cada fase del *afterglow* del GRB 050315. Panaitescu, *loc. cit.*⁹²

Con base en esta Figura es posible identificar las fases principales después de la emisión pronta: un decaimiento precipitoso (fase de decaimiento rápido) que aparece entre 10 s y unos cuantos cientos de segundos, un decaimiento lento (fase poco profunda) que puede durar más

⁹¹A. Panaitescu, “Phases of Swift X-ray Afterglows”, en *Il Nuovo Cimento B*, Bolonia, Società Italiana di Fisica, vol. 121, núm. 10, octubre de 2006, p. 1099.

⁹²*Idem.*

tiempo, típicamente entre unos cientos de segundos y unos cuantos miles, y las fases *pre-jet-break* y *post-jet-break*, las cuales ya habían sido reportadas antes de la época de Swift. En la mayoría de los casos la fase *pre-jet-break* termina durante el primer día, pero puede prolongarse hasta diez en ciertos GRBs. La fase *post-jet-break* aparece después de lo que se conoce como *jet break*. Se hará más énfasis en estas dos fases en la sección 1.3.6, dado que se trata de la emisión tardía.

Otro fenómeno importante que se manifiesta aproximadamente en la mitad de los GRBs es la presencia de llamaradas en rayos X (*X-ray flares*), pero sólo en algunos de ellos su fluencia es comparable con la del destello original. Estas llamaradas ocurren a los cientos de segundos o algunas veces más temprano (en la fase de decaimiento rápido), aunque en ciertos casos se dan al pasar un día.

La fase de decaimiento rápido fue identificada como una característica de los *afterglows* tempranos después del lanzamiento de Swift.⁹³ Se cree que esta emisión se origina en procesos (choques internos) que toman lugar dentro del material eyectado antes de ser desacelerado por el medio que rodea al destello, mientras que el *afterglow* ocurre cuando la *fireball* es desacelerada y su emisión aparece a una distancia mayor de la fuente central. Si el flujo de la emisión pronta es mucho mayor que el del *afterglow*, entonces se espera ver una curva de luz de rápido decaimiento durante la transición entre la fase de emisión pronta y la del *afterglow*.

Este comportamiento se explica por el llamado efecto de curvatura,⁹⁴ el cual se fundamenta en que para un *jet* con ángulo de apertura θ_j , la emisión desde el mismo radio R , pero distinta latitud de observación θ llegará al observador con retraso, como se puede apreciar en la Figura 1.12 (p. 30). Este proceder ocasiona que la frecuencia de los electrones energizados por el choque se transforme, lo que a su vez causa que el flujo observado se comporte de la forma⁹⁵ $F_\nu \propto \nu^{-\beta_s} t^{-(2+\beta_s)}$ para $\frac{1}{\Gamma} \ll \theta < \theta_j$. Dicha ley de potencias explica la rápida caída e introduce la relación entre el índice

⁹³G. Tagliaferri, *et al.*, “An unexpectedly rapid decline in the X-ray afterglow emission of long gamma-ray bursts”, en *Nature. International Journal of Science*, Londres, vol. 436, 18 de agosto de 2005, p. 986.

⁹⁴Edward E. Fenimore, Claudine D. Madras y Sergei Nayakshin, “Expanding relativistic shells and gamma-ray burst temporal structure”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 473, 20 de diciembre de 1996, pp. 999-1003.

⁹⁵Bing Zhang, *et al.*, “Physical processes shaping gamma-ray burst X-ray afterglow light curves: theoretical implications from the *Swift* X-ray telescope observations”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 642, 1 de mayo de 2006, p. 356.

de decaimiento temporal y el índice espectral $\alpha_t = 2 + \beta_s$, que fue usada para verificar que esta caída se debe al efecto de curvatura.⁹⁶ A pesar de esto, un análisis espectral de 44 GRBs mostró evolución espectral, la cual no es aclarada por el efecto de curvatura,⁹⁷ por lo tanto, dicha explicación no puede ser considerada como definitiva.

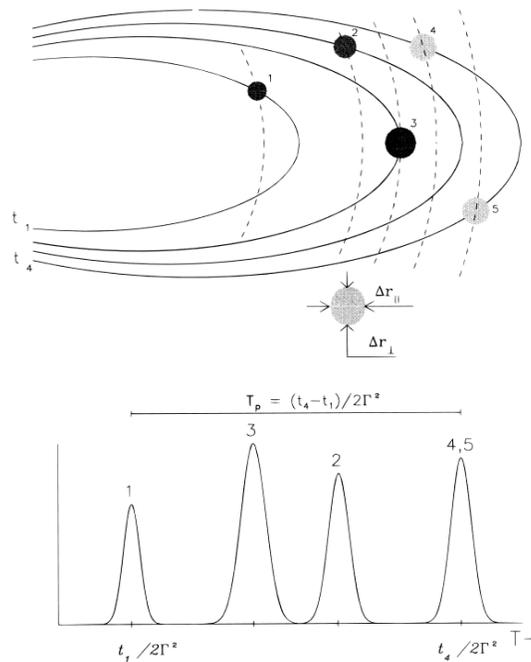


Figura 1.12. El efecto de curvatura. Se observa que la emisión desde distinta latitud de observación llega al observador con retraso. Fenimore, Madras y Nayakshin, *loc. cit.*⁹⁸

En lo que respecta a la fase poco profunda, Panaitescu⁹⁹ encontró que los decaimientos en rayos X de esta fase son muy lentos para el modelo estándar del choque frontal (*forward shock*) de la bola de fuego, lo que indicó que existía un mecanismo adicional que frenaba el decaimiento, el cual se conoce como inyección de energía (*energy injection*).¹⁰⁰

⁹⁶A. Panaitescu, *op. cit.*, p. 1100; P. T. O'Brien, *et al.*, "The early X-ray emission from GRBs", en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 647, 20 de agosto de 2006, pp. 1213-1237 y J. A. Nousek, *et al.*, "Evidence for a canonical gamma-ray burst afterglow light curve in the *Swift* XRT data", en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 642, 1 de mayo de 2006, pp. 392-394.

⁹⁷Bin-Bin Zhang, En-Wei Liang y Bing Zhang, "A comprehensive analysis of *Swift* XRT data. I. Apparent spectral evolution of gamma-ray burst X-ray tails", en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 666, 10 de septiembre de 2007, p. 1010.

⁹⁸Edward E. Fenimore, Claudine D. Madras y Sergei Nayakshin, *op. cit.*, p. 1004.

⁹⁹A. Panaitescu, *op. cit.*, p. 1101.

¹⁰⁰J. A. Nousek, *et al.*, *op. cit.*, pp. 395-397.

Para producir este choque “refrescado” por la inyección de energía, Zhang *et al.*¹⁰¹ identificaron tres posibilidades:

1. Una fuente central con actividad progresivamente reducida.
2. Inyección de energía retardada en el choque frontal.
3. Inyección instantánea con una ley de potencias empinada de factores de Lorentz.

Las primeras dos son las más populares, a pesar de ello no proveen una explicación completa, dado que no está claro cuál de los mecanismos puede producir la inyección de energía y por cuánto tiempo. La dificultad para entender esta fase pone en peligro el modelo de la *fireball* con choques internos y externos y por ello se han propuesto varias revisiones a este. Una idea reciente es la del choque reverso (*reverse shock*),¹⁰² en la cual se atribuye el *afterglow* temprano únicamente a procesos que tienen lugar dentro del material eyectado sin contribución del *forward shock*. Para que esto ocurra es necesario que el factor de Lorentz del material eyectado durante las últimas etapas de actividad de la fuente disminuya a valores $\Gamma < 10$ y que gran parte de la energía del choque sea transferida a una pequeña fracción ($\xi < 10^{-2}$) de electrones. La primera condición causa que el choque reverso esté presente por más tiempo, mientras que la segunda produce que la emisión se encuentre en el rango de los rayos X. Un diagrama que enseña la contribución de este mecanismo se observa en la Figura 1.13 (p. 32); la Figura 1.14 (p. 32) muestra la curva de luz en la banda R ajustada al GRB 050525A considerando tanto contribución del *forward shock* como del *reverse shock*:

¹⁰¹Bing Zhang, *et al.*, *op. cit.*, pp. 360-362.

¹⁰²F. Genet, F. Daigne y R. Mochkovitch, “Can the early X-ray afterglow of gamma-ray bursts be explained by a contribution from the reverse shock?”, en *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford, Oxford University Press, vol. 381, octubre de 2007, pp. 732-740.

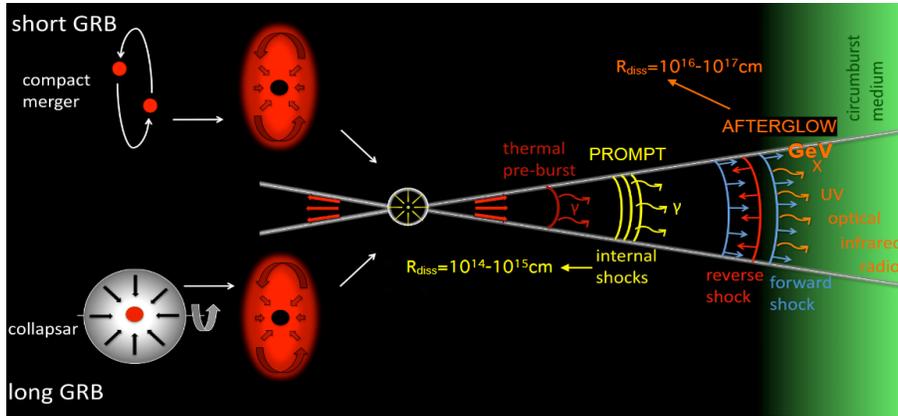


Figura 1.13. Modelo de la *fireball* con choque reverse. Nava, *loc. cit.*¹⁰³

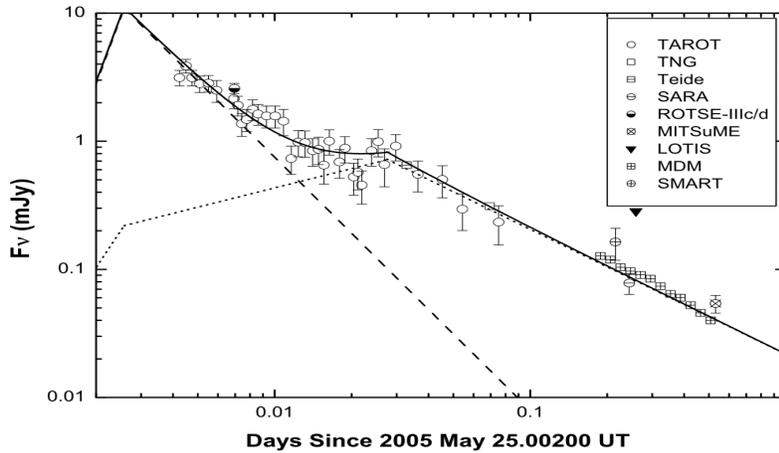


Figura 1.14. Curva de luz en la banda R del GRB 050525A. Se ajusta con la superposición del *forward shock* (línea punteada) y el *reverse shock* (línea discontinua). Shao y Dai, *loc. cit.*¹⁰⁴

En lo que respecta a las llamaradas en rayos X, sus propiedades observacionales consisten en que tienen una subida y caída rápidas, muchas de ellas parecen estar superpuestas en el *afterglow* y pueden darse múltiples en un mismo destello, pero cada una es menos energética que la anterior, el incremento en el flujo del GRB es mayor y se presentan en GRBs cortos y largos. Los modelos más aceptados son aquellos en los que se tiene una reactivación de la fuente central después de la emisión pronta; sin embargo, no es claro aún cómo es posible que la fuente permanezca activa horas después del destello, lo que causa constricciones importantes en este objeto. Existen

¹⁰³Lara Nava, “The nature of radiative processes in Gamma-Ray Bursts”, 12 de abril de 2017, p. 18.

¹⁰⁴L. Shao y Z. G. Dai, “A reverse-shock model for the early afterglow of GRB 050525A”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 633, 10 de noviembre de 2005, p. 1029.

varias sugerencias como la fragmentación o inestabilidades gravitacionales de envolventes de estrellas masivas o discos de acreción,¹⁰⁵ fusión de estrellas de neutrones que forman un pulsar de un milisegundo,¹⁰⁶ entre otras. A pesar de ello, los modelos todavía no han sido corroborados completamente.

1.3.6. Fase tardía del *afterglow*

Inicialmente, la bola de fuego es extremadamente caliente y su capa exterior es acelerada y extendida hasta que alcanza un factor de Lorentz máximo constante $\Gamma_{\text{máx}}$ y un radio de saturación R_{sat} (esto es lo que se conoce como *coasting phase*). En este instante la energía interna de la *fireball* se convierte en energía cinética de los bariones. Después, la bola de fuego comienza a propagarse y como esta es heterogénea y la distribución de velocidades no es monotónica en función del radio, se producen los choques internos que convierten parte de la energía cinética en radiación. Al principio, el medio interestelar (ISM) no influye en la expansión de la *fireball*, pero cuando esta se enfría ocasiona un choque en el ISM y este es calentado. En cierto punto, tanto ISM es perturbado que este comienza a influenciar la capa de la bola de fuego. La emisión del *afterglow* inicia cuando suficiente medio interestelar es afectado y la energía cinética del material eyectado es transferida a este medio externo (la energía del ISM es comparable con la energía inicial de la *fireball*: E_0).

Conociendo el radio de la región de choque $R(t)$, su factor de Lorentz $\Gamma(t)$ y las condiciones del choque,¹⁰⁷ es posible calcular el espectro de energías y las curvas de luz del *afterglow* con base en la radiación de sincrotrón.¹⁰⁸ Este tema será tratado más a fondo en el capítulo II de esta tesis. Sin embargo, el modelo utilizado considerado el estándar del *afterglow* está basado en las siguientes aproximaciones:¹⁰⁹

¹⁰⁵Rosalba Perna, Philip J. Armitage y Bing Zhang, “Flares in long and short gamma-ray bursts: a common origin in a hyperaccreting accretion disk”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 636, 1 de enero de 2006, pp. L29-L32.

¹⁰⁶Z. G. Dai, *et al.*, “X-Ray Flares from Postmerger Millisecond Pulsars”, en *Science*, Washington D. C., American Association for the Advancement of Science, vol. 311, núm. 5764, 24 de febrero de 2006, pp. 1127-1129.

¹⁰⁷Son las condiciones que conectan la densidad con la energía de las regiones de choque y los valores de ϵ_e (proporción de energía de electrón a protón) y ϵ_B (proporción de energía magnética a energía de protón).

¹⁰⁸Re'em Sari, Tsvi Piran y Ramesh Narayan, *op. cit.*, pp. L17-L20.

¹⁰⁹P. Mészáros, “Theories of Gamma-Ray Bursts”, en *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, Palo Alto

1. Una eyección esférica.
2. Un medio externo homogéneo con densidad numérica n constante: $n = n_0$.
3. Una expansión altamente relativista en el régimen adiabático.
4. Una entrada de energía impulsiva E_0 y un solo factor de Lorentz inicial Γ_0 .
5. Las condiciones del choque son independientes del tiempo.
6. Sólo se considera la radiación del choque frontal (*forward shock*).

En la época de BeppoSAX, este modelo fue capaz de explicar muchas de sus observaciones; sin embargo, telescopios posteriores mostraron que era necesario hacer menos simplificaciones. Algunos de los casos por añadir eran: el impacto del *reverse shock*, el caso de eyección de un *jet* con cierto ángulo sólido, el caso de un medio externo heterogéneo como el viento estelar, el caso de inyección de energía variable dentro de la bola de fuego, entre otros.

Se predice que el choque reverso debe producir un flash fuerte en la región óptica y una llamarada en radio.¹¹⁰ Al contrario del *forward shock* que continúa en energías menores, el choque reverso opera una sola vez y resulta en un destello en la región óptica en el caso de un medio homogéneo alrededor del GRB,¹¹¹ mientras que el modelo con viento estelar no es consistente con algunas de las observaciones.¹¹² Asimismo, la llamarada en radio es el equivalente a la emisión tardía del flash óptico dado que esta emisión es la radiación de los electrones calentados por el choque reverso al enfriarse.¹¹³

Por otro lado, se tienen evidencias de que la eyección de los GRBs no es isotrópica, sino que se da a través de *jets* estrechos. El argumento principal es que la suposición de una eyección esférica

(Estados Unidos), vol. 40, septiembre de 2002, p. 151.

¹¹⁰P. Mészáros y M. J. Rees, “Optical and long-wavelength afterglow from gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 476, 10 de febrero de 1997, p. 236.

¹¹¹Shiho Kobayashi, “Light curves of gamma-ray burst optical flashes”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 545, 20 de diciembre de 2000, pp. 810-812.

¹¹²Shiho Kobayashi y Bing Zhang, “Early optical afterglows from wind-type gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 597, 1 de noviembre de 2003, p. 458.

¹¹³Re'em Sari, y Tsvi Piran, “GRB 990123: The optical flash and the fireball model”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 517, 1 de junio de 1999, pp. L111-L112.

trae consigo energías muy grandes que se acercan a la energía de reposo del Sol $M_{\odot}c^2 \sim 10^{54}$ ergs y es difícil producir eventos de este tipo en modelos con progenitores de masas solares. Por su parte, la utilización de *jets* puede reducir la emisión de energía desde uno hasta por tres órdenes de magnitud que resulta en una energía de $10^{51} - 10^{53}$ ergs, lo que concuerda con observaciones tardías (varios meses o años después de la emisión pronta) en radio que permiten medir la energía cinética total del material eyectado.¹¹⁴

El primer modelo que consideró radiación a través de *jets* fue el *top hat*, que consiste en un *jet* con energía y factor de Lorentz uniforme Γ dentro de un ángulo de apertura finito $2\theta_j$ y nada de emisión fuera de este.¹¹⁵ Se muestra un esquema de la geometría de este modelo en la Figura 1.15:

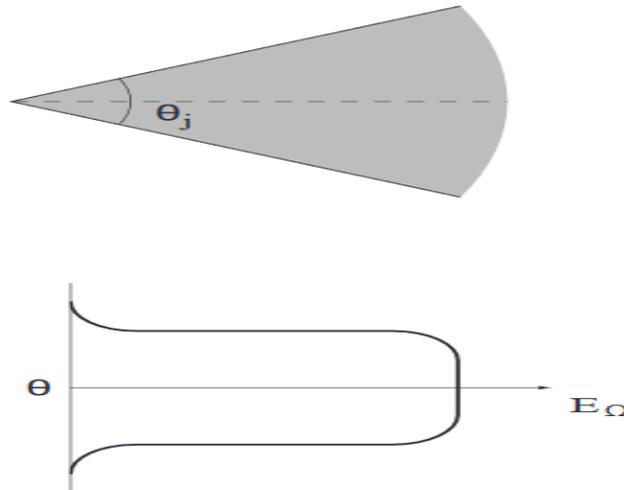


Figura 1.15. Esquema que muestra un *jet* con el perfil *top hat*. Lamb, Donaghy y Graziani, *loc. cit.*¹¹⁶

Debido a efectos relativistas, la radiación es transmitida al observador con un ángulo Γ^{-1} y en los momentos iniciales ultrarelativistas del GRB este ángulo es muy pequeño y no es posible discernir si la eyección es isotrópica o un *jet*. En la fase del *afterglow*, cuando ha habido una

¹¹⁴E. Waxman, S. R. Kulkarni y D. A. Frail, “Implications of the radio afterglow from the gamma-ray burst of 1997 May 8”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 497, 10 de abril de 1998, pp. 292-293.

¹¹⁵James E. Rhoads, *op. cit.*, pp. L1-L4 y Re’em Sari, Tsvi Piran y J. P. Halpern, *op. cit.*, pp. L17-L20.

¹¹⁶D. Q. Lamb, T. Q. Donaghy y C. Graziani, “A unified jet model of X-ray flashes, X-ray-rich gamma-ray bursts, and gamma-ray bursts. I. Power-law-shaped universal and top-hat-shaped variable opening angle jet models”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 620, 10 de febrero de 2005, pp. 360.

desaceleración tal que $\Gamma^{-1} \sim \theta_j$ el *jet* comienza a expandirse lateralmente y el factor de Lorentz empieza a caer con una ley de potencias más inclinada. Esta transición se conoce como el quiebre del *jet* (*jet break*) y depende críticamente del medio aledaño, ya sea un ISM constante o viento estelar, ya que con un viento el *afterglow* decrece más rápidamente que con medio constante¹¹⁷ y puede influenciar el tiempo en el que se da dicho quiebre y provocar que este no sea observado.

Por lo tanto, es importante considerar modelos en donde el medio alrededor del destello de rayos gamma es heterogéneo, en donde el caso del viento estelar que relaciona la densidad externa de la forma $n(R) \propto R^{-2}$ es de particular interés, dado que los GRBs largos pueden estar relacionados con el colapso de estrellas muy masivas y ellas son las que emiten vientos con esta densidad. Para estas estrellas la presencia de estos fuertes vientos está muy bien establecida.¹¹⁸ Sin embargo, el viento estelar no es el único medio variado que puede presentarse, sino que existe la posibilidad de medios de muy baja¹¹⁹ o muy alta densidad¹²⁰ que influyen en el tiempo en el que se pasa de la fase relativista a una subrelativista y también es posible considerar medios con variabilidades y perfiles de densidad irregulares. El fin de estos modelos es explicar fluctuaciones en las curvas de luz de los *afterglows* de GRBs.

Otra forma de esclarecer estas fluctuaciones es introducir inyección de energía variable en el modelo estándar. La desaceleración de la capa externa de la bola de fuego permite que el material eyectado interior alcance al *forward shock* y lo vuelva a energizar, además de que esto conduce a mayor dispersión en el *reverse shock*. Esta conducta se toma en cuenta al plantear una distribución de factores de Lorentz y energías, y puede explicar aumentos repentinos en el flujo del *afterglow*.¹²¹ Tal escenario de choque “refrescado” (*refreshed shock*)¹²² puede basarse en capas

¹¹⁷Roger A. Chevalier y Zhi-Yun Li, “Gamma-ray burst environments and progenitors”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 520, 20 de julio de 1999, p. L30.

¹¹⁸*Ibidem*, p. L29.

¹¹⁹Pawan Kumar y Alin Panaitescu, “Afterglow emission from naked gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 541, 1 de octubre de 2000, pp. L51-L54.

¹²⁰Z. G. Dai, y T. Lu, “The afterglow of GRB 990123 and a dense medium”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 519, 10 de julio de 1999, pp. L155-L158.

¹²¹Jonathan Granot, Ehud Nakar y Tsvi Piran, “The Variable Light Curve of GRB 030329: The Case for Refreshed Shocks”, en *Nature. International Journal of Science*, Londres, vol. 426, 13 de noviembre de 2003, pp. 138-139.

¹²²M. J. Rees y P. Mészáros, “Refreshed shocks and afterglow longevity in gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 496, 20 de marzo de 1998, pp. L1-L4.

con distintas velocidades emitidas simultáneamente o en capas con factores de Lorentz similares que son eyectadas a tiempos distintos de forma discreta o continua. El modelo desarrollado en esta tesis no incluye el escenario de choques refrescados, pues el destello analizado en ella —el GRB 150101B— no presentó variabilidad.

Los modelos más allá del estándar que consideran la inyección de energía, medios externos heterogéneos, *jets* con estructuras distintas al *top hat* o una combinación de ellos son utilizados para explicar la variabilidad observada en las curvas de luz de ciertos *afterglows* de GRBs, tal como la que apareció en el GRB 030329. La curva de luz de este destello se presenta en la Figura 1.16:

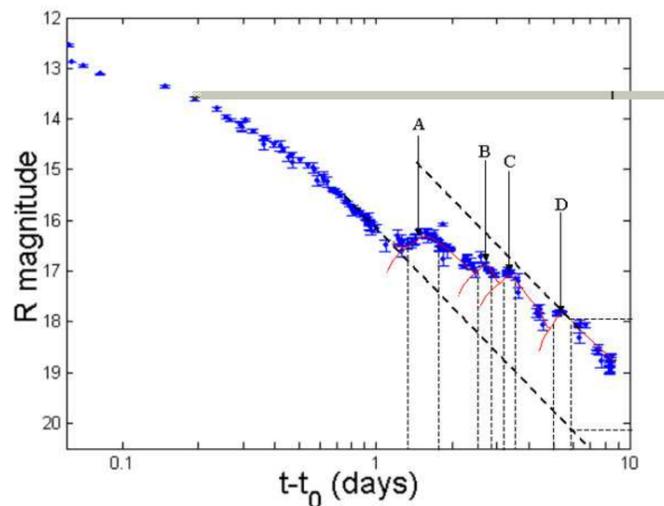


Figura 1.16. Variabilidad del GRB 030329 marcada con las letras A, B, C y D. Rees y Mészáros, *loc. cit.*¹²³

A lo largo de este capítulo se apreció que desde el último cuarto del siglo pasado los destellos de rayos gamma dieron inicio a una nueva e importante rama de investigación en astrofísica que continúa siendo un tópico relevante para este aspecto de la ciencia hasta hoy. A pesar de que este tema ha sido estudiado por destacados académicos a lo largo de los años, sus mecanismos y modelos todavía no se comprenden del todo, lo que obstaculiza ver el panorama completo de dichos eventos.

¹²³*Ibidem*, p. 139.

Capítulo II. Mecanismos de radiación del *afterglow*

II.1. Preámbulo teórico

II.1.1. Relatividad especial

Los fenómenos físicos pueden ser contemplados o descritos desde alguno de los infinitos sistemas de referencia existentes, donde un sistema de referencia es aquel desde el cual el “aparato de medición” se encuentra en reposo. El postulado básico de la relatividad es que los fenómenos físicos no se ven afectados por la elección del sistema de referencia desde el que se observan; es decir, si se aprecia que dos objetos colisionan desde un sistema de referencia, entonces de acuerdo con el postulado de la relatividad, se ve que estos chocan desde todo sistema de referencia.

Para comprobar el postulado de la relatividad, se necesita una transformación que permita traducir los valores de los observables físicos de un sistema a otro. Si se consideran dos sistemas de referencia S y S' , en donde S' se mueve con velocidad v en la dirección de x relativa a S , entonces una forma de relacionar un punto en el espacio-tiempo (t, x, y, z) medido desde S con el mismo punto (t', x', y', z') medido desde S' es a través de la transformación de Galileo:

$$\begin{cases} t' = t \\ x' = x - vt \\ y' = y \\ z' = z \end{cases}, \quad (2.1)$$

la cual se denomina como transformación de Galileo y la cual era aceptada hasta los tiempos de Einstein. Sin embargo, las ecuaciones de Maxwell de la teoría del electromagnetismo no eran consistentes con el postulado de la relatividad si se utilizaba la transformación de Galileo para

relacionar cantidades en dos sistemas de referencia inerciales.

Este problema fue atacado por los físicos de finales del siglo XIX al tomar en cuenta el comportamiento ondular de la luz. Era bien conocido que los eventos ondulares, tales como el sonido, obedecen ecuaciones de onda que no son propiamente “invariantes” bajo transformaciones de Galileo. La razón de ello es que esas ondas son movimientos vibratoriales de algún medio, como el aire o el agua, y este medio estará en movimiento con diferentes velocidades relativas a distintos sistemas de referencia inerciales. Al entender esto, era posible notar que, aunque la ecuación de onda tomaba diferentes formas en distintos marcos de referencia, esta describía correctamente lo que ocurría en cada sistema y no era inconsistente con el postulado de la relatividad. Dado este hecho se intentó encontrar el medio, el cual se denominó “éter luminífero” o simplemente “éter”, en el que sus vibraciones constituyeran ondas electromagnéticas. La búsqueda fue totalmente infructuosa y este medio no fue hallado, hasta que en 1905 Einstein resolvió este problema y propuso los siguientes postulados:

- El postulado de la relatividad: Las leyes de la naturaleza y los resultados de todos los experimentos realizados en un sistema de referencia dado son independientes del movimiento traslacional de todo el sistema.
- El postulado de la invariabilidad de la velocidad de la luz: La velocidad de la luz es independiente del movimiento de su fuente.

El primer postulado reafirmó el principio clásico de la relatividad y lo extendió a todos los fenómenos físicos mientras que el segundo fue mucho más radical. Se deshizo del éter y de la relatividad de Galileo porque implica que la velocidad de la luz es la misma en todos los sistemas de referencia, lo que es fundamentalmente inconsistente con la transformación de Galileo.

Dado que la transformación de Galileo no era consistente con el segundo postulado de Einstein era importante encontrar una transformación que sí lo fuera. Años antes de los razonamientos de Einstein, H. A. Lorentz había obtenido una transformación bajo la cual las ecuaciones de Maxwell sí eran invariantes y se mostró después que esta también era consistente

con los postulados de Einstein, por lo que esta transformación reemplazó a la de Galileo en la nueva teoría de Einstein de la relatividad especial.

Sean S y S' marcos de referencia sobre los que se definen dos sistemas coordenados (t, x, y, z) y (t', x', y', z') , respectivamente. Se asume que sus ejes están alineados y que S' tiene velocidad v en la dirección x desde el sistema S , además de que los orígenes de ambos marcos de referencia coinciden en $t = t' = 0$. Entonces, se define la transformación de Lorentz entre estos dos sistemas de la forma:

$$\begin{cases} t' = \Gamma(t - \frac{vx}{c^2}) \\ x' = \Gamma(x - vt) \\ y' = y \\ z' = z \end{cases}, \quad (2.2)$$

en donde $\Gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ se conoce como el factor de Lorentz y $\beta = \frac{v}{c}$ es la proporción entre la velocidad del sistema S' medida desde el sistema S con la velocidad de la luz en el vacío c . Dado que un objeto masivo no puede tener una velocidad mayor a c , entonces Γ y β están acotados de la forma: $1 \leq \Gamma < \infty$ y $0 \leq \beta < 1$ para cuerpos con masa.

La transformación de Lorentz es lineal y se puede obtener para diferencias finitas entre dos eventos $(\Delta t, \Delta x, \Delta y, \Delta z)$ y $(\Delta t', \Delta x', \Delta y', \Delta z')$:

$$\begin{cases} \Delta t' = \Gamma(\Delta t - \frac{v\Delta x}{c^2}) \\ \Delta x' = \Gamma(\Delta x - v\Delta t) \\ \Delta y' = \Delta y \\ \Delta z' = \Delta z \end{cases}. \quad (2.3)$$

Haciendo uso de la transformación de Lorentz es posible obtener los resultados conocidos como la dilatación del tiempo y la contracción de Lorentz. Para el primero, se escogen dos eventos en la misma localización espacial en S , pero separados por un tiempo τ . Se puede escoger que

ambos ocurran en $x = y = z = 0$ en los tiempos $t = 0$ y $t = \tau$ en el marco S . Aplicando la transformación se nota que el primer evento ocurre en $t' = 0$ y el segundo en $t' = \Gamma\tau$ vistos desde S' , así que el intervalo de tiempo entre ellos desde S' es $\Gamma\tau$; es decir, más largo que en el sistema de referencia S por un factor Γ . A esto se le conoce como dilatación de tiempo.

Para la contracción de Lorentz se consideran los extremos de un objeto en el sistema S . Se pone uno de ellos en el origen y el otro en $x = L_0$ para todo tiempo t en este sistema, en donde L_0 es la longitud del objeto desde el sistema en el que se encuentra en reposo. Si se escoge $t' = 0$ desde el otro sistema de referencia, los orígenes coinciden y $x' = 0$. Usando la transformación de Lorentz, el otro extremo se localiza en:

$$\begin{cases} t' = \Gamma(t - \frac{vL_0}{c^2}) \\ x' = \Gamma(L_0 - vt) \end{cases}, \quad (2.4)$$

y como se consideró la situación en que $t' = 0$ se encuentra que $x' = \frac{L_0}{\Gamma}$. Entonces la longitud del objeto disminuyó por un factor Γ en el sistema S' . A esto se le conoce como contracción de Lorentz.

Otro resultado importante es el de la ecuación de masa-energía, la cual asocia a una masa en movimiento con factor Γ con su energía medida desde algún sistema de referencia inercial:

$$E = \Gamma mc^2. \quad (2.5)$$

Con estos resultados fundamentales es posible obtener el factor de Doppler que es utilizado en el estudio de los GRBs. Se considera una fuente que se mueve con velocidad v desde el sistema del observador, y con factor de Lorentz correspondiente Γ , a un ángulo θ respecto a la línea de visión del observador localizado a una distancia muy lejana de la fuente. Dos fotones se emiten con una separación temporal de $\delta t'$ respecto al marco que se mueve con la fuente. En el sistema de referencia del observador, el intervalo de tiempo sufre una dilatación y se expresa como $\delta t = \Gamma\delta t'$. La diferencia de tiempo entre la llegada de estos fotones al observador está dada por:

$$\delta t_{obs} = \delta t + \frac{d - v \cos(\theta)(\delta t)}{c} - \frac{d}{c} = \delta t \left(1 - \frac{v \cos(\theta)}{c} \right) = \delta t' D^{-1}, \quad (2.6)$$

en donde d es la distancia a la fuente y

$$D = \frac{1}{\Gamma(1 - \beta \cos(\theta))}, \quad (2.7)$$

es el factor de Doppler que relaciona la frecuencia de un fotón medida desde el marco del observador con la medida desde la fuente:

$$\nu = D\nu'. \quad (2.8)$$

II.1.2. Potencia de radiación de sincrotrón

Se considera un electrón con factor de Lorentz γ_e , velocidad v_e y masa m_e que se mueve de manera circular y perpendicular a un campo magnético \vec{B} que apunta en la dirección de x . Las coordenadas primadas describen al marco de referencia en el cual el electrón se encuentra temporalmente casi en reposo. La potencia de radiación en el sistema del electrón está dada por la ecuación de Larmor:

$$P' = \frac{2(q_e')^2(a'_{\perp})^2}{3c^3} = \frac{2q_e^2(a'_{\perp})^2}{3c^3}, \quad (2.9)$$

y $q_e = q_e'$ porque la carga del electrón es un invariante relativista. Por otro lado, la aceleración magnética $a_{\perp} = (a_y^2 + a_z^2)^{\frac{1}{2}}$ del electrón en el marco de un observador puede encontrarse al aplicar la regla de la cadena para derivadas a la transformación de Lorentz de la ecuación (2.3):

$$a_y \equiv \frac{dv_y}{dt} = \frac{dv_y}{dt'} \frac{dt'}{dt} = \frac{1}{\gamma_e} \frac{dv'_y}{dt'} \frac{dt'}{dt} = \frac{a'_y}{\gamma_e^2},$$

y de manera análoga $a_z = \frac{a'_z}{\gamma_e}$, así que la aceleración magnética es $a_{\perp} = \frac{a'_{\perp}}{\gamma_e}$. Entonces:

$$P' = \frac{2q_e^2 a_{\perp}^2 \gamma_e^4}{3c^3}. \quad (2.10)$$

Análogamente se transforma la potencia de radiación $P' = \frac{dE'}{dt'}$ con la regla de la cadena y

la forma diferencial de la ecuación (2.5):

$$P \equiv \frac{dE}{dt} = \frac{dE}{dt'} \frac{dt'}{dt} = \Gamma \frac{dE'}{dt'} \frac{dt'}{dt} = \Gamma \frac{P'}{\Gamma} = P',$$

lo que indica que esta cantidad es un invariante relativista. Consecuentemente:

$$P = P' = \frac{2q_e^2 a_{\perp}^2 \gamma_e^4}{3c^3}. \quad (2.11)$$

Ahora se encuentra la frecuencia angular $\omega = \frac{v}{r}$ del electrón al hacer el balance de fuerzas en la órbita circular entre la de Lorentz $\vec{F}_L = q_e \left(\vec{E} + \vec{v} \times \frac{\vec{B}}{c} \right)$ y la expresión de la fuerza centrípeta relativista $\vec{F}_C = \gamma_e m \frac{v^2}{r} \vec{r}$:

$$\omega = \frac{q_e B}{\gamma_e m_e c}.$$

Para calcular a se hace uso de esta ecuación y el hecho de que $a_{\perp} = \omega v_{\perp}$:

$$a_{\perp} = \frac{q_e B v_e \sin(\psi)}{\gamma_e m_e c}, \quad (2.12)$$

en donde ψ es el ángulo entre la velocidad \vec{v} del electrón y el campo magnético \vec{B} . Insertando la ecuación (2.12) en la ecuación (2.11) se llega a la potencia radiada por un solo electrón:

$$P = \left[\frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \right] \frac{1}{4\pi c} \gamma_e^2 B^2 v_e^2 \sin^2(\psi), \quad (2.13)$$

en donde el término entre corchetes es la sección eficaz de Thomson, σ_T , la cual es la sección eficaz de radiación clásica de una partícula cargada. Numéricamente es:

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \approx 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2. \quad (2.14)$$

Se llega entonces a la potencia radiada por un electrón por sincrotrón:

$$P = \frac{1}{4\pi} \sigma_T \beta^2 \gamma_e^2 c B^2 \sin^2(\psi). \quad (2.15)$$

Para el caso de un ensamble de electrones con el mismo factor de Lorentz γ_e distribuidos isotrópicamente respecto al ángulo ψ es necesario obtener la potencia promedio, la cual se encuentra al integrar la expresión (2.15) sobre el ángulo sólido $d\Omega = \sin(\psi)d\psi d\phi$, lo que se traduce en obtener la integral:

$$\langle \sin^2(\psi) \rangle = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \sin^3(\psi) d\psi d\phi = \frac{2}{3}.$$

Entonces la potencia promedio es:

$$P = \left(\frac{1}{6\pi} \sigma_{TC} \right) \beta^2 \gamma_e^2 B^2. \quad (2.16)$$

Y la frecuencia característica, en la cual se radia la mayor cantidad de energía se define como:

$$\nu_c = \left[\frac{q_e}{2\pi m_e c} \right] \gamma_e^2 B. \quad (2.17)$$

Esta cantidad es calculada propiamente en el texto de Rybicki y Lightman con un análisis geométrico y la diferencia entre los tiempos de llegada de la radiación al observador.¹²⁴

El preámbulo teórico y las dos últimas ecuaciones servirán para encontrar el flujo máximo de la radiación de sincrotrón, la que es una cantidad fundamental para la obtención de las curvas de luz.

II.2. Radiación de sincrotrón de un cuerpo isotrópico en un medio constante

En esta sección se describirá el *afterglow* tardío utilizando el mecanismo de emisión de sincrotrón de electrones acelerados cuando la cáscara esférica relativista (*spherical relativistic shell*) colisiona con un medio externo de densidad constante. Se discutirá el espectro y curva de luz en una

¹²⁴George B. Rybicki y Alan P. Lightman, *Radiative Processes in Astrophysics*, Weinheim (Alemania), Wiley-VCH, 1985, pp. 169-172.

banda amplia de frecuencias. Para este fin se hará un tratamiento análogo al de Sari, Piran y Narayan.¹²⁵ Sin embargo, el artículo original no toma en cuenta el corrimiento debido a las distancias cosmológicas de los GRBs, por lo que este factor será añadido a las ecuaciones de la presente tesis. Además, se hará una generalización de este modelo al tomar en cuenta medios aledaños al destello con densidades numéricas de la forma $n(R) \propto R^{-k}$ en el apartado II.4. De aquí en adelante, todas las cantidades se expresarán en unidades cgs.

II.2.1. Introducción

Se asume un choque relativístico propagándose a través de un medio uniforme, frío con densidad de partículas $n = \frac{N}{V}$, con N , el número de partículas del medio y V , el volumen que estas ocupan. Se definen dos sistemas de referencia: el primado es aquel que se mueve con el choque, mientras que el no primado es el del observador. Con estas definiciones se establece que detrás del choque, la densidad de partículas y la densidad de energía son, respectivamente: $n' = 4\Gamma n$ y $U = 4\Gamma^2 n m_p c^2$, en donde Γ es el factor de Lorentz del fluido que ha sido evacuado¹²⁶ y m_p es la masa del protón, dado que se acepta que todas las partículas del choque son protones. No se toman en cuenta los electrones, dado que su probabilidad de interacción es menor a la de los protones.

Se asume que los electrones del medio son acelerados en el choque con una distribución de ley de potencias del factor γ_e , con un factor mínimo γ_m que sigue:

$$\gamma_m : N(\gamma_e)d\gamma_e \propto \gamma_e^{-p}d\gamma_e, \gamma_e \geq \gamma_m.$$

Con esto se encuentra n' :

$$n' = 4\Gamma n = A \int_{\gamma_m}^{\gamma_{max}} \gamma_e^{-p} d\gamma_e = \frac{A}{1-p} [\gamma_{max}^{1-p} - \gamma_m^{1-p}].$$

Se parte de que una fracción ϵ_e de la energía del choque va hacia los electrones y con ello

¹²⁵Re'em Sari, Tsvi Piran y Ramesh Narayan, *op. cit.*, pp. L17-L20.

¹²⁶R. D. Blandford y C. F. McKee, "Fluid dynamics of relativistic blast waves", en *The Physics of Fluids*, College Park (Estados Unidos), American Institute of Physics, vol. 19, núm. 8, 8 de agosto de 1976, pp. 1130-1138.

se tiene la densidad de energía:

$$U_e = \varepsilon_e U = 4\Gamma^2 n m_p c^2 \varepsilon_e = A \int_{\gamma_m}^{\gamma_{max}} m_e c^2 \gamma_e \gamma_e^{-p} d\gamma_e = \frac{A m_e c^2}{2-p} [\gamma_{max}^{2-p} - \gamma_m^{2-p}].$$

Para este caso, se toma $\gamma_{max} \sim \infty$ y $p > 2$ para mantener una energía finita en la integral:

$\int_0^\infty \gamma_e^{-p} d\gamma_e < \infty$ si $p > 2$, entonces las dos ecuaciones se vuelven:

$$\begin{cases} 4\Gamma n &= \frac{A}{p-1} \gamma_m^{1-p} \\ 4\Gamma^2 n m_p c^2 \varepsilon_e &= \frac{A m_e c^2}{p-2} \gamma_m^{2-p} \end{cases}.$$

Haciendo uso de estas dos ecuaciones, se encuentra el factor de Lorentz mínimo γ_m :

$$\gamma_m = \varepsilon_e \left(\frac{p-2}{p-1} \right) \frac{m_p}{m_e} \Gamma \cong 525 \varepsilon_e \Gamma. \quad (2.18)$$

Se asume que las partículas que chocan con los electrones son solamente protones, porque las otras partículas tienen vidas medias muy pequeñas para ser tomadas en cuenta. La posibilidad de dispersión entre electrones también se descarta, dado que la sección eficaz para la interacción entre un protón y un electrón es mayor que la que se tiene entre dos electrones. Por otro lado, también se parte de que la densidad de energía magnética detrás del choque es una fracción constante ε_B de la energía del choque. Con base en las siguientes ecuaciones se computa el campo magnético del *forward shock*:

$$\begin{cases} U_B = \frac{B^2}{8\pi} = \varepsilon_B U \\ U = 4\Gamma^2 n m_p c^2 \end{cases}.$$

Se concluye entonces que la intensidad del campo magnético es:

$$B = \sqrt{32\pi m_p \varepsilon_B n} \Gamma c. \quad (2.19)$$

Cabe señalar que en el caso en que $\varepsilon_B > \varepsilon_e$ el mecanismo de dispersión Compton inversa

puede llegar a ser importante en la emisión tardía.¹²⁷ La relevancia de esta emisión se determina a través del parámetro de Compton Y , el cual se define como la razón entre la densidad de energía de la radiación de sincrotrón U_{sync} entre la densidad de energía magnética U_B :

$$Y = \frac{U_{sync}}{U_B}. \quad (2.20)$$

Si se asume el caso en el que los electrones se enfrían y pierden toda su energía mediante sincrotrón o dispersión Compton inversa, entonces la densidad de energía de los electrones es $U_e = U_{sync} + U_{comp}$, en donde U_{comp} es la densidad de energía de la dispersión Compton inversa. Con base en esta ecuación y la (2.20) es posible encontrar una relación para el parámetro de Compton que depende de U_e y U_B .

Primero se considera que $U_{comp} \approx 0$. En este caso, la radiación por sincrotrón domina y se llega a $Y = \frac{U_{sync}}{U_B} = \frac{U_e}{U_B}$. Con esto se concluye que el parámetro de Compton es:

$$Y = \sqrt{\frac{U_e}{U_B}}.$$

Por otro lado, si la emisión por dispersión Compton inversa domina, entonces:

$$Y = \frac{U_e}{U_B}.$$

Si este parámetro es mucho mayor que la unidad, entonces la dispersión Compton inversa jugará un papel en la radiación del *afterglow*.

En este apartado se explicará únicamente la radiación por sincrotrón y se retomará la discusión de la dispersión Compton inversa en el siguiente.

¹²⁷Re'em Sari, Ramesh Narayan y Tsvi Piran, "Cooling timescales and temporal structure of gamma-ray bursts", en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 473, 10 de diciembre de 1996, pp. 209-210.

II.2.2. Espectro de sincrotrón provocado por un choque relativista

Se parte de un electrón relativista con un factor de Lorentz $\gamma_e \gg 1$ en un campo magnético B que emite radiación de sincrotrón. La potencia de radiación y la frecuencia característica están dadas por las ecuaciones (2.16) y (2.17), respectivamente:

$$P(\gamma_e) = \left[\frac{1}{6\pi} \sigma_T c \right] (1+z)^{-2} \Gamma^2 \gamma_e^2 B^2, \quad (2.21)$$

$$\nu(\gamma_e) = \left[\frac{q_e}{2\pi m_e c} \right] (1+z)^{-1} \Gamma \gamma_e^2 B, \quad (2.22)$$

en donde los factores de Γ y Γ^2 transforman los resultados obtenidos en el sistema de referencia del fluido chocado al sistema del observador y $\beta \sim 1$ en el límite cuando $\gamma_e \gg 1$. Por otro lado, $(1+z)^{-1}$ y $(1+z)^{-2}$ toman en cuenta el corrimiento debido a distancias cosmológicas y es un factor que no se considera en el artículo original de Sari, Piran y Narayan.

El poder espectral P_ν (P por unidad de frecuencia, $\text{erg Hz}^{-1} \text{s}^{-1}$) varía de la forma siguiente:

$$P_\nu = \frac{P}{\nu} \propto \begin{cases} \nu^{\frac{1}{3}}, & \text{si } \nu < \nu(\gamma_e) \\ e^{-\frac{\nu}{\nu_e}}, & \text{si } \nu > \nu(\gamma_e) \end{cases}.$$

Esto indica que el máximo está en la transición entre la ley de potencias y la función exponencial; es decir, se encuentra cuando $P_{\nu, \max} = P_\nu(\gamma_e) = \frac{P(\gamma_e)}{\nu(\gamma_e)}$. Haciendo la sustitución de (2.21) y (2.22) en esta expresión, se obtiene:

$$P_{\nu, \max} \approx \frac{P(\gamma_e)}{\nu(\gamma_e)} = \left[\frac{m_e c^2 \sigma_T}{3q_e} \right] (1+z)^{-1} \Gamma B. \quad (2.23)$$

La descripción anterior de P_ν es viable cuando el electrón no pierde una fracción significativa de su energía por radiación. Para satisfacer esta condición, se requiere que γ_e sea menor que un valor crítico γ_c (factor de Lorentz de enfriamiento) dado por $\Gamma \gamma_c m_e c^2 = P(\gamma_c) t$, entonces sustituyendo

$P(\gamma_c)$ y después insertando (2.19), se llega a:

$$\gamma_c = \left[\frac{6\pi m_e c}{\sigma_T} \right] \left(\frac{1+z}{1+Y} \right) \Gamma^{-1} B^{-2} t^{-1} = \left[\frac{3m_e}{16\sigma_T m_p c} \right] \left(\frac{1+z}{1+Y} \right) n^{-1} \epsilon_B^{-1} \Gamma^{-3} t^{-1}, \quad (2.24)$$

en donde el término Y es el parámetro de eficiencia de Compton mencionado anteriormente.

Sea ahora $N_e = \frac{4}{3}\pi R^3 n$ el número total de electrones, en donde $R = (4c)(1+z)^{-1}\Gamma^2 t$ es el radio de la esfera que contiene a los electrones adyacentes al choque relativista. Se tiene entonces el flujo máximo observado a una distancia D de la fuente: $F_{v,max}^{sync} = \frac{N_e P_{v,max}}{4\pi D^2}$ y sustituyendo (2.23), se llega a:

$$F_{v,max}^{sync} = \left[\frac{m_e c^2 \sigma_T}{9q_e} \right] (1+z)^{-1} n D^{-2} R^3 \Gamma B. \quad (2.25)$$

Con base en los resultados de las ecuaciones (2.18), (2.19), (2.22), (2.24) y (2.25), además de la definición de los cortes espectrales: $v_c^{sync} = v(\gamma_c)$ y $v_m^{sync} = v(\gamma_m)$, se obtienen los cortes espectrales y el flujo máximo en términos del factor de Lorentz del fluido evacuado Γ :

$$\begin{cases} v_m^{sync} = \left[2\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{q_e m_p^{\frac{5}{2}}}{m_e^3} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^2 \right] (1+z)^{-1} \epsilon_e^2 \epsilon_B^{\frac{1}{2}} n^{\frac{1}{2}} \Gamma^4 \\ v_c^{sync} = \left[\frac{9m_e q_e}{64\sqrt{2}\pi m_p^{\frac{3}{2}} \sigma_T^2 c^2} \right] (1+z) \epsilon_B^{-\frac{3}{2}} (1+Y)^{-2} n^{-\frac{3}{2}} \Gamma^{-4} t^{-2} \\ F_{v,max}^{sync} = \left[\frac{256\sqrt{2}\pi}{9} \frac{m_e m_p^{\frac{1}{2}}}{q_e} \sigma_T c^6 \right] (1+z)^{-4} \epsilon_B^{\frac{1}{2}} n^{\frac{3}{2}} D^{-2} \Gamma^8 t^3 \end{cases} \quad (2.26)$$

II.2.3. Curvas de luz

Existen dos casos distintos, dependiendo de si $\gamma_m > \gamma_c$ o si $\gamma_m < \gamma_c$. En la primera circunstancia, todos los electrones se enfrían hasta llegar a γ_c , pues todos ellos tienen un factor de Lorentz mayor al crítico. Esta es la ocasión de enfriamiento rápido (*fast cooling*) y se presenta en tiempos tempranos.

El flujo $F_{v,f}$ en el observador está dado por:

$$F_{v,f} = F_{v,max} \begin{cases} \left(\frac{v}{v_c}\right)^{\frac{1}{3}}, & \text{si } v_c > v, \\ \left(\frac{v}{v_c}\right)^{-\frac{1}{2}}, & \text{si } v_m > v > v_c, \\ \left(\frac{v_m}{v_c}\right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{v}{v_m}\right)^{-\frac{p}{2}}, & \text{si } v > v_m. \end{cases} \quad (2.27)$$

Por otro lado, cuando $\gamma_c > \gamma_m$, solo los electrones con $\gamma_e > \gamma_c$ pueden enfriarse, ya que los demás cuentan con un factor de Lorentz menor que el crítico. Este es el caso de enfriamiento lento (*slow cooling*), porque los electrones con $\gamma_e \sim \gamma_m$, que conforman la mayor parte de la población, no se enfrían en un tiempo t y deben esperar hasta que el factor crítico sea menor que el mínimo para que comiencen a radiar. Debido a esto es que el *slow cooling* se presenta en tiempos posteriores al *fast cooling*. El flujo $F_{v,s}$ en el observador está dado por:

$$F_{v,s} = F_{v,max} \begin{cases} \left(\frac{v}{v_m}\right)^{\frac{1}{3}}, & \text{si } v_m > v, \\ \left(\frac{v}{v_m}\right)^{-\frac{p-1}{2}}, & \text{si } v_c > v > v_m, \\ \left(\frac{v_c}{v_m}\right)^{-\frac{p-1}{2}} \left(\frac{v}{v_c}\right)^{-\frac{p}{2}}, & \text{si } v > v_c. \end{cases} \quad (2.28)$$

Para los electrones con baja frecuencia se tiene la ley $F_v \propto v^{\frac{1}{3}}$, la cual es un valor típico de la radiación de sincrotrón y es independiente de la forma de la distribución de los electrones. En el extremo de alta frecuencia del espectro de sincrotrón se sigue la ley $F_v \propto v^{-\frac{p}{2}}$ y se puede explicar por el hecho de que esta parte corresponde al enfriamiento abrupto de los electrones más energéticos. Estos electrones emiten prácticamente toda su energía $\gamma m_e c^2$ en su frecuencia de sincrotrón. Como la distribución de electrones es de la forma $N(\gamma)d\gamma \sim \gamma^{-p}d\gamma$, el número de electrones con factor de Lorentz $\sim \gamma$ es $\propto \gamma^{1-p}$ y su energía es $\sim \gamma^{2-p}$. Cuando estos electrones se enfrían, depositan la mayoría de su energía en un rango de frecuencias $\nu_{sync}(\gamma) \propto \gamma^2$, con lo cual se obtiene la proporción $F_v \propto v^{-\frac{p}{2}}$. En la región intermedia el espectro depende del régimen de enfriamiento. Como se mencionó antes, para *slow cooling* los electrones con γ_m no se enfrían

en la escala de tiempo hidrodinámica y su flujo es de la forma¹²⁸ $F_\nu \sim \nu^{\frac{1-p}{2}}$. Por otro lado, para *fast cooling* todos los electrones en el sistema contribuyen al enfriarse más rápido que la escala de tiempo dinámica. Como la energía del electrón es proporcional a γ y la frecuencia típica de la emisión de sincrotrón es proporcional a γ^2 , el flujo por unidad de frecuencia es proporcional a γ^{-1} o $\nu^{-\frac{1}{2}}$. Se muestra el comportamiento de ambos regímenes en las Figuras 2.1 y 2.2 (p. 52) basadas en las gráficas del artículo original de Sari, Piran y Narayan:¹²⁹

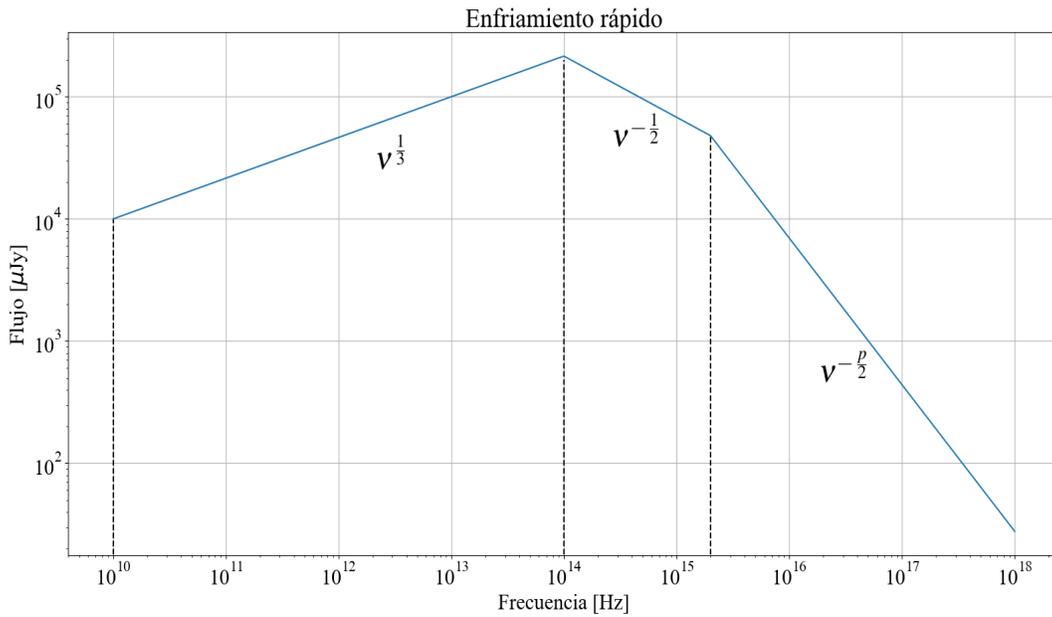


Figura 2.1. Curva de luz en el régimen de enfriamiento rápido de frecuencia para un tiempo constante.

¹²⁸Eli Waxman, “ γ -ray burst afterglow: confirming the cosmological fireball model”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 489, 1 de noviembre de 1997, p. L34.

¹²⁹Re'em Sari, Tsvi Piran y Ramesh Narayan, *op. cit.*, p. L18.

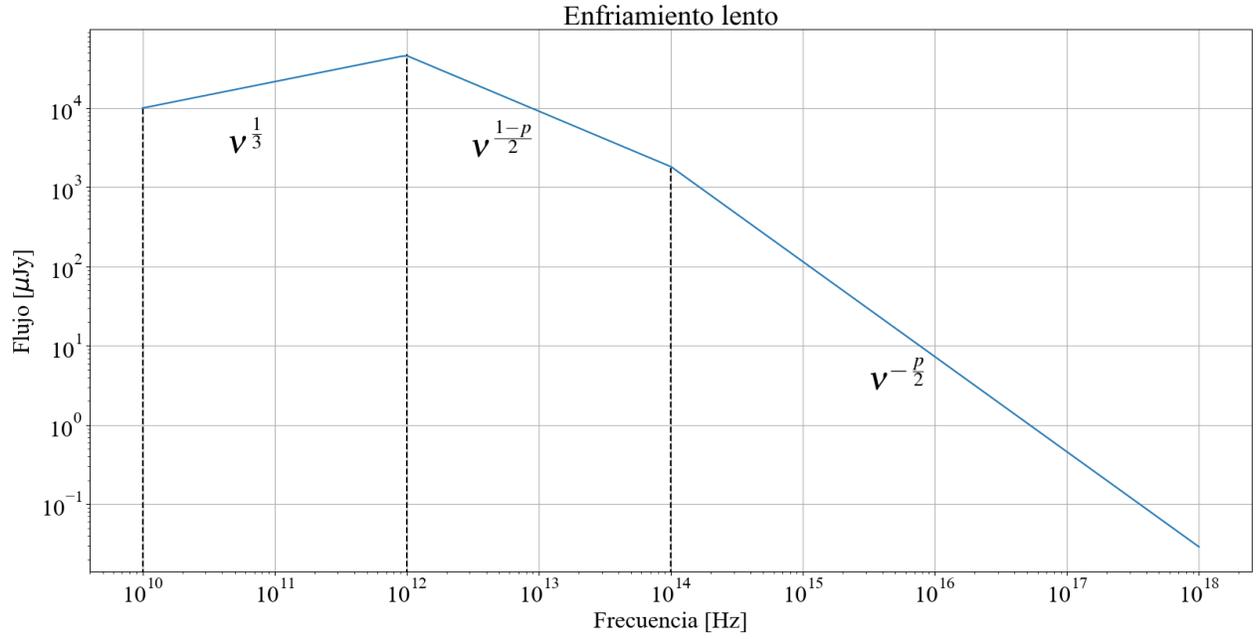


Figura 2.2. Curva de luz en el régimen de enfriamiento lento de frecuencia para un tiempo constante.

Haciendo uso de los cortes espectrales y flujo máximo obtenidos en (2.26) e insertándolos en las dos ecuaciones anteriores, se puede obtener la proporción de los regímenes de enfriamiento en función del factor de Lorentz del fluido evacuado y el tiempo:

$$F_{v,f}^{sync} \propto \begin{cases} \Gamma^{\frac{28}{3}} t^{\frac{11}{3}} v^{\frac{1}{3}}, & \text{si } v_c > v \\ \Gamma^6 t^2 v^{-\frac{1}{2}}, & \text{si } v_m > v > v_c \\ \Gamma^{2(p+2)} t^2 v^{-\frac{p}{2}}, & \text{si } v > v_m, \end{cases} \quad (2.29)$$

$$F_{v,s}^{sync} \propto \begin{cases} \Gamma^{\frac{20}{3}} t^3 v^{\frac{1}{3}}, & \text{si } v_m > v \\ \Gamma^{2(p+3)} t^3 v^{-\frac{p-1}{2}}, & \text{si } v_c > v > v_m \\ \Gamma^{2(p+2)} t^2 v^{-\frac{p}{2}}, & \text{si } v > v_c. \end{cases} \quad (2.30)$$

Como se puede notar de las ecuaciones (2.29) y (2.30), si no se considerara la dependencia temporal del factor de Lorentz del choque Γ , el flujo se incrementaría con el tiempo. Por lo tanto,

es fundamental encontrar el cambio en el tiempo de esta cantidad para poder modelar la radiación del *afterglow*. Debido a esto es que no se presentan las curvas de luz en el tiempo en este capítulo, sino hasta el capítulo III, en donde se encontrará Γ para una forma de emisión determinada.

II.3. Radiación por dispersión Compton inversa de una fuente isotrópica en un medio constante

En este apartado se describirá la contribución del mecanismo de Compton inversa al *afterglow* tardío con las mismas suposiciones que en la teoría desarrollada anteriormente. Para este fin se hará uso del tratamiento de Sari y Esin¹³⁰ y se aplicarán los resultados obtenidos en las secciones anteriores donde se derivó la radiación de sincrotrón.

Aunque los GRBs y sus *afterglows* son ópticamente delgados para la dispersión de electrones por años después de la explosión inicial, algunos fotones radiados por sincrotrón serán dispersados por la población de electrones acelerados por el choque, lo que producirá un componente adicional de Compton inverso a altas energías. A pesar de que sólo una pequeña fracción de fotones será dispersada por este mecanismo, el enfriamiento debido a la dispersión inversa Compton debe ser considerado para dar una descripción física realista de la emisión del *afterglow* de los destellos de rayos gamma. De aquí en adelante, para referirse a este mecanismo de radiación se utilizarán las siglas SSC por su nombre en inglés (*Synchrotron Self-Compton*).

El mecanismo de SSC considera una población de electrones relativistas en una región magnetizada. Estas partículas producirán radiación de sincrotrón de acuerdo con lo visto en el apartado anterior y debido a ello llenarán la región con fotones. Estos fotones de sincrotrón tendrán la probabilidad de interactuar otra vez con los electrones, según el proceso de Compton inverso, el cual se encuentra esquematizado en la Figura 2.3 (p. 54). Debido a que los electrones hacen interacción dos veces (primero al producir radiación de sincrotrón y después dispersarla a energías

¹³⁰Re'em Sari y Ann A. Esin, "On the Synchrotron Self-Compton emission from relativistic shocks and its implications for gamma-ray burst afterglows", en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 548, 20 de febrero de 2001, pp. 787-799.

mayores) es que este proceso se denomina *Self-Compton*.

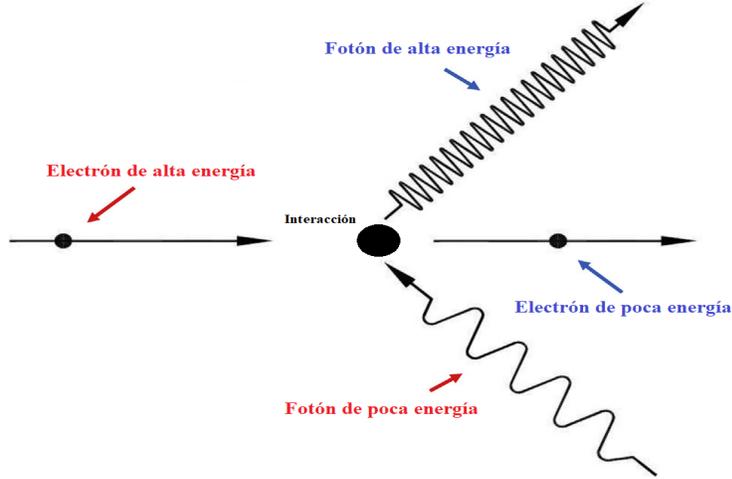


Figura 2.3. Dispersión Compton inversa.

Con base en el espectro de sincrotrón descrito en los apartados anteriores y la integración sobre la sección eficaz diferencial y la distribución de energía de los electrones, Sari y Esin establecieron los cortes espectrales relevantes a la emisión por SSC en función de las cantidades de la radiación de sincrotrón, concluyendo que los nuevos cortes son de la forma:

$$\begin{cases} v_m^{SSC} \simeq \gamma_m^2 v_m^{sync} \\ v_c^{SSC} \simeq \gamma_c^2 v_c^{sync} \end{cases} . \quad (2.31)$$

La intensidad de la emisión por Compton inversa relativa a la de sincrotrón puede estimarse al considerar la razón de los flujos específicos medidos en la cima de su respectivo componente espectral.¹³¹ Estos flujos se denotan por $F_{v,max}^{sync}$ para los componentes de sincrotrón y por $F_{v,max}^{SSC}$ para el análogo de SSC. Esta razón es proporcional al número de electrones aledaños al destello y la división de la sección eficaz de Thomson entre el área de la esfera que contiene estos electrones. Se tiene entonces la razón:

$$\frac{F_{v,max}^{SSC}}{F_{v,max}^{sync}} \sim \frac{N_e \sigma_T}{4\pi R^2} = \frac{n \left(\frac{4}{3}\pi R^3\right) \sigma_T}{4\pi R^2} = \frac{1}{3} \sigma_T n R. \quad (2.32)$$

¹³¹*Ibidem*, pp. 789-790.

Según la discusión anterior, se definen $\kappa = 4 \left(\frac{p-1}{p-2} \right)$ y $\tau = \frac{\sigma_T N_e}{4\pi R^2} = \frac{1}{3} \sigma_T n R$, en donde κ es el término que falta en la ecuación (2.32) para obtener la igualdad y llegar al flujo máximo de SSC

$$F_{v,max}^{SSC} = \kappa \tau F_{v,max}^{sync}.$$

De acuerdo con los resultados anteriores, se calculan los cortes espectrales y flujo máximo:

$$\begin{cases} v_m^{SSC} = \gamma_m^2 v_m^{sync} = \left[2 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{q_e m_p^{\frac{9}{2}}}{m_e^{\frac{7}{2}}} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^4 \right] (1+z)^{-1} \epsilon_e^4 \epsilon_B^{\frac{1}{2}} n^{\frac{1}{2}} \Gamma^6 \\ v_c^{SSC} = \gamma_c^2 v_c^{sync} = \left[\frac{81 m_e^3 q_e}{16384 \sqrt{2\pi} m_p^{\frac{7}{2}} \sigma_T^4 c^4} \right] (1+z)^3 \epsilon_B^{-\frac{7}{2}} (1+Y)^{-4} n^{-\frac{7}{2}} \Gamma^{-10} t^{-4} \\ F_{v,max}^{SSC} = \kappa \tau F_{v,max}^{sync} = \left[\frac{4096 \sqrt{2\pi} m_e m_p^{\frac{1}{2}}}{27 q_e} \left(\frac{p-1}{p-2} \right) \sigma_T^2 c^7 \right] (1+z)^{-5} \epsilon_B^{\frac{1}{2}} n^{\frac{5}{2}} D^{-2} \Gamma^{10} t^4 \end{cases} \quad (2.33)$$

En el caso de la emisión por SSC existe un corte espectral adicional conocido como la corrección de Klein-Nishina y es importante en la sección de alta energía del espectro (≥ 100 MeV). En el régimen de Klein-Nishina existe una supresión de los electrones que producen la emisión más energética y por ello la radiación producida por SSC disminuye y es menor a la obtenida con el modelo de Sari y Esin.¹³² El corte espectral de la corrección de Klein-Nishina es:

$$v_{K-N} \sim \frac{\Gamma}{2\pi(1+z)} \gamma_c m_e c^2 = \left[\frac{3m_e^2 c}{32\pi \sigma_T m_p} \right] (1+Y)^{-1} n^{-1} \epsilon_B^{-1} \Gamma^{-2} t^{-1}. \quad (2.34)$$

Haciendo uso de los cortes espectrales y flujo máximo obtenidos en (2.33) e insertándolos en las ecuaciones (2.27) y (2.28), se puede llegar a las proporciones de los regímenes de enfriamiento con radiación por Compton inversa:

$$F_{v,f}^{SSC} \propto \begin{cases} \Gamma^{\frac{40}{3}} t^{\frac{16}{3}} v^{\frac{1}{3}}, & \text{si } v_c > v \\ \Gamma^5 t^2 v^{-\frac{1}{2}}, & \text{si } v_m > v > v_c \\ \Gamma^{3p+2} t^2 v^{-\frac{p}{2}}, & \text{si } v > v_m, \end{cases} \quad (2.35)$$

¹³²Xiang-Yu Wang, *et al.*, “Klein-Nishina effects on the high-energy afterglow emission of gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 712, 1 de abril de 2010, p. 1232.

$$F_{\nu,s}^{SSC} \propto \begin{cases} \Gamma^8 t^4 \nu^{\frac{1}{3}}, & \text{si } \nu_m > \nu \\ \Gamma^{3p+7} t^4 \nu^{-\frac{p-1}{2}}, & \text{si } \nu_c > \nu > \nu_m \\ \Gamma^{3p+2} t^2 \nu^{-\frac{p}{2}}, & \text{si } \nu > \nu_c. \end{cases} \quad (2.36)$$

Se nota que la evolución de las curvas de luz respecto a la frecuencia es la misma que en el caso de la radiación de sincrotrón, así que se refiere a las Figuras 2.1 y 2.2 para el comportamiento gráfico.

II.4. Radiación en un medio heterogéneo

Se propone una distribución de densidad del medio aledaño al choque en función de la distancia radial de la forma:

$$\rho = nm_p = AR^{-k}, \quad (2.37)$$

en donde $A = \frac{\dot{M}}{4\pi\nu}(ct)^{k-2} = A^*(ct)^{k-2} (5 \times 10^{11} \frac{\text{g}}{\text{cm}})$, con \dot{M} la tasa de pérdida de masa, ν la velocidad de eyección de la capa y A^* un parámetro a definir a la hora de ajustar a los datos, el cual se puede encontrar en el rango entre 10^{-6} y 10^3 .¹³³ En particular, el caso de $k = 2$ se conoce como el caso del viento estelar (*stellar wind*) y el caso $k = 0$ es el de un medio interestelar constante y fue desarrollado en los apartados anteriores. Tomando la ecuación (2.37) y la forma ya conocida de la distancia radial $R = (4c)(1+z)^{-1}\xi^2\Gamma^2t$, en donde ξ es la fracción de electrones a los que el choque transfiere energía (para un medio constante este parámetro es del orden de 1),¹³⁴ se obtiene la densidad numérica:

$$n = \left[(4c)^{-k} \left(\frac{A}{m_p} \right) \right] (1+z)^k \xi^{-2k} \Gamma^{-2k} t^{-k}. \quad (2.38)$$

¹³³R. Barniol Duran, *et al.*, “The afterglow of a relativistic shock breakout and low-luminosity GRBs”, en *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford, Oxford University Press, vol. 448, marzo de 2015, pp. 419-421.

¹³⁴A. Panaitescu y P. Mészáros, “Rings in fireball afterglows”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 493, 20 de enero de 1998, pp. L32-L34.

Esta densidad resulta en los factores de Lorentz y campo magnético de la siguiente forma:

$$\begin{cases} B = \left[2^{\frac{5-2k}{2}} \pi^{\frac{1}{2}} c^{\frac{2-k}{2}} \right] (1+z)^{\frac{k}{2}} \xi^{-k} A^{\frac{1}{2}} \epsilon_B^{\frac{1}{2}} \Gamma^{1-k} t^{-\frac{k}{2}} \\ \gamma_m = \epsilon_e \left(\frac{p-2}{p-1} \right) \frac{m_p}{m_e} \Gamma \\ \gamma_c = \left[3 * 4^{k-2} m_e c^{k-1} \sigma_T^{-1} \right] (1+z)^{1-k} \xi^{2(k-1)} (1+Y)^{-1} A^{-1} \epsilon_B^{-1} \Gamma^{2k-3} t^{k-1} \end{cases} \quad (2.39)$$

Haciendo uso de los cortes espectrales y el flujo máximo de (2.26), se obtienen estos valores en función de k para el caso de radiación de sincrotrón:

$$\begin{cases} v_m^{sync} = \left[\frac{2^{\frac{3-2k}{2}} q_e m_p^2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^2 c^{-\frac{k}{2}} \right] (1+z)^{\frac{k-2}{2}} \xi^{-k} \epsilon_e^2 \epsilon_B^{\frac{1}{2}} A^{\frac{1}{2}} \Gamma^{4-k} t^{-\frac{k}{2}} \\ v_c^{sync} = \left[\frac{9 * 2^{\frac{6k-13}{2}} m_e q_e c^{\frac{3k-4}{2}}}{\sqrt{\pi} \sigma_T^2} \right] (1+z)^{\frac{3k-2}{2}} \xi^{3k-4} \epsilon_B^{-\frac{3}{2}} (1+Y)^{-2} A^{-\frac{3}{2}} \Gamma^{3k-4} t^{\frac{3k-4}{2}} \\ F_{v,max}^{sync} = \left[\frac{2^{\frac{17-6k}{2}} \sqrt{\pi}}{9} \frac{m_e}{q_e m_p} \sigma_T c^{\frac{12-3k}{2}} \right] (1+z)^{\frac{3k-8}{2}} \xi^{-3(k-2)} \epsilon_B^{\frac{1}{2}} A^{\frac{3}{2}} D^{-2} \Gamma^{8-3k} t^{-\frac{3(k-2)}{2}} \end{cases} \quad (2.40)$$

lo que resulta en las proporciones de los regímenes de enfriamiento rápido y lento:

$$F_{v,f}^{sync} \propto \begin{cases} \Gamma^{-\frac{4(3k-7)}{3}} t^{\frac{11-6k}{3}} v^{\frac{1}{3}}, & \text{si } v_c > v \\ \Gamma^{-\frac{3(k-4)}{2}} t^{\frac{8-3k}{4}} v^{-\frac{1}{2}}, & \text{si } v_m > v > v_c \\ \Gamma^{-\frac{(k-4)(p+2)}{2}} t^{\frac{8-k(p+2)}{4}} v^{-\frac{p}{2}}, & \text{si } v > v_m, \end{cases} \quad (2.41)$$

$$F_{v,s}^{sync} \propto \begin{cases} \Gamma^{-\frac{4(5-2k)}{3}} t^{\frac{9-4k}{3}} v^{\frac{1}{3}}, & \text{si } v_m > v \\ \Gamma^{-\frac{4(p+3)-k(p+5)}{2}} t^{\frac{12-k(p+5)}{4}} v^{-\frac{p-1}{2}}, & \text{si } v_c > v > v_m \\ \Gamma^{-\frac{(k-4)(p+2)}{2}} t^{\frac{8-k(p+2)}{4}} v^{-\frac{p}{2}}, & \text{si } v > v_c. \end{cases} \quad (2.42)$$

Para el caso de la radiación por dispersión Compton inversa, se obtienen los cortes espectrales y el flujo máximo de manera análoga a la sección II.3:

$$\left\{ \begin{array}{l} v_m^{SSC} = \left[\frac{2^{\frac{3-2k}{2}} q_e m_p^4}{\sqrt{\pi} m_e^5} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^4 c^{-\frac{k}{2}} \right] (1+z)^{\frac{k-2}{2}} \xi^{-k} \epsilon_e^4 \epsilon_B^{\frac{1}{2}} A^{\frac{1}{2}} \Gamma^{6-k} t^{-\frac{k}{2}} \\ v_c^{SSC} = \left[\frac{81 * 2^{\frac{14k-29}{2}} m_e^3 q_e c^{\frac{7k-8}{2}}}{\sqrt{\pi} \sigma_T^4} \right] (1+z)^{\frac{6-7k}{2}} \xi^{7k-8} \epsilon_B^{-\frac{7}{2}} (1+Y)^{-4} A^{-\frac{7}{2}} \Gamma^{7k-10} t^{\frac{7k-8}{2}} \\ F_{v,max}^{SSC} = \left[\frac{2^{-\frac{5(2k-5)}{2}} \sqrt{\pi} m_e}{27 q_e m_p^2} \left(\frac{p-1}{p-2} \right) \sigma_T^2 c^{\frac{14-5k}{2}} \right] (1+z)^{\frac{5(k-2)}{2}} \xi^{8-5k} \epsilon_B^{\frac{1}{2}} A^{\frac{5}{2}} D^{-2} \Gamma^{10-5k} t^{\frac{8-5k}{2}} \end{array} \right. \quad . \quad (2.43)$$

Y a su vez se obtiene el corte espectral de Klein-Nishina:

$$v_{K-N} \sim \left[\frac{3 * 4^{k-1} m_e^2 c^{k+1}}{8\pi\sigma_T} \right] (1+z)^{-k} \xi^{2k} \epsilon_B^{-1} (1+Y)^{-1} A^{-1} \Gamma^{2(k-1)} t^{k-1}. \quad (2.44)$$

Las proporciones de los regímenes de enfriamiento rápido y lento se consiguen:

$$F_{v,f}^{SSC} \propto \begin{cases} \Gamma^{\frac{2(20-11k)}{3}} t^{\frac{16-11k}{3}} v^{\frac{1}{3}}, & \text{si } v_c > v \\ \Gamma^{\frac{10-3k}{2}} t^{\frac{8-3k}{4}} v^{-\frac{1}{2}}, & \text{si } v_m > v > v_c \\ \Gamma^{\frac{2(3p+2)-k(p+2)}{2}} t^{\frac{8-k(p+2)}{4}} v^{-\frac{p}{2}}, & \text{si } v > v_m, \end{cases} \quad (2.45)$$

$$F_{v,s}^{SSC} \propto \begin{cases} \Gamma^{-\frac{2(7k-12)}{3}} t^{\frac{12-7k}{3}} v^{\frac{1}{3}}, & \text{si } v_m > v \\ \Gamma^{\frac{14+6p-k(p+9)}{2}} t^{\frac{16-k(p+9)}{4}} v^{-\frac{p-1}{2}}, & \text{si } v_c > v > v_m \\ \Gamma^{\frac{2(3p+2)-k(p+2)}{2}} t^{\frac{8-k(p+2)}{4}} v^{-\frac{p}{2}}, & \text{si } v > v_c. \end{cases} \quad (2.46)$$

Con base en los resultados anteriores, es posible calcular las curvas de luz para cualquier fuente isotrópica en el caso de radiación de sincrotrón y radiación por dispersión Compton inversa; la única información necesaria es el factor de Lorentz del choque. En el siguiente capítulo se hará uso de estas fórmulas que servirán para mi propuesta de modelo en el cálculo del comportamiento del *afterglow* de un *cocoon*.

Capítulo III. El *afterglow* de un *cocoon*

De acuerdo con los planteamientos teóricos expuestos en los capítulos anteriores, el presente se dedicará a presentar la propuesta propia del modelo para calcular las curvas de luz del *afterglow* de una fuente isotrópica conocida como *cocoon*.

III.1. Introducción

Cuando una estrella ha consumido todo su combustible nuclear, su núcleo colapsa. Este evento produce una onda de choque que dispara la envoltura estelar a una velocidad de 1 – 3% de la velocidad de la luz. Este fenómeno es denominado una supernova y, en ocasiones, también se lanza un haz energético de materia y radiación conocido como *jet* a través de la envoltura estelar a una velocidad muy cercana a la de la luz. Este *jet* genera un destello brillante de rayos gamma, al cual se denomina un GRB largo.¹³⁴

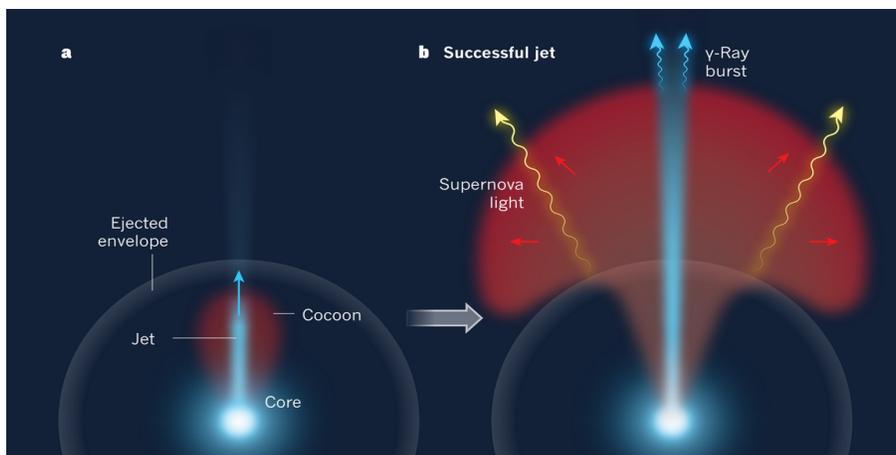


Figura 3.1. Evolución del jet y *cocoon* en la explosión de una supernova. Nakar, *loc. cit.*¹³⁵

Se predice que, mientras el *jet* se abre paso a través de la envoltura estelar, este calienta el gas a su alrededor y produce una burbuja caliente y altamente presurizada conocida como

¹³⁴Ehud Nakar, “Heart of a stellar explosion revealed”, en *Nature. International Journal of Science*, Londres, vol. 565, 16 de enero de 2019, p. 300.

¹³⁵*Idem.*

cocoon,¹³⁶ como se ve en la Figura 3.1 (p. 59), imagen a. Tanto el *jet* como el *cocoon* escapan de la estrella (esto es identificado como el *jet break-out*) y este último provee información sobre la interacción entre el *jet* y la envolvente y abre una ventana hacia los mecanismos de la explosión, imagen b de la Figura 3.1.

III.2. Propuesta del modelo teórico

III.2.1. Antes del *jet break*: Fase relativista

La teoría de las ondas expansivas relativistas fue desarrollada por Blandford y McKee en su artículo de 1976.¹³⁷ Su modelo trata una solución esférica que describe una onda de choque adiabática ultrarelativista en el límite $\Gamma \gg 1$, en donde se supone que no hay flujo de energía hacia fuera de la superficie del choque, lo cual crea una frontera con el medio externo. También hicieron una generalización para un medio con densidad variable de la forma $\rho = \rho_0 R^{-k}$, tal y como se utiliza en la presente tesis.

De aquí en adelante se toma el límite adiabático de la evolución hidrodinámica del *forward shock*, el cual asume que la energía del choque es constante. Con base en esto se utiliza la solución de Blandford-McKee para la energía del fluido relativista expulsado, se tiene:

$$E_k = \left[\frac{4}{3} \pi m_p c^2 \right] n R^3 \Gamma^2, \quad (3.1)$$

en donde se utiliza el caso de medio heterogéneo general derivado en la sección II.4 para la obtención de n y R .

Tan, Matzner y McKee¹³⁸ investigaron la aceleración de las ondas de choque a velocidades relativistas y subrelativistas en la materia externa de una explosión y encontraron que cuando la

¹³⁶P. Mészáros y M. J. Rees, “Collapsar jets, bubbles, and Fe lines”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 556, 20 de julio de 2001, pp. L37-L40.

¹³⁷R. D. Blandford y C. F. McKee, *op. cit.*, p. 1135.

¹³⁸Jonathan C. Tan, Christopher D. Matzner y Christopher F. McKee, “Trans-relativistic blast waves in supernovae as gamma-ray burst progenitors”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 551, 20 de abril de 2001, pp. 969-970.

energía de la explosión se concentraba en la parte más externa del material expulsado, la onda de choque podía generar una emisión electromagnética muy energética. Además, de acuerdo con estos estudios se postula en esta tesis expresar la energía cinética equivalente de la materia externa mediante una ley de potencias de la distribución de velocidades de la forma:

$$E_k(\gtrsim \beta\Gamma) = E^* \begin{cases} (\beta\Gamma)^{-(1.58\gamma_p-1)}, & \text{para } (\beta\Gamma) \gg 1, \\ (\beta\Gamma)^{-(5.35\gamma_p-2)}, & \text{para } (\beta\Gamma) \ll 1 \end{cases}, \quad (3.2)$$

donde E^* es la energía fiducial, $\gamma_p = 1 + \frac{1}{n_p}$ con n_p , el índice politrópico y $\beta = \frac{v}{c}$, la división de velocidades de la capa más externa del choque.¹³⁹ Para $n_p = 3$, la energía cinética equivalente está dada por:

$$E_k(\gtrsim \beta\Gamma) \simeq E^* (\beta\Gamma)^{-\alpha}, \quad (3.3)$$

con $\alpha = 1.1$ para $\beta\Gamma \gg 1$ y $\alpha = 5.2$ para $\beta\Gamma \ll 1$.

Una vez que el material del choque interacciona con suficiente medio interestelar aledaño, la población de electrones se enfría emitiendo radiación de sincrotrón en el campo visual del observador. Asumiendo que toda la energía se encuentra confinada dentro de un ángulo de apertura $\theta \sim \frac{1}{\Gamma}$, la energía cinética equivalente asociada a la región observada¹⁴⁰ se vuelve $\simeq \frac{E_k(>\Gamma)}{2\Gamma^2}$ y con esto y la ecuación (3.1) se propone calcular la energía cinética observada, E_k de la forma:

$$E_k(\gtrsim \beta\Gamma) \simeq E^* (\beta\Gamma)^{-\delta}, \quad (3.4)$$

con $\delta = \alpha + 2$. Este parámetro δ provee mayor libertad para el ajuste de las curvas de luz y no había sido considerado en trabajos anteriores. Vale la pena adelantar que los estudios realizados para la obtención de las curvas de luz para radiación de sincrotrón y SSC resumidos en el capítulo II se derivan de esta nueva ley al tomar el valor $\delta = 0$ en un medio externo homogéneo ($k = 0$).

¹³⁹N. Fraija, A. C. Caligula Do E. S. Pedreira y P. Veres, “Light curves of a shock-breakout material and a relativistic off-axis jet from a binary neutron star system”, 12 de diciembre de 2018, p. 2.

¹⁴⁰Ehud Nakar y Tsvi Piran “Implications of the radio and X-ray emission that followed GW170817”, en *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford, Oxford University Press, vol. 478, 21 de julio de 2018, p. 7.

Tomando el caso relativista en que $\Gamma \gg 1$ (y por ello $\beta \sim 1$) y usando la ecuación (3.1), se produce una energía de:

$$E^* = E_k \Gamma^\delta = \left[\frac{4}{3} \pi m_p c^2 \right] n R^3 \Gamma^{\delta+2} = \left[(4c)^{-k} \frac{256}{3} \pi c^5 \right] (1+z)^{k-3} \xi^{-2(k-3)} A \Gamma^{\delta+8-2k} t^{-(k-3)}. \quad (3.5)$$

Con base en el resultado anterior, se obtiene el factor de Lorentz del choque:

$$\Gamma = \left[(4c)^{\frac{k}{\delta+8-2k}} \left(\frac{256}{3} \pi c^5 \right)^{-\frac{1}{\delta+8-2k}} \right] (1+z)^{-\frac{k-3}{\delta+8-2k}} \xi^{\frac{2(k-3)}{\delta+8-2k}} A^{-\frac{1}{\delta+8-2k}} E^* \frac{1}{\delta+8-2k} t^{\frac{k-3}{\delta+8-2k}}. \quad (3.6)$$

Radiación de sincrotrón

Antes de presentar los resultados de esta sección y las posteriores, se explica que, debido a que las constantes de ciertas ecuaciones son muy largas y no proveen de sentido físico al problema, estas se proporcionan en el apéndice A. Estas constantes se nombran utilizando el símbolo de la cantidad y el subíndice *BB* para ecuaciones de antes del *jet break* o el subíndice *AB* para fórmulas de después del *jet break*.

Usando el factor de Lorentz de la ecuación (3.6) y la teoría del *afterglow* por radiación de sincrotrón derivada del capítulo II, es posible calcular las cantidades relevantes a la emisión por sincrotrón del *forward shock*. Los factores de Lorentz mínimo y de enfriamiento están consignados por:

$$\begin{cases} \gamma_m = \gamma_{m, BB} (1+z)^{-\frac{k-3}{\delta+8-2k}} \xi^{\frac{2(k-3)}{\delta+8-2k}} \epsilon_e A^{-\frac{1}{\delta+8-2k}} E^* \frac{1}{\delta+8-2k} t^{\frac{k-3}{\delta+8-2k}} \\ \gamma_c = \gamma_{c, BB} (1+z)^{-\frac{k+1+\delta(k-1)}{\delta+8-2k}} \xi^{\frac{2[k+1+\delta(k-1)]}{\delta+8-2k}} (1+Y)^{-1} \epsilon_B^{-1} A^{-\frac{\delta+5}{\delta+8-2k}} E^* \frac{2k-3}{\delta+8-2k} t^{\frac{k+1+\delta(k-1)}{\delta+8-2k}} \end{cases}. \quad (3.7)$$

Estos factores corresponden a un campo magnético en comovimiento aportado por:

$$B = B_{BB} (1+z)^{\frac{6+\delta k}{2(\delta+8-2k)}} \xi^{-\frac{6+\delta k}{\delta+8-2k}} A^{\frac{\delta+6}{2(\delta+8-2k)}} \epsilon_B^{\frac{1}{2}} E^* \frac{1-k}{\delta+8-2k} t^{-\frac{6+\delta k}{2(\delta+8-2k)}}. \quad (3.8)$$

Los cortes espectrales de sincrotrón y el flujo máximo se pueden calcular de la forma:

$$\begin{cases} v_m^{sync} = v_{m,BB}^{sync} (1+z)^{\frac{8+\delta(k-2)-2k}{2(\delta+8-2k)}} \xi^{-\frac{24+(\delta-6)k}{\delta+8-2k}} A^{\frac{\delta}{2(\delta+8-2k)}} \epsilon_e^2 \epsilon_B^{\frac{1}{2}} \times E^* \frac{4-k}{\delta+8-2k} t^{-\frac{24+(\delta-6)k}{2(\delta+8-2k)}} \\ v_c^{sync} = v_{c,BB}^{sync} (1+z)^{-\frac{8-2\delta+k(2+3\delta)}{2(\delta+8-2k)}} \xi^{\frac{(3k-4)(\delta+2)}{\delta+8-2k}} A^{-\frac{16+3\delta}{2(\delta+8-2k)}} \epsilon_B^{-\frac{3}{2}} (1+Y)^{-2} E^* \frac{3k-4}{\delta+8-2k} t^{\frac{(\delta+2)(3k-4)}{2(\delta+8-2k)}} \\ F_{max}^{sync} = F_{max,BB}^{sync} (1+z)^{\frac{(2+\delta)(3k-8)}{2(\delta+8-2k)}} \xi^{-\frac{2k-6\delta+3k\delta}{\delta+8-2k}} A^{\frac{3\delta+8}{2(\delta+8-2k)}} \epsilon_B^{\frac{1}{2}} D^{-2} E^* \frac{8-3k}{\delta+8-2k} t^{-\frac{3\delta(k-2)+2k}{2(\delta+8-2k)}} \end{cases} \quad (3.9)$$

Usando los cortes espectrales de sincrotrón y el flujo máximo de la ecuación (3.9), se encuentra la proporción de las curvas de luz de sincrotrón en los regímenes de enfriamiento rápido y lento de la forma:

$$F_{v,f}^{sync} \propto \begin{cases} t^{\frac{4+11\delta-6k(\delta+1)}{3(\delta+8-2k)}} v^{\frac{1}{3}}, & \text{si } v_c > v \\ t^{\frac{8(\delta-1)-k(3\delta-2)}{4(\delta+8-2k)}} v^{-\frac{1}{2}}, & \text{si } v_m > v > v_c \\ t^{-\frac{8(3p-\delta-2)+kp(\delta-6)+2k(\delta+2)}{4(\delta+8-2k)}} v^{-\frac{p}{2}}, & \text{si } v > v_m, \end{cases} \quad (3.10)$$

$$F_{v,s}^{sync} \propto \begin{cases} t^{\frac{12-6k+9\delta-4k\delta}{3(\delta+8-2k)}} v^{\frac{1}{3}}, & \text{si } v_m > v \\ t^{-\frac{12(2p-\delta-2)+kp(\delta-6)+5k(\delta+2)}{4(\delta+8-2k)}} v^{-\frac{p-1}{2}}, & \text{si } v_c > v > v_m \\ t^{-\frac{8(3p-\delta-2)+kp(\delta-6)+2k(\delta+2)}{4(\delta+8-2k)}} v^{-\frac{p}{2}}, & \text{si } v > v_c. \end{cases} \quad (3.11)$$

Vale la pena notar que cuando $\delta = k = 0$, las cantidades derivadas por Sari, Piran y Narayan son obtenidas y las curvas de luz de sincrotrón del *forward shock* son recuperadas.¹⁴¹

Se muestran las curvas de luz con estas leyes de potencias en las Figuras 3.2 (p. 64) y 3.3 (p. 64) para los casos de medio homogéneo y viento estelar. En las gráficas de este capítulo no se adjuntan unidades y las transiciones entre leyes de potencias se obligan a ser en $t = 1, 10$, dado que las gráficas tienen como fin enseñar el comportamiento de la densidad de flujo en los dos regímenes de enfriamiento y entre las densidades de los medios, y no ajustar alguna observación. Las curvas de luz correctas se mostrarán en la aplicación del modelo propio en el capítulo IV.

¹⁴¹Re'em Sari, Ramesh Narayan y Tsvi Piran, *op. cit.*, pp. L17-L20.

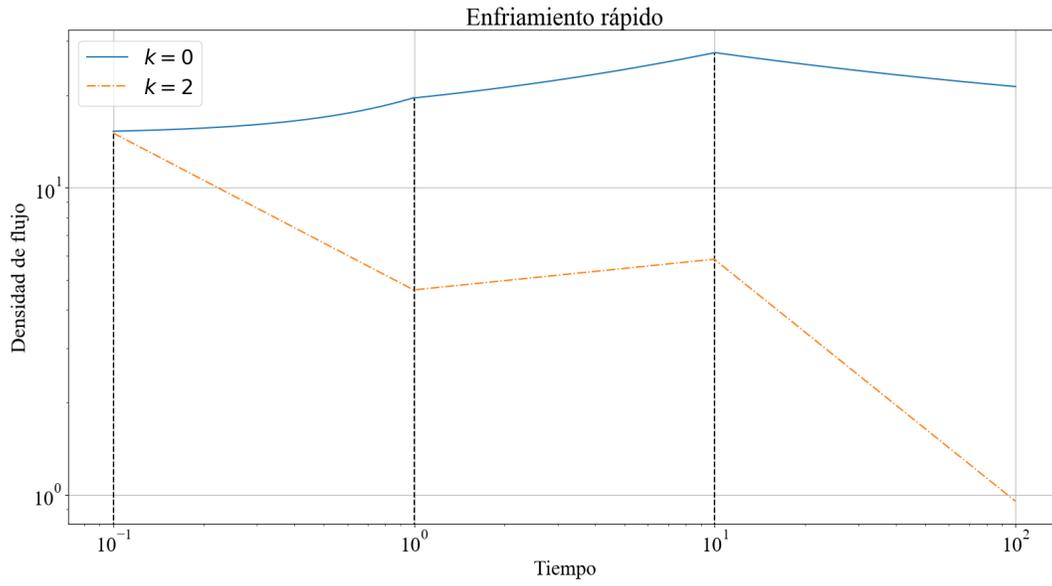


Figura 3.2. Curva de luz de sincrotrón antes del *jet-break* en el régimen de enfriamiento rápido para una frecuencia constante.

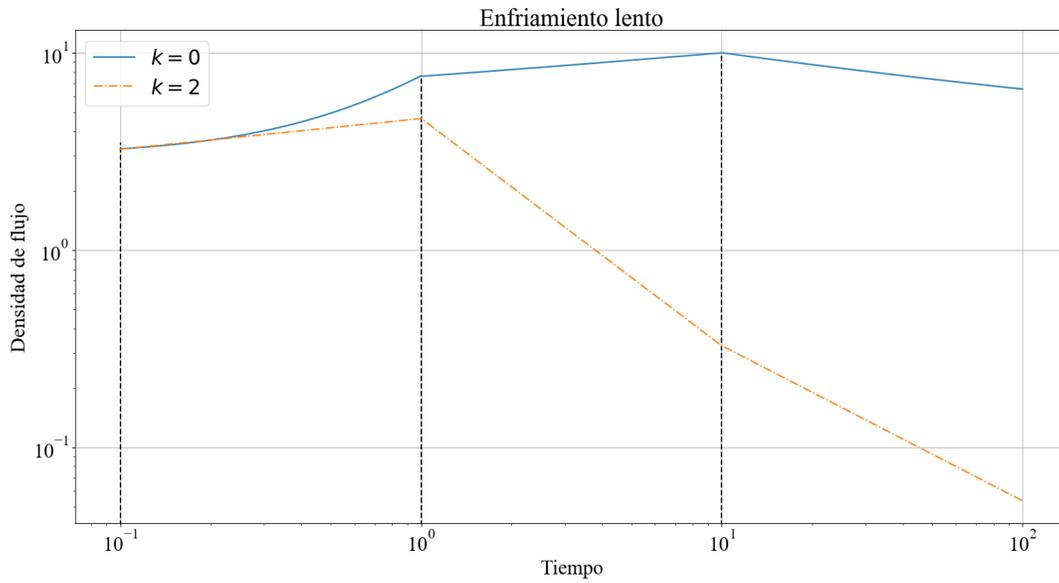


Figura 3.3. Curva de luz de sincrotrón antes del *jet-break* en el régimen de enfriamiento lento para una frecuencia constante.

Emisión por dispersión Compton inversa

Los fotones generados por la radiación de sincrotrón pueden ser dispersados por la misma población de electrones de la forma explicada en la sección II.3, como $v_{m(c)}^{SSC} \sim \gamma_{m(c)}^2 v_{m(c)}^{sync}$ con un flujo SSC $F_{max}^{SSC} \sim \kappa \tau F_{max}^{sync}$, donde $\kappa = 4 \frac{p-1}{p-2}$ y $\tau = \frac{1}{3} \sigma_T n R$ con R , el radio de desaceleración. Dadas las ecuaciones de (3.9), se obtienen los valores antes mencionados para la radiación por SSC:

$$\left\{ \begin{array}{l} v_m^{SSC} = v_{m,BB}^{SSC} (1+z)^{\frac{20+k(\delta-6)-2\delta}{2(\delta+8-2k)}} \xi^{-\frac{36+(\delta-10)k}{\delta+8-2k}} A^{\frac{\delta-4}{2(\delta+8-2k)}} \epsilon_e^4 \epsilon_B^{\frac{1}{2}} \times E^* \frac{6-k}{\delta+8-2k} t^{-\frac{36+(\delta-10)k}{2(\delta+8-2k)}} \\ v_c^{SSC} = v_{c,BB}^{SSC} (1+z)^{-\frac{12+6k-6\delta+7k\delta}{2(\delta+8-2k)}} \xi^{-\frac{4-10k+8\delta-7k\delta}{\delta+8-2k}} A^{-\frac{36+7\delta}{2(\delta+8-2k)}} \epsilon_B^{-\frac{7}{2}} (1+Y)^{-4} E^* \frac{7k-10}{\delta+8-2k} \\ \quad \times t^{-\frac{4+8\delta-k(7\delta+10)}{2(\delta+8-2k)}} \\ F_{max}^{SSC} = F_{max,BB}^{SSC} (1+z)^{\frac{5(k-2)(\delta+2)}{2(\delta+8-2k)}} \xi^{\frac{4-6k+8\delta-5k\delta}{\delta+8-2k}} A^{\frac{5(\delta+4)}{2(\delta+8-2k)}} \epsilon_B^{\frac{1}{2}} D^{-2} E^* \frac{5(k-2)}{\delta+8-2k} t^{-\frac{4-6k+8\delta-5k\delta}{2(\delta+8-2k)}} \end{array} \right. \quad (3.12)$$

Usando los cortes espectrales de SSC y el flujo máximo de la ecuación (3.12), se encuentra la proporción de las curvas de luz de SSC en los regímenes de enfriamiento rápido y lento de esta forma:

$$F_{v,f}^{SSC} \propto \begin{cases} t^{\frac{8-14k+16\delta-11k\delta}{3(\delta+8-2k)}} v^{\frac{1}{3}}, & \text{si } v_c > v \\ t^{\frac{4-2k+8\delta-3k\delta}{4(\delta+8-2k)}} v^{-\frac{1}{2}}, & \text{si } v_m > v > v_c \\ t^{-\frac{36p+kp(\delta-10)-8(\delta+5)+2k(\delta+6)}{4(\delta+8-2k)}} v^{-\frac{p}{2}}, & \text{si } v > v_m, \end{cases} \quad (3.13)$$

$$F_{v,s}^{SSC} \propto \begin{cases} t^{-\frac{(7k-12)(\delta+2)}{3(\delta+8-2k)}} v^{\frac{1}{3}}, & \text{si } v_m > v \\ t^{-\frac{4(9p-4\delta-11)+k[22+p(\delta-10)+9\delta]}{4(\delta+8-2k)}} v^{-\frac{p-1}{2}}, & \text{si } v_c > v > v_m \\ t^{-\frac{36p+kp(\delta-10)-8(\delta+5)+2k(\delta+6)}{4(\delta+8-2k)}} v^{-\frac{p}{2}}, & \text{si } v > v_c. \end{cases} \quad (3.14)$$

Se nota que cuando $\delta = k = 0$, las cantidades derivadas por Sari y Esin son obtenidas y las curvas de luz de SSC del *forward shock* son recuperadas.¹⁴²

Se muestran las curvas de luz con estas leyes de potencias en las Figuras 3.4 (p. 66) y 3.5 (p. 66) para los casos de medio homogéneo y viento estelar. No se adjuntan unidades, dado que las

¹⁴²Re'em Sari y Ann A. Esin, *op. cit.*, pp. 787-799.

gráficas tienen como fin enseñar el comportamiento de la densidad de flujo en los dos regímenes de enfriamiento. Se utilizaron los mismos parámetros que en las curvas de la emisión de sincrotrón y se puede ver que en el caso del viento estelar se tiene una mayor densidad de flujo a tiempos tempranos gracias al mecanismo de SSC.

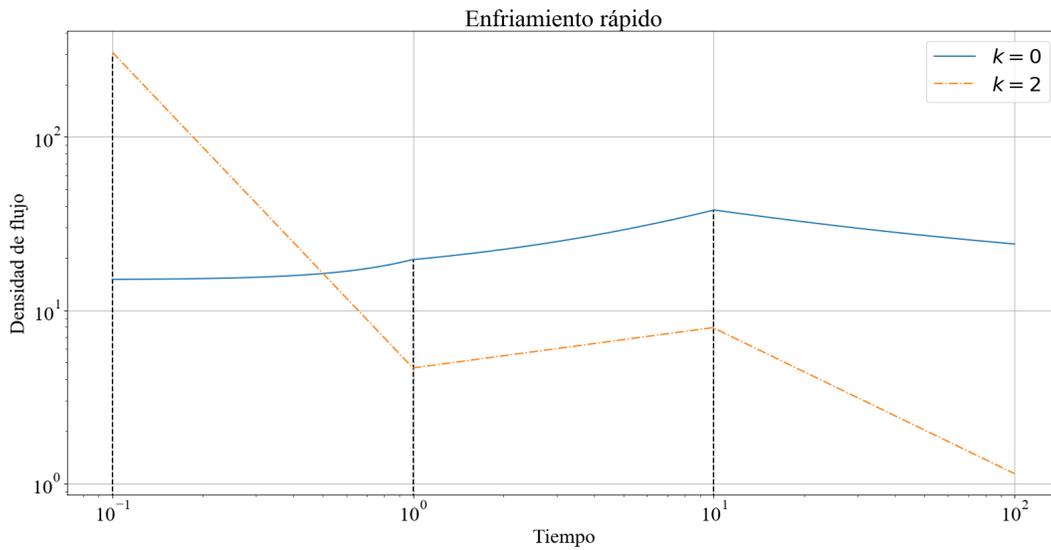


Figura 3.4. Curva de luz de SSC antes del *jet-break* en el régimen de enfriamiento rápido para una frecuencia constante.

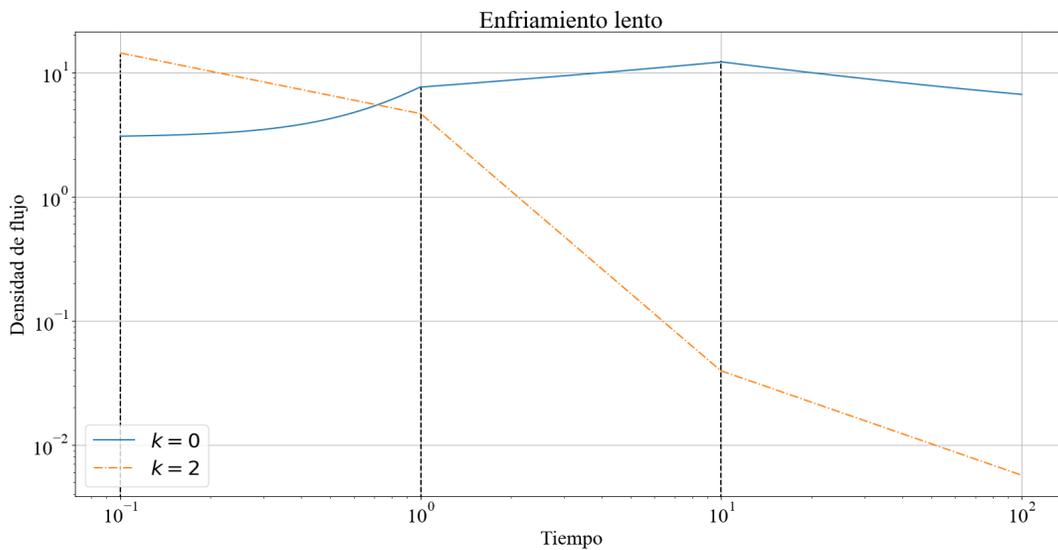


Figura 3.5. Curva de luz de SSC antes del *jet-break* en el régimen de enfriamiento lento para una frecuencia constante.

III.2.2. Después del *jet break*: Expansión lateral

Durante la fase de expansión lateral, el cono de radiación emitida fuera de eje (*off-axis*), $\Delta\theta$, se amplía cada vez más hasta que este cono alcanza nuestro campo de visión. De igual manera se considera la evolución adiabática del *forward shock* y la solución de Blandford-McKee para la energía del fluido relativista expulsado, como se describió en el apartado anterior, solo que en este caso debe tomarse la mencionada ampliación del cono. Esto se resuelve de la forma siguiente:

$$\left[\frac{4}{3}\pi m_p c^2\right] nR^3 \Gamma^2 = E = \frac{E_k}{1 - \cos(\Delta\theta)} \approx \frac{E_k}{1 - \left(1 - \frac{\Delta\theta^2}{2}\right)} = \frac{2E_k}{\Delta\theta^2}. \quad (3.15)$$

Con base en la ecuación anterior y el hecho de que en la expansión lateral $\Delta\theta \sim \frac{1}{\Gamma}$, se produce la energía:

$$E_k = \left[\frac{2}{3}\pi m_p c^2\right] nR^3, \quad (3.16)$$

en donde se utiliza el caso de medio heterogéneo general derivado en la sección II.4 para la obtención de n y R . Además, se tiene la definición de la energía fiducial $E^* = E_k (\beta\Gamma)^\alpha$, en que β ya no es cercano a la unidad y por ello este factor se considera en este caso. Con esto se llega a una energía de:

$$E^* = \left[\frac{2}{3}\pi m_p c^2\right] nR^3 (\beta\Gamma)^\alpha = \left[(4c)^{-k} \frac{128}{3} \pi c^5\right] (1+z)^{k-3} \xi^{-2(k-3)} A \beta^\alpha \Gamma^{\alpha+6-2k} t^{-(k-3)}. \quad (3.17)$$

Según el resultado anterior, se consigue el factor de Lorentz del choque:

$$\Gamma = \left[(4c)^{\frac{k}{\alpha+6-2k}} \left(\frac{128}{3} \pi c^5\right)^{-\frac{1}{\alpha+6-2k}}\right] (1+z)^{-\frac{k-3}{\alpha+6-2k}} \xi^{\frac{2(k-3)}{\alpha+6-2k}} A^{-\frac{1}{\alpha+6-2k}} \beta^{-\frac{\alpha}{\alpha+6-2k}} E^{*\frac{1}{\alpha+6-2k}} t^{\frac{k-3}{\alpha+6-2k}}. \quad (3.18)$$

Y el tiempo de corte es:

$$t = \left[(4c)^{-\frac{k}{k-3}} \left(\frac{128}{3} \pi c^5\right)^{\frac{1}{k-3}}\right] (1+z) \xi^{-2} A^{\frac{1}{k-3}} \beta^{\frac{\alpha}{k-3}} E^{*-\frac{1}{k-3}} \Gamma^{\frac{\alpha+6-2k}{k-3}}, \quad (3.19)$$

que en términos del ángulo $\Delta\theta$ es:

$$t = \left[(4c)^{-\frac{k}{k-3}} \left(\frac{128}{3} \pi c^5 \right)^{\frac{1}{k-3}} \right] (1+z) \xi^{-2} A^{\frac{1}{k-3}} \beta^{\frac{\alpha}{k-3}} E^{*-\frac{1}{k-3}} \Delta\theta^{-\frac{\alpha+6-2k}{k-3}}. \quad (3.20)$$

Radiación de sincrotrón

Usando el factor de Lorentz de la ecuación (3.18) y la teoría del *afterglow* por radiación de sincrotrón derivada del capítulo II, es posible deducir las cantidades relevantes a la emisión por sincrotrón del *forward shock*. Los factores de Lorentz mínimo y de enfriamiento están dados por:

$$\left\{ \begin{array}{l} \gamma_m = \gamma_{m,AB} (1+z)^{-\frac{k-3}{\alpha+6-2k}} \xi^{\frac{2(k-3)}{\alpha+6-2k}} \beta^{-\frac{\alpha}{\alpha+6-2k}} \epsilon_e A^{-\frac{1}{\alpha+6-2k}} E^{*\frac{1}{\alpha+6-2k}} t^{\frac{k-3}{\alpha+6-2k}} \\ \gamma_c = \gamma_{c,AB} (1+z)^{\frac{\alpha+k-3-\alpha k}{\alpha+6-2k}} \xi^{\frac{6+2k(\alpha-1)-2\alpha}{\alpha+6-2k}} \beta^{\frac{\alpha(3-2k)}{\alpha+6-2k}} (1+Y)^{-1} \epsilon_B^{-1} A^{-\frac{\alpha+3}{\alpha+6-2k}} \\ \quad \times E^{*\frac{2k-3}{\alpha+6-2k}} t^{-\frac{\alpha+k-3-\alpha k}{\alpha+6-2k}} \end{array} \right. \quad (3.21)$$

Y el campo magnético asociado es de la forma:

$$B = B_{AB} (1+z)^{\frac{6+k(\alpha-2)}{2(\alpha+6-2k)}} \xi^{-\frac{6+k(\alpha-2)}{\alpha+6-2k}} \beta^{\frac{\alpha(k-1)}{\alpha+6-2k}} \epsilon_B^{\frac{1}{2}} A^{\frac{\alpha+4}{2(\alpha+6-2k)}} E^{*\frac{1-k}{\alpha+6-2k}} t^{-\frac{6+k(\alpha-2)}{2(\alpha+6-2k)}}. \quad (3.22)$$

En este caso, los cortes espectrales de sincrotrón y el flujo máximo se vuelven:

$$\left\{ \begin{array}{l} v_m^{sync} = v_{m,AB}^{sync} (1+z)^{\frac{12+\alpha(k-2)-4k}{2(\alpha+6-2k)}} \xi^{-\frac{24+(\alpha-8)k}{\alpha+6-2k}} \beta^{\frac{\alpha(k-4)}{\alpha+6-2k}} A^{\frac{\alpha-2}{2(\alpha+6-2k)}} \epsilon_e^2 \epsilon_B^{\frac{1}{2}} \times E^{*\frac{4-k}{\alpha+6-2k}} \\ \quad \times t^{-\frac{24+(\alpha-8)k}{2(\alpha+6-2k)}} \\ v_c^{sync} = v_{c,AB}^{sync} (1+z)^{-\frac{12-4k-2\alpha+3k\alpha}{2(\alpha+6-2k)}} \xi^{\frac{(3k-4)\alpha}{\alpha+6-2k}} \beta^{-\frac{(3k-4)\alpha}{\alpha+6-2k}} A^{-\frac{10+3\alpha}{2(\alpha+6-2k)}} \epsilon_B^{-\frac{3}{2}} (1+Y)^{-2} \\ \quad \times E^{*\frac{3k-4}{\alpha+6-2k}} t^{\frac{(3k-4)\alpha}{2(\alpha+6-2k)}} \\ F_{max}^{sync} = F_{max,AB}^{sync} (1+z)^{\frac{(3k-8)\alpha}{2(\alpha+6-2k)}} \xi^{-\frac{12-4k-6\alpha+3k\alpha}{\alpha+6-2k}} \beta^{\frac{(3k-8)\alpha}{\alpha+6-2k}} A^{\frac{3\alpha+2}{2(\alpha+6-2k)}} \epsilon_B^{\frac{1}{2}} D^{-2} E^{*\frac{8-3k}{\alpha+6-2k}} \\ \quad \times t^{-\frac{12-4k-6\alpha+3k\alpha}{2(\alpha+6-2k)}} \end{array} \right. \quad (3.23)$$

Debido a que en este caso se trata el espectro después del *jet break*, se obtiene que la

población de electrones se ha enfriado y, por consiguiente, el único régimen de enfriamiento es el lento. Utilizando las ecuaciones de (3.23), se llega a:

$$F_{\nu,s}^{sync} \propto \begin{cases} t^{-\frac{9\alpha-6-2k(2\alpha-1)}{3(\alpha+6-2k)}} \nu^{\frac{1}{3}}, & \text{si } v_m > \nu \\ t^{-\frac{p[24+k(\alpha-8)]+(5k-12)\alpha}{4(\alpha+6-2k)}} \nu^{-\frac{p-1}{2}}, & \text{si } v_c > \nu > v_m \\ t^{-\frac{p[24+k(\alpha-8)]+2\alpha(k-4)}{4(\alpha+6-2k)}} \nu^{-\frac{p}{2}}, & \text{si } \nu > v_c. \end{cases} \quad (3.24)$$

Estas curvas se presentan gráficamente en la Figura 3.6:

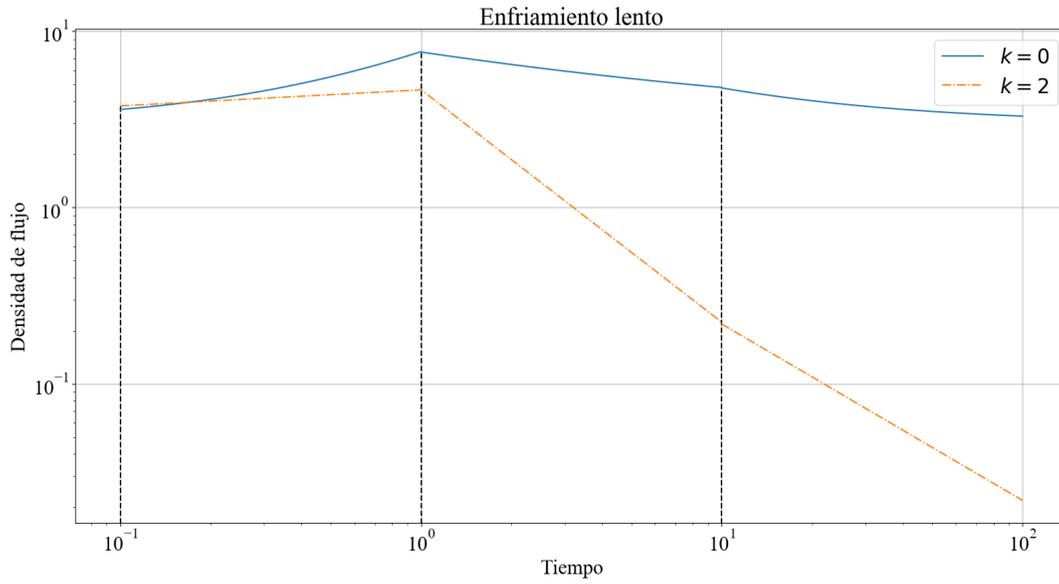


Figura 3.6. Curva de luz de sincrotrón después del *jet-break* en el régimen de enfriamiento lento para una frecuencia constante.

Emisión por dispersión Compton inversa

De manera análoga a la sección previa al *jet break*, se tienen los cortes espectrales y el flujo máximo de la emisión por SSC:

$$\left\{ \begin{array}{l} v_m^{SSC} = v_{m,AB}^{SSC} (1+z)^{\frac{24+k(\alpha-8)-2\alpha}{2(\alpha+6-2k)}} \xi^{-\frac{36+(\alpha-12)k}{\alpha+6-2k}} \beta^{\frac{(k-6)\alpha}{\alpha+6-2k}} A^{\frac{\alpha-6}{2(\alpha+6-2k)}} \epsilon_e^4 \epsilon_B^{\frac{1}{2}} \times E^{*\frac{6-k}{\alpha+6-2k}} \\ \quad \times t^{-\frac{36+(\alpha-12)k}{2(\alpha+6-2k)}} \\ v_c^{SSC} = v_{c,AB}^{SSC} (1+z)^{-\frac{24-8k-6\alpha+7k\alpha}{2(\alpha+6-2k)}} \xi^{\frac{12-4k-8\alpha+7k\alpha}{\alpha+6-2k}} \beta^{\frac{(10-7k)\alpha}{\alpha+6-2k}} A^{-\frac{22+7\alpha}{2(\alpha+6-2k)}} \epsilon_B^{-\frac{7}{2}} (1+Y)^{-4} \\ \quad \times E^{*\frac{7k-10}{\alpha+6-2k}} t^{\frac{12-4k-8\alpha+7k\alpha}{2(\alpha+6-2k)}} \\ F_{max}^{SSC} = F_{max,AB}^{SSC} (1+z)^{\frac{5(k-2)\alpha}{2(\alpha+6-2k)}} \xi^{-\frac{12-4k-8\alpha+5k\alpha}{\alpha+6-2k}} \beta^{\frac{5(k-2)\alpha}{\alpha+6-2k}} A^{\frac{5(\alpha+2)}{2(\alpha+6-2k)}} \epsilon_B^{\frac{1}{2}} D^{-2} E^{*-\frac{5(k-2)}{\alpha+6-2k}} \\ \quad \times t^{\frac{8\alpha-12-k(5\alpha-4)}{2(\alpha+6-2k)}} \end{array} \right. \quad (3.25)$$

Utilizando las ecuaciones de (3.25), se obtienen las curvas de luz del régimen de enfriamiento lento:

$$F_{v,s}^{SSC} \propto \left\{ \begin{array}{ll} t^{-\frac{(7k-12)\alpha}{3(\alpha+6-2k)}} v^{\frac{1}{3}}, & \text{si } v_m > v \\ t^{-\frac{4(9p-4\alpha-3)+k[4+p(\alpha-12)+9\alpha]}{4(\alpha+6-2k)}} v^{-\frac{p-1}{2}}, & \text{si } v_c > v > v_m \\ t^{-\frac{36p+kp(\alpha-12)-8(\alpha+3)+2k(\alpha+4)}{4(\alpha+6-2k)}} v^{-\frac{p}{2}}, & \text{si } v > v_c. \end{array} \right. \quad (3.26)$$

Estas curvas se presentan gráficamente en la Figura 3.7 (p. 71):

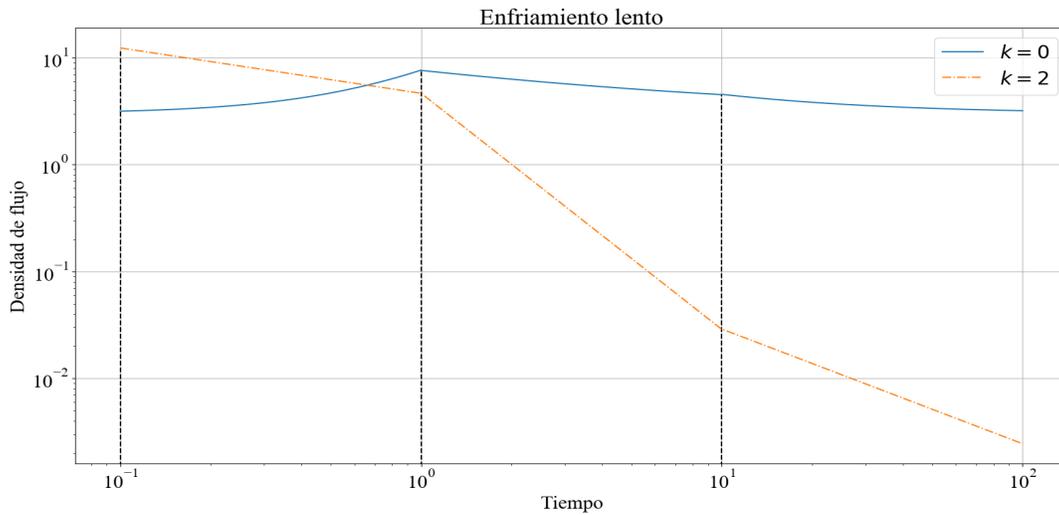


Figura 3.7. Curva de luz de SSC después del *jet-break* en el régimen de enfriamiento lento de tiempo para una frecuencia constante.

Como puede observarse en las gráficas de las curvas de luz en este capítulo, en general la densidad de flujo disminuye al pasar el tiempo tanto en el caso de un medio constante como en el del viento estelar. Este resultado no se habría visualizado si no se hubiera encontrado el factor de Lorentz del choque frontal Γ y se hubieran obtenido las curvas de luz del capítulo II, las cuales predicen que la densidad de flujo aumenta para tiempos tardíos, pues asumen un Γ independiente del tiempo. Por otro lado, también es posible notar la diferencia entre los perfiles de densidad con los que interacciona el choque. Para un medio constante se nota un leve incremento en la densidad del flujo a tiempos tempranos y después una caída. Mientras que para el viento estelar la caída comienza a tiempos tempranos y mantiene este comportamiento durante toda la evolución temporal, excepto en el caso de enfriamiento rápido antes del *jet-break*, en donde se tiene un aumento de la densidad de flujo en la segunda ley de potencias tanto en el caso de sincrotrón como en el de SSC. Otra observación importante es que la densidad de flujo en el caso de SSC es mayor que en el de sincrotrón en todas las gráficas, lo que es el resultado esperado, dado que el mecanismo de SSC energiza aún más a los fotones.

Esta propuesta del modelo teórico de la radiación de un *cocoon* será aplicada a explicar la emisión del GRB 150101B en el capítulo siguiente.

Capítulo IV. Aplicación: GRB 150101B

El 17 de agosto de 2017 fue posible la detección conjunta de dos mensajeros de la fusión de dos estrellas de neutrones: la onda gravitacional GW170817 por LIGO¹⁴³ y el GRB de baja luminosidad asociado, el GRB 170817A por Fermi¹⁴⁴. Los resultados de esta observación pudieron confirmar que la fusión de estrellas de neutrones es un progenitor de los destellos de rayos gamma cortos.¹⁴⁵ Con el fin de entender mejor este evento, se realizó un análisis del GRB 170817A. Goldstein *et al.*¹⁴⁶ encontraron que este destello en particular caía dentro de la distribución normal de GRBs cortos en cuanto a fluencia, flujo máximo, energía máxima y duración. Sus características peculiares fueron que el destello estuvo compuesto por un pico fuerte y corto seguido de una cola más débil y larga, la cual podría tener un origen térmico, y que este fue varios órdenes de magnitud menos luminoso que otros GRBs cortos con corrimiento al rojo conocido, pues su luminosidad y energía isotrópicas fueron de $L_{iso} = 1.6 \times 10^{47} \frac{\text{ergs}}{\text{s}}$ y $E_{iso} = 1.3 \times 10^{46} \text{ ergs}$, respectivamente.¹⁴⁷

Un análisis reciente realizado por Burns *et al.*¹⁴⁸ mostró que un destello anterior, el GRB 150101B, expone características parecidas al GRB 170817A, en cuanto a su estructura de dos componentes, dado que el GRB 150101B presentó un pico corto y fuerte en la banda óptica y una cola de mayor duración en rayos X. Esta similitud entre destellos y el hecho de que ambos de ellos forman parte de los GRBs cortos más cercanos que se hayan observado, parece indicar que los dos componentes son un rasgo común de los destellos de este tipo y que su no detección se

¹⁴³B. P. Abbot, *et al.*, “GW170817: Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral”, en *Physical Review Letters*, College Park (Estados Unidos), American Center for Physics, vol. 119, 16 de octubre de 2017, pp. 161101-1 - 161101-18.

¹⁴⁴Véase: <https://gcn.gsfc.nasa.gov/other/170817A.gcn3>.

¹⁴⁵B. P. Abbot, *et al.*, “Gravitational Waves and Gamma-Rays from a Binary Neutron Star Merger: GW170817 and GRB 170817A”, en *The Astrophysical Journal Letters*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 848, 20 de octubre de 2017, p. L29.

¹⁴⁶A. Goldstein, *et al.*, “An Ordinary Short Gamma-Ray Burst with Extraordinary Implications: *Fermi*-GBM Detection of GRB 170817A”, en *The Astrophysical Journal Letters*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 848, 20 de octubre de 2017, pp. L17-L19.

¹⁴⁷B. P. Abbot, *et al.*, “Gravitational Waves and Gamma-Rays from a Binary Neutron Star Merger: GW170817 and GRB 170817A”, p. L21.

¹⁴⁸E. Burns, *et al.*, “*Fermi* GBM Observations of GRB 150101B: A Second Nearby Event with a Short Hard Spike and a Soft Tail”, en *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 863, 20 de agosto de 2018.

debe a la baja sensibilidad de los instrumentos con un rango de energía menor al de GBM, que la emisión principal de estos eventos socava la cola débil o simplemente que los GRBs anteriores se encuentran a distancias demasiado grandes.

IV.1. Detección de diferentes observatorios

Los instrumentos BAT de Swift y GBM de Fermi detectaron el GRB 150101B a las 15:23 y a las 15:24:34.468 en el horario universal, respectivamente.¹⁴⁹ El análisis de datos del BAT de Swift reveló una fuente brillante, lo que permitió poner una restricción a la localización con una ascensión recta de 188.044 y una declinación de -10.956 (J2000). El pulso de rayos γ en la banda de 15-150 keV consistió en un solo pulso con una duración y fluencia de $T_{90} = 0.012 \pm 0.0009$ s y $F_{\gamma} = (6.1 \pm 2.2) \times 10^{-8} \frac{\text{ergs}}{\text{cm}^2}$, respectivamente. El GRB tuvo una energía isotrópica de $E_{iso} = 1.3 \times 10^{49}$ ergs.¹⁵⁰ Recientemente, Burns *et al.*¹⁵¹ presentaron un análisis que reveló una estructura con dos componentes: un pico fuerte y corto seguido de una cola suave y larga. La duración total de la estructura de dos componentes fue $T_{90} = 0.08 \pm 0.93$ s, la fluencia del pico principal de $(1.2 + 0.1) \times 10^{-7} \frac{\text{ergs}}{\text{cm}^2}$ y la fluencia de la cola de $2.0 \pm 0.2 \times 10^{-8} \frac{\text{ergs}}{\text{cm}^2}$. El ACIS del Observatorio de rayos X Chandra reportó dos observaciones 7.94 y 39.68 días después del detonante inicial de BAT, con una duración de ~ 4.1 horas cada una.¹⁵² Se recolectaron observaciones en óptico y cerca del infrarrojo y además se obtuvieron límites superiores con los telescopios.¹⁵³

- Magellan/Baade usando IMACS usando los filtros r, g, i y z.
- VLT equipado con HAWK-I con los filtros J, H, K y Y.
- TNG usando NICS con el filtro J.

¹⁴⁹Jay R. Cummings, “Short burst found in ground analysis of Swift-BAT data”, en *GRB Coordinates Network, Circular Service*, núm. 17267, 2015 y E. Burns, *et al.*, *op. cit.*, p. L35.

¹⁵⁰W. Fong, *et al.*, “The afterglow and early-type host galaxy of the short GRB 150101B at $z = 0.1343$ ”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 833, 20 de diciembre de 2016, p. 152.

¹⁵¹E. Burns, *et al.*, *op. cit.*, pp. L34-L42.

¹⁵²W. Fong, *et al.*, *op. cit.*, pp. 153-154.

¹⁵³*Idem.*

- Gemini-S instrumentado con los GMOS con el filtro r.
- UKIRT con el instrumento WFCAM en los filtros J y K.
- HST usando la WFC3 con los filtros F160W y F606W.

Las observaciones espectroscópicas en el rango de longitudes de onda entre 530 y 850 nm de la galaxia anfitrion 2MASX J12320498-1056010, revelaron varias características prominentes de absorción que pueden asociar al GRB 150101B con una galaxia anfitriona joven localizada a $z = 0.1343 \pm 0.0030$.¹⁵⁴

El GRB 150101B fue encontrado de manera fortuita gracias a su proximidad a un núcleo galáctico activo de baja luminosidad, el cual fue considerado en un inicio como el candidato al complemento en rayos X de este destello. El espectro de este GRB se presenta en la Figura 4.1:

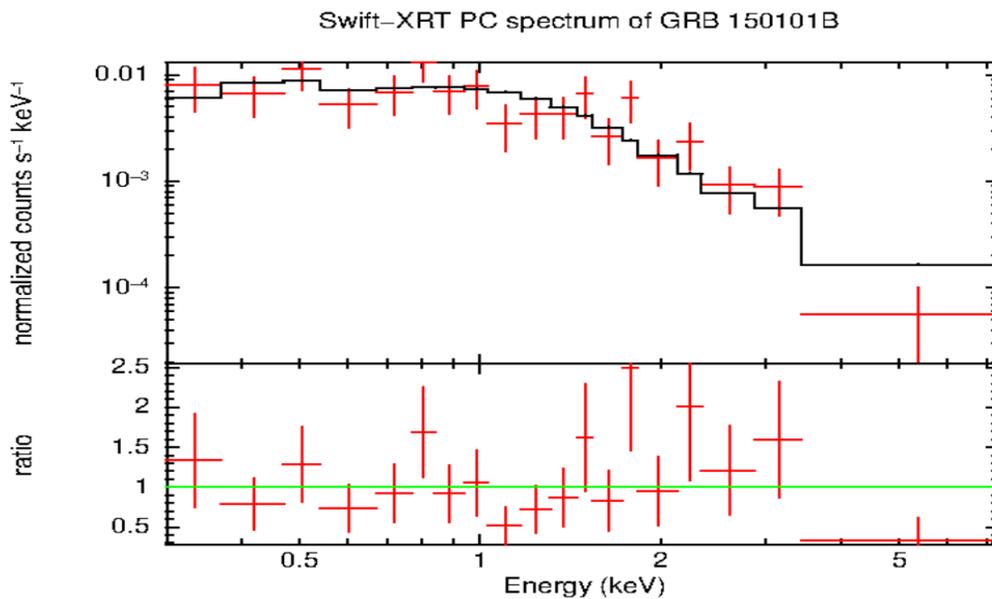


Figura 4.1. Espectro del GRB 150101B. *Loc. cit.*¹⁵⁵

La detección de esta fuente de rayos X desencadenó una serie de observaciones más enfocadas en longitudes de onda en rayos X y óptico, las cuales revelaron el verdadero *afterglow*

¹⁵⁴*Ibidem*, pp. 151-164.

¹⁵⁵*Swift-XRT spectra of GRB 150101B*, Leicester, University of Leicester, 2017.

del GRB. En la Figura 4.2 se puede observar el resultado del análisis de Burns *et al.*, el cual mostró esta característica escondida del destello:

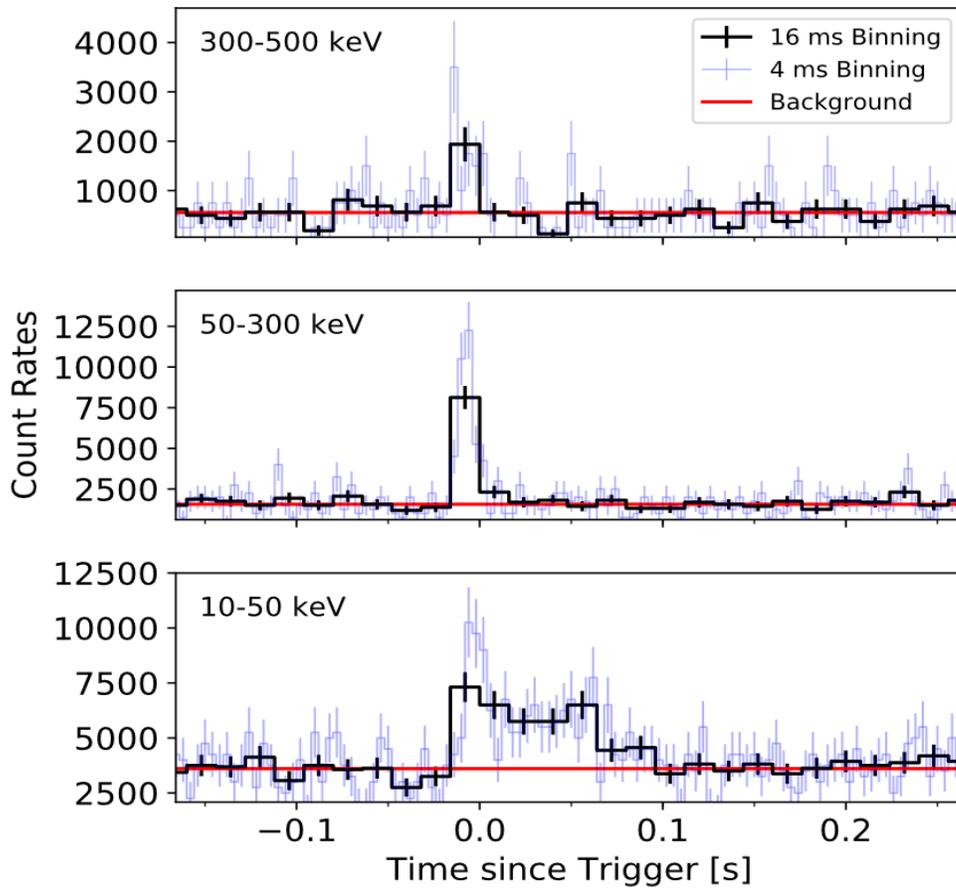


Figura 4.2. Tasas de conteo en distintos rangos de energía que muestran los dos componentes de emisión en el GRB 150101B. El pico fuerte y corto es visible encima de 50 keV, mientras que la cola es obvia en el canal de 10-50 keV. Los niveles del fondo son los valores promediados en el tiempo alrededor del detonante. Burns, *et al.*, *loc. cit.*¹⁵⁶

La aplicación del modelo propuesto en esta tesis al GRB 150101B puede explicar esta emisión bicomponente como la radiación producida por la interacción del *cocoon* con zonas de distinta densidad aledañas a la fusión de las estrellas, ya sea un medio interestelar constante, un viento estelar u otro entorno con $k \neq 0,2$.

¹⁵⁶E. Burns, *et al.*, *op. cit.*, p. L36.

IV.2. Descripción de las curvas de luz

En esta sección se presenta el ajuste realizado con el modelo desarrollado en esta tesis para poder hacer una comparación entre este y las observaciones provistas por los telescopios mencionados en el apartado anterior. Los parámetros utilizados se muestran en la Tabla 4.1, tomando en cuenta solamente radiación por sincrotrón en un medio homogéneo ($k = 0$). Estos fueron deducidos gráficamente a través de las curvas de luz que produjo el modelo. Se fijaron los valores de k , β , ξ , $\Delta\theta$ y z y los demás se variaron hasta obtener el ajuste deseado.

Parámetro	Valor
k	0
β	1
ξ	1
p	2.3
$\Delta\theta$	20°
n (10^{-3} cm^{-3})	6.5
E_k (10^{51} ergs)	2
ϵ_e	0.1
ϵ_B	0.1
α	3.5
z	0.1343

Tabla 4.1. Parámetros del *afterglow* para el GRB 150101B

La Figura 4.3 (p. 77) muestra la curva de luz en rayos X y los límites superiores en infrarrojo del GRB 150101B con el ajuste (línea verde sólida para los rayos X y línea morada punteada para el infrarrojo) obtenido con el modelo propuesto en esta tesis del *forward shock* de radiación de sincrotrón en un medio con densidad homogénea. Debido a que las mediciones se hicieron días después de la emisión pronta, se usó el modelo de expansión lateral en el régimen de enfriamiento lento de la emisión, dado que el enfriamiento rápido sólo afecta a tiempos del orden de segundos.

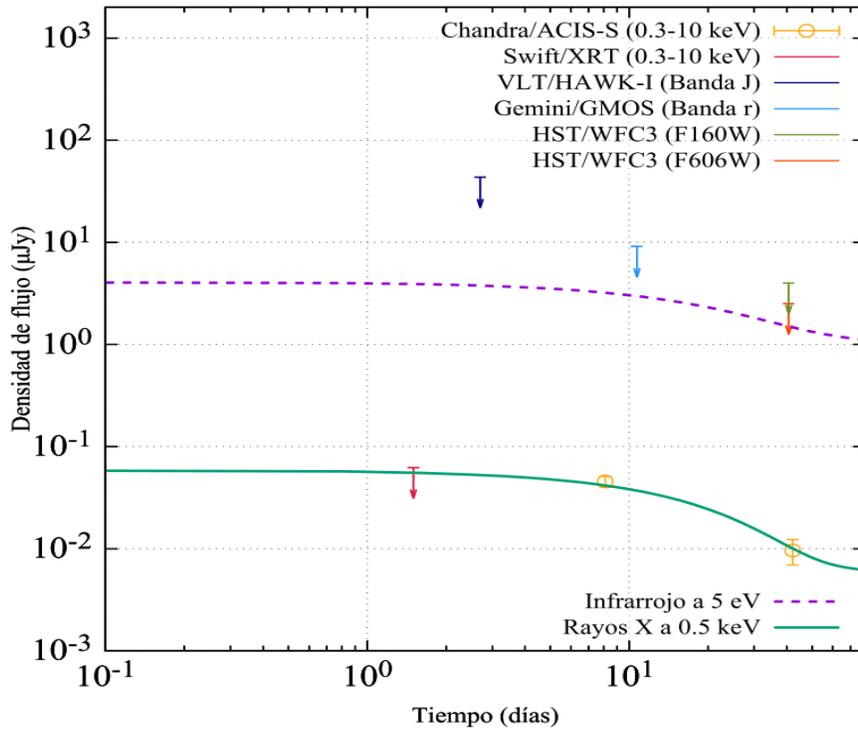
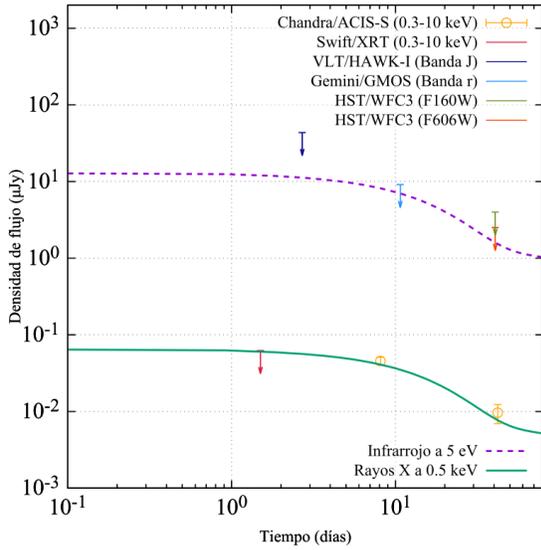


Figura 4.3. Curva de luz en rayos X y límites superiores en infrarrojo del GRB 150101B. Los valores de los parámetros del mejor ajuste utilizados en este modelo se reportan en la Tabla 4.1. Los datos se toman de Troja *et al.* de la Tabla 2.¹⁵⁷

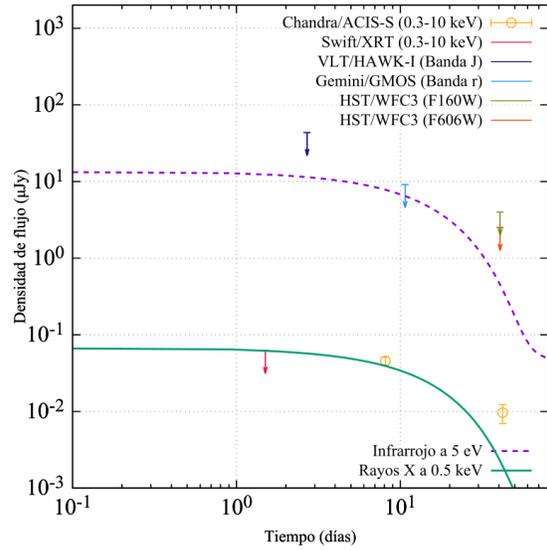
En esta gráfica se observa que la emisión en estas bandas puede explicarse mediante la radiación de sincrotrón producida por la interacción de un *cocoon* en un medio de densidad constante, dado que el ajuste en rayos X toca los dos puntos presentados por Chandra/ACIS-S en el rango de 0.3 a 10 keV y se mantiene por debajo del límite superior reportado por HST/WFC3. De igual forma, la emisión en infrarrojo de este modelo queda por debajo de los límites superiores medidos por VLT/HAWK-I, Gemini/GMOS y HST/WFC3.

Por otro lado, este comportamiento no se explica necesariamente por un medio con densidad constante, sino que también puede ser ajustado por $k \neq 0$, tal y como se puede ver en la Figura 4.4 (p. 78):

¹⁵⁷E. Troja, *et al.*, “A luminous blue kilonova and an off-axis jet from a compact binary merger at $z=0.1341$ ”, en *Nature Communications*, Londres, vol. 9, 16 de octubre de 2018, s. p.



(a) Curva de luz para $k = 1.5$. Los parámetros distintos a los de la Tabla 4.1 fueron $E_k = 1 \times 10^{49}$, $\alpha = 7$ y $A^* = 1 \times 10^{-6}$.



(b) Curva de luz para $k = 2$. Los parámetros distintos a los de la Tabla 4.1 fueron $E_k = 6 \times 10^{50}$, $\alpha = 5$ y $A^* = 5 \times 10^3$.

Figura 4.4. Curvas de luz para distintos valores de k

De acuerdo con la Figura 4.4 (a), para el valor de $k = 1.5$ es posible hacer un ajuste tanto de la radiación en rayos X como de la emisión en infrarrojo con un cambio en los parámetros E_k , A^* y el nuevo parámetro propuesto en esta tesis: α . A pesar de que se pudo ajustar satisfactoriamente tanto con $k = 0$ como con $k = 1.5$ existe una cantidad que permite elegir un modelo sobre otro. De acuerdo con lo mencionado en el apartado IV.1, la energía isotrópica del GRB 150101B fue de aproximadamente 1.3×10^{49} ergs, valor al que mejor se acerca el parámetro E_k con $k = 1.5$, por lo que este caso es preferible al de densidad homogénea.

Por otro lado, para el caso de viento estelar no fue posible encontrar valores de los parámetros que ajustaran satisfactoriamente la radiación, como se ve en la Figura 4.4 (b).

Como se pudo apreciar en este capítulo, el modelo propuesto no sólo permitió calcular las curvas de luz para una emisión isotrópica en un medio con una densidad dada por una ley de potencias de k , sino también aplicar sus resultados a un GRB en particular.

Conclusiones

Partiendo de la hipótesis de que el modelo de la bola de fuego (*fireball model*) es válido, misma que se comprobó en su totalidad, ya que se encontraron curvas de luz que se ajustaron a las mediciones de un destello de rayos gamma y con ello se explicó el comportamiento de su emisión electromagnética y el medio en el que se encuentra.

La tesis ofreció el panorama de la historia de la observación de los destellos de rayos gamma y los modelos que se diseñaron para la explicación de este fenómeno. No obstante, al presentar dichas propuestas, se detectó la inconsistencia de cada una de ellas, por eso se procedió a establecer el modelo analítico propio para el tratamiento de la emisión electromagnética, para lo cual se aplicaron los resultados derivados en el caso particular de una capa en forma de capullo (*cocoon*), se obtuvieron y se graficaron las curvas de luz para distintos medios, en especial para los casos de medio homogéneo y viento estelar, para los casos relativista y no relativista, además se describió el GRB 150101B, donde la emisión se ajustó a las curvas de luz derivadas en este trabajo.

El modelo analítico del *forward shock* diseñado con base en todos estos elementos es independiente de la fuente del material eyectado; ya sea una fusión de estrellas de neutrones o el colapso de una estrella y tomó en cuenta la desaceleración de la capa exterior del material expulsado por su interacción con un medio de densidad $\rho = AR^{-k}$, en donde $k = 0$ y $k = 2$ representan los casos de medio homogéneo y viento estelar, respectivamente.

Asimismo, se obtuvieron las curvas de luz de sincrotrón y SSC en los regímenes de enfriamiento rápido y lento durante las fases de expansión relativista y expansión lateral. De forma adicional, se aplicó la teoría desarrollada en el caso de la emisión en forma de *cocoon*.

Se encontró que la energía cinética equivalente para el *cocoon* está dada por $E^*(\beta\Gamma)^{-\delta}$ con $\delta = \alpha + 2$. Cuando se utilizan los valores particulares $\delta = 0$ y $\alpha = 0$ en un medio homogéneo se alcanzan las expresiones originales derivadas de los trabajos de Sari, Piran y Narayan¹¹⁴ en el caso de la radiación de sincrotrón, y las ecuaciones reportadas por Sari y Esin¹¹⁵ para el caso de SSC.

¹¹⁴Re'em Sari, Tsvi Piran y Ramesh Narayan, *op. cit.*, pp. L17-L20.

¹¹⁵Re'em Sari y Ann A. Esin, *op. cit.*, pp. 787-799.

Además, se consiguió la ley de potencias del tiempo para las curvas de luz en función del factor de Lorentz que fue calculado para el caso de una capa externa en forma de *cocoon* e introducido en las leyes de potencias encontradas con anterioridad.

Se graficaron los resultados y se compararon con las mediciones hechas con antelación. Variando los parámetros del choque frontal, tales como la densidad del medio aledaño y la energía de la bola de fuego, se ajustó el comportamiento del GRB 150101B con las curvas de luz calculadas en el presente trabajo, lo que permitió comprender las características de este destello en particular.

De igual forma se mostró que la radiación del *afterglow* tardío de este GRB también puede ser ajustada con densidades con valores de k igual a 0 y a 1.5, en donde el caso con $k = 1.5$ fue preferible, pues sus parámetros concordaron mejor con las observaciones.

Debido a que se propuso el modelo teórico para explicar el comportamiento de los destellos de rayos gamma, este permitió su aplicación para un caso experimental en un medio homogéneo para interpretar la emisión no térmica detectada del *afterglow* tardío del GRB 150101B. Se encontraron los parámetros de mejor ajuste (E^* , n , p , $\Delta\theta$, ϵ_B , ϵ_e y α) que aclaran la radiación no térmica tardía. El modelo es consistente con los resultados obtenidos en las longitudes de onda de rayos X presentados por Chandra/ACIS-S y con los límites superiores en infrarrojo reportados por HST, Gemini y VLT.

Considero que al poner en discusión los alcances de esta propuesta del modelo, podría aplicarse a los casos prácticos y en esto radicaría su aportación para los futuros estudios de este y otros fenómenos relacionados con la emisión de rayos gamma y su complejidad.

Apéndice A. Constantes del Capítulo III

A.1. Antes del *jet break*: Fase relativista

$$\begin{cases} \gamma_{m,BB} = 4^{\frac{k-4}{\delta+8-2k}} \left(\frac{3}{\pi}\right)^{\frac{1}{\delta+8-2k}} \frac{m_p}{m_e} \left(\frac{p-2}{p-1}\right) c^{\frac{k-5}{\delta+8-2k}} \\ \gamma_{c,BB} = 2^{\frac{2(k-4-2\delta+k\delta)}{\delta+8-2k}} 3^{\frac{\delta+5}{\delta+8-2k}} \pi^{\frac{3-2k}{\delta+8-2k}} c^{\frac{7+k(\delta-3-\delta)}{\delta+8-2k}} \sigma_T^{-1} \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

$$B_{BB} = 2^{\frac{24+5\delta-2k(\delta+3)}{2(\delta+8-2k)}} 3^{\frac{1-k}{\delta+8-2k}} \pi^{\frac{\delta+6}{2(\delta+8-2k)}} c^{\frac{6-\delta(k-2)}{2(\delta+8-2k)}}. \quad (\text{A.2})$$

$$\begin{cases} v_{m,BB}^{sync} = 2^{-\frac{40+2k(\delta-5)-3\delta}{2(\delta+8-2k)}} 3^{\frac{4-k}{\delta+8-2k}} \pi^{\frac{4k-\delta-16}{2(\delta+8-2k)}} \frac{q_e m_p^2}{m_e^3} \left(\frac{p-2}{p-1}\right)^2 c^{-\frac{40+k(\delta-10)}{2(\delta+8-2k)}} \\ v_{c,BB}^{sync} = 2^{-\frac{40+13\delta-2k(3\delta+5)}{2(\delta+8-2k)}} 3^{\frac{12-k+2\delta}{\delta+8-2k}} \pi^{-\frac{4k+\delta}{2(\delta+8-2k)}} m_e q_e c^{\frac{(3k-4)(\delta-2)}{2(\delta+8-2k)}} \sigma_T^{-2} \\ F_{max,BB}^{sync} = 2^{\frac{8-2k+17\delta-6k\delta}{2(\delta+8-2k)}} 3^{-\frac{8-k+2\delta}{\delta+8-2k}} \pi^{\frac{4k+\delta-8}{2(\delta+8-2k)}} \frac{m_e}{m_p q_e} c^{\frac{16-2k+12\delta-3k\delta}{2(\delta+8-2k)}} \sigma_T \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

$$\begin{cases} v_{m,BB}^{SSC} = 2^{-\frac{72+2k(\delta-9)-3\delta}{2(\delta+8-2k)}} 3^{\frac{6-k}{\delta+8-2k}} \pi^{\frac{4k-\delta-20}{2(\delta+8-2k)}} \frac{q_e m_p^4}{m_e^5} \left(\frac{p-2}{p-1}\right)^4 c^{-\frac{60+k(\delta-14)}{2(\delta+8-2k)}} \\ v_{c,BB}^{SSC} = 2^{-\frac{72+29\delta-2k(7\delta+9)}{2(\delta+8-2k)}} 3^{\frac{22-k+4\delta}{\delta+8-2k}} \pi^{\frac{12(1-k)-\delta}{2(\delta+8-2k)}} m_e^3 q_e c^{\frac{36-18k-8\delta+7k\delta}{2(\delta+8-2k)}} \sigma_T^{-4} \\ F_{max,BB}^{SSC} = 2^{\frac{5[8+5\delta-2k(\delta+1)]}{2(\delta+8-2k)}} 3^{-\frac{14-k+3\delta}{\delta+8-2k}} \pi^{\frac{\delta+8k-12}{2(\delta+8-2k)}} \frac{m_e}{m_p^2 q_e} \left(\frac{p-1}{p-2}\right) c^{\frac{12+2k+14\delta-5k\delta}{2(\delta+8-2k)}} \sigma_T^2 \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

A.2. Después del *jet break*: Expansión lateral

$$\begin{cases} \gamma_{m,AB} = 2^{\frac{2k-7}{\alpha+6-2k}} \left(\frac{3}{\pi}\right)^{\frac{1}{\alpha+6-2k}} \frac{m_p}{m_e} \left(\frac{p-2}{p-1}\right) c^{\frac{k-5}{\alpha+6-2k}} \\ \gamma_{c,AB} = 2^{-\frac{3+4\alpha-2k\alpha}{\alpha+6-2k}} 3^{\frac{\alpha+3}{\alpha+6-2k}} \pi^{\frac{3-2k}{\alpha+6-2k}} m_e c^{\frac{9+k(\alpha-5)-\alpha}{\alpha+6-2k}} \sigma_T^{-1} \end{cases} \quad (\text{A.5})$$

$$B_{AB} = 2^{-\frac{-16-5\alpha+2k(\alpha+2)}{2(\alpha+6-2k)}} 3^{\frac{1-k}{\alpha+6-2k}} \pi^{\frac{\alpha+4}{2(\alpha+6-2k)}} c^{\frac{2+2k+2\alpha-k\alpha}{2(\alpha+6-2k)}}. \quad (\text{A.6})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} V_{m,AB}^{sync} = 2^{-\frac{38+2k(\alpha-6)-3\alpha}{2(\alpha+6-2k)}} 3^{\frac{4-k}{\alpha+6-2k}} \pi^{\frac{4k-\alpha-14}{2(\alpha+6-2k)}} \frac{q_e m_p^2}{m_e^3} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^2 c^{-\frac{40+k(\alpha-12)}{2(\alpha+6-2k)}} \\ V_{c,AB}^{sync} = 2^{-\frac{22+13\alpha-2k(3\alpha+2)}{2(\alpha+6-2k)}} 3^{\frac{8-k+2\alpha}{\alpha+6-2k}} \pi^{-\frac{4k+\alpha-2}{2(\alpha+6-2k)}} m_e q_e c^{\frac{(3k-4)(\alpha-4)}{2(\alpha+6-2k)}} \sigma_T^{-2} \\ F_{max,AB}^{sync} = 2^{\frac{17\alpha-k(6\alpha-4)-10}{2(\alpha+6-2k)}} 3^{-\frac{4-k+2\alpha}{\alpha+6-2k}} \pi^{\frac{4k+\alpha-10}{2(\alpha+6-2k)}} \frac{m_e}{m_p q_e} c^{\frac{12\alpha-8-k(3\alpha-4)}{2(\alpha+6-2k)}} \sigma_T \end{array} \right. \quad (A.7)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} V_{m,AB}^{SSC} = 2^{-\frac{66+2k(\alpha-10)-3\alpha}{2(\alpha+6-2k)}} 3^{\frac{6-k}{\alpha+6-2k}} \pi^{\frac{4k-\alpha+18}{2(\alpha+6-2k)}} \frac{q_e m_p^4}{m_e^5} \left(\frac{p-2}{p-1} \right)^4 c^{-\frac{60+k(\alpha-16)}{2(\alpha+6-2k)}} \\ V_{c,AB}^{SSC} = 2^{-\frac{34+29\alpha-2k(7\alpha+2)}{2(\alpha+6-2k)}} 3^{\frac{14-k+4\alpha}{\alpha+6-2k}} \pi^{\frac{14-12k-\alpha}{2(\alpha+6-2k)}} m_e^3 q_e c^{\frac{52-32k-8\alpha+7k\alpha}{2(\alpha+6-2k)}} \sigma_T^{-4} \\ F_{max,AB}^{SSC} = 2^{\frac{5[2-\alpha(2k-5)]}{2(\alpha+6-2k)}} 3^{\frac{k-3\alpha-8}{\alpha+6-2k}} \pi^{\frac{\alpha+8k-14}{2(\alpha+6-2k)}} \frac{m_e}{m_p^2 q_e} \left(\frac{p-1}{p-2} \right) c^{\frac{14\alpha-16-k(5\alpha-12)}{2(\alpha+6-2k)}} \sigma_T^2 \end{array} \right. \quad (A.8)$$

REFERENCIAS

- ABBOT, B. P., *et al.*, “Gravitational Waves and Gamma-Rays from a Binary Neutron Star Meger: GW170817 and GRB 170817A”, en *The Astrophysical Journal Letters*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 848, 20 de octubre de 2017, pp. L13-L39. Disponible en: <https://iopscience.iop.org/article/10.3847/2041-8213/aa920c/pdf>, consultado el 8 de marzo de 2019.
- ABBOT, B. P., *et al.*, “GW170817: Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral”, en *Physical Review Letters*, College Park (Estados Unidos), American Center for Physics, vol. 119, 16 de octubre de 2017, pp. 161101-1 - 161101-18. Disponible en: <https://journals.aps.org/prl/pdf/10.1103/PhysRevLett.119.161101>, consultado el 17 de abril de 2019.
- ATTEIA, J.-L., *et al.*, “A second catalog of gamma-ray bursts: 1978-1980 localizations from the interplanetary network”, en *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 64, mayo de 1987, pp. 305-382. Disponible en: <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1987ApJS...64..305A>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- BAND, D., *et al.*, “BATSE observations of gamma-ray burst spectra. I. Spectral diversity”, en *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 413, 10 de agosto de 1993, pp. 281-292. Disponible en: <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1993ApJ...413..281B>, consultado el 17 de abril de 2019.
- BARING, Matthew G. y Alice K. Harding, “Relativistic motion in gamma-ray bursts with high energy emission”, en *23rd International Cosmic Ray Conference*, Singapur, vol. 1, 1994, pp. 53-56. Disponible en: <http://adsbit.harvard.edu/full/1993ICRC....1...53B/A000053.000.html>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- BARNIOL Duran, R., *et al.*, “The afterglow of a relativistic shock breakout and low-luminosity GRBs”, en *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford, Oxford University Press, vol. 448, marzo de 2015, pp. 417-428. Disponible en: <https://arxiv.org/pdf/1407.4475.pdf>, consultado el 19 de diciembre de 2018.
- BARTHELMY, S. D., *et al.*, “An origin for short γ -ray bursts unassociated with current star formation”, en *Nature. International Journal of Science*, Londres, vol. 438, 15 de diciembre de 2005, pp. 994-996. Disponible en: <https://www.nature.com/articles/nature04392>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- BARTHELMY, S. D., *et al.*, “Discovery of an afterglow extension of the prompt phase of two gamma-ray bursts observed by Swift”, en *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 635, 20 de diciembre de 2005, pp. L133-L136. Disponible en: <http://iopscience.iop.org/article/10.1086/499432/pdf>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- BLANDFORD, R. D. y C. F. McKee, “Fluid dynamics of relativistic blast waves”, en *The Physics of Fluids*, College Park (Estados Unidos), American Institute of Physics, vol. 19, núm. 8, 8 de agosto de 1976, pp. 1130-1138. Disponible en: <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.861619>, consultado el 14 de enero de 2019.
- BRIGGS, Michael S., *et al.*, “BATSE observations of the large-scale isotropy of gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Washington D. C., The American

- Astronomical Society, vol. 459, 1 de marzo de 1996, pp. 40-63. Disponible en: <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1996ApJ...459...40B>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- BURNS, E., *et al.*, “Fermi GBM Observations of GRB 150101B: A Second Nearby Event with a Short Hard Spike and a Soft Tail”, en *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 863, 20 de agosto de 2018, pp. L34-L42. Disponible en: <https://iopscience.iop.org/article/10.3847/2041-8213/aad813/pdf>, consultado el 3 de marzo de 2019.
- CAMPANA, S., *et al.*, “Swift observations of GRB 050128: the early X-ray afterglow”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 625, 20 de mayo de 2005, pp. L23-L26. Disponible en: <http://iopscience.iop.org/article/10.1086/430883/pdf>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- CAVALLO, G. y M. J. Rees, “A qualitative study of cosmic fireballs and γ -ray bursts”, en *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford, Oxford University Press, vol. 183, abril de 1978, pp. 359-365. Disponible en: <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1978MNRAS.183..359C>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- CHEVALIER, Roger A. y Zhi-Yun Li, “Gamma-ray burst environments and progenitors”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 520, 20 de julio de 1999, pp. L29-L32. Disponible en: <http://iopscience.iop.org/article/10.1086/312147/pdf>, consultado el 5 de enero de 2019.
- CLINE, T. L., *et al.*, “Energy spectra of cosmic gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 185, 1 de octubre de 1973, pp. L1-L5. Disponible en: <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1973ApJ...185L...1C>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- CLINE, T. L. y U. D. Desai, “Observations of cosmic gamma-ray bursts with IMP-7: Evidence for a single spectrum”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 196, 15 de febrero de 1975, pp. L43-L46. Disponible en: <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1975ApJ...196L..43C>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- CONNAUGHTON, V., *et al.*, “Fermi GBM observations of LIGO gravitational wave event GW150914”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 826, 20 de julio de 2016, pp. 1-19. Disponible en: <http://iopscience.iop.org/article/10.3847/2041-8205/826/1/L6/pdf>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- COVINO, S., *et al.*, “Optical emission from GRB 050709: a short/hard GRB in a star-forming galaxy”, en *Astronomy and Astrophysics*, Les Ulis (Francia), vol. 447, febrero de 2006, pp. L5-L8. Disponible en: <https://www.aanda.org/articles/aa/pdf/2006/08/aahi071.pdf>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- CUMMINGS, Jay R., “Short burst found in ground analysis of Swift-BAT data”, en *GRB Coordinates Network, Circular Service*, núm. 17267, 2015. Disponible en: <https://gcn.gsfc.nasa.gov/gcn/gcn3/17267.gcn3>, consultado el 3 de marzo de 2019.
- DAI, Z. G., y T. Lu, “The afterglow of GRB 990123 and a dense medium”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 519, 10 de julio de 1999, pp. L155-L158. Disponible en: <http://iopscience.iop.org/article/10.1086/312127/pdf>, consultado el 5 de enero de 2019.

- DAI, Z. G., *et al.*, “X-Ray Flares from Postmerger Millisecond Pulsars”, en *Science*, Washington D. C., American Association for the Advancement of Science, vol. 311, núm. 5764, 24 de febrero de 2006, pp. 1127-1129. Disponible en: <http://science.sciencemag.org/content/311/5764/1127>, consultado el 4 de enero de 2019.
- DEZALAY, J.-P., *et al.*, “Short cosmic events - A subset of classical GRBs?”, en *American Institute of Physics Conference Series*, College Park (Estados Unidos), American Institute of Physics, vol. 265, 1992, pp. 304-309.
- DEZALAY, J.-P., *et al.*, “The hardness-duration diagram of gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 471, 1 de noviembre de 1996, pp. L27-L30. Disponible en: <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1996ApJ...471L..27D>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- EICHLER, David, *et al.*, “Nucleosynthesis, neutrino bursts and γ -rays from coalescing neutron stars”, en *Nature. International Journal of Science*, Londres, vol. 340, 13 de julio de 1989, pp. 126-128. Disponible en: <https://www.nature.com/articles/340126a0>, consultado el 6 de enero de 2019.
- FENIMORE, Edward E., Claudine D. Madras y Sergei Nayakshin, “Expanding relativistic shells and gamma-ray burst temporal structure”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 473, 20 de diciembre de 1996, pp. 998-1012. Disponible en: <https://iopscience.iop.org/article/10.1086/178210/pdf>, consultado el 10 de abril de 2019.
- FENIMORE, E. E., *et al.*, “Gamma-ray sources as Comptonized X-ray sources”, en *Nature. International Journal of Science*, Londres, vol. 297, 24 de junio de 1982, pp. 665-667. Disponible en: <https://www.nature.com/articles/297665a0>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- FONG, W., *et al.*, “The afterglow and early-type host galaxy of the short GRB 150101B at $z = 0.1343$ ”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 833, 20 de diciembre de 2016, pp. 151-164. Disponible en: <https://iopscience.iop.org/article/10.3847/1538-4357/833/2/151/pdf>, consultado el 3 de marzo de 2019.
- FRAIJA, N., A. C. Caligula Do E. S. Pedreira y P. Veres, “Light curves of a shock-breakout material and a relativistic off-axis jet from a binary neutron star system”, 12 de diciembre de 2018, pp. 1-19. Disponible en: <https://arxiv.org/pdf/1803.02978.pdf>, consultado el 25 de febrero de 2019.
- FRAIJA, N., *et al.*, “On external shock model to explain the high-energy emission: GRB 940217, GRB 941017 and GRB 970217A”, en *AIP Conference Proceedings*, College Park (Estados Unidos), American Institute of Physics, vol. 1505, núm. 1, 2012, pp. 681-684. Disponible en: <https://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.4772351?class=pdf>, consultado el 10 de abril de 2019.
- GALAMA, T. J., *et al.*, “An unusual supernova in the error box of the γ -ray burst of 25 April 1998”, en *Nature. International Journal of Science*, Londres, vol. 395, 15 de octubre de 1998, pp. 670-672. Disponible en: <https://www.nature.com/articles/27150>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- “Gamma Ray Burst Summary”, en *Black Hole Gamma Ray Bursts*, 22 de enero de 2014. Disponible en: http://www.blackholecentral.com/bh_grb_page.html, consultado el 21 de febrero de 2019.
- GEHRELS, N., *et al.*, “A new γ -ray burst classification scheme from GRB 060614”, en *Nature*.

- International Journal of Science*, Londres, vol. 444, 21 de diciembre de 2006, pp. 1044-1046. Disponible en: <https://www.nature.com/articles/nature05376>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- GEHRELS, N., *et al.* “The *Swift* gamma-ray burst mission”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 611, 20 de agosto de 2004, pp. 1005-1020. Disponible en: <https://iopscience.iop.org/article/10.1086/422091/pdf>, consultado el 21 de febrero de 2019.
- GENET, F., F. Daigne y R. Mochkovitch, “Can the early X-ray afterglow of gamma-ray bursts be explained by a contribution from the reverse shock?”, en *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford, Oxford University Press, vol. 381, octubre de 2007, pp. 732-740. Disponible en: <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/2007MNRAS.381..732G>, consultado el 4 de enero de 2019.
- GILMAN, David, *et al.*, “The distance and spectrum of the *Apollo* gamma-ray burst”, en *The Astrophysical Journal Letters*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 236, 15 de marzo de 1980, pp. 951-957. Disponible en: <http://adsbit.harvard.edu/full/1980ApJ...236..951G/0000951.000.html>, consultado el 6 de abril de 2019.
- GOLDSTEIN, A., *et al.*, “An Ordinary Short Gamma-Ray Burst with Extraordinary Implications: *Fermi*-GBM Detection of GRB 170817A”, en *The Astrophysical Journal Letters*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 848, 20 de octubre de 2017, pp. L14-L27. Disponible en: <https://iopscience.iop.org/article/10.3847/2041-8213/aa8f41/pdf>, consultado el 8 de marzo de 2019.
- GOODMAN, Jeremy, “Are gamma-ray bursts optically thick?”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 308, 15 de septiembre de 1986, pp. L47-L50. Disponible en: <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1986ApJ...308L..47G>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- GOODMAN, Jeremy, Arnon Dar y Shmuel Nussinov, “Neutrino annihilation in type II supernovae”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 314, 1 de marzo de 1987, pp. L7-L10. Disponible en: <http://adsbit.harvard.edu/full/1987ApJ...314L...7G/L000007.000.html>, consultado el 9 de febrero de 2019.
- GRANOT, Jonathan, Ehud Nakar y Tsvi Piran, “The Variable Light Curve of GRB 030329: The Case for Refreshed Shocks”, en *Nature. International Journal of Science*, Londres, vol. 426, 13 de noviembre de 2003, pp. 138-139. Disponible en: <https://www.nature.com/articles/426138a>, consultado el 5 de enero de 2019.
- GUETTA, Dafne y Tsvi Piran, “The BATSE-*Swift* luminosity and redshift distributions of short-duration GRBs”, en *Astronomy and Astrophysics*, Les Ulis (Francia), vol. 453, núm. 3, julio de 2006, pp. 823-828. Disponible en: <https://www.aanda.org/articles/aa/pdf/2006/27/aa4498-05.pdf>, consultado el 10 de abril de 2019.
- GUIDORZI, Cristiano, “Cosmic Gamma-Ray Bursts and Other Fast Transients detected with the BeppoSAX Gamma-Ray Burst Monitor”, Ferrara (Italia), Tesis para obtener el grado de Doctor en Física por la Universidad de Ferrara, El autor, 2002, s/p. Disponible en: <http://www.fe.infn.it/~guidorzi/doktorthese/doktorthese.html>, consultado el 21 de octubre de 2018.
- HARDING, Alice K., “Gamma-ray burst models: present problems and possible solutions”, en

- American Institute of Physics Conference Series*, College Park (Estados Unidos), American Institute of Physics, vol. 304, 1994, pp. 30-39. Disponible en: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.45578>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- HARDING, Alice K., “Gamma-ray burst theory: back to the drawing board”, en *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 90, febrero de 1994, pp. 863-868. Disponible en: <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1994ApJS...90..863H>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- HARTMANN, Dieter y Richard I. Epstein, “The angular distribution of gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 346, 15 de noviembre de 1989, pp. 960-966. Disponible en: <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1989ApJ...346..960H>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- HIGDON, J. C. y Maarten Schmidt, “Apparent spatial uniformity of the gamma-ray bursts detected by the KONUS experiment on Venera 11 and Venera 12”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 355, 20 de mayo de 1990, pp. 13-17. Disponible en: <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1990ApJ...355...13H>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- HJORTH, Jens, *et al.*, “The optical afterglow of the short γ -ray burst GRB 050709”, en *Nature. International Journal of Science*, Londres, vol. 437, 6 de octubre de 2005, pp. 859-861. Disponible en: <https://www.nature.com/articles/nature04174>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- HOTOKEZAKA, Kenta y Tsvi Piran, “Mass ejection from neutron star mergers: different components and expected radio signals”, en *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford, Oxford University Press, vol. 450, junio de 2015, pp. 1430-1440. Disponible en: <https://arxiv.org/pdf/1501.01986.pdf>, consultado el 19 de diciembre de 2018.
- HURLEY, K., *et al.*, “Detection of a γ -ray burst of very long duration and very high energy”, en *Nature. International Journal of Science*, Londres, vol. 372, 15 de diciembre de 1994, pp. 652-654. Disponible en: <https://www.nature.com/articles/372652a0>, consultado el 19 de diciembre de 2018.
- KATZ, J. I., “Delayed hard photons from gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 432, 1 de septiembre de 1994, pp. L27-L29. Disponible en: <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1994ApJ...432L..27K>, consultado el 19 de diciembre de 2018.
- KATZ, J. I., “Low-frequency spectra of gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 432, 10 de septiembre de 1994, pp. L107-L109. Disponible en: <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1994ApJ...432L.107K>, consultado el 19 de diciembre de 2018.
- KLEBESADEL, Ray W., Ian B. Strong y Roy A. Olson, “Observations of gamma-ray bursts of cosmic origin”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 182, 1 de junio de 1973, pp. L85-L88. Disponible en: <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1973ApJ...182L..85K>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- KOBAYASHI, Shiho, “Light curves of gamma-ray burst optical flashes”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 545, 20 de diciembre de 2000, pp. 807-812. Disponible en: <http://iopscience.iop.org/article/10.1086/317869/pdf>, consultado el 5 de enero de 2019.

- KOBAYASHI, Shiho y Bing Zhang, “Early optical afterglows from wind-type gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 597, 1 de noviembre de 2003, pp. 455-458. Disponible en: <http://iopscience.iop.org/article/10.1086/378283/pdf>, consultado el 5 de enero de 2019.
- KOUVELIOTOU, Chryssa, *et al.*, “Identification of two classes of gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 413, 20 de agosto de 1993, pp. L101-L104. Disponible en: <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1993ApJ...413L.101K>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- KUMAR, Pawan y Alin Panaitescu, “Afterglow emission from naked gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 541, 1 de octubre de 2000, pp. L51-L54. Disponible en: <http://iopscience.iop.org/article/10.1086/312905/pdf>, consultado el 5 de enero de 2019.
- KYUTOKU, Koutarou, Kunihito Ioka y Masaru Shibata, “Ultrarelativistic electromagnetic counterpart to binary neutron star mergers”, en *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford, Oxford University Press, vol. 437, enero de 2014, pp. L6-L10. Disponible en: <https://academic.oup.com/mnras/article/437/1/L6/1012293>, consultado el 19 de diciembre de 2018.
- LAMB, D. Q., T. Q. Donaghy y C. Graziani, “A unified jet model of X-ray flashes, X-ray-rich gamma-ray bursts, and gamma-ray bursts. I. Power-law-shaped universal and top-hat-shaped variable opening angle jet models”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 620, 10 de febrero de 2005, pp. 355-378. Disponible en: <https://iopscience.iop.org/article/10.1086/426099/pdf>, consultado el 11 de abril de 2019.
- LI, Zhuo, Z. G. Dai y T. Lu, “Overall temporal synchrotron emissions from relativistic jets: adiabatic and radiative breaks”, en *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford, Oxford University Press, vol. 330, marzo de 2002, pp. 955-964. Disponible en: <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/2002MNRAS.330..955L>, consultado el 19 de diciembre de 2018.
- LITHWICK, Yoram y Re'em Sari, “Lower limits on Lorentz factors in gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 555, 1 de julio de 2001, pp. 540-545. Disponible en: <http://iopscience.iop.org/article/10.1086/321455/pdf>, consultado el 19 de diciembre de 2018.
- MACFADYEN, A. I. y S. E. Woosley, “Collapsars: gamma-ray bursts and explosions in ‘failed supernovae’”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 524, 10 de octubre de 1999, pp. 262-289. Disponible en: <http://iopscience.iop.org/article/10.1086/307790/pdf>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- MEEGAN, Charles A., *et al.*, “The third BATSE gamma-ray burst catalog”, en *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 106, septiembre de 1996, pp. 65-110. Disponible en: <http://adsbit.harvard.edu/full/1996ApJS..106...65M/0000065.000.html>, consultado el 21 de febrero de 2019.
- MÉSZÁROS, P., “Theories of Gamma-Ray Bursts”, en *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, Palo Alto (Estados Unidos), vol. 40, septiembre de 2002, pp. 137-169. Disponible en: <https://arxiv.org/pdf/astro-ph/0111170.pdf>, consultado el 5 de enero de 2019.
- MÉSZÁROS, P. y M. J. Rees, “Collapsar jets, bubbles, and Fe lines”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 556, 20 de julio de 2001, pp.

- L37-L40. Disponible en: <https://iopscience.iop.org/article/10.1086/322934/pdf>, consultado el 24 de enero de 2019.
- MÉSZÁROS, P. y M. J. Rees, “Optical and long-wavelength afterglow from gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 476, 10 de febrero de 1997, pp. 232-237. Disponible en: <http://iopscience.iop.org/article/10.1086/303625/pdf>, consultado el 5 de enero de 2019.
- MÉSZÁROS, P. y M. J. Rees, “Relativistic fireballs and their impact on external matter: models for cosmological gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 405, 1 de marzo de 1993, pp. 278-284. Disponible en: <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1993ApJ...405..278M>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- METZGER, A. E., *et al.*, “Observations of a cosmic gamma-ray burst on Apollo 16. I-Temporal variability and energy spectrum”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 194, 15 de noviembre de 1974, pp. L19-L25. Disponible en: <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1974ApJ...194L..19M>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- MOCHKOVITCH, R., *et al.*, “Gamma-ray bursts as collimated jets from neutron star/black hole mergers”, en *Nature. International Journal of Science*, Londres, vol. 361, 21 de enero de 1993, pp. 236-238. Disponible en: <https://www.nature.com/articles/361236a0>, consultado el 10 de abril de 2019.
- MURAKAMI, T., *et al.*, “A gamma-ray burst preceded by X-ray activity”, en *Nature. International Journal of Science*, Londres, vol. 350, 18 de abril de 1991, pp. 592-594. Disponible en: <https://www.nature.com/articles/350592a0>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- NAKAR, Ehud, “Heart of a stellar explosion revealed”, en *Nature. International Journal of Science*, Londres, vol. 565, 16 de enero de 2019, pp. 300-301. Disponible en: <https://www.nature.com/articles/d41586-019-00043-x>, consultado el 24 de enero de 2019.
- NAKAR, Ehud y Tsvi Piran “Implications of the radio and X-ray emission that followed GW170817”, en *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford, Oxford University Press, vol. 478, 21 de julio de 2018, pp. 407-415. Disponible en: <https://academic.oup.com/mnras/article-abstract/478/1/407/4980946?redirectedFrom=fulltext>, consultado el 25 de febrero de 2019.
- NARAYAN, Ramesh, Tsvi Piran y Pawan Kumar, “Accretion models of gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 557, 20 de agosto de 2001, pp. 949-957. Disponible en: <https://iopscience.iop.org/article/10.1086/322267/pdf>, consultado el 10 de abril de 2019.
- NARAYANA Bhat, P., *et al.*, “The third *Fermi* GBM gamma-ray burst catalog: the first six years”, en *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 223, abril de 2016, 18 pp. Disponible en: <https://iopscience.iop.org/article/10.3847/0067-0049/223/2/28/pdf>, consultado el 6 de abril de 2019.
- NASA, “In a Flash NASA Helps Solve 35-year-old Cosmic Mystery”, Washington D.C., 5 de octubre de 2005. Disponible en: https://www.nasa.gov/mission_pages/swift/bursts/short_burst_oct5.html, consultado el 9 de febrero de 2019.
- NAVA, Lara, “The nature of radiative processes in Gamma-Ray Bursts”, 12 de abril de 2017, 61

- pp. Disponible en:
https://indico.in2p3.fr/event/14279/contributions/17566/attachments/14551/17826/nava_MeV_pol.pdf, consultado el 19 de abril de 2019.
- NOUSEK, J. A., *et al.*, “Evidence for a canonical gamma-ray burst afterglow light curve in the *Swift* XRT data”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 642, 1 de mayo de 2006, pp. 389-400. Disponible en: <http://iopscience.iop.org/article/10.1086/500724/pdf>, consultado el 4 de enero de 2019.
- O’BRIEN, P. T., *et al.*, “The early X-ray emission from GRBs”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 647, 20 de agosto de 2006, pp. 1213-1237. Disponible en: <http://iopscience.iop.org/article/10.1086/505457/pdf>, consultado el 4 de enero de 2019.
- PACZYŃSKI, Bohdan, “Gamma-ray bursters at cosmological distances”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 308, 15 de septiembre de 1986, pp. L43-L46. Disponible en: <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1986ApJ...308L..43P>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- PANAITESCU, A., “Phases of Swift X-ray Afterglows”, en *Il Nuovo Cimento B*, Bolonia, Società Italiana di Fisica, vol. 121, núm 10, octubre de 2006, pp. 1099-1104. Disponible en: <https://arxiv.org/pdf/astro-ph/0607396.pdf>, consultado el 4 de enero de 2019.
- PANAITESCU, A. y P. Mészáros, “Rings in fireball afterglows”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 493, 20 de enero de 1998, pp. L31-L34. Disponible en: <https://iopscience.iop.org/article/10.1086/311127/pdf>, consultado el 14 de marzo de 2019.
- PARSOTAN, Tyler, Diego López-Cámara y Davide Lazzati, “Photospheric Emission from Variable Engine Gamma-Ray Burst Simulations”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 869, 17 de diciembre de 2018, pp. 1-10. Disponible en: <https://arxiv.org/pdf/1805.10327.pdf>, consultado el 10 de abril de 2019.
- PEDERSEN, H., *et al.*, “Evidence for diverse optical emission from gamma-ray burst sources”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 496, 20 de marzo de 1998, pp. 311-315. Disponible en: <http://iopscience.iop.org/article/10.1086/305385/pdf>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- PERNA, Rosalba, Philip J. Armitage y Bing Zhang, “Flares in long and short gamma-ray bursts: a common origin in a hyperaccreting accretion disk”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 636, 1 de enero de 2006, pp. L29-L32. Disponible en: <http://iopscience.iop.org/article/10.1086/499775/pdf>, consultado el 4 de enero de 2019.
- PIAN, Elena, “X-ray Emission of Supernova 1998bw in the Error Box of GRB980425”, 13 de octubre de 1994, 18 diaps. Disponible en: <https://arxiv.org/pdf/astro-ph/9910236.pdf>, consultado el 10 de abril de 2019.
- PIRAN, Tsvi, “Fireballs”, en *AIP Conference Proceedings*, College Park (Estados Unidos), American Institute of Physics, vol. 307, núm. 1, 1994, p. 495. Disponible en: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.45856>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- PIRAN, Tsvi, “Gamma-ray bursts and the fireball model”, en *Physics Reports*, Ámsterdam, vol. 314, núm. 6, 1999, pp. 575-667. Disponible en: <https://arxiv.org/pdf/astro-ph/9810256.pdf>, consultado el 18 de diciembre de 2018.

- PIRO, L., *et al.*, “Evidence for a late-time outburst of the X-ray afterglow of GB970508 from BeppoSAX”, en *Astronomy and Astrophysics*, Les Ulis (Francia), vol. 331, 1998, pp. L41-L44. Disponible en: <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1998A%26A...331L..41P>, consultado el 10 de abril de 2019.
- PRILUTSKI, O. F. y V. V. Usov, “On the nature of γ -ray bursts”, en *Astrophysics and Space Science*, Berlín, vol. 34, mayo de 1975, pp. 395-401. Disponible en: <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1975Ap%26SS..34..395P>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- PROCHASKA, J. X., *et al.*, “The galaxy hosts and large-scale environments of short-hard gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 642, 10 de mayo de 2006, pp. 989-994. Disponible en: <http://iopscience.iop.org/article/10.1086/501160/pdf>, consultado el 6 de enero de 2019.
- RAMANA Murthy, Poolla V. y Arnold W. Wolfendale, *Gamma-Ray Astronomy*, 2^a ed., Cambridge, Cambridge University Press, 1993, 260 pp.
- REES, M. J. y P. Mészáros, “Refreshed shocks and afterglow longevity in gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 496, 20 de marzo de 1998, pp. L1-L4. Disponible en: <https://iopscience.iop.org/article/10.1086/311244/pdf>, consultado el 12 de abril de 2019.
- REES, M. J. y P. Mészáros, “Relativistic fireballs: energy conversion and time scales”, en *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford, Oxford University Press, vol. 258, septiembre de 1992, pp. 41P-43P. Disponible en: <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1992MNRAS.258P..41R>, consultado el 19 de diciembre de 2018.
- REES, M. J. y P. Mészáros, “Unsteady outflow models for cosmological gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 430, 1 de agosto de 1994, pp. L93-L96. Disponible en: <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1994ApJ...430L..93R>, consultado el 19 de diciembre de 2018.
- RHOADS, James E., “How to tell a jet from a balloon: a proposed test for beaming in gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 487, 20 de septiembre de 1997, pp. L1-L4. Disponible en: <http://iopscience.iop.org/article/10.1086/310876/pdf>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- RUFFINI, R., *et al.*, “GRB 130427A and SN 2013cq: A multi-wavelength analysis of an induced gravitational collapse event”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 798, 1 de enero de 2015, pp. 1-11. Disponible en: <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/0004-637X/798/1/10/pdf>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- RYBICKI, George B. y Alan P. Lightman, *Radiative Processes in Astrophysics*, Weinheim (Alemania), Wiley-VCH, 1985, 382 pp.
- SARI, Re'em y Ann A. Esin, “On the Synchrotron Self-Compton emission from relativistic shocks and its implications for gamma-ray burst afterglows”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 548, 20 de febrero de 2001, pp. 787-799. Disponible en: <http://iopscience.iop.org/article/10.1086/319003/pdf>, consultado el 23 de enero de 2019.
- SARI, Re'em, Ramesh Narayan y Tsvi Piran, “Cooling timescales and temporal structure of gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 473, 10 de diciembre de 1996, pp. 204-218. Disponible en:

- <http://adsbit.harvard.edu/full/1996ApJ...473..204S/0000204.000.html>, consultado el 14 de enero de 2019.
- SARI, Re'em, y Tsvi Piran, "GRB 990123: The optical flash and the fireball model", en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 517, 1 de junio de 1999, pp. L109-L112. Disponible en: <http://iopscience.iop.org/article/10.1086/312039/pdf>, consultado el 5 de enero de 2019.
- SARI, Re'em, Tsvi Piran y J. P. Halpern, "Jets in gamma-ray bursts", en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 519, 1 de julio de 1999, pp. L17-L20. Disponible en: <http://iopscience.iop.org/article/10.1086/312109/pdf>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- SARI, Re'em, Tsvi Piran y Ramesh Narayan, "Spectra and light curves of gamma-ray burst afterglows", en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 497, 10 de abril de 1998, pp. L17-L20. Disponible en: <http://iopscience.iop.org/article/10.1086/311269/pdf>, consultado el 27 de octubre de 2018.
- SCHMIDT, Maarten, J. C. Higdon y Geoffrey Hueter, "Application of the V/V_{max} test to gamma-ray bursts", en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 329, 15 de junio de 1988, pp. L85-L87. Disponible en: <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1988ApJ...329L..85S>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- SHAO, L. y Z. G. Dai, "A reverse-shock model for the early afterglow of GRB 050525A", en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 633, 10 de noviembre de 2005, pp. 1027-1030. Disponible en: <https://iopscience.iop.org/article/10.1086/466523/pdf>, consultado el 11 de abril de 2019.
- SHEMI, Amotz, "Cosmic fireballs and gamma ray bursts", en *AIP Conference Proceedings*, College Park (Estados Unidos), American Institute of Physics, vol. 307, núm. 1, 1994, p. 548. Disponible en: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.45868>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- TAGLIAFERRI, G., *et al.*, "An unexpectedly rapid decline in the X-ray afterglow emission of long gamma-ray bursts", en *Nature. International Journal of Science*, Londres, vol. 436, 18 de agosto de 2005, pp. 985-988. Disponible en: <https://www.nature.com/articles/nature03934>, consultado el 4 de enero de 2018.
- TAN, Jonathan C., Christopher D. Matzner y Christopher F. McKee, "Trans-relativistic blast waves in supernovae as gamma-ray burst progenitors", en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 551, 20 de abril de 2001, pp. 946-972. Disponible en: <https://iopscience.iop.org/article/10.1086/320245/pdf>, consultado el 25 de febrero de 2019.
- TROJA, E., *et al.*, "A luminous blue kilonova and an off-axis jet from a compact binary merger at $z=0.1341$ ", en *Nature Communications*, Londres, vol. 9, 16 de octubre de 2018, s. p. Disponible en: <https://www.nature.com/articles/s41467-018-06558-7.pdf>, consultado el 9 de marzo de 2019.
- USOV, V. V. y G. V. Chibisov, "Statistics of gamma-ray bursts", en *Soviet Astronomy*, Nueva York, American Institute of Physics, vol. 19, julio-agosto de 1975, pp. 115-116. Disponible en: <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1975SvA....19..115U>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- VAUGHAN, S., *et al.*, "Swift observations of the X-ray-bright GRB 050315", en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 638, 20 de febrero

- de 2006, pp. 920-929. Disponible en: <http://iopscience.iop.org/article/10.1086/499069/pdf>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- VEDRENNE, Gilbert y Jean-Luc Atteia, *Gamma-Ray Bursts. The Brightest Explosions in the Universe*, Chichester (Inglaterra), Springer/Praxis, 2009, 580 pp.
- WANG, Xiang-Yu, *et al.*, “Klein-Nishina effects on the high-energy afterglow emission of gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 712, 1 de abril de 2010, pp. 1232-1240. Disponible en: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0004-637X/712/2/1232/pdf>, consultado el 19 de abril de 2019.
- WANG, X. Y., Z. G. Dai y T. Lu, “The inverse Compton emission spectra in the very early afterglows of gamma-ray bursts”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 556, 1 de agosto de 2001, pp. 1010-1016. Disponible en: <http://iopscience.iop.org/article/10.1086/321608/pdf>, consultado el 19 de diciembre de 2018.
- WAXMAN, Eli, “ γ -ray burst afterglow: confirming the cosmological fireball model”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 489, 1 de noviembre de 1997, pp. L33-L36. Disponible en: <https://iopscience.iop.org/article/10.1086/310960/pdf>, consultado el 15 de abril de 2019.
- WAXMAN, E., S. R. Kulkarni y D. A. Frail, “Implications of the radio afterglow from the gamma-ray burst of 1997 May 8”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 497, 10 de abril de 1998, pp. 288-293. Disponible en: <http://iopscience.iop.org/article/10.1086/305467/pdf>, consultado el 5 de enero de 2019.
- WOOSLEY, S. E., “Gamma-ray burst from stellar mass accretion disks around black holes”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 405, 1 de marzo de 1993, pp. 273-277. Disponible en: <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1993ApJ...405..273W>, consultado el 18 de diciembre de 2018.
- ZHANG, Bin-Bin, En-Wei Liang y Bing Zhang, “A comprehensive analysis of *Swift* XRT data. I. Apparent spectral evolution of gamma-ray burst X-ray tails”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 666, 10 de septiembre de 2007, pp. 1002-1011. Disponible en: <http://iopscience.iop.org/article/10.1086/519548/pdf>, consultado el 4 de enero de 2019.
- ZHANG, Bing, “Mergers of charged black holes: gravitational-wave events, short gamma-ray bursts, and fast radio bursts”, en *The Astrophysical Journal Letters*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 848, 20 de octubre de 2017, pp. L31-L35. Disponible en: <https://iopscience.iop.org/article/10.3847/2041-8205/827/2/L31/pdf>, consultado el 10 de abril de 2019.
- ZHANG, Bing, *et al.*, “Physical processes shaping gamma-ray burst X-ray afterglow light curves: theoretical implications from the *Swift* X-ray telescope observations”, en *The Astrophysical Journal*, Washington D. C., The American Astronomical Society, vol. 642, 1 de mayo de 2006, pp. 354-370. Disponible en: <http://iopscience.iop.org/article/10.1086/500723/pdf>, consultado el 4 de enero de 2019.