



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE  
MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

MODELACIÓN Y DESCRIPCIÓN DE LA EMISIÓN  
DE ALTA ENERGÍA DE DESTELLOS DE RAYOS  
GAMA

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:  
FÍSICO

PRESENTA:  
JOSÉ LUIS RAMÍREZ MENDIOLA

DIRECTORA DE TESIS:  
DRA. MARÍA MAGDALENA GONZÁLEZ SÁNCHEZ



MÉXICO, DISTRITO FEDERAL

JUNIO, 2013

# Modelación y descripción de la emisión de alta energía de destellos de rayos gama

por

José Luis Ramírez Mendiola

Tesis presentada para obtener el grado de

Físico

en la

FACULTAD DE CIENCIAS

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

México, Distrito Federal. Junio, 2013

1 Datos del alumno  
Ramírez  
Mendiola  
José Luis  
Universidad Nacional Autónoma de México  
Facultad de Ciencias  
Física  
408032748

2 Datos del tutor  
Dra  
María Magdalena  
González  
Sánchez

3 Datos del sinodal 1  
Dra  
Beatriz Elizabeth  
Fuentes  
Madariaga

4 Datos del sinodal 2  
Dr  
William Henry  
Lee  
Alardin

5 Datos del sinodal 3  
Dr  
Fabio  
De Colle

6 Datos del sinodal 4  
Dr  
Victor Manuel  
Velázquez  
Aguilar

# Índice general

<b>Introducción</b>	<b>1</b>
<b>1. ¿Qué son los Destellos de Rayos Gama?</b>	<b>4</b>
1.1. Características espectrales y temporales . . . . .	7
1.1.1. Emisión inicial . . . . .	7
1.1.1.1. Duración . . . . .	8
1.1.1.2. Perfiles temporales . . . . .	9
1.1.1.3. Espectro . . . . .	12
1.1.1.4. Flashes ópticos . . . . .	13
1.1.2. Contrapartes . . . . .	13
1.1.2.1. Curvas de luz y espectro . . . . .	14
1.1.2.2. Corrimiento al rojo . . . . .	14
1.2. Modelos sobre Destellos de Rayos Gama . . . . .	17
1.2.1. Movimiento relativístico . . . . .	17
1.2.2. Modelo estándar . . . . .	18
1.2.3. Teorías de escenarios progenitores . . . . .	19
1.2.3.1. Fusiones . . . . .	20
1.2.3.2. Colápsares . . . . .	20
1.2.4. El modelo de la bola de fuego . . . . .	21
1.2.5. Modelos de ondas de choque . . . . .	21
<b>2. Fundamentos de la modelación de emisión de alta energía</b>	<b>26</b>
2.1. Procesos físicos involucrados . . . . .	27
2.1.1. Ondas de choque relativistas . . . . .	29

2.1.2.	Aceleración de partículas . . . . .	32
2.1.3.	Procesos radiativos . . . . .	33
2.2.	Procesos de emisión de alta energía en las contrapartes . . . . .	39
2.2.1.	Dispersión de Compton inversa de los fotones de la radiación de sincrotrón por parte de los electrones acelerados . . . . .	40
<b>3.</b>	<b>Una nueva interpretación de las componentes de alta energía</b>	<b>41</b>
3.1.	El modelo . . . . .	42
3.1.1.	Onda de choque delantera . . . . .	43
3.1.2.	Onda de choque reversa . . . . .	49
3.1.2.1.	Capa gruesa . . . . .	51
3.1.2.2.	Capa delgada . . . . .	51
<b>4.</b>	<b>Posibles escenarios</b>	<b>53</b>
4.1.	Eventos de interés para el análisis . . . . .	54
4.1.1.	GRB940217 . . . . .	54
4.1.1.1.	Interpretación actual . . . . .	56
4.1.2.	GRB970417A . . . . .	56
4.1.2.1.	Interpretación actual . . . . .	57
4.1.3.	Resumen de cantidades observables . . . . .	58
4.2.	Análisis de las componentes de alta energía . . . . .	58
<b>5.</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>66</b>

# Introducción

Los Destellos de Rayos Gama (*Gamma-Ray Bursts*, GRBs por sus siglas en inglés) son breves eventos que, según los registros, ocurren unos cuantos por día, por algunos segundos inundan grandes regiones del espacio con su radiación, y mientras existen eclipsan por completo cualquier otra fuente de rayos gama en el cielo, incluido el Sol; de hecho, son las explosiones electromagnéticas más concentradas y brillantes del Universo. Estos eventos fueron descubiertos por los satélites *VELA* a finales de la década de los 60's; sin embargo, su descubrimiento no fue hecho público hasta 1973. Hasta hace relativamente poco tiempo, no había sido detectado ningún otro tipo de radiación distinta a los rayos gama asociada a estos eventos, lo que impidió obtener información suficiente acerca de su ubicación, y en consecuencia, no se podía determinar su sitio de origen.

Esta situación no cambió hasta 1997, cuando el satélite *Beppo-SAX* logró por primera vez detectar la emisión en rayos X durante las horas siguientes al destello, lo que proporcionó la información necesaria para determinar ubicaciones bastante precisas, lo suficiente para permitir que fueran localizados por los grandes telescopios terrestres y así detectar sus contrapartes en las bandas del óptico y radio. El cálculo de sus corrimientos al rojo probó que los destellos de rayos gama tenían un origen cosmológico, comparable con el de las galaxias más distantes conocidas, y dado que a pesar de su localización a distancias tan extremas logran opacar brevemente galaxias enteras, se estimó que los requerimientos energéticos para que se produzcan estos eventos son inmensos.

La actual interpretación de cómo se produce esta tremenda liberación de energía es que una gran cantidad de energía gravitacional de la misma magnitud es liberada en un corto periodo de tiempo (algunos segundos) dentro de una región muy pequeña en el espacio (de unas decenas de kilómetros) por medio de algún evento estelar cataclísmico, como el colapso del núcleo de una estrella masiva o la fusión de dos núcleos compactos. Esta súbita liberación de energía resulta en la producción de una gran "bola de fuego" que se expande a velocidades altamente relativistas en chorros colimados. Esta bola de fuego experimenta procesos de disipación interna a través de choques entre capas de material con diferentes velocidades, que conllevan a la producción de rayos gama por parte de los electrones acelerados en las ondas de choque originadas en esas colisiones. Más tarde, conforme el material de la bola de fuego es decelerado por el medio interestelar, se

desarrolla un par de ondas de choque en las cuales se originan las emisiones de las contrapartes, que son emisiones en otras longitudes de onda que se debilitan progresivamente.

Los descubrimientos observacionales estuvieron acompañados por el desarrollo de modelos para la descripción de los destellos de rayos gama que trataban de explicar sus principales propiedades. El modelo más firme en la descripción de este fenómeno, conocido como modelo estándar de destellos de rayos gama, se compone de tres etapas, cada una de ellas asociada a un fenómeno energético diferente. La primera etapa es la liberación de energía por la desintegración de una fuente astronómica. La segunda etapa centra su atención en la conversión de energía del evento cataclísmico en energía cinética y su transporte a velocidades relativistas. En la tercera etapa es donde se produce la conversión de esta energía cinética en la radiación observada. Dentro de esta tercera etapa, el modelo de ondas de choque ha sido propuesto para explicar las características de las emisiones producidas por estos destellos. En el modelo de ondas de choque externas, la rápida liberación de energía da lugar a una capa de partículas que se expande relativísticamente, y que debido a sus interacciones con el medio interestelar, produce las variaciones de emisión observadas en los perfiles temporales. En el modelo de ondas de choque internas se considera que la liberación de energía se da esporádicamente durante un periodo de tiempo comparable con la duración de uno de estos eventos, produciendo una serie de capas de material relativistas que colisionan entre ellas. También se han propuesto modelos en los que estos dos mecanismos intervienen, a diferentes tiempos, en la producción de la emisión asociada a uno solo de estos destellos. En la fase inicial, las ondas de choque internas son introducidas para explicar la tan rápida variabilidad temporal (del orden de milisegundos) observada en las curvas de luz de la emisión inicial de los GRBs, mientras que las ondas de choque externas son adecuadas para explicar la emisión de larga duración (hasta meses) de las contrapartes. Lo notable de este escenario teórico es que predice satisfactoriamente muchas de las propiedades observadas de los destellos. Este modelo de ondas de choque en el escenario de la bola de fuego ha sido probado ampliamente contra las observaciones y se ha convertido en el principal paradigma para el entendimiento de los destellos de rayos gama.

En el desarrollo de esta tesis, se presenta un modelo basado en el escenario de las ondas de choque externas para describir dos tipos de componentes espectrales de alta energía presentes en algunos GRBs: una que consta de una emisión de corta duración en la banda de los MeV, y una emisión de

larga duración en la banda de los GeV. Principalmente, se investigan varias posibles situaciones para estas componentes espectrales en el contexto de una eyección magnetizada. De esta manera, se muestra que dependiendo de los valores que tomen tanto la densidad del medio circundante como los parámetros de equipartición de energía magnética y energía cinética de los electrones acelerados, se pueden encontrar diferentes contribuciones de las emisiones de la onda de choque delantera y la onda de choque reversa, para cada caso. En la literatura se conoce como *Synchrotron Self-Compton (SSC)* al proceso radiativo resultante de la dispersión de Compton inversa de los fotones que componen la radiación de sincrotrón, proveniente de los electrones acelerados. La emisión resultante del proceso *SSC* tiene su principal contribución en el rango de energía de MeV - GeV. El modelo ha sido probado en algunos GRBs que presentan componentes de emisión de alta energía, encontrándose que los valores calculados para los flujos, las energías características, tiempos e índices espectrales concuerdan con los valores observados. Así, se provee de evidencia sustancial para argumentar que el origen de las componentes espectrales de alta energía está en las emisiones producidas por medio del proceso *SSC* dentro del contexto de las ondas de choque externas.

La estructura de la tesis se presenta a continuación. En el primer capítulo se desarrolla una breve descripción de lo que es un destello de rayos gama, cuáles son sus principales características y se expone el panorama actual del conocimiento acerca de estos eventos. En el segundo capítulo se discuten aspectos generales necesarios para entender la modelación de la radiación de alta energía, como la observada en las contrapartes de algunos destellos de rayos gama, y se intenta explicar un poco más detalladamente los aspectos clave para el desarrollo del tema central de este trabajo. A lo largo del tercer capítulo se presenta un nuevo modelo propuesto para la interpretación de las componentes de emisión de alta energía observadas en algunos destellos de rayos gama. En el cuarto capítulo se analizan los posibles escenarios planteados por los resultados obtenidos de la aplicación del modelo presentado y sus posibles implicaciones. Finalmente, en el quinto capítulo se presentan las conclusiones que se siguen de estos resultados.

# Capítulo 1

## ¿Qué son los Destellos de Rayos Gama?

Un Destello de Rayos Gama, o GRB, es una explosión relativamente corta pero muy intensa que libera una gran cantidad de energía particularmente en rayos gama; de hecho, son las explosiones electromagnéticas más concentradas y brillantes del Universo. Su duración se ha observado en un amplio rango que va de unos cuantos milisegundos hasta a algunos miles de segundos, y las energías de su emisión principal se encuentran mayormente entre 100 keV y 1 MeV. Después de su descubrimiento a finales de la década de los 60's por los satélites *VELA*, los GRBs han sido observados por muchos otros satélites con capacidades de detección de rayos gama. Para finales de los 80's se habían detectado alrededor de 500 destellos, pero las distancias a las que se encontraban los GRBs aún permanecían indeterminadas debido a las pobres capacidades de localización de los detectores con que se contaba hasta ese momento. En la mayoría de los modelos propuestos en un principio, los destellos de rayos gama fueron relacionados con estrellas de neutrones, y su aparente distribución isotrópica fue interpretada inicialmente como una falta de sensibilidad de los instrumentos de detección. Se creyó entonces que la siguiente generación de detectores, gracias a una mayor sensibilidad, mostrarían una acumulación de GRBs en el disco galáctico.

Los primeros avances clave para el entendimiento de los destellos de rayos gama llegaron junto con el instrumento de detección denominado *Burst And Transient Source Experiment*, *BATSE* que fue lanzado al espacio exterior a bordo del *Compton Gamma-Ray Observatory* en 1991 y observó GRBs hasta el 2000 con una sensibilidad mucho mayor que la de los detectores anteriores. Probablemente, el resultado más importante obtenido con la ayuda de *BATSE* fue que gracias a su omnidireccional inspección celeste, se confirmó que la distribución de los destellos de rayos

gama en el espacio es prácticamente isotrópica, aunque no homogénea (Fig. 1-1). Esta fue la primer evidencia fuerte en favor del origen extragaláctico de los destellos de rayos gama. Las observaciones hechas por este instrumento también mostraron que, a distancias cosmológicas los flujos observados en los GRBs implicaban enormes cantidades de energía, lo cual, de acuerdo con la rápida variabilidad temporal observada, debía haber tenido lugar en un volumen pequeño durante un tiempo muy corto. Ésto lleva a la suposición de la formación de una “Bola de Fuego” (“*Fireball*”) que se expande relativísticamente [1; 2].

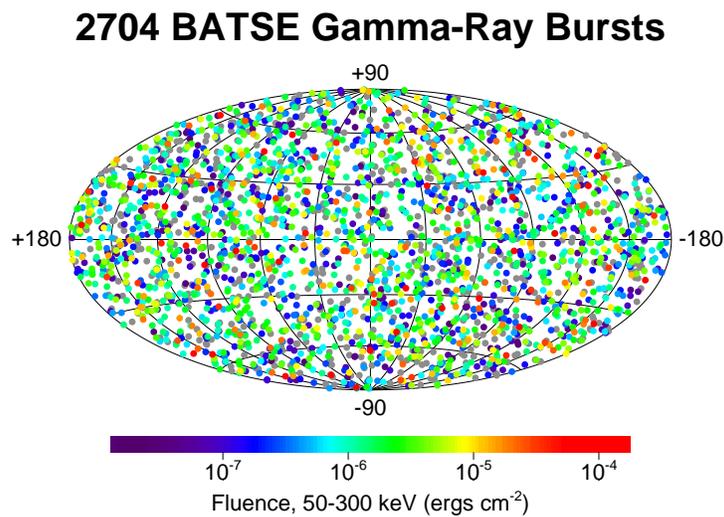


Figura 1-1: Distribución celeste de destellos de rayos gama de acuerdo a sus coordenadas galácticas (Catálogo de *BATSE*). El color de los puntos corresponde a la fluencia de energía registrada en el rango de 50 a 300 keV.

El siguiente paso importante vino hasta 1997 y fue logrado gracias al satélite Italiano-Holandés *Beppo-SAX*, el cual descubrió las contrapartes (*Afterglows*) de los GRBs en la banda de los rayos X, una emisión evanescente de rayos X detectada unas pocas horas después del destello. Esta contraparte en rayos X pudo ser localizada por *Beppo-SAX* con una precisión de  $\sim 1$  minuto de arco [3], y la correspondiente posición fue distribuida a observatorios terrestres con un retraso de unas pocas horas, permitiendo dar un mejor seguimiento a los eventos detectados. Ésto llevó al descubrimiento de otras contrapartes en longitudes de onda en las bandas del óptico y de radio [4], así como la identificación de las posibles galaxias anfitrionas. La identificación del

alto corrimiento al rojo de las líneas de absorción y emisión de los espectros de las contrapartes ópticas es una prueba directa de que los GRBs son producidos a distancias cosmológicas (de hasta Gigaparsecs,  $\sim 10^{28}$ cm), pues los corrimientos al rojo observados están principalmente en un rango de 0.3 - 6.3, aunque recientemente (2011) se reportó un destello con un corrimiento al rojo de 9.4 (GRB090429B) [5]. Esta determinación directa de la escala de distancia ha permitido un rápido progreso en el entendimiento físico de los destellos de rayos gama, y el estudio detallado de los espectros de las contrapartes también ha permitido encontrar los cortes en el flujo de la emisión observada que proporcionan evidencia sustancial de la colimación del material eyectado.

El tercer bloque de avances significativos en el campo vino con la llegada del satélite *Swift* lanzado en 2004, especializado en la detección de contrapartes en múltiples longitudes de onda. Este instrumento ha logrado el esperado objetivo de localizar las contrapartes unos cuantos minutos después de la detección del destello de rayos gama [6; 7], lo que reveló el hasta entonces inexplorado comportamiento de las contrapartes en sus primeros instantes, permitiendo el estudio de la transición de la emisión principal a las contrapartes de larga duración. Con las observaciones de este satélite también se logró identificar a las contrapartes de los destellos de rayos gama cortos, lo que había sido imposible anteriormente debido al corto intervalo de tiempo en el cual se producen este tipo de eventos (menor a 2s).

En el aspecto teórico, la medición de altos corrimientos al rojo planteó una cuestión importante [8]: el hecho de que las fluencias (flujos integrados en el tiempo) de rayos gama medidas implican una energía total del orden de una masa solar en reposo,  $M_{\odot}c^2 \sim 10^{54}$  ergs, si es que es emitida isotrópicamente. En contraste, la energía radiante total de una Super Nova, la cual es detectada a lo largo de semanas o meses, es del orden de  $10^{51}$  ergs. Así que, considerar la emisión de un destello de rayos gama concentrada en un chorro, en lugar de isotrópicamente, alivia considerablemente los requerimientos de energía, acercando este valor a uno del mismo orden que la energía de ligadura de una estrella de neutrones. Actualmente ya se cuenta con amplia evidencia observacional para justificar la suposición de una emisión colimada, provista por los cambios de pendiente que se aprecian en las curvas de luz de las contrapartes ópticas.

Mientras que la emisión de energía electromagnética de un GRB es “únicamente” del mismo orden de magnitud que el de las supernovas, la explosión es mucho más concentrada, tanto en tiempo como en dirección, así que su brillo específico para un observador alineado con el chorro de la eyección es varios ordenes de magnitud más intenso y aparece a energías características de fotones mucho más altas. Incluyendo la corrección por la colimación, la emisión electromagnética de un GRB es energéticamente compatible con un origen dado tanto por fusiones compactas de sistemas binarios de estrellas de neutrones o de un hoyo negro y una estrella de neutrones, como por el colapso del núcleo de un progenitor estelar masivo (hypernovas o colápsares).

## 1.1. Características espectrales y temporales

La fenomenología de los destellos de rayos gama fue ampliamente estudiada y caracterizada por el detector *BATSE*, el cual nos proveyó con el catálogo de GRBs mas extenso con que se contaba hasta hace algunos años. Sin embargo, en comparación con todas las misiones previas, los resultados de la misión *Swift* representan un significativo avance en dos aspectos importantes.

Primero, uno de sus instrumentos, el *Burst Alert Detector (BAT)* que opera en el rango de energía entre 20 - 150 keV, tiene una sensibilidad superior a los instrumentos correspondientes de los satélites anteriormente utilizados.

Segundo, una vez detectado algún destello y ubicada su posición, *Swift* puede reposicionarse en menos de 100 segundos para apuntar sus otros instrumentos en la dirección determinada por *BAT*, el *XRT (X-Ray Telescope)* y el *UVOT (UV-Optical Telescope)*, que poseen una resolución angular mucho más alta ( $\sim 18$  segundos de arco, en comparación con  $\sim 10$  minutos de arco) [6]. Las nuevas observaciones permitieron un incremento en la determinación de los corrimientos al rojo, obteniendo una media de  $z \gtrsim 2$ .

### 1.1.1. Emisión inicial

Además de los rayos gama, la emisión inicial, es decir, el destello mismo, se ha observado también en Rayos X en algunos pocos casos, y en algunos otros muy particulares en el óptico, como el del evento registrado el 23 de enero de 1999, GRB990123 (notación: año-mes-día) en el que

se detectó también un flash óptico durante su emisión inicial. Sin embargo, esta descripción se enfocará en los resultados encontrados para rayos gama.

### 1.1.1.1. Duración

Las duraciones de la emisión inicial de estos eventos se encuentran en el intervalo comprendido entre  $\sim 10^{-3}$ s y  $\sim 10^3$ s. Sin embargo, la duración de mayor importancia para el análisis de los destellos de rayos gama es el denominado  $T_{90}$ , que es el tiempo en el cual se registra el 90% de la fluencia total del destello, y se calcula haciendo la diferencia entre el  $T_{95}$  y el  $T_5$ , es decir:  $T_{90} = T_{95} - T_5$ , donde las definiciones de estos tiempos son completamente análogas.

De acuerdo con los resultados obtenidos del conjunto de destellos detectados por *BATSE*, se observa que la distribución de los destellos con respecto a su duración tiene un carácter bimodal (Fig. 1-2), lo cual da pie a que se establezca una clasificación de acuerdo a su duración, denominando “*Destellos Cortos*” a los destellos con una duración dentro de un subconjunto de la distribución de duraciones centrada en  $\sim 300$ ms y “*Destellos Largos*” a aquellos con duraciones dentro de la distribución centrada en  $\sim 50$ s, o bien, tomando  $t = 2$ s como la división entre la duración de los eventos en estos dos grupos.

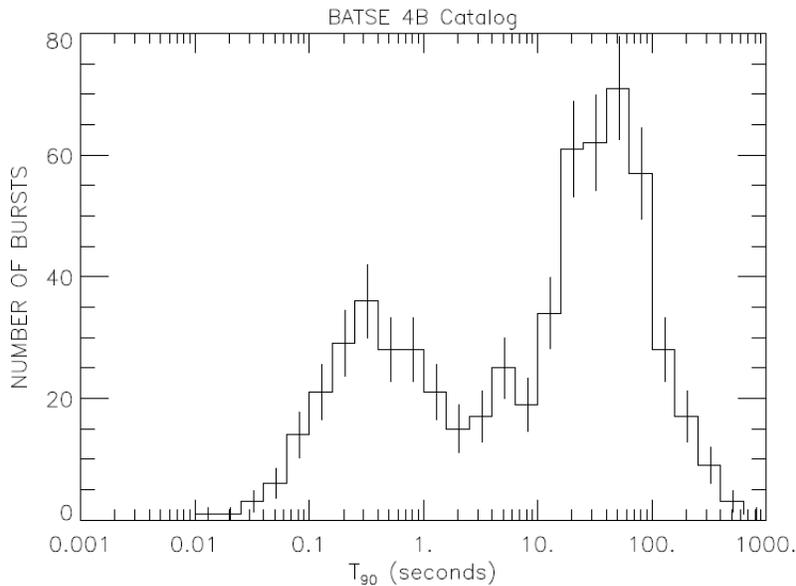


Figura 1-2: Distribución de duraciones de los destellos detectados por *BATSE*.

Otro aspecto importante es la relación que existe entre esta duración,  $T_{90}$ , y la “dureza” del espectro del destello. En la figura 1-3 se muestran los diagramas de Dureza-Duración obtenidos de los datos de *PHEBUS* y de *BATSE*, donde para los datos de *PHEBUS* la razón media de dureza (Mean Hardness Ratio, MHR) es la razón entre el número de cuentas en una banda de alta energía (en este caso 320 - 7000 keV) y el número de cuentas en una banda de baja energía (en este caso 120 - 320 keV). Análogamente, para los datos de *BATSE* se define la razón de fluencia de energía (Fluence Ratio, FR) como la razón entre la fluencia de una banda de alta energía (en este caso, banda 3: 100 - 300 keV) y la fluencia de una banda de baja energía (en este caso, banda 2: 50 - 100 keV), siendo entonces  $FR_{32}$  la razón entre estas dos bandas en particular [9]. Como puede apreciarse, hay una clara evolución de la dureza del grupo de destellos cortos hacia el de destellos largos, siendo mas duros los destellos cortos.

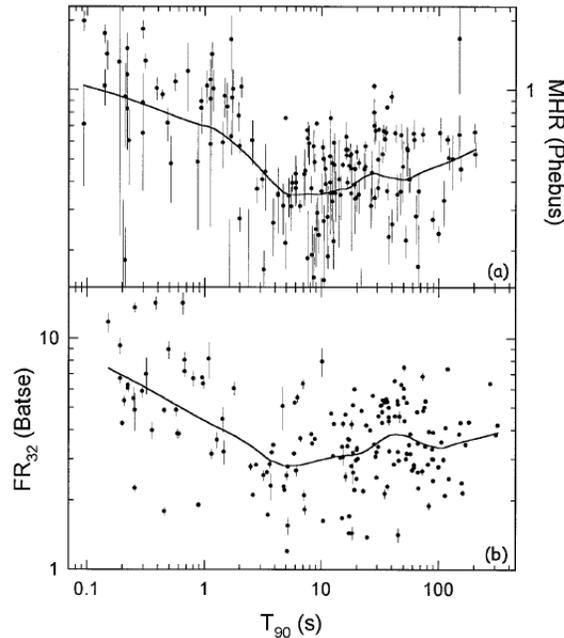


Figura 1-3: Diagramas de Dureza-Duración.

### 1.1.1.2. Perfiles temporales

Las curvas de luz son gráficas de la intensidad de luz de un objeto celeste o región, en función del tiempo. La evolución de los perfiles temporales, o curvas de luz (Fig. 1-4), es quizás una de las características más desconcertantes de los destellos de rayos gama debido a que, hablando de la forma de los perfiles temporales observados para este tipo de eventos, se encuentra que

los hay de formas extremadamente diversas. Algunos GRBs presentan perfiles con muchos picos, mientras que otros presentan estructuras simples compuestas de pocos picos. Ninguna estructura periódica o generalizada persistente ha sido detectada. Sin embargo, se ha sugerido que la mayoría de estos perfiles pueden descomponerse para su análisis en una suma de pulsos individuales, que usualmente muestran un perfil asimétrico, con un rápido ascenso y un decaimiento lento [10]. La forma de los pulsos también cambia con la duración y con la energía, haciéndose mas simétricos para duraciones pequeñas, y a mayores energías el pulso crece más rápidamente y es más estrecho, pues se ha encontrado que la relación entre el ancho del pulso ( $W(E)$ ) y una energía dada ( $E$ ) sigue una ley de potencia  $W(E) \propto E^{-0.4}$ .

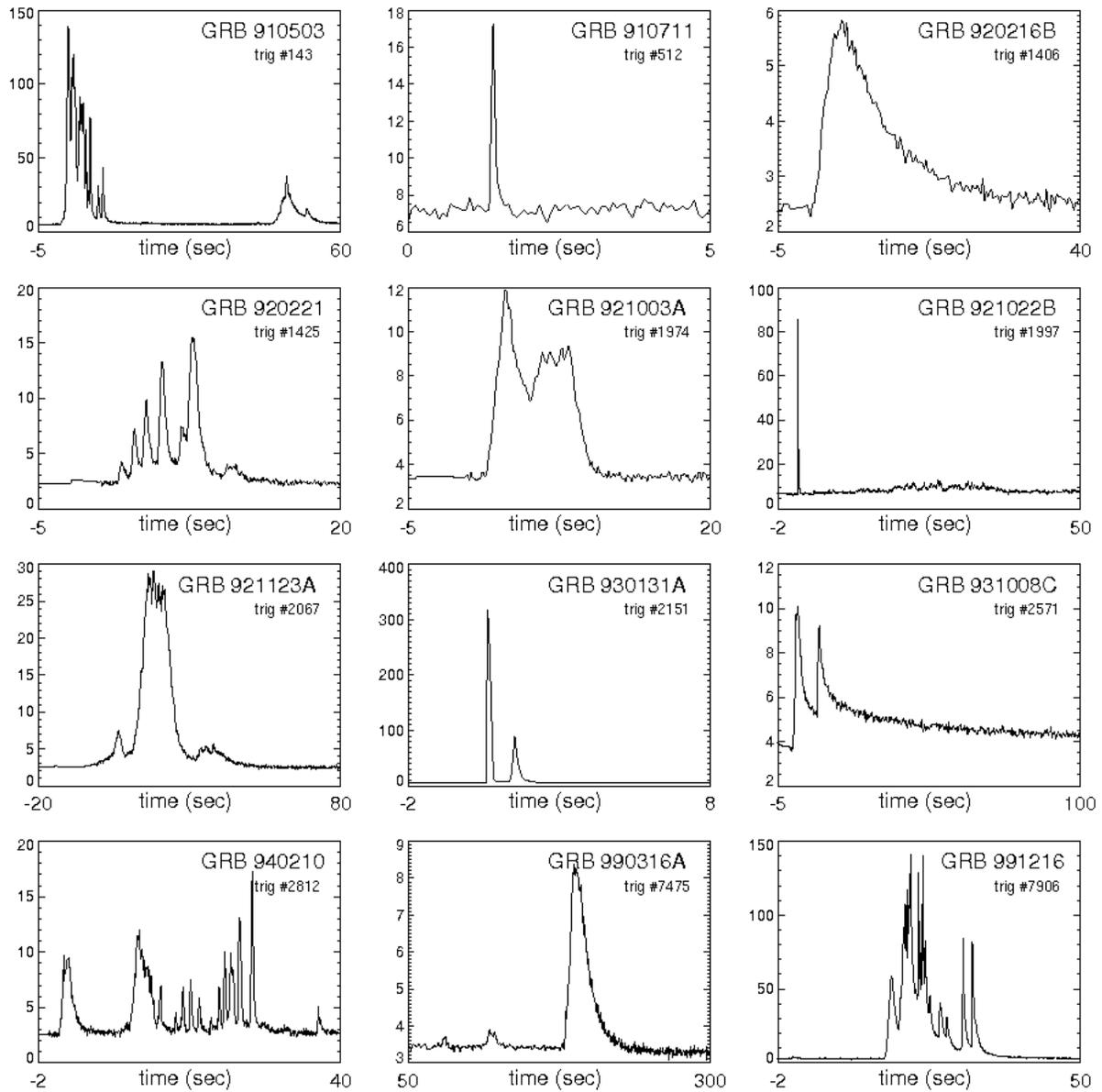


Figura 1-4: Curvas de Luz de algunos de los destellos detectados por *BATSE*.

Un último aspecto importante que hay que notar es que la variabilidad temporal en los perfiles parece estar presente a todas escalas, siendo las menores tan pequeñas como un milisegundo, y ésto impone restricciones importantes a los modelos, particularmente en lo que al tamaño de la región emisora concierne.

### 1.1.1.3. Espectro

A pesar de la extrema variabilidad de los perfiles temporales, los espectros integrados en el tiempo no presentan ni remotamente la misma diversidad; de hecho, tienen una forma muy similar, lo que permite que sean modelados (Fig. 1-5). Estos espectros no-térmicos usualmente son bien ajustados en el rango de los MeV, donde se concentra la mayor parte de la emisión, por la llamada función de Band [11], la cual tiene la forma:

$$n(E) = \frac{E_\gamma}{E_p^2} \times B\left(\frac{E}{E_p}\right) ,$$

donde  $E_\gamma$  es la energía total radiada en rayos gama,  $E_p$  es la energía pico, es decir, la energía a la cual  $E^2 n(E)$  (o  $\nu F_\nu$ ) es máximo, y la función  $B(x)$  está conformada por dos leyes de potencia unidas en una transición suave:

$$B(x) = \begin{cases} x^\alpha e^{-(2+\alpha)x} & ; x \leq x_b \\ x^\beta x_b^{\alpha-\beta} e^{-(2+\alpha)x_b} & ; x \geq x_b , \end{cases}$$

La transición de una ley de potencia a otra ocurre en  $x_b = \frac{\alpha-\beta}{2+\alpha}$ .

En un estudio realizado sobre los tres parámetros de los que depende esta función ( $\alpha$ ,  $\beta$  y  $E_p$ ), se ha encontrado que el valor promedio del índice espectral de baja energía es  $\alpha \sim -1.0$ , el valor medio del índice espectral de alta energía es  $\beta \sim -2.25$  y la energía de corte, definida como  $E_b = x_b E_p$ , tiene una distribución bastante estrecha entre 100 keV y 1 MeV.

El espectro está evolucionando continuamente durante el desarrollo del destello, y se ha observado una evolución espectral global de duro a suave en la gran mayoría de los destellos de rayos gama.

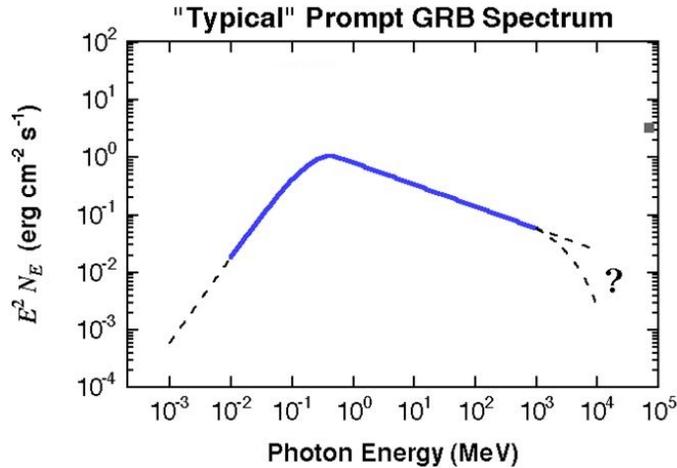


Figura 1-5: Espectro típico de la emisión inicial de un GRB, correspondiente a la función de Band. El signo de interrogación indica el corte que usualmente se presenta para altas energías ( $> \text{GeV}$ ).

#### 1.1.1.4. Flashes ópticos

Los flashes ópticos presentes durante la emisión inicial, que surgen dentro de unas decenas de segundos después de la detección del destello principal en rayos gama, han sido reportados en algunos pocos destellos [12]. Estos flashes surgen mucho antes, son inicialmente mucho más brillantes y decaen mucho más rápidamente que las contrapartes ópticas generalmente observadas. Hasta el 2004 sólo se habían detectado unos cuantos flashes con la ayuda de telescopios robóticos terrestres. Desde el lanzamiento de *Swift* se han observado más de veinte flashes ópticos.

#### 1.1.2. Contrapartes

Las contrapartes son observadas tiempo después del término de la emisión inicial de rayos gama; unas horas para rayos X, unos días para el óptico, unos meses para el radio, y su luminosidad decrece hasta que deja de ser detectada. Fueron denominadas “*Afterglows*” para poder distinguirlas de la emisión inicial del destello al cual están asociadas. El estudio de las contrapartes ha provisto una fuerte confirmación del modelo de ondas de choque en el escenario de la Bola de Fuego del modelo estándar de los GRBs. Este modelo lleva a una correcta predicción [13], incluso anticipada a las observaciones, de la naturaleza cuantitativa de las contrapartes en longitudes de onda distintas a los rayos gama, que están en gran acuerdo con los datos [14; 15].

### 1.1.2.1. Curvas de luz y espectro

En una primera aproximación, el flujo de las contrapartes a una frecuencia dada decrece como una ley de potencia. Decae en el tiempo suavizándose de Rayos X a óptico y a radio. Un importante desarrollo subsecuente fue la observación de cortes o súbitos aumentos en las pendientes de las curvas de luz en muchas de las contrapartes registradas en las bandas de Rayos X y óptico [16; 17]. Estos cambios bruscos pueden ser interpretados como una consecuencia de que la eyección está colimada en un chorro (*Jet*) no constante formado por capas, y los cortes en las curvas de luz ocurren cuando las orillas de la eyección se vuelven visibles, conforme ésta decelera [18]. Para destellos largos, los ángulos típicos deducidos para la apertura de chorro eyectado están entre 5 ° y 20°, lo cual reduce los requerimientos de la energía total del destello en un par de ordenes de magnitud, de  $\sim 10^{53} - 10^{54}$  ergs a  $\sim 10^{51}$  ergs [19]. Sin embargo, los detalles dependen principalmente de la geometría del chorro supuesta y de si se considera la energía en forma de rayos gama [16] o la energía cinética del chorro [19]. Al momento del corte producido por el chorro, se espera observar una polarización óptica lineal [20], lo cual provee restricciones adicionales a la estructura del chorro. Debido a esto, en la mayoría de los casos la curva de luz no puede ser representada por una única ley de potencia, si no que se requiere de una sucesión de leyes de potencia con diferentes pendientes, separadas por ciertas energías de corte.

El espectro también está conformado por varias leyes de potencia, con frecuencias de corte que evolucionan en el tiempo. Entonces, durante un largo intervalo de tiempo y un amplio rango de energías, el flujo de una contraparte de GRB está descrito como:

$$F_\nu(t) \propto \nu^{-\alpha} t^{-\beta} . \quad (1-1)$$

Los coeficientes espectral y temporal,  $\alpha$  y  $\beta$  respectivamente, dependen del rango espectral y del periodo de observación. Típicamente, el valor observado de  $\beta$  se encuentra entre 0.6 y 2.2.

### 1.1.2.2. Corrimiento al rojo

Si una fuente de luz se mueve alejándose de un observador, entonces se producirá un corrimiento a rojo de la luz observada, pero más generalmente, cuando el observador detecta radiación electromagnética emitida por una fuente que se aleja, el corrimiento al rojo se refiere a un aumento en la

longitud de onda de la radiación, lo cual es atribuido a efectos Doppler. La primera consecuencia importante de la detección en tierra de contrapartes ópticas es la posibilidad de obtener un espectro de buena calidad del evento y utilizar técnicas de la tan conocida espectroscopía óptica para buscar líneas de emisión o absorción en sus espectros, permitiendo así la determinación del corrimiento al rojo de la radiación de la fuente. Este corrimiento al rojo observado puede ser medido gracias a que las líneas espectrales de absorción y emisión de muchos átomos son bien conocidas, debido a cuidadosos experimentos espectroscópicos desarrollados en la Tierra. Cuando se mide el corrimiento al rojo de varias líneas de absorción y emisión de un mismo objeto astronómico, se encuentra que su valor,  $z$ , es constante. Aunque al analizar espectros de objetos muy distantes pueden encontrarse dificultades a consecuencia del ensanchamiento de las líneas espectrales, no es más complicado de lo que puede ser explicado a consecuencia del movimiento de la fuente. Por estas y otras razones, es comúnmente aceptado el hecho de que los corrimientos al rojo observados son debidos a distintas formas de efectos tipo Doppler.

La espectroscopía, como medición, es considerablemente más complicada que la fotometría, la cual mide la luminosidad de los objetos astronómicos a través de ciertos filtros. Sin embargo, las incertidumbres de las mediciones fotométricas son de hasta  $\delta z = 0.5$ , y por lo tanto, son mucho menos confiables que las mediciones espectroscópicas. Dado que, en general, las fuentes de la radiación que se produce en un destello de rayos gama se mueven a velocidades relativistas, el corrimiento al rojo, derivado del efecto Doppler relativista, está dado por la siguiente ecuación:

$$z + 1 = \gamma \left( 1 + \frac{v}{c} \right) = \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}},$$

donde  $\beta = \frac{v}{c}$ .

Una vez que se conoce el valor del corrimiento al rojo,  $z$ , se puede determinar la distancia a la que se encuentra la fuente emisora de la radiación de acuerdo a la Ley de Hubble, la cual establece que la distancia a la que se encuentra la fuente es proporcional a la velocidad con la que se mueve, que puede ser determinada a partir del corrimiento al rojo. Si denotamos por  $R(t)$  al factor de escala del Universo, el cual aumenta conforme el Universo se expande de acuerdo a algún modelo cosmológico seleccionado, entonces las distancias entre dos puntos co-móviles, denotadas por  $D(t)$ ,

se incrementan proporcionalmente a  $R$ , considerando que el único movimiento relativo entre los puntos co-móviles es el resultante de la expansión del Universo. Si la radiación proveniente de la fuente es emitida a un tiempo  $t_e$ , y detectada posteriormente por un observador al tiempo  $t_o$ , el corrimiento al rojo está dado por:

$$z + 1 = \frac{R(t_o)}{R(t_e)} .$$

Si la fuente se encuentra a una distancia  $D$ , la tasa de variación de dicha distancia esta dada por

$$\frac{d}{dt}D(t) = \frac{d}{dt}R(t)\frac{D(t_o)}{R(t_o)} = H(t) D(t) ,$$

donde  $H(t)$  es la constante de Hubble.

Haciendo una expansión en serie de Taylor de la función del corrimiento al rojo se obtiene que

$$z = \frac{R(t_o)}{R(t_e)} - 1 \approx \frac{R(t_o)}{R(t_o)(1 + (t_o - t_e)H(t_o))} - 1 \approx (t_o - t_e)H(t_o) \approx \frac{D}{c}H(t_o) .$$

La primera determinación de un corrimiento al rojo en los destellos de rayos gama se dió en el caso del GRB970508, gracias a la presencia de varias líneas de absorción en el espectro de la contraparte óptica, encontrando que la fuente se localizaba a  $z = 0.835$  [21].

Una consecuencia importante de un origen tan distante es que la energía liberada durante un destello de rayos gama es inmensa. La energía isotrópica equivalente calculada a partir de la distancia ( $D_L$ ), asumiendo parámetros cosmológicos “estándar” y la fluencia de energía observada en rayos gama ( $F_\gamma$ ) es:

$$E_{iso} = 4\pi D_L^2(z) \frac{F_\gamma}{1+z} \simeq 10^{51} - 10^{54} \text{erg} ,$$

pero dada la evidencia que soporta la colimación de la eyección que emite la radiación, los valores de la energía obtenidos deben ser corregidos, multiplicándolos por un factor de colimación,  $\frac{\Omega}{4\pi}$ , donde  $\Omega$  es el ángulo de apertura de la eyección emisora.

Surgen algunas cuestiones importantes alrededor del corrimiento al rojo, como lo es la distribución de los destellos de rayos gama con respecto a la magnitud de su corrimiento al rojo, ya que podría poner algunas restricciones en los posibles progenitores. En particular, sería importante saber si la

tasa de detección de los GRBs (especialmente los largos) es similar a la tasa de formación estelar (*Star Formation Rate*, *SFR*), por ejemplo.

Por otro lado, para lograr una determinación precisa de los parámetros cosmológicos se requiere de objetos muy distantes, es decir, con altos corrimientos al rojo, y muy luminosos. Usualmente se habían utilizado supernovas para tal propósito, pero dada la evidencia de la conexión entre destellos de rayos gama (largos) y supernovas, los altos corrimientos al rojo observados en estos eventos los hacen excelentes candidatos para una mejor calibración de los parámetros cosmológicos.

## 1.2. Modelos sobre Destellos de Rayos Gama

Un argumento clave para el entendimiento de los destellos de rayos gama se centra en el movimiento relativístico que presenta la fuente de la emisión. La mayor parte de los modelos que han surgido a lo largo del estudio de los destellos de rayos gama han centrado su interés en dar una buena explicación de los fenómenos físicos que pudieran estar involucrados para poder lograr acelerar la fuente de la emisión a tan altas velocidades.

Además sabemos, a partir de las mediciones de los corrimientos al rojo que la mayoría de los destellos de rayos gama son producidos a distancias cosmológicas. Entonces, cualquier modelo aceptable debe considerar fuentes extragalácticas. Actualmente, la mayoría de los estudios realizados coinciden en un modelo general sobre los GRBs, conocido como modelo estándar, el cual pretende ser someramente explicado en esta sección. La dependencia de este modelo en el movimiento relativístico de la fuente, casi obliga a discutir los argumentos básicos que conllevan a pensar que la fuente de emisión se mueve a velocidades altamente relativistas.

### 1.2.1. Movimiento relativístico

Los rayos gama parecen tener un espectro no-térmico que, visto en un sistema de referencia fijo en el observatorio, comúnmente se extiende hasta energías muy por encima de 1 MeV, la frontera energética de la producción de pares electrón-positrón. La enorme distancia a la fuente exige una energía de emisión bastante grande, del orden de  $10^{53}$  ergs si la fuente irradia de manera isotrópica, de ahí que la densidad de energía sea gigantesca. Estos factores indican conjuntamente que la

expansión de la región de emisión debe ser relativista. Esta conclusión se desarrolla principalmente del siguiente argumento. Dos fotones que se encuentran por encima del umbral energético de la producción de pares y cuyas energías son  $E_1$  (mayor) y  $E_2$  (menor), pueden producir un par electrón-positrón si  $E_1 E_2 (1 - \cos\theta_{12}) \geq 2(m_e c^2)^2$ , donde  $m_e c^2$  es la energía en reposo del electrón y  $\theta_{12}$  es el ángulo entre las direcciones de movimiento de los fotones. Si la región de emisión se expande relativísticamente con un factor de Lorentz  $\Gamma$ , entonces la frontera energética para la creación de pares en el sistema de referencia co-móvil a la región de emisión se incrementa por el factor  $\Gamma$ , en comparación con su valor en el sistema de referencia del observador. Para una energía de  $10^{51} \text{ ergs}$  se requieren factores de Lorentz del orden de  $10^2 - 10^3$  para aludir a la atenuación fotón-fotón (via  $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$ ) observada a 0.1 - 10 GeV [22]. Por lo tanto, basados en observaciones y en consideraciones generales, se deduce que la fuente de emisión se mueve a velocidades relativistas.

### 1.2.2. Modelo estándar

El modelo estándar es un escenario astrofísico bastante firme que surge a partir del requerimiento del movimiento relativista de la fuente de la radiación. Este movimiento determina que la emisión de rayos gama, que se observa en los perfiles temporales, se genera en un radio de emisión mucho mayor al de la fuente progenitora. Este modelo se compone esencialmente de tres etapas diferentes, cada una de las cuales describe un proceso distinto de conversión de energía:

1. La generación de energía a partir de la destrucción de un objeto astronómico (escenarios progenitores). Las condiciones más favorables para producir el flujo de energía requerido ( $\gtrsim 10^{51} \text{ erg/s}$ ), se dan dentro un objeto astronómico compacto de un tamaño  $< 10^7 \text{ cm}$  que posee un campo magnético del orden de  $10^{15} \text{ Gauss}$ .
2. La conversión de la mayor parte de la energía de radiación del evento cataclísmico en energía cinética y el transporte de esta energía a velocidades relativísticas. El flujo relativista de energía más simple que se conoce es en forma de energía cinética de partículas, principalmente electrones y positrones (modelo de la bola de fuego). Dentro de este escenario, el transporte de energía se lleva a cabo por medio de una capa de partículas (electrones, positrones y algunos bariones) que son aceleradas hasta alcanzar grandes factores de Lorentz.

3. La conversión de energía cinética de movimiento en radiación, transferida por medio de un mecanismo de disipación. La energía cinética es convertida en energía térmica de las partículas relativistas por medio de ondas de choque, energía que posteriormente es radiada produciendo de esta manera la radiación observada (modelo de ondas de choque). Existen dos modelos de este proceso de conversión de energía. El primero, el modelo de ondas de choque externas, supone que el frente de choque es creado por la interacción de una capa de material relativista y el medio interestelar. En el segundo, el modelo de ondas de choque internas, se producen varios frentes de choque al interaccionar entre sí una serie de capas relativistas que poseen distintas velocidades.

Más adelante se discute con mayor detalle cada uno de los modelos mencionados que intentan describir los procesos físicos involucrados en cada una de las etapas del modelo genérico de destellos de rayos gama.

### 1.2.3. Teorías de escenarios progenitores

La física de los escenarios progenitores es probablemente la menos entendida de las etapas del desarrollo de los destellos de rayos gama. Los principales requerimientos de las fuentes son: I) Deben localizarse a distancias cosmológicas, con  $z \gtrsim 1$  incluso; II) Los eventos que se crea que pueden dar origen a los destellos de rayos gama deben ocurrir a una tasa similar a la de los GRBs; III) Deben ser capaces de liberar una cantidad enorme de energía,  $E \simeq 10^{52}$  ergs. Las estimaciones de la eficiencia para la conversión de esta energía a radiación gama difiere entre los modelos.

La estimación de la energía verdaderamente liberada en rayos gama,  $\frac{\Omega}{4\pi} E_{iso}$ , también está asociada a grandes incertidumbres de acuerdo con las mediciones del factor de colimación; IV) Esta energía debe ser inyectada en un flujo de partículas con una carga bariónica muy baja de modo que pueda ser acelerado hasta alcanzar altos factores de Lorentz ( $\Gamma \gtrsim 100$ ). Un requerimiento adicional en el contexto del escenario de ondas de choque internas es el hecho de que la actividad en la fuente debe variar en escalas de tiempo muy pequeñas ( $\sim 1$  ms) y el proceso de la eyección relativista debe extenderse al menos hasta la duración típica observada de los destellos de rayos gama.

Claramente, tales requerimientos resultan en una pregunta muy específica a la cual se le han encontrado muy pocas respuestas posibles, y a continuación se describen brevemente las dos propuestas principales.

### 1.2.3.1. Fusiones

La coalescencia de un sistema binario de estrellas de neutrones [23] y la fusión de un sistema estrella de neutrones - agujero negro [24] han sido propuestas como posibles fuentes de destellos de rayos gama, principalmente cortos. El resultado de la fusión es un agujero negro no muy masivo ( $\sim 2.5M_{\odot}$ ) rodeado de un toro de residuos que aparentemente satisface algunos de los requerimientos: I) La escala temporal de la variabilidad es adecuada, puesto que la escala temporal dinámica al interior del toro es  $\lesssim 1$  ms; II) La región a lo largo del eje de rotación está casi libre de bariones, lo cual da buenas posibilidades de que las eyecciones posean una baja carga bariónica; III) Los alrededores son poco densos, lo que favorece la aceleración de la materia expulsada a los factores de Lorentz requeridos.

Sin embargo, esta propuesta también se enfrenta a algunos problemas: I) La tasa de fusiones tal vez sea demasiado baja, a menos que el efecto del factor de colimación ( $\frac{\Omega}{4\pi}$ ) esté siendo sobre-estimado; II) La energía disponible probablemente sea demasiado baja para los GRBs mas luminosos; III) Las fusiones debieran ocurrir a grandes distancias del núcleo de la galaxia anfitriona, dado que hay un largo periodo de tiempo entre la formación del sistema binario y la fusión, mientras que las observaciones de las contrapartes de los destellos de rayos gama han mostrado evidencias a favor de su asociación con las regiones de formación estelar activa, es decir, regiones centrales de las galaxias. A pesar de esto, las fusiones aún permanecen como posibles progenitores de GRBs cortos y a partir de las detecciones de contrapartes de GRBs cortos hechas por la misión *Swift* es que se ha comenzado a probar realmente esta hipótesis.

### 1.2.3.2. Colápsares

El colapso de una estrella muy masiva en un agujero negro [25] o una supernova extremadamente energética, también llamada Hypernova [26], es otra posibilidad que resuelve los problemas del candidato antes mencionado y es favorecido por las evidencias observacionales que relacionan los GRBs largos con las regiones de formación estelar activa. En el centro del objeto en colapso, ya

sea directamente o luego de un periodo de acreción, también se forman un agujero negro y un toro de residuos, con la diferencia de que en este caso el agujero negro es mucho más masivo ( $\sim 10M_{\odot}$ ) y el toro sigue alimentándose del material proveniente de las capas más externas del progenitor. Las principales ventajas son que la tasa de colapsos estelares es mucho mayor que la tasa de detección de GRBs y que la energía disponible es mucho mayor que en el caso de las fusiones. Sin embargo, también existen dos problemas principales. Uno de ellos radica en que ciertamente es más difícil acelerar la materia eyectada dentro de una estrella en pleno colapso y el otro es que el medio debe estar dominado por el denso viento estelar del progenitor. No obstante, actualmente existe evidencia observacional bastante fuerte de que muchos destellos de rayos gama resultan de estrellas que experimentan un final cataclísmico, con la consecuente súbita emisión de una gran cantidad de energía.

#### 1.2.4. El modelo de la bola de fuego

El modelo de la bola de fuego (*Fireball model*) es un escenario astrofísico muy bien sustentado, independiente del tipo particular de progenitor, y basado únicamente en el hecho de que se debe explicar la inyección de una cantidad inmensa de energía dentro de un volumen muy pequeño; el material que recibe la inyección de energía es lo que se conoce como “Bola de fuego”. Una característica notable de este escenario es su naturaleza genérica, la cual se debe al hecho de que la producción de la bola de fuego es independiente de cualquier mecanismo primario de producción y liberación de energía.

#### 1.2.5. Modelos de ondas de choque

La bola de fuego, que comúnmente se cree es térmica inicialmente, convierte la mayor parte de su energía de radiación en energía cinética. Esta energía cinética de movimiento deberá ser transferida por medio de un mecanismo de disipación. El mecanismo más probable es el que propone el modelo de ondas de choque (*Shock model*), el cual se produce después de que la bola de fuego supera el umbral energético de la producción de pares  $e^+e^-$ . Los frentes de choque (*Shocks*) son los responsables de convertir la energía cinética en radiación. El modelo de choques a su vez se divide en dos modelos, que basados en este mismo principio surgen para tratar de dar una buena explicación de las observaciones.

En el modelo de ondas de choque externas [27], la liberación de la energía es muy rápida, dando lugar a la formación de una capa relativista (*relativistic shell*) que se expande por un largo periodo de tiempo ( $10^5 - 10^7$  s). Esta capa se expande a través del medio interestelar, chocando el material que encuentra a su paso, hasta que en algún momento, la masa del material interestelar barrido y la masa del material eyectado son comparables; en este punto se produce una onda de choque que se propaga a través del medio interestelar, y que permite que la energía cinética se transforme en rayos gama, conforme los electrones acelerados en el choque se “enfrian” es decir, pierden energía. Este modelo es consistente con la rápida liberación de energía que se espera de un colapso astronómico y con las escalas temporales observadas de los destellos de rayos gama. Sin embargo, tiene dificultades para explicar las extremas variaciones de los perfiles temporales observados, que suelen ser bastante complejos [28].

La teoría alternativa es que un sitio activo libera una gran cantidad de energía en múltiples capas a lo largo de un periodo de tiempo comparable con la duración observada del GRB [22]. Los rayos gama son entonces producidos por las interacciones entre múltiples capas que se emitieron en el mismo sitio activo pero que alcanzan diferentes velocidades. Por esta razón, a este escenario se le conoce como modelo de ondas de choque internas. Sin embargo, este modelo posee dos debilidades: primero, que la producción de rayos gama a consecuencia del enfriamiento de los electrones acelerados a partir de las interacciones entre las capas es un tanto ineficiente [29], y segundo, que los perfiles temporales de larga duración y estructura compleja deben ser producidos por variaciones dentro del sitio activo, lo que requeriría la emisión de una cantidad increíblemente grande de energía durante un largo periodo de tiempo. Por otro lado, los parámetros libres asociados a las capas múltiples pueden explicar cualquier evolución temporal observada en las curvas de luz de los destellos de rayos gama.

También hay teorías que sugieren que la emisión inicial de rayos gama se produce en las ondas de choque internas entre múltiples capas que se fusionan en una única capa que se mueve relativísticamente y es responsable de la producción de las contrapartes en una forma similar a lo predicho por el mecanismo de ondas de choque externas [30]. Este modelo surge de la necesidad de explicar las largas duraciones observadas en las contrapartes, puesto que en rayos X es de horas, en óptico es de días, y en radio es incluso de algunos meses. Estas escalas temporales son demasiado largas

para ser producidas por algún sitio activo. Además, como ya se ha mencionado, el espectro de las contrapartes presenta un decaimiento potencial, lo cual es satisfactoriamente predicho por el modelo de ondas de choque externas [31].

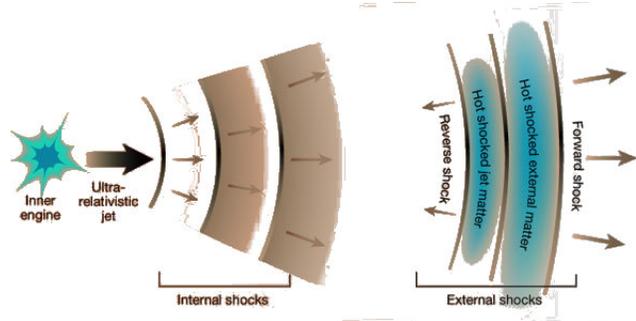


Figura 1-6: Representación gráfica del modelo de ondas de choque.

En ambos escenarios, tanto en las ondas de choque internas como en las ondas de choque externas, la aceleración a consecuencia de choques difusivos en presencia de campos magnéticos irregulares es el mecanismo más aceptado actualmente para acelerar partículas con carga; en este caso, los electrones presentes en los frentes de choque. El que propuso este mecanismo fue Enrico Fermi [32], es por eso que mas comunmente se le conoce como aceleración de Fermi y se puede resumir de la siguiente manera: Las irregularidades magnéticas presentes a los dos lados de una onda de choque ultra-relativista “juega” una especie de “partido de tenis relativista” con partículas cargadas, y de vez en cuando una partícula se escapa del choque con una energía muy alta. Este mecanismo de aceleración produce un espectro de energía en las partículas que escapan proporcional a  $\sim E^{-2}$ .

En cualquiera de los escenarios progenitores, en el evento cataclísmico que da lugar a un destello de rayos gama se eyecta una cantidad inmensa de materia equivalente a varias masas solares que viaja a velocidades del orden de  $\sim 10^4$  km/s, la cual es mucho mayor que la velocidad del sonido en el medio interestelar (10 km/s). Debido a esto se produce una onda de choque con una velocidad  $V_c$  que se propaga hacia el medio interestelar por delante del material eyectado que posee una velocidad  $V_p$ . En el sistema de referencia del choque (sistema co-móvil), el material del medio interestelar se acerca a él con una velocidad  $u_1 = -V_c$  y una densidad  $\rho_1$ , lo atraviesa y se aleja hacia atrás con una velocidad  $u_2 = V_c - V_p$  y una densidad  $\rho_2$ . La velocidad del frente de choque  $V_c$  (o  $u_1$ ) depende de la velocidad  $V_p$  del material eyectado (o el medio “chocado”) y de la razón

de compresión  $r = \rho_2/\rho_1 = u_1/u_2$ :

$$\begin{aligned} V_c &= -u_1 = r u_2 \\ V_p &= u_1 - u_2 = (r - 1)u_2 . \end{aligned}$$

Para el cálculo de la ganancia de energía es necesario reubicarse en el contexto de la teoría de Fermi con las irregularidades magnéticas presentes en forma de nubes por delante y por detrás del frente de choque. El frente de choque se supone no relativista para poder realizar la aproximación considerando que las partículas ultra relativistas están distribuidas de manera isotrópica en ambos lados del frente de choque. Una partícula cargada ganará energía al entrar en alguna de estas nubes y difundirse en las irregularidades del campo magnético ligado a la nube, que está parcialmente ionizada. Si  $\beta = \frac{V_p}{c}$  es la velocidad relativa de la nube y  $\Gamma$  su factor de Lorentz, consideramos que en el sistema de referencia del observador la partícula ingresa en la nube con una energía  $E_1$  y en una dirección que forma un ángulo  $\theta_1$  con respecto de la dirección de movimiento de la nube. Luego de difundirse dentro de la misma, la partícula saldrá con una energía  $E_2$  y un ángulo  $\theta_2$ . La relación entre las energías de entrada y salida de las partículas entre el sistema de referencia del observador y el sistema de referencia co-móvil está dada por:

$$\begin{aligned} E_{n,1} &= \Gamma E_1 (1 - \beta \cos\theta_1) \text{ (sistema de referencia de la nube)} \\ E_2 &= \Gamma E_{n,2} (1 + \beta \cos\theta_{n,2}) \text{ (sistema de referencia del observador)} . \end{aligned}$$

Como la difusión magnética se produce sin colisiones la energía dentro de la nube no cambia, por lo tanto  $E_{n,1} = E_{n,2}$ . Ésto permite calcular la ganancia de energía relativa en el sistema laboratorio de la siguiente manera:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_2}{E_1} - 1 = \Gamma(1 - \beta^2 \cos\theta_1 \cos\theta_{n,2} - \beta \cos\theta_1 + \beta \cos\theta_{n,2}) - 1 .$$

En este mecanismo, se supone que los ángulos promedio de entrada y salida se distribuyen de la misma manera (distribución normalizada:  $\int_{-1}^1 \cos\theta d(\cos\theta) = -\int_0^\pi \cos\theta \sin\theta d\theta = 1$ ), pues co-

mo el frente de choque es plano, en el paso de un lado al otro del frente se tiene que  $\cos\theta_1 = \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \cos^2\theta_1 \sin\theta_1 d\theta_1 = -2/3$  y  $\cos\theta_1 = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos^2\theta_{n,2} \sin\theta_{n,2} d\theta_{n,2} = 2/3$ , y entonces se tiene que,

$$\frac{\Delta E}{E} = \Gamma \left( 1 + \left( \frac{2\beta}{3} \right)^2 + \frac{2\beta}{3} \right) - 1 \simeq \frac{4\beta}{3} = \frac{4V_p}{3c} = \frac{4u_1(r-1)}{3rc} ,$$

donde los términos en  $\beta$  de orden mayor a 1 son despreciables. A *grosso modo*, esto es lo que se conoce como el mecanismo de Aceleración de Fermi de primer orden.

## Capítulo 2

# Fundamentos de la modelación de emisión de alta energía

La emisión de alta energía proveniente de los GRBs puede ayudarnos a lograr un mejor entendimiento de la composición física de la eyección que produce el destello, los mecanismos que dan origen a la radiación emitida y los procesos físicos subyacentes que dan lugar a la emisión de las contrapartes. Se han observado algunos GRBs que presentan emisión de fotones de alta energía durante la fase de su emisión inicial, y también se han observado algunos otros en los cuales se ha registrado la llegada de fotones con energías mayores a 30 MeV después de que ha terminado la fase de emisión inicial, lo que se denomina: Contrapartes de Alta Energía.

Las contrapartes de alta energía mayormente conocidas están asociadas a los eventos GRB940217 y GRB941017. Durante el evento GRB940217, aun después de que terminara la emisión inicial (keV), la emisión de alta energía prosiguió, extendiéndose hasta 5400 s, durante los cuales se detectaron 18 fotones de alta energía, incluyendo uno de 18 GeV; sin embargo, el número de fotones de alta energía registrados pudo haber sido mucho mayor si la fuente no hubiera sido ocultada por la Tierra. El otro caso, el GRB941017, es uno de los destellos de mayor fluencia observados por el detector *BATSE* durante todo su tiempo de operación. Su componente de alta energía tuvo al menos tres veces mas energía que la componente a energías de keV y también duró alrededor de tres veces más [33]. Interesantemente, mientras que durante este destello la emisión de baja energía se fue debilitando hasta desaparecer, tanto el espectro como el flujo de la emisión de alta energía ( $> 200$  MeV) permanecieron prácticamente constantes durante alrededor de 200 s.

Además de estos casos, también se ha registrado la presencia de componentes de muy alta energía en otros eventos. El evento GRB970417A fue uno para el cual la colaboración de *Milagro* reportó evidencia de emisión a energías de TeV durante el destello . GRB940217 y GRB970417A son los objetos de estudio de esta tesis, y sus características observacionales serán descritas con mayor detenimiento más adelante( Capítulo 4).

En este capítulo se plantean los elementos necesarios para el estudio de la emisión de las contrapartes de alta energía presentes en los eventos mencionados dentro del contexto de las ondas de choque externas.

## 2.1. Procesos físicos involucrados

Un ingrediente clave del modelo estándar de GRBs es que el material de la región emisora, responsable del GRB mismo y sus contrapartes, debe estar moviéndose relativísticamente y esto se basa en el argumento que a continuación se expone. Las altas luminosidades en rayos  $\gamma$  ( $L_\gamma \sim 10^{53}$  erg/s) implicadas por las distancias cosmológicas resultan en una gran profundidad óptica ( $\tau_{\gamma\gamma} \sim 10^{15}$ ) a la creación de pares electrón-positrón, puesto que la energía observada de los fotones está por encima del umbral para la creación de pares; para un par de fotones con energías  $\epsilon_1$  y  $\epsilon_2$ , y un ángulo  $\theta_{12}$  entre las direcciones de su movimiento:  $\epsilon_1\epsilon_2(1 - \cos\theta_{12}) \geq 2(m_e c^2)^2$  . Esta alta profundidad óptica implica que los rayos gama deben ser atenuados en la fuente antes de viajar a través del espacio y llegar a nuestros detectores. La única forma de librarse de este problema es suponiendo que se crea un plasma térmico de electrones, positrones y fotones, la llamada “Bola de Fuego”, que se expande y acelera hacia nosotros a velocidades relativistas. La expansión relativista de la fuente reduce la profundidad óptica, pues si la fuente se expande con un factor de Lorentz  $\Gamma$ , entonces la energía de los fotones producidos por los electrones acelerados en el sistema de referencia co-móvil (definido más adelante) es menor por un factor de  $\Gamma$  en comparación con la energía observada en el sistema de referencia del observador, y en consecuencia, la energía de la gran mayoría de los fotones puede estar por debajo del umbral de creación de pares, pues los rayos gama observados en la Tierra son en realidad rayos X en la fuente.

Así mismo, la escala de distancia real de la región emisora es  $\Gamma^2 c \delta t$  para una escala temporal observada  $\delta t$ . En conjunto, la profundidad óptica a la creación de pares decrece por un factor de  $\sim \Gamma^6$ . Entonces, para un destello típico, se requiere un factor de Lorentz  $\Gamma \geq 100$  para tener una profundidad óptica  $\tau_{\gamma\gamma} < 1$ , es decir, el valor del factor de Lorentz requerido para satisfacer las observaciones debe ser del orden de  $10^2$  [34].

Partiendo de la suposición de que el material de la región emisora ha sido acelerado y se mueve a velocidades relativistas con respecto al motor central, el análisis de un GRB involucra tres elementos físicos importantes: el motor central, la capa de material eyectada a velocidades relativistas por el motor central, la cual a través de su hidrodinámica produce la emisión del GRB, y un observador. Sin embargo, esencialmente sólo deben considerarse dos sistemas de referencia inerciales: el sistema de referencia en reposo con respecto a la región emisora (llamado *sistema co-móvil*), y el sistema de referencia en reposo con respecto al motor central. El sistema de referencia en reposo con respecto al observador es prácticamente el mismo que el del motor central, salvo por un pequeño factor de corrimiento al rojo cosmológico, el cual tiene un efecto casi despreciable en comparación con los efectos relativistas especiales. Las cantidades físicas, como las escalas de distancia y tiempo, son diferentes en los dos sistemas de referencia, pero están relacionadas entre si a través de las transformaciones de Lorentz, es decir, una escala de distancia  $\Delta'$  determinada en el sistema co-móvil es transformada a  $\Delta = \frac{\Delta'}{\Gamma}$  a lo largo de la dirección de movimiento de la región emisora en el sistema de referencia del motor central. Análogamente, sólo se consideran dos tiempos, tales que  $dt' = \frac{d\hat{t}}{\Gamma}$ , donde  $d\hat{t}$  y  $dt'$  son intervalos temporales transcurridos entre el mismo par de eventos,  $d\hat{t}$  medido en el sistema del observador/motor central y  $dt'$  en el sistema co-móvil.

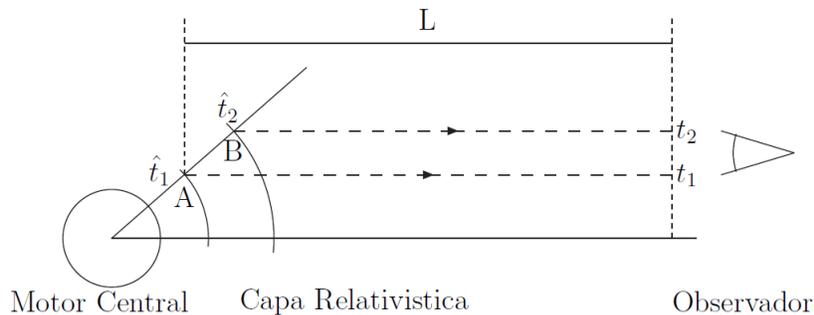


Figura 2-1: Diagrama de fotones

Sin embargo, en el análisis de los procesos que dan lugar a un GRB, existe una tercera escala temporal involucrada que tiene origen debido a efectos de propagación. En general, podemos con-

siderar una capa emisora que se mueve con una velocidad adimensional  $\beta = v/c$ , a lo largo de una dirección con un ángulo  $\theta$  con respecto a la línea de visión del observador (Fig. 2-1). Si, visto desde el sistema de referencia del observador/motor central, la fuente emite un fotón hacia el observador a un tiempo  $\hat{t}_1$  en la posición A (a una distancia  $r$  del progenitor), y emite un segundo fotón a un tiempo  $\hat{t}_2$  hacia el observador desde la posición B (a una distancia  $r + dr$ ), el intervalo temporal entre la emisión de estos dos fotones sucesivos será  $d\hat{t} = \hat{t}_2 - \hat{t}_1 \simeq \frac{dr}{c}$ .

Ahora, si suponemos que la distancia entre la posición A y el observador es  $L$ , el primer fotón llegará al observador a un tiempo  $t_1 = \hat{t}_1 + \frac{L}{c}$ , mientras que el segundo fotón lo hará a un tiempo  $t_2 = \hat{t}_2 + \left(\frac{L}{c} - \beta \cos\theta d\hat{t}\right)$ . Hay que hacer notar que estos tiempos son medidos en el mismo sistema de referencia del observador/motor central. Dados estos tiempos, el intervalo temporal medido por el observador entre las llegadas de estos fotones es  $dt = \hat{t}_2 - \hat{t}_1 + \frac{L}{c} - \frac{L}{c} - \beta \cos\theta d\hat{t} = (1 - \beta \cos\theta)d\hat{t}$ . Si suponemos que  $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} \gg 1$  (como usualmente es requerido) y que  $\theta \ll 1$ , es decir,  $\cos\theta \sim 1$ , entonces  $dt \simeq \frac{d\hat{t}}{2\Gamma^2} = \frac{dr}{2\Gamma^2 c}$ .

Lo que hay que remarcar es el hecho de que  $d\hat{t}$  y  $dt$  son dos tiempos diferentes dentro del mismo sistema de referencia, que describen dos pares de eventos diferentes:  $d\hat{t}$  describe el intervalo temporal que separa la emisión de los fotones, mientras que  $dt$  describe el intervalo temporal entre la llegada de los mismos fotones al observador. Como  $d\hat{t}$  también describe el tiempo real del comportamiento de la región emisora, por ejemplo cuando se mueve de A a B, este tiempo no puede ignorarse; la forma mas usual de referirse a estos tiempos es llamando “tiempo en el sistema de referencia del motor central” o “tiempo del laboratorio” a  $d\hat{t}$ , mientras que a  $dt$  se le denomina el “tiempo del observador”. El tiempo del observador es el más relevante para la descripción del fenómeno.

### 2.1.1. Ondas de choque relativistas

La colisión entre la bola de fuego relativista y el medio interestelar produce una onda de choque delantera, y muy posiblemente, también una onda de choque reversa que se propagan a velocidades relativistas. Las ondas de choque internas son, usualmente, medianamente relativistas debido a las grandes diferencias que puede haber entre los factores de Lorentz de las capas que colisionan para producirlos. Debido a que las partículas que conforman las capas de material eyectadas por el progenitor poseen mucha energía, se dice que están “calientes”, mientras que el medio interestelar,

como no se supone que posea demasiada energía, o por lo menos no más de la que poseen las capas, se dice que está “frío”. Cuando se produce una de estas ondas de choque relativistas, como la materia del medio interestelar que aun no ha sido perturbada está fría en comparación con la materia que ya ha sido alcanzada por el choque, se produce un salto en el valor de la densidad del material que separa al que está delante (no chocado) y al que está detrás del choque (chocado). Si etiquetamos con el sub-índice “1” al material que no ha sido chocado y con el sub-índice “2” al material chocado, y consideramos que existe un factor de Lorentz ( $\gamma_{21}$ ) relativo entre los sistemas de referencia co-móviles de los dos materiales en los cuales se miden las cantidades termodinámicas correspondientes a cada uno [densidad ( $n$ ), presión ( $P$ ) y energía interna ( $\varepsilon$ )], de acuerdo a los cálculos de Sari & Piran (1995)[35] las densidades de ambos medios se relacionan como

$$n_2 = (4\gamma_{21} + 3)n_1 \simeq 4\gamma_{21}n_1 . \quad (2-1)$$

El factor de Lorentz de la onda de choque misma es  $\Gamma_{ch} = \sqrt{2}\gamma_{21}$ , y si  $m_p$  es la masa de las partículas del material en interacción, la energía interna del material chocado está dada por [35]

$$\varepsilon_2 = (\gamma_{21} - 1)n_2m_pc^2 \simeq \gamma_{21}n_2m_pc^2 \simeq 4\gamma_{21}^2n_1m_pc^2 . \quad (2-2)$$

Ahora, discutiendo la interacción entre estos dos materiales (chocado y no chocado), al momento del impacto se producen simultáneamente dos frentes de choque, de los cuales cada uno se propaga en uno de los dos medios: las ondas de choque delantera y reversa. Las condiciones del salto [Ecs. (2-1) y (2-2)] también se aplican al frente de choque reverso [35]. Para su análisis, la región de interacción se divide en cuatro; 1) Medio Interestelar no chocado, 2) Medio interestelar chocado, 3) Capa chocada, y 4) Capa no chocada. El medio interestelar está en reposo con respecto al observador. Esta interacción está sujeta a ciertas condiciones, puesto que para fluidos relativistas “calientes” (con alta energía interna) la presión está dada por  $P = \frac{\varepsilon}{3}$ , y dado que se requiere que a ambos lados de la discontinuidad de contacto formada exista la misma presión, se impone la condición de que sus energías internas sean  $\varepsilon_2 = \varepsilon_3$ . Otra condición es el hecho de que la velocidad a la cual se mueven los dos fluidos a través de la discontinuidad de contacto debe ser la misma.

Si se considera que el medio interestelar está magnetizado, las condiciones del salto están dadas por las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned}
n_2 &\approx \gamma_{21} \frac{7 + \chi + \sqrt{1 + 14\chi + \chi^2}}{1 + \chi + \sqrt{1 + 14\chi + \chi^2}} n_1 , \\
\varepsilon_2 &\approx \frac{\gamma_{21}(1 + \sigma)}{8} \left( 7 + \chi + \sqrt{1 + 14\chi + \chi^2} \right) \left( 1 - \frac{6\chi}{1 + \chi + \sqrt{1 + 14\chi + \chi^2}} \right) n_2 m_p c^2 , \\
B_2 &\approx k \frac{n_2}{n_1} B_1 ,
\end{aligned} \tag{2-3}$$

donde  $B$  es el campo magnético,  $\chi = \frac{k^2 \sigma}{1 + \sigma}$ ,  $k \in [0, 1]$  es el parámetro que describe la disipación de energía magnética en el frente de choque, y  $\sigma$  es la razón de densidad de energía magnética a densidad de energía cinética de partículas, medida en el sistema de referencia co-móvil del medio no chocado [36]. El caso para un medio no magnetizado [Ecs. (2-1) y (2-2)] se recupera simplemente tomando  $\sigma = 0$ .

Para calcular el espectro de la radiación observada es necesario conocer la fracción de energía cinética de los electrones ( $\epsilon_e$ ) y del campo magnético detrás del choque ( $\epsilon_B$ ). Sin embargo, estos parámetros están determinados por procesos físicos microscópicos y son difíciles de estimar partiendo de primeros principios. No obstante, un enfoque fenomenológico consiste en definir dos parámetros adimensionales para denotar dichas fracciones:  $\epsilon_e$  y  $\epsilon_B$ . No tenemos forma de medir o conocer los valores de la densidad de energía magnética  $\left(\frac{B^2}{8\pi}\right)$  o de la densidad de energía cinética de los electrones, pero podemos expresarlos en términos de estos parámetros de la siguiente forma:

$$u_B = \epsilon_B u_i \quad , \quad u_e = \epsilon_e u_i \quad , \tag{2-4}$$

donde, si  $V$  es el volumen de la región emisora,  $u_i = \frac{\varepsilon}{V}$  es la densidad de energía interna total, y consecuentemente, usando las ecuaciones (2-1) y (2-2), tenemos que la cantidad de energía del choque correspondiente a la energía cinética de los electrones y al campo magnético están dadas, respectivamente, por

$$U_e = 4\epsilon_e \gamma_{21} (\gamma_{21} - 1) n_1 m_p c^2 \quad , \quad U_B = 4\epsilon_B \gamma_{21} (\gamma_{21} - 1) n_1 m_p c^2 \quad . \tag{2-5}$$

## 2.1.2. Aceleración de partículas

La aceleración de partículas tiene lugar en las ondas de choque producidas durante la expansión de la bola de fuego a través del medio interestelar. Inicialmente, la capa de la bola de fuego posee un campo magnético en equipartición, es decir, la energía contenida en el campo magnético es prácticamente igual a la energía cinética de las partículas del material de la capa (electrones y protones, principalmente). Sin embargo, la energía del campo magnético decrece conforme se expande la capa. Cuando la interacción de la bola de fuego con el medio interestelar produce las ondas de choque externas, el campo magnético de la región chocada de la capa recupera su equipartición. Por tanto, la capa en expansión posee un campo magnético significativo (con una energía del orden de la de las partículas), pero prácticamente aleatorio, que dispersa las partículas incidentes de nuevo hacia el interior de la región chocada; consecuentemente, se podría tener una aceleración de Fermi de primer orden bastante eficiente, tanto en las ondas de choque internas como en las externas.

De acuerdo a este mecanismo, las partículas (electrones, positrones y bariones) son aceleradas debido a que son forzadas a cruzar repetidamente la región del choque entre la bola de fuego eyectada y el gas del medio interestelar; las irregularidades del campo magnético de la capa en expansión continuamente dispersan estas partículas de nuevo hacia el interior de la región de choque, de modo que cuando una partícula logra escapar de dicha región después de una serie de dispersiones, lo hace con una energía muy alta. Si consideramos una partícula que vista desde el sistema de referencia del laboratorio tiene un factor de Lorentz  $\gamma_{p1}$ , después de haber entrado en la capa de la bola de fuego, pudo haber sido deflecionada por el campo magnético que se mueve junto con la capa. De acuerdo a la composición de velocidades relativistas, la partícula tendrá una velocidad con respecto al sistema co-móvil a la capa dada por  $v_{p2} = \frac{v_{p1} - v_{21}}{1 - v_{p1}v_{21}} = \frac{\sqrt{1 - \gamma_{p1}^{-2}} - \sqrt{1 - \gamma_{21}^{-2}}}{1 - \sqrt{(1 - \gamma_{p1}^{-2})(1 - \gamma_{21}^{-2})}}$ , por lo tanto, su factor de Lorentz será  $\gamma_{p2} \simeq 2\gamma_{21}\gamma_{p1}$ . Después de la deflección, se calcula de una manera análoga que respecto al sistema de referencia del laboratorio ahora posee un factor de Lorentz  $\simeq 4\gamma_{21}^2\gamma_{p1}$ , es decir, la ganancia de energía para una partícula que atraviesa el choque una vez es del orden de  $\gamma_{21}^2$ . Ciclos repetidos de este proceso, en cada uno de los cuales el orden de la energía de las partículas se incrementa por un factor de  $\sim 2$ , llevan a la producción de una distribución de energía de los electrones descrita por una ley de potencia con un índice espectral  $p \sim 2.3$  [37].

Como se mencionó anteriormente, en el frente de choque, la fracción  $\epsilon_e$  de la energía interna del choque es transferida a los electrones barridos por la onda de choque. Si la distribución de los electrones como función de su energía que resulta del proceso de aceleración es de la forma  $\frac{dn}{d\gamma_e} \propto \gamma_e^{-p}$ , para valores del factor de Lorentz tales que  $\gamma_m \leq \gamma_e \leq \gamma_M$ , entonces, la densidad de partículas y la densidad de energía de los electrones son

$$\begin{aligned} \int_{\gamma_m}^{\gamma_M} \frac{dn}{d\gamma_e} d\gamma_e &= n_1 , \\ \int_{\gamma_m}^{\gamma_M} \gamma_e m_e c^2 \frac{dn}{d\gamma_e} d\gamma_e &= U_e . \end{aligned} \quad (2-6)$$

Entonces, de las ecuaciones (2-5) se tiene que la cota inferior del factor de Lorentz de los electrones es

$$\gamma_m \approx 4\epsilon_e \gamma_{21} (\gamma_{21} - 1) \left( \frac{p-2}{p-1} \right) \frac{m_p}{m_e} . \quad (2-7)$$

Por otro lado, el factor de Lorentz máximo está limitado por las pérdidas de la radiación de sincrotrón, pues es definido igualando el tiempo co-móvil típico de aceleración de los electrones,  $t'_{accel} \sim 2\pi r_L / c$  ( $r_L$  - radio de Larmor), con el tiempo de enfriamiento, resultando en [38]

$$\gamma_M \approx \left( \frac{3e}{B\sigma_T} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2-8)$$

donde  $e$  y  $\sigma_T$  son la carga y la sección transversal de Thompson de los electrones, respectivamente, y la intensidad del campo magnético es

$$B = \sqrt{8\pi U_B} = \sqrt{32\pi\epsilon_B \gamma_{21} (\gamma_{21} - 1) n_1 m_p c^2} \approx \epsilon_B^{1/2} n_1^{1/2} \gamma_{21} \beta_{21} G \quad (2-9)$$

donde  $\beta_{21} = \sqrt{1 - \gamma_{21}^{-2}}$  es la velocidad relativa de la onda de choque respecto al observador.

### 2.1.3. Procesos radiativos

En los GRBs, tanto la emisión inicial como la emisión de las contrapartes son no-térmicas. La radiación no-térmica es aquella que presenta las mismas características independientemente de la temperatura de la fuente emisora. Hay cuatro principales tipos de radiación no-térmica: 1) La

emisión de sincrotrón, que es generada por partículas cargadas viajando en trayectorias espirales alrededor de líneas de campo magnético; 2) Dispersión de Compton inversa, que es el proceso en el cuál electrones con energías altas dispersan fotones mientras que les transfieren una parte de su energía; 3) Bremsstrahlung, o “radiación de frenado”, que se produce cuando partículas cargadas son deceleradas por algún campo eléctrico o alguna otra partícula y radían su energía; 4) Aniquilación de materia, principalmente de pares electrón-positrón. Dadas las condiciones existentes en la capa de la bola de fuego que conforma la región emisora, el mecanismo más factible y mayormente aceptado como responsable de la producción de la radiación observada es la emisión de sincrotrón.

Hay tres suposiciones importantes que son adoptadas por prácticamente todos los modelos actuales para describir la emisión de las contrapartes de los GRBs. Primero, se supone que los electrones son acelerados por medio del mecanismo de Fermi en los frentes de choque relativistas y que después de la aceleración poseen una distribución de energía descrita por una ley de potencia con índice espectral  $p$  de la forma  $N(\gamma_e)d\gamma_e \propto \gamma_e^{-p}d\gamma_e$ . Segundo, que una fracción  $\xi_e$  (generalmente  $\lesssim 1$ ) de los electrones asociados a los bariones del medio interestelar son acelerados, y que la energía cinética total de los electrones es una fracción  $\epsilon_e$  de la energía interna total de la región chocada. Tercero, que la intensidad del campo magnético en la región chocada es desconocida, pero se supone que su densidad de energía  $\left(\frac{B^2}{8\pi}\right)$  corresponde a una fracción  $\epsilon_B$  de la energía interna. Estos parámetros,  $p$ ,  $\epsilon_e$  y  $\epsilon_B$ , comúnmente llamados “parámetros micro-físicos”, incorporan nuestra ingnorancia e incertidumbre del problema, y sus valores usualmente son ajustados a partir de los datos observacionales. Esencialmente en todos los ajustes hechos con los diferentes modelos de las contrapartes se ha asumido que estos parámetros permanecen constantes durante toda la evolución del choque; en principio, éstos podrían cambiar [39], sin embargo, sería muy difícil cuantificar qué tanto, y más aún, los posibles efectos derivados de su evolución podrían degenerar en otros efectos que harían tan complicado el problema que sería casi imposible de resolver.

Existen varias energías críticas en la distribución de energía de los electrones. Como se verá más adelante (Capítulo 3), al derivar las expresiones que describen dichas energías se encuentran algunas relaciones importantes, como en el caso de la energía mínima, la cual es  $\gamma_m \propto \gamma_{21}^2$  [Ec. (2-7)], pero de ahora en adelante, denotaremos  $\gamma_{21}$  como  $\Gamma$ . También se observa que la potencia de la radiación de sincrotrón producida por un electrón es  $P_e \propto \gamma_e^2$ , por lo que los electrones con mayor

energía se “enfrian”, es decir, disminuyen su energía, mucho más rápido. Cuando se tiene una inyección continua de energía, como en el caso de las contrapartes que son producidas mientras la onda de choque delantera sigue chocando el material del medio interestelar, existe un corte en el espectro de los electrones cuando su energía adquiere un valor crítico  $\gamma_c$ , y para energías por encima de este valor crítico, el espectro de la energía de los electrones se vuelve más pronunciado debido al enfriamiento y entonces la distribución de energía adquiere la forma  $N(\gamma_e)d\gamma_e \propto \gamma_e^{-p-1}d\gamma_e$  [40]. Esta energía presenta una dependencia temporal que se define igualando la escala de tiempo co-móvil ( $t' \sim \Gamma t$ ) al tiempo de enfriamiento de los electrones ( $t'_{enf} = \frac{\gamma_e m_e c^2}{P_\nu}$ ) [31].

Finalmente, la energía máxima de los electrones se denota por  $\gamma_M$  [Ec. (2-8)]. La frecuencia de la emisión observada producida por un electrón con una energía  $\gamma_e m_e c^2$  en el sistema co-móvil que viaja junto con una bola de fuego con un factor de Lorentz  $\Gamma$  es  $\nu = \Gamma \gamma_e^2 \frac{eB}{2\pi(1+z)m_e c}$  [31] (el factor  $(1+z)$  es para corregir los efectos cosmológicos); consecuentemente, a cada una de las energías características corresponde una frecuencia característica:  $\nu_m$  (frecuencia de inyección),  $\nu_c$  (frecuencia de enfriamiento), y  $\nu_M$  (frecuencia máxima de la radiación de sincrotrón). Existe una frecuencia más,  $\nu_a$ , definida por la auto-absorción de la radiación de sincrotrón de baja frecuencia. Así, el espectro final de la radiación de sincrotrón de la contraparte de un GRB consta de cuatro segmentos, cada uno descrito por una ley de potencia, y separados por las frecuencias características  $\nu_a$ ,  $\nu_m$ , y  $\nu_c$ . Dependiendo del orden entre  $\nu_m$  y  $\nu_c$ , se tienen dos tipos de espectro [31], ambos proporcionales al mismo factor de normalización  $F_{\nu,max}$ . El caso en que  $\nu_m > \nu_c$  se conoce como “Régimen de Enfriamiento Rápido”, en el cual el tiempo de enfriamiento de los electrones es muy corto y en consecuencia todos radían eficientemente. El espectro tiene la siguiente forma:

$$F_\nu = F_{\nu,max} \begin{cases} \left(\frac{\nu_a}{\nu_c}\right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{\nu}{\nu_a}\right)^2 & ; \nu < \nu_a \\ \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{\frac{1}{3}} & ; \nu_a \leq \nu < \nu_c \\ \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{-\frac{1}{2}} & ; \nu_c \leq \nu < \nu_m \\ \left(\frac{\nu_m}{\nu_c}\right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\nu}{\nu_m}\right)^{-\frac{p}{2}} & ; \nu_m \leq \nu \end{cases} \quad (2-10)$$

El caso en que  $\nu_m < \nu_c$ , conocido como “Régimen de Enfriamiento Lento”, sólo los electrones de alta energía con factores de Lorentz  $\gamma_e > \gamma_c$  pueden radiar eficientemente, mientras que la mayor parte de la energía, que está contenida en los electrones de baja energía, no es radiada.

El espectro para este caso es:

$$F_\nu = F_{\nu,max} \begin{cases} \left(\frac{\nu_a}{\nu_m}\right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{\nu}{\nu_a}\right)^2 & ; \nu < \nu_a \\ \left(\frac{\nu}{\nu_m}\right)^{\frac{1}{3}} & ; \nu_a \leq \nu < \nu_m \\ \left(\frac{\nu}{\nu_m}\right)^{\frac{-(p-1)}{2}} & ; \nu_m \leq \nu < \nu_c \\ \left(\frac{\nu_c}{\nu_m}\right)^{\frac{-(p-1)}{2}} \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{-\frac{p}{2}} & ; \nu_c \leq \nu \end{cases} \quad (2-11)$$

En las expresiones de arriba, el factor de normalización, es decir, el flujo máximo total, se calcula multiplicando el número total de electrones que pueden radiar  $(\frac{4}{3}\pi R^3 n_1)$  por el flujo máximo producido por un solo electrón, que es función del campo magnético ( $B$ ), es independiente de la energía del electrón ( $\gamma_e$ ) [Ec. (3-7)], y es estimado como

$$F_{\nu,max} \approx (1+z) \frac{e^3 N_e \Gamma B}{4\pi m_e c^2 D_L^2}, \quad (2-12)$$

donde  $N_e$  es el número total de electrones y  $D_L$  es la distancia de luminosidad de la fuente emisora [31].

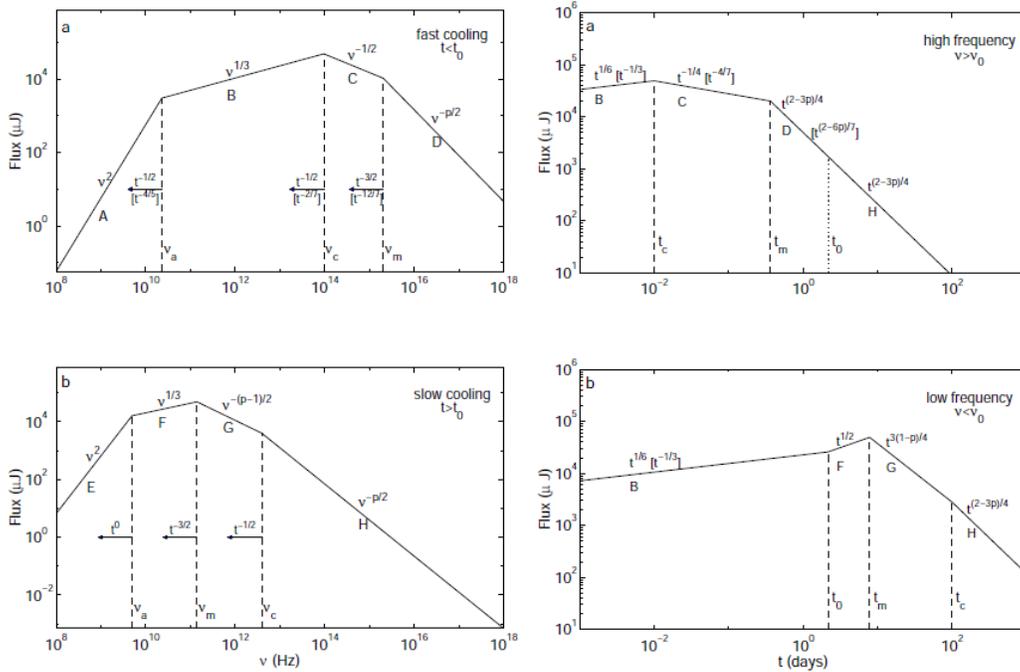


Figura 2-2: Espectro de la radiación de sincrotrón (izq) y curvas de luz (der) de las contrapartes [31]

La frecuencia máxima de la emisión de sincrotrón puede ser estimada como  $\nu_M \approx \frac{eB}{2\pi(1+z)m_e c} \gamma_M^2 \Gamma \approx \frac{30\Gamma}{1+z} \text{ MeV}$  [38]. Entonces, para una bola de fuego con un factor de Lorentz inicial  $\Gamma \sim 100$ , en la fase de la emisión inicial se tiene que  $h\nu_M \sim 1 \text{ GeV}$ , mientras que en la fase de la contraparte,  $h\nu_M \sim 10 - 100 \text{ MeV}$ . Por tanto, si se observan fotones con energías superiores, éstos pueden ser producidos por otro mecanismo.

En efecto, además de la emisión de sincrotrón, existen otros mecanismos que dan lugar a componentes espectrales de alta energía ( $> 100\text{MeV}$ ) que pueden tener consecuencias observacionales interesantes. Una componente sencilla y ampliamente estudiada [41; 42; 43] es producida por la dispersión de Compton inversa (Inverse Compton, IC). Si un electrón se mueve a través de un gas de fotones, puede perder parte de su energía cediéndola a un fotón con el que haya colisionado. Esos fotones dispersados son los que conforman la componente producida por dispersión de Compton inversa de alta energía, pues la frecuencia de los fotones vista por el observador después de la dispersión será

$$\nu^{IC} = \frac{\nu'_{IC}}{(1+z)\Gamma(1-\beta_\Gamma \cos\theta_{e\gamma})} \approx \frac{2\Gamma}{1+z} \left(1 + \frac{\gamma_e h\nu'}{m_e c^2}\right)^{-1} \gamma_e^2 \nu' \quad (2-13)$$

donde  $\beta_\Gamma$  es la velocidad adimensional asociada al factor de Lorentz de la bola de fuego eyectada ( $\Gamma$ ),  $\theta_{e\gamma}$  es el ángulo entre las direcciones del electrón dispersor y el fotón dispersado, y  $\nu'$  es la frecuencia de ese fotón antes de ser dispersada [44]. Si decimos que  $g = \frac{\gamma_e h\nu'}{m_e c^2}$ , cuando la radiación está en el régimen de Thompson, es decir, la sección eficaz de la dispersión de la radiación es  $\sigma_T$ , correspondiente a valores de  $g \ll 1$ , se tiene que  $\nu'_{IC} \approx \gamma_e^2 \nu'$ . Para el régimen de Klein-Nishina, correspondiente a  $g \geq 1$ , se tiene que  $\nu'_{IC} \approx \gamma_e m_e c^2 / h$ .

El efecto Compton inverso juega dos papeles en el estudio de las contrapartes de los GRBs. Primero, dado que los electrones se enfrían produciendo tanto radiación de sincrotrón como emisión por dispersión de Compton inversa, en principio, ésta última afecta el valor y la evolución de la frecuencia de enfriamiento,  $\nu_c$ . Para considerar sus posibles efectos, se define el parámetro  $x \approx \left(\eta \frac{\epsilon_e}{\epsilon_B}\right)^{\frac{1}{2}}$  (Ec. 3-13), donde  $\eta$  es la eficiencia de radiación total (sincrotrón mas IC); entonces, la condición para que el efecto de la radiación de IC sea significativo es básicamente que  $\eta\epsilon_e > \epsilon_B$ . Segundo, la radiación producida por dispersión de Compton inversa forma una segunda componente espectral,

que se extiende más allá del extremo de máxima energía del espectro de la radiación de sincrotrón. A primer orden, esta componente también puede ser aproximada por cuatro segmentos descritos por leyes de potencia, separados por las frecuencias características

$$\nu_a^{IC} = 2\gamma_m^2\nu_a, \quad \nu_m^{IC} = 2\gamma_m^2\nu_m, \quad \nu_c^{IC} = 2\gamma_c^2\nu_c \quad (2-14)$$

y el extremo de máxima energía del espectro está determinado por el límite de Klein-Nishina [45]. Sin embargo, en realidad el espectro es un poco más redondeado, pues los cortes no son tan bruscos. La normalización del flujo,  $F_{max}^{IC}$  (Ec. 3-16), usualmente es  $< 10^{-6} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  para valores típicos de los parámetros. Claramente, la condición para que la componente de emisión IC sea visible por encima de la emisión de sincrotrón es que  $F_\nu^{IC}(\nu_c^{IC}) > F_\nu(\nu_c^{IC})$ , para el régimen de enfriamiento lento, y  $F_\nu^{IC}(\nu_m^{IC}) > F_\nu(\nu_c^{IC})$  para el régimen de enfriamiento rápido.

Además de la componente espectral producida por dispersión de Compton inversa, se podrían esperar algunas otras componentes espectrales de alta energía relacionadas a procesos hadrónicos. Se cree que la bola de fuego posee una cantidad de bariones relativamente pequeña (carga bariónica  $\geq 10^{-8}M_\odot$ ), pues esta suposición permite resolver los problemas que se presentan si se considera una bola de fuego conformada sólo por electrones, positrones y fotones, como por ejemplo, incongruencias de la profundidad óptica y eficiencia de procesos de transporte y conversión de energía. Estos bariones (protones, principalmente) también pueden ser acelerados en las ondas de choque relativistas que aceleran electrones, pues también son partículas cargadas, y una vez acelerados, también pueden producir radiación de sincrotrón ó interactuar con fotones para producir piones y muones. Los piones neutros decaen directamente en pares de rayos gama, mientras que los piones cargados y los muones también producen radiación de sincrotrón en la banda de los rayos gama [46]. Sin embargo, estas componentes no contribuyen significativamente a la emisión de las contrapartes considerando los valores típicos actualmente favorecidos [38].

## 2.2. Procesos de emisión de alta energía en las contrapartes

Recapitulando lo anterior, se presenta un resumen de lo visto en las secciones anteriores de este capítulo en el marco del modelo estándar de los GRBs y sus contrapartes. Los destellos son producidos por fuentes compactas que generan chorros de eyecciones relativistas con una energía isotrópica equivalente  $E_{iso}$ , y factores de Lorentz iniciales en un rango de  $\Gamma \sim 10 - 10^2$ .

La emisión es producida en ondas de choque que aceleran partículas (electrones y protones) y generan campos magnéticos conforme se expanden en un medio con densidad  $n$ . La propagación de estas ondas da lugar a procesos de disipación de energía cinética y campo magnético. Los choques pueden ser internos, si se dan dentro del chorro de material eyectado, o externos, si son debidos a la interacción con la materia del medio interestelar. El criterio para diferenciar entre unos y otros está dado por la comparación de la distancia a la que se producen con el llamado radio de deceleración,

$$R_{dec} = \left( \frac{3}{4\pi} \frac{E_{iso}}{n m_p c^2 \Gamma^2} \right)^{\frac{1}{3}} \sim 10^{16} - 10^{17} cm \quad (2-15)$$

al cual se produce la deceleración de la bola de fuego debido a su interacción con el medio interestelar.  $\Gamma$  es el factor de Lorentz inicial de la capa de material de la bola de fuego, y  $n$  es la densidad del medio externo en el cual se expande la bola de fuego.

Cuando la capa de material eyectada llega a esta distancia ( $R_{dec}$ ) se producen dos ondas de choque relativistas diferentes: una onda de choque delantera que continúa propagándose a través del medio externo alejándose del motor central, y una onda de choque reversa que se propaga dentro del material de la capa eyectada hacia el progenitor. Los factores de Lorentz típicos de la onda de choque delantera son del orden de  $\Gamma_d \sim 10^4$ , mientras que los de la onda de choque reversa son  $\Gamma_r \sim 10^2$ . La fase en la que ambas ondas de choque existen se denomina “Contraparte Temprana”, sin embargo, una vez que la onda de choque reversa cruza toda la capa eyectada, desaparece y sólo la onda de choque delantera permanece. Entonces se forma una onda de choque auto-similar que se sigue propagando en el medio externo, y si éste tiene una densidad uniforme, el factor de Lorentz de esta onda de choque es  $\Gamma_d \approx (1+z)^{3/8} E_{iso,53}^{1/8} n^{-3/8} t_4^{-3/8}$ .

De ahora en adelante, las variables con sub-índices numéricos denotan la razón  $G_x = \frac{G}{10^x}$ , en unidades del sistema *cgs*.

Ahora, se describe el principal proceso que da lugar a las emisiones de alta energía.

### 2.2.1. Dispersión de Compton inversa de los fotones de la radiación de sincrotrón por parte de los electrones acelerados

Este proceso, conocido en la literatura como Synchrotron Self-Compton, o simplemente SSC, se presenta cuando los fotones que fueron producidos por emisión de sincrotrón son dispersados Compton-inversamente por la misma población de electrones que les dió origen. Para un frente de choque localizado a un radio  $R$  con respecto del motor central, su campo magnético puede ser estimado como

$$B \sim \left( \frac{(1+x)\epsilon L_{sinc}}{\Gamma^2 R^2 c} \right)^{\frac{1}{2}} \sim 10^7 G \quad (2-16)$$

donde  $\epsilon = \frac{\epsilon_B}{\epsilon_e}$ ,  $L_{sinc}$  es la luminosidad de la radiación de sincrotrón, y  $x = \frac{L_{ssc}}{L_{sinc}}$  la razón entre la luminosidad de la radiación producida por el proceso SSC y la luminosidad de la radiación de sincrotrón, y el correspondiente factor de Lorentz típico de los electrones es

$$\gamma_m \sim 1400(1+x)^{1/4} L_{sinc,50}^{-1/4} R_{13}^{1/2} \left( \frac{E_p}{100 \text{ keV}} \right)^{1/2} \quad (2-17)$$

donde  $E_p = h\nu_m$  es la energía máxima de la radiación de sincrotrón. La energía correspondiente de un fotón típico producido por SSC es [Ec. (2-14)]

$$h\nu_m^{ssc} = 2\gamma_e^2 E_p \sim 240(1+x)^{1/2} L_{sinc}^{-1/2} R_{13} \left( \frac{E_p}{100 \text{ keV}} \right)^2 \text{ GeV} \quad (2-18)$$

En el siguiente capítulo se presenta un modelo para la descripción de las componentes de alta energía basado en este tipo de proceso radiativo, y se reproducen los cálculos para obtener las expresiones que dan las energías características y los flujos de la radiación. Este modelo se probará para tratar de describir las contrapartes de alta energía de tres destellos que serán descritos en el Capítulo 4.

# Capítulo 3

## Una nueva interpretación de las componentes de alta energía

Muchos escenarios e interpretaciones generales para la emisión de la radiación de los GRBs, considerando partículas hadrónicas y leptónicas, han sido ampliamente discutidas en la literatura para explicar fotones con energías mayores a 100 MeV.

En los modelos hadrónicos, la radiación gama ha sido explicada por medio de interacciones foto-hadrónicas; colisiones entre hadrones de alta energía acelerados en el chorro de la eyección (principalmente protones) y fotones de la radiación de sincrotrón producida por los electrones acelerados en la onda de choque [47; 48]. También por colisiones inelásticas entre protones y neutrones dentro de un chorro con un valor inhomogéneo del factor de Lorentz de la eyección [49] y por medio de colisiones entre neutrones de ultra alta energía y fotones fuera de la capa de la bola de fuego eyectada [50; 51].

En los modelos leptónicos, la producción de las componentes de emisión de radiación gama de alta energía se ha tratado de explicar como resultado de los procesos de sincrotrón, dispersión de Compton inversa (*Inverse Compton*, IC) entre electrones y fotones externos a la región emisora, y dispersión de Compton inversa de los fotones de la radiación de sincrotrón por parte de la misma población de electrones que les dió origen (*Synchrotron Self-Compton*, SSC), desarrollándose cada una (IC y SSC) en diferentes partes del chorro eyectado [41; 42; 43].

Considerando los electrones acelerados en las ondas de choque internas y externas, y poblaciones de fotones externos a la capa de la bola de fuego, la emisión producida por dispersión de Com-

pton inversa ha sido ampliamente analizada discutiendo las posibilidades de que provenga de los electrones acelerados en las ondas de choque internas [52; 53], o en las ondas de choque externas delanteras [54; 55], o en las ondas de choque externas reversas [56; 57].

Los procesos de dispersión SSC desarrollados en la onda de choque delantera [40; 58] y reversa [58; 56] han sido estudiados separadamente, y sólo en unos pocos casos en los que se ha supuesto una densidad del medio interestelar suficientemente baja ( $\sim 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$ ), se ha podido considerar a la radiación de sincrotrón como una explicación de las componentes atípicas de alta energía [59; 60].

Recientemente se ha dado una explicación satisfactoria de la componente de alta energía (MeV) y corta duración presente en el GRB980923 [61], y se ha explicado la componente de larga duración a energías de GeV del GRB090926A [62], como resultado de la emisión producida por dispersión SSC en el escenario de las ondas de choque externas.

En este capítulo se presenta el modelo que se utiliza en este trabajo para estudiar el par de destellos GRB940217 y GRB970417A, y se investigan los posibles escenarios para estos tipos de componentes espectrales en el contexto de un medio magnetizado, haciendo un análisis *por separado* de las contribuciones de la emisión producida en las ondas de choque delantera y reversa. Con el fin de simplificar los cálculos, a partir de este momento se adoptan unidades naturales ( $c = 1$  y  $\hbar = 1$ ) a lo largo de todo el desarrollo.

### 3.1. El modelo

Como se ha discutido antes, en el escenario del choque externo la emisión de los destellos de rayos gama es producida cuando la interacción entre la capa de material eyectada y el material del medio interestelar llega al punto en que la energía del material del medio interestelar que ha sido chocado por la capa es comparable con la energía del material de la eyección. Parte de la energía cinética de la capa es convertida en energía no-térmica de las partículas (principalmente electrones) que van siendo golpeadas por la onda de choque. La radiación emitida depende de las cantidades observables del GRB (energías, flujos, ...), así como de la densidad del medio externo, y de los parámetros de equipartición de la energía magnética y de los electrones.

Consideramos que la capa de la bola de fuego eyectada posee inicialmente un factor de Lorentz  $\Gamma$ , y una energía isotrópica equivalente  $E_{iso}$ . Dada la relación entre esta energía y la energía en reposo de la capa,  $E_{iso} = \Gamma M$ , la masa del material de la capa será  $M = \frac{E_{iso}}{\Gamma}$ . La deceleración de la capa comienza cuando la masa del medio interestelar que ha sido barrida por la eyección es del mismo orden de magnitud de  $\Gamma M$ , lo cual ocurre en el radio de deceleración  $R_{dec}$  (Ec. 2-15); es aquí cuando se produce el choque externo. En ese punto, se producen la onda de choque delantera, que se propaga hacia el medio interestelar, y la onda de choque reversa, que se propaga hacia las capas de material eyectado produciendo una deceleración de dichas capas dependiendo de la evolución de esta onda de choque reversa, considerando dos casos: “capa gruesa”, o “capa delgada”.

### 3.1.1. Onda de choque delantera

Se utiliza el sub-índice  $d$  para denotar las variables involucradas en el choque delantero. Asumimos que el frente de choque se propaga con un factor de Lorentz  $\Gamma_d$  en un medio externo con una densidad de partículas uniforme  $n_d$ . Entonces, por detrás del frente de choque se tendrá ahora una nueva densidad de partículas dada por  $n' = 4\Gamma_d n_d$  [31] y en consecuencia, la densidad de energía en esta región será  $E \sim n' \Gamma_d m_p$ , donde  $m_p$  es la masa de los protones presentes en el medio. Entonces, sustituyendo la nueva densidad se tiene que  $E \sim 4n_d \Gamma_d^2 m_p$ . En las ondas de choque externas, los electrones son acelerados por medio del mecanismo de Fermi de primer orden. Para calcular su espectro de emisión, suponemos que, como resultado del proceso de aceleración, su distribución en función de su energía es una ley de potencia con índice  $p$  y que en función del factor de Lorentz de los electrones ( $\gamma_e$ ) esta dada por  $N(\gamma_e) d\gamma_e \propto \gamma_e^{-p} d\gamma_e$ .

Sin embargo, para que sólo se tomen en cuenta los electrones que son capaces de radiar, debe existir un factor de Lorentz mínimo para la energía de los electrones, tal que  $\gamma_e \geq \gamma_m$ . También debe existir un factor de Lorentz máximo, que denotamos como  $\gamma_M$ . Teniendo en cuenta esto, si el rango de energías de los electrones está delimitado por  $[\gamma_m, \gamma_M]$ , entonces el número total de electrones por unidad de volumen con energías dentro de ese rango es

$$N = \int_{\gamma_m}^{\gamma_M} N(\gamma_e) d\gamma_e \propto \int_{\gamma_m}^{\gamma_M} \gamma_e^{-p} d\gamma_e = \frac{1}{1-p} (\gamma_M^{1-p} - \gamma_m^{1-p}) .$$

De forma similar, para calcular la densidad de energía de los electrones en el mismo rango se tiene que

$$U_e \propto \int_{\gamma_m}^{\gamma_M} E_e N(\gamma_e) d\gamma_e ,$$

donde  $E_e = \gamma_e m_e$  es la energía de los electrones en el sistema de referencia del observador. Por tanto, la densidad de energía resultante es

$$U_e \propto \int_{\gamma_m}^{\gamma_M} (\gamma_e m_e) \gamma_e^{-p} d\gamma_e = \frac{m_e}{2-p} (\gamma_M^{2-p} - \gamma_m^{2-p}) .$$

Sin embargo, estas densidades, de partículas y de energía, deben satisfacer las siguientes condiciones [Ecs. (2-1) y (2-2)][35]:

$$N = n' \quad , \quad U_e = \epsilon_e E .$$

Dadas estas condiciones, se tiene entonces

$$N = 4\Gamma_d n_d \propto \frac{1}{1-p} (\gamma_M^{1-p} - \gamma_m^{1-p}) ,$$

$$U_e = \epsilon_e E = 4n_d \Gamma_d^2 m_p \epsilon_e \propto \frac{m_e}{2-p} (\gamma_M^{2-p} - \gamma_m^{2-p}) .$$

En el límite ultra-relativista donde  $\gamma_M \rightarrow \infty$  , es decir,  $v_e \rightarrow c$ , se observa que  $U_e \rightarrow \infty$  si  $p < 2$ . Ésto impone una restricción teórica al valor del índice espectral de la distribución de los electrones a valores de  $p > 2$ , que resulta ser consistente con gran parte de las observaciones. Teniendo ésto en consideración, analizando nuevamente la densidad de partículas y la densidad de energía de los electrones en este límite se encuentra que

$$4\Gamma_d n_d \propto \frac{1}{1-p} (-\gamma_m^{1-p}) = \frac{\gamma_m^{1-p}}{p-1} , \quad (3-1)$$

$$4\Gamma_d^2 n_d m_p \epsilon_e \propto \frac{m_e}{2-p} (-\gamma_m^{2-p}) = \frac{m_e \gamma_m^{2-p}}{p-2} . \quad (3-2)$$

Re-escribiendo la ecuación (3-2) como

$$\gamma_m \gamma_m^{1-p} \frac{m_e}{p-2} \propto 4\Gamma_d^2 n_d m_p \epsilon_e ,$$

y dividiéndola entre la ecuación (3-1) se obtiene

$$\gamma_m \frac{m_e(p-1)}{p-2} = \Gamma_d m_p \epsilon_e .$$

Por lo tanto, la cota inferior de la energía de los electrones acelerados en la onda de choque delantera,  $\gamma_{m,d}$ , está dada por [31]

$$\gamma_{m,d} = \epsilon_{e,d} \left( \frac{p-2}{p-1} \right) \frac{m_p}{m_e} \Gamma_d . \quad (3-3)$$

De manera análoga a la densidad de energía de los electrones, se define la densidad de energía del campo magnético como

$$U_B = \epsilon_B E = 4\Gamma_d m_p n_d \epsilon_{B,d} ,$$

y considerando un campo magnético homogéneo, debe satisfacerse que  $U_B = \frac{B_d^2}{8\pi}$ , por lo tanto, la expresión para el campo magnético en la onda de choque delantera es

$$B_d = (32\pi \Gamma_d^2 m_p n_d \epsilon_B)^{\frac{1}{2}} . \quad (3-4)$$

Despejando de la ecuación del campo magnético [Ec. (3-4)] y de la ecuación de la densidad de energía cinética de los electrones [Ec. (3-1)], respectivamente, se tienen  $\epsilon_{B,d} = B_d^2 / (32\pi \Gamma_d^2 n_d m_p)$  y  $\epsilon_{e,d} = U_e / (4\Gamma_d^2 n_d m_p)$ . Estos son los parámetros de equipartición magnético y electrónico, respectivamente, los cuales, como se mencionó en el capítulo anterior, se definen como la fracción de la energía interna total que es destinada a la amplificación del campo magnético y la fracción de energía destinada a la aceleración de los electrones [63].

En el sistema de referencia del observador, la potencia de la radiación producida inicialmente por los electrones acelerados moviéndose a través del campo magnético (radiación de sincrotrón) está dada por la expresión

$$\begin{aligned} P_\nu(\gamma_e) &= \frac{4}{3} \sigma_T \gamma_e \frac{\Gamma_d^2}{(1+z)^2} U_B \\ &= \frac{4}{3} \frac{\sigma_T \gamma_e^2 \Gamma_d^2}{(1+z)^2} \frac{B_d^2}{8\pi} , \end{aligned} \quad (3-5)$$

donde  $\sigma_T$  es la sección eficaz de Thomson. La frecuencia angular de la radiación de sincrotrón para un electrón en un campo magnético  $B$  es

$$\omega_B = \frac{\Gamma}{1+z} \frac{eB}{m_e \gamma_e} ,$$

mientras que la densidad de frecuencias está dada por  $\omega \simeq \gamma_e^3 \omega_B = \frac{eB \gamma_e^2 \Gamma}{(1+z)m_e}$ .

Entonces, la frecuencia de los fotones radiados por electrones con energía  $\gamma_i$  dentro de la onda de choque delantera es

$$\nu(\gamma_i) = \frac{\Gamma_d}{(1+z)} \frac{e B_d}{2\pi m_e} \gamma_i^2 , \quad (3-6)$$

donde el sub-índice  $i$  es  $m$  o  $c$  para los factores de Lorentz mínimo y de enfriamiento de los electrones, respectivamente.

Ahora, la potencia espectral se define como la potencia por unidad de frecuencia, y esta potencia espectral tiene un valor máximo dado por [31] como,

$$\begin{aligned} P_{\nu, max} &\simeq \frac{P(\gamma_e)}{\nu(\gamma_e)} = \frac{\frac{4}{3} \frac{\sigma_T \gamma_e^2 \Gamma_d^2}{(1+z)^2} \frac{B_d^2}{8\pi}}{\frac{\Gamma_d}{(1+z)} \frac{e B_d}{2\pi m_e} \gamma_e^2} = \frac{\sigma_T \Gamma_d B_d m_e}{3(1+z)e} \\ &= \frac{\Gamma_d}{(1+z)} \frac{\sigma_T B_d m_e}{3e} . \end{aligned} \quad (3-7)$$

y cabe hacer notar que este máximo de la potencia espectral no depende de  $\gamma_e$ , la energía de los electrones.

Suponiendo que la pérdida de energía de los electrones debido a su radiación es despreciable con respecto a su energía total, la potencia espectral tendría el siguiente comportamiento [31]

$$\begin{aligned} P_\nu &\propto \nu^{\frac{1}{3}} & ; & \quad \text{si } \nu < \nu(\gamma_e) \\ P_\nu &\propto e^{-a\nu} & ; & \quad \text{si } \nu > \nu(\gamma_e) . \end{aligned} \quad (3-8)$$

El corte indicado debe estar definido para un valor crítico,  $\gamma_c$ , del factor de Lorentz de los electrones, y debe producirse a algún tiempo  $t_{\text{dec}}$ , medido en el sistema de referencia del observador, donde  $t_{\text{dec}} = \left( \frac{3E(1+z)^3}{32\pi m_p n_d \Gamma_d^8} \right)^{1/3}$  es el tiempo de deceleración en el sistema de referencia del observador y  $E$  es la energía. Entonces, la energía radiada por un electrón medida en el sistema del observador es,

$$\frac{\gamma_c \Gamma_d m_e}{1+z} = P_\nu(\gamma_e) t_{\text{dec}} .$$

Equivalentemente, se tiene también que

$$E_e = \frac{dE_e}{dt} t_{\text{dec}} = P_\nu(\gamma_e) t_{\text{dec}} ,$$

y por tanto, notando que  $\frac{dE_e}{dt} = P_\nu(\gamma_e)$ , se tiene entonces

$$t_{\text{dec}} = \frac{E_e}{\frac{dE_e}{dt}} = \frac{\frac{\gamma_c \Gamma_d m_e}{1+z}}{\frac{4}{3} \frac{\sigma_T \gamma_e^2 \Gamma_d^2}{(1+z)^2} \frac{B_d^2}{8\pi}} = \frac{6\pi(1+z)m_e}{\sigma_T \gamma_c \Gamma_d B_d^2} . \quad (3-9)$$

Sustituyendo el valor del campo magnético  $B_d$  [Ec. (3-4)] se tiene

$$t_{\text{dec}} = \frac{3(1+z)m_e}{16\sigma_T \gamma_c \Gamma_d^3 m_p n_d \epsilon_{B,d}} . \quad (3-10)$$

El factor de Lorentz mínimo está dado en la ecuación (3-3) y, despejando de la ecuación (3-10), el factor de Lorentz de enfriamiento es

$$\gamma_c = \frac{3m_e}{16\epsilon_{B,d} \sigma_T m_p} \frac{(1+z)}{t_{\text{dec}} \Gamma_d^3 n_d} . \quad (3-11)$$

Sustituyendo los factores de Lorentz dados por las ecuaciones (3-3) y (3-11), se calculan las energías características y tomando en cuenta que la potencia espectral máxima ( $P_{\nu,max}$ ) se da cuando la frecuencia de la radiación emitida es  $\nu(\gamma_e)$ , se calcula el flujo máximo de la radiación de sincrotrón emitida. Las expresiones de las energías de corte y el flujo máximo predichos por el modelo para una fuente a una distancia  $D$  son entonces

$$\begin{aligned}
E_{m,d} &\sim \frac{2^{5/2} \pi^{1/2} e m_p^{5/2} (p-2)^2}{m_e^3 (p-1)^2} (1+z)^{-1} \epsilon_{e,d}^2 \epsilon_{B,d}^{1/2} n_d^{1/2} \Gamma_d^4, \\
E_{c,d} &\sim \frac{\pi^{7/6} 3^{4/3} m_e e}{2^{13/6} m_p^{5/6} \sigma_T^2} (1+z)^{-1} (1+x_d)^{-2} \epsilon_{B,d}^{-3/2} n_d^{-5/6} E^{-2/3} \Gamma_d^{4/3}, \\
F_{max,d} &\sim \frac{m_e \sigma_T}{36 \pi m_p^{1/2} e} (1+z) \epsilon_{B,d}^{1/2} n_d^{1/2} D^{-2} E,
\end{aligned} \tag{3-12}$$

donde  $x_d$  es la razón entre las luminosidades de la radiación de SSC y de sincrotrón. En el límite del caso de una única dispersión [40], se tiene

$$x_d \equiv \frac{L_{SSC}}{L_{sinc}} = \frac{U_{sinc}}{U_B} = \eta_\gamma \frac{U_e/(1+x_d)}{U_B} = \frac{\eta_\gamma \epsilon_{e,d}}{\epsilon_{B,d}(1+x_d)}, \tag{3-13}$$

donde  $U_{sinc}$  es la densidad de energía de la radiación de sincrotrón,  $\eta_\gamma = \left(\frac{\gamma_{c,d}}{\gamma_{m,d}}\right)^{2-p}$  para el régimen de enfriamiento lento y  $\eta_\gamma = 1$  para el régimen de enfriamiento rápido [40]. Resolviendo la ecuación (3-13) para  $x_d$  se obtiene que

$$x_d = \frac{-1 + \sqrt{1 + 4\eta_\gamma \frac{\epsilon_{e,d}}{\epsilon_{B,d}}}}{2}. \tag{3-14}$$

Esta solución tiene dos límites interesantes:

$$x_d = \begin{cases} \frac{\eta_\gamma \epsilon_{e,d}}{\epsilon_{B,d}}, & \text{si } \frac{\eta_\gamma \epsilon_{e,d}}{\epsilon_{B,d}} \ll 1, \\ \left(\frac{\eta_\gamma \epsilon_{e,d}}{\epsilon_{B,d}}\right)^{1/2}, & \text{si } \frac{\eta_\gamma \epsilon_{e,d}}{\epsilon_{B,d}} \gg 1. \end{cases} \tag{3-15}$$

Ahora, los electrones en la región de la onda de choque delantera pueden dispersar los fotones producto de la radiación de sincrotrón a energías dadas de acuerdo con las siguientes ecuaciones [40]

$$E_{m,d}^{SSC} \sim \gamma_m^2 E_{m,d}; \quad E_{c,d}^{SSC} \sim \gamma_c^2 E_{c,d}; \quad F_{max,d}^{SSC} \sim \sigma_T \xi_e R n_d F_{max,d}; \tag{3-16}$$

$R = (3E t_d / (2\pi(1+z) n_d m_p))^{1/4}$  es el radio de la onda de choque que se propaga en un medio externo con densidad uniforme  $n_d$  y  $\xi_e$  la fracción de electrones asociados a los bariones del medio interestelar (Cap. 2). Combinando las ecuaciones (3-16), (3-12), (3-11) y (3-3) tenemos que las

energías de la radiación producida por el proceso SSC y el flujo máximo están dados por

$$\begin{aligned}
E_{m,d}^{\text{SSC}} &\sim \frac{6 e m_p^{15/4}}{2^{5/4} (3 \pi)^{1/4} m_e^5} (1+z)^{5/4} \epsilon_{e,d}^4 \epsilon_{B,d}^{1/2} \Gamma_d^4 n_d^{-1/4} E^{3/4} t_{\text{dec}}^{-9/4} , \\
E_{c,d}^{\text{SSC}} &\sim \frac{2^{3/4} 27 \pi^{7/4} e m_e^3}{128 3^{1/4} m_p^{9/4} \sigma_T^4} (1+z)^{-3/4} (1+x_d)^{-4} \epsilon_{B,d}^{-7/2} n_d^{-9/4} E^{-5/4} t_{\text{dec}}^{-1/4} , \\
F_{max,d}^{\text{SSC}} &\sim \frac{3^{1/4} m_e \sigma_T^2}{2^{3/4} 6 \pi^{3/4} m_p^{3/4} e} (1+z)^{3/4} \epsilon_{B,f}^{1/2} n_d^{1/4} D^{-2} E^{5/4} t_{\text{dec}}^{1/4} .
\end{aligned} \tag{3-17}$$

La corrección del espectro para el régimen de Klein-Nishina (KN) es importante en la parte de alta energía [45]. En el régimen de Klein-Nishina la emisividad de la radiación producto de la dispersión de Compton inversa (IC) es independiente de la energía del electrón dispersor, es el tiempo de enfriamiento el que resulta proporcional a la energía del electrón [39]. Esta emisividad es reducida, comparada con el régimen clásico (Thompson) de la radiación IC, y la energía de corte predicha para el régimen de Klein-Nishina está dada por

$$\begin{aligned}
E_{c,d}^{\text{KN}} &\sim \frac{\Gamma_d}{1+z} \gamma_c m_e^2 \\
&\sim \frac{(9\pi)^{1/3} m_e^2}{2^{7/3} m_p^{2/3} \sigma_T} (1+z)^{-1} (1+x_d)^{-1} \epsilon_{B,f}^{-1} n_d^{-2/3} E^{-1/3} \Gamma_d^{2/3} .
\end{aligned} \tag{3-18}$$

### 3.1.2. Onda de choque reversa

La evolución de la onda de choque reversa es dividida en dos casos, de acuerdo con un valor crítico del factor de Lorentz de la capa eyectada, dado por [64]

$$\Gamma_c = \left( \frac{3(1+z)^3 E}{32\pi m_p n_r T_{90}^3} \right)^{1/8} . \tag{3-19}$$

Si el factor de Lorentz de la onda de choque reversa es  $\Gamma_r > \Gamma_c$ , la capa de material es decelerada considerablemente por la onda de choque reversa; a este caso se le conoce como ‘‘Capa gruesa’’ (*Thick Shell*). Por el contrario, si  $\Gamma_r < \Gamma_c$ , la onda de choque reversa no puede decelerar la capa de material eficazmente; a este caso se le denomina ‘‘Capa delgada’’ (*Thin Shell*) [64].

Independientemente de la evolución de la onda de choque reversa, las características espectrales de la radiación de sincrotrón de las ondas de choque delantera y reversa al tiempo de deceleración

se relacionan como [64; 65]

$$\begin{aligned}
\nu_{m,r} &\sim \mathcal{R}_e^2 \mathcal{R}_B^{-1/2} \mathcal{R}_M^{-2} \nu_{m,d} , \\
\nu_{c,r} &\sim \mathcal{R}_B^{3/2} \mathcal{R}_x^{-2} \nu_{c,d} , \\
F_{\max,r} &\sim \mathcal{R}_B^{-1/2} \mathcal{R}_M F_{\max,d} ,
\end{aligned} \tag{3-20}$$

donde

$$\mathcal{R}_B = \frac{\epsilon_{B,d}}{\epsilon_{B,r}} ; \quad \mathcal{R}_e = \frac{\epsilon_{e,r}}{\epsilon_{e,d}} ; \quad \mathcal{R}_x = \frac{(1+x_d)}{(1+x_r+x_r^2)} ; \quad \mathcal{R}_M = \frac{\Gamma_c^2}{\Gamma_r} , \tag{3-21}$$

y  $x_r$  está dado por la ecuación (3-14), únicamente cambiando los sub-índices  $d$  por  $r$  [64]. Estas relaciones nos indican que existe una descripción unificada de la emisión observada en el destello tomando en cuenta las contribuciones tanto de la radiación producida en las ondas de choque delanteras como en las ondas de choque reversas.

Ahora, los electrones en la región de la onda de choque reversa pueden dispersar los fotones producto de la radiación de sincrotrón a energías mayores de acuerdo a las siguientes ecuaciones

$$E_{m,r}^{SSC} \sim \gamma_m^2 \nu_{m,r} ; \quad E_{c,r}^{SSC} \sim \gamma_c^2 \nu_{c,r} ; \quad F_{\max,r}^{SSC} \sim k\tau F_{\max,r} ; \tag{3-22}$$

donde  $k = 4 \left( \frac{p-1}{p-2} \right)$  y  $\tau = \frac{\sigma_T N_e}{4\pi R_{\text{dec}}} = \frac{1}{3} \left( \frac{1+z}{2} \right)^{-1} \sigma_T n \Gamma_c^4 \gamma^{-1}$  es la profundidad óptica de la capa de la bola de fuego.

Tal y como para la onda de choque delantera, también se tienen que considerar las correcciones al espectro de la radiación producida en la onda de choque reversa para el régimen de Klein-Nishina

$$\begin{aligned}
E_{c,r}^{KN} &\sim \frac{\Gamma_d}{1+z} \gamma_c m_e^2 \\
&\sim \frac{(9\pi)^{1/3} m_e^2}{2^{7/3} m_p^{2/3} \sigma_T} (1+z)^{-1} (1+x_r)^{-1} \epsilon_{B,r}^{-1} n_r^{-2/3} E^{-1/3} \Gamma_r^{2/3} .
\end{aligned} \tag{3-23}$$

### 3.1.2.1. Capa gruesa

En este caso, la onda de choque reversa se vuelve relativista durante su propagación y la capa es decelerada considerablemente debido a la propagación de esta onda. El factor de Lorentz al tiempo de deceleración del frente de choque [Ec. (3-10)],  $t_{\text{dec}} \sim T_{90}$  [64], tiene un valor  $\Gamma_r \gtrsim \Gamma_c$ , sin embargo, este tiempo de cruce puede ser mucho mas pequeño siempre y cuando el parámetro de magnetización, definido como la razón entre el flujo de Poynting y el flujo de la energía cinética del material:  $\sigma = L_{fP}/L_{ec} = B_r^2/4\pi n_r m_p c^2 \Gamma_r^2$ , sea igual a uno.

La componente de emisión de la radiación de sincrotrón es

$$\begin{aligned}
E_{m,r} &\sim \frac{4\pi^{1/2} e m_p^{5/2} (p-2)^2}{m_e^3 (p-1)^2} (1+z)^{-1} \epsilon_{e,r}^2 \epsilon_{B,r}^{1/2} \Gamma_r^2 n_r^{1/2} , \\
E_{c,r} &\sim \frac{9\pi m_e e}{8 \cdot 3^{1/2} m_p \sigma_T^2} (1+z)^{-1/2} (1+x_r+x_r^2)^{-2} \epsilon_{B,r}^{-3/2} n_r^{-1} E^{-1/2} T_{90}^{-1/2} , \\
F_{\text{max},r} &\sim \frac{m_e \sigma_T}{2^{3/4} 36 \pi m_p^{1/2} e} (1+z)^{7/4} \epsilon_{B,r}^{1/2} n_r^{1/4} D^{-2} E^{5/4} \Gamma_r^{-1} T_{90}^{-3/4} , 
\end{aligned} \tag{3-24}$$

y las componentes de emisión de la radiación resultado del proceso SSC son descritas por

$$\begin{aligned}
E_m^{SSC} &\sim \frac{2^{21/4} \pi^{3/4} m_p^{13/4} (p-2)^4}{3^{1/4} m_e^5 (p-1)^4} (1+z)^{-7/4} \epsilon_{e,r}^4 \epsilon_{B,r}^{1/2} \Gamma_r^4 n_r^{3/4} E^{-1/4} T_{90}^{3/4} , \\
E_c^{SSC} &\sim \frac{3^{7/2} \pi m_e^3 e}{2^{11} m_p^3 \sigma_T^4} (1+z)^{3/2} (1+x+x^2)^{-4} \epsilon_{B,r}^{-7/2} n_r^{-3} E^{-1/2} \Gamma_r^{-6} T_{90}^{-5/2} , \\
F_{\text{max},r}^{SSC} &\sim \frac{m_e \sigma_T^2}{3^{5/3} \pi^{5/6} 2^{1/6} m_p^{5/6} e} (1+z)^{9/4} \epsilon_{B,r}^{1/2} n_r^{3/4} D^{-2} E^{7/4} \Gamma_r^{-2} T_{90}^{-5/4} . 
\end{aligned} \tag{3-25}$$

### 3.1.2.2. Capa delgada

En el caso en que se tiene una capa delgada, la onda de choque reversa no puede decelerar la capa de forma efectiva, y el tiempo de deceleración  $t_{\text{dec}} > T_{90}$  se debe a que  $\Gamma_r \leq \Gamma_c$ , así que las energías de corte de la emisión de sincrotrón están dadas por

$$\begin{aligned}
E_{m,r} &\sim \frac{4(2\pi)^{1/2} e m_p^{5/2} (p-2)^2}{m_e^3 (p-1)^2} (1+z)^{-1} \epsilon_{e,r}^2 \epsilon_{B,r}^{1/2} n_r^{1/2} \Gamma_r^2 , \\
E_{c,r} &\sim \frac{3^{4/3} \pi^{7/6} m_e e}{2^{13/6} m_p^{5/6} \sigma_T^2} (1+z)^{-1} (1+x_r+x_r^2)^{-2} \epsilon_{B,r}^{-3/2} n_r^{-5/6} \Gamma_r^{4/3} E^{-2/3} , \\
F_{\text{max},r} &\sim \frac{2(2\pi)^{1/2} m_e \sigma_T}{e m_p^{1/2}} (1+z) \epsilon_{B,r}^{1/2} n_r^{1/2} D^{-2} \Gamma_r E , 
\end{aligned} \tag{3-26}$$

y las energías de corte de la emisión resultante del proceso SSC y el flujo máximo predicho son

$$\begin{aligned}
E_{m,r}^{SSC} &\sim \frac{2^{7/2} \pi^{1/2} e m_p^{9/2} (p_r - 2)^4}{m_e^5 (p_r - 1)^4} (1+z)^{-1} \epsilon_{e,r}^4 \epsilon_{B,r}^{1/2} n_r^{1/2} \Gamma_r^2 , \\
E_{e,r}^{SSC} &\sim \frac{9^{4/3} \pi^{11/6} m_e^3 e}{2^{1/2} 16^{4/3} \sigma_T^4 m_p^{13/6}} (1+z)^{-1} (1+x_r+x_r^2)^{-4} \epsilon_{B,r}^{-7/2} n_r^{-13/6} \Gamma_r^{2/3} E^{-4/3} , \\
F_{max,r}^{SSC} &\sim \frac{6^{1/3} m_e \sigma_T^2}{2^{1/2} 9 \pi^{5/6} e m_p^{5/6}} (1+z) \epsilon_{B,r}^{1/2} n_r^{7/6} \Gamma_r^{4/3} D^{-2} E^{4/3} .
\end{aligned} \tag{3-27}$$

El presente modelo da una explicación satisfactoria de las principales características de los destellos en los que se ha probado [61; 66; 67; 62]: energías, índices espectrales, flujos y duraciones de las componentes principales de una manera unificada [Ecs. (3-20) y (3-21)]. Los parámetros libres del modelo son: el parámetro de equipartición del campo magnético ( $\epsilon_{B(d,r)}$ ), el parámetro de equipartición de la energía de los electrones ( $\epsilon_{e(d,r)}$ ), el factor de Lorentz ( $\Gamma_{(d,r)}$ ) y las densidades de los medios en los que se propagan las ondas de choque ( $n_{(d,r)}$ ).

La principal diferencia entre este modelo y las interpretaciones previas ([56; 64]) es la suposición de que los valores de los parámetros de equipartición de energía del campo magnético pueden tomar distintos valores dependiendo de si se quiere describir la emisión producida en la onda de choque delantera o en la reversa, lo que lleva a la suposición de que el material de la bola de fuego eyectado posee una magnetización considerable [61].

Los valores que nos interesa calcular para saber que tan bien se describe la emisión observada en un destello son las energías y los flujos de la radiación de sincrotrón producida en las ondas de choque delantera o reversa, dados por las ecuaciones (3-12) y (3-24) respectivamente, y de las energías y los flujos de la radiación producida por SSC en las ondas de choque delantera o reversa, dados por las ecuaciones (3-17) y (3-25) respectivamente. A continuación se presenta el análisis de los eventos considerados.

# Capítulo 4

## Posibles escenarios

Sólo unos cuantos destellos ( $\sim 10$ ) presentan emisión de alta energía ( $\gtrsim 10$  MeV), y en algunos casos los datos observacionales son insuficientes para imponer las restricciones necesarias para llevar a cabo un análisis detallado. La presencia de dicha emisión de alta energía varía de un destello a otro. Como se ha observado, ésta puede presentarse junto con la emisión inicial, aunque su duración sea mucho menor (componente de corta duración), pero también puede presentarse una vez terminada la emisión inicial durante un periodo de tiempo considerablemente mayor que la duración de la emisión inicial (componente de larga duración). El modelo utilizado en esta tesis ya se ha utilizado anteriormente para estudiar las componentes de emisión de alta energía presentes en un par de destellos (GRB980923 [61] y GRB090926A [62]), y ha demostrado dar buenas predicciones de las características observadas en cada uno de ellos. En este capítulo se detalla la aplicación del modelo al análisis de las componentes de emisión de alta energía de dos destellos de rayos gama en particular, que resaltan entre las demás de acuerdo a sus características observacionales, las cuales se detallarán en la siguiente sección. El objetivo principal es probar si el modelo puede describir las componentes de alta energía en todos los destellos, y de ser así, encontrar los aspectos generales que rigen este tipo de emisión. Primeramente se presenta una descripción de las observaciones disponibles para cada destello, y posteriormente se presentan los detalles del resultado del análisis de estos eventos.

## 4.1. Eventos de interés para el análisis

Los destellos previamente estudiados (GRB980923 y GRB090926A) tienen la peculiaridad de presentar dos tipos de componentes de alta energía; una de corta duración (presente en ambos destellos) y otra de larga duración (presente sólo en el GRB090926A). Éstas ya han logrado ser descritas satisfactoriamente [61; 62], pero cabe mencionar que la componente de alta energía de corta duración no ha sido estudiada para ningún otro destello, pues estos dos eventos fueron los primeros en mostrarla y, en consecuencia, motivar el desarrollo del modelo utilizado y la búsqueda de la presencia de este tipo de componente en otros destellos. De aquí la importancia de encontrar más destellos que parezcan tener este tipo de componente de alta energía. A continuación se presentan los aspectos más destacables de las observaciones en relación a las emisiones de alta energía observadas en los eventos GRB940217 y GRB970417A.

### 4.1.1. GRB940217

El GRB940217 es un destello muy famoso por la presencia de una contraparte de alta energía y larga duración [68]. La duración de la emisión inicial del destello fue de  $T_{90} = 180$  s [69], pero la emisión completa (inicial + contraparte) se extendió hasta por  $\sim 90$  minutos ( $\sim 5400$  s).

El evento ocurrió a los 82,962 segundos UT y fue localizado en las coordenadas celestes R.A. =  $328.7^\circ$  y decl. =  $51.9^\circ$ , con un radio de  $69.3^\circ$ . Fue detectado por el *Compton Telescope (COMPTEL)*, el *Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope (EGRET)* y la *InterPlanetary Network (IPN)*. La cámara de chispas de *EGRET* registró 10 fotones de alta energía mientras la emisión del destello a baja energía aun estaba en progreso (Fig. 4-2). Más aún, en seguida de esto se registraron otros 18 fotones, incluyendo un fotón de 18 GeV alrededor de 4500 segundos después de que terminara la emisión de baja energía (emisión inicial).

La fluencia de energía total (por encima de 20 keV) registrada para este destello es  $(6.6 \pm 2.7) \times 10^{-4}$  erg  $\text{cm}^{-2}$ , obtenida del ajuste del espectro observado por los detectores de *BATSE* [68], y a la fecha se encuentra dentro de las fluencias más altas registradas para un GRB. Las observaciones del telescopio *COMPTEL* permitieron identificar 6 picos en las curvas de luz (Fig. 4-1) [69], y en particular se identificó un pico al tiempo UT = 83,088.75 con una duración de 18 s que sólo se observa a energías del orden de 30 MeV (pico 5, Fig. 4-1). Este destello presenta ciertos hechos observacionales importantes: la tasa de cuentas de los fotones de alta energía es casi constante, la

energía de dichos fotones prácticamente no varía, y la duración de la emisión de alta energía es  $\sim 30$  veces mayor que la de la emisión inicial.

Los fotones con energías mayores a 30 MeV presentes durante la fase de la emisión inicial y la detección de fotones con energías de hasta  $\sim 20$  GeV como parte de una emisión que se prolongó hasta por  $\sim 5000$  s (Fig. 4-2), podrían ser interpretadas como la componente de corta duración ( $18\text{s} < T_{90} = 180$  s) a energías de MeV y la componente de larga duración a energías de GeV, respectivamente, dos ingredientes considerados en el modelo utilizado. Por tanto, la presencia de ambas componentes, corta y larga, hacen de este destello un buen candidato para ser analizado con el modelo presentado en el capítulo anterior.

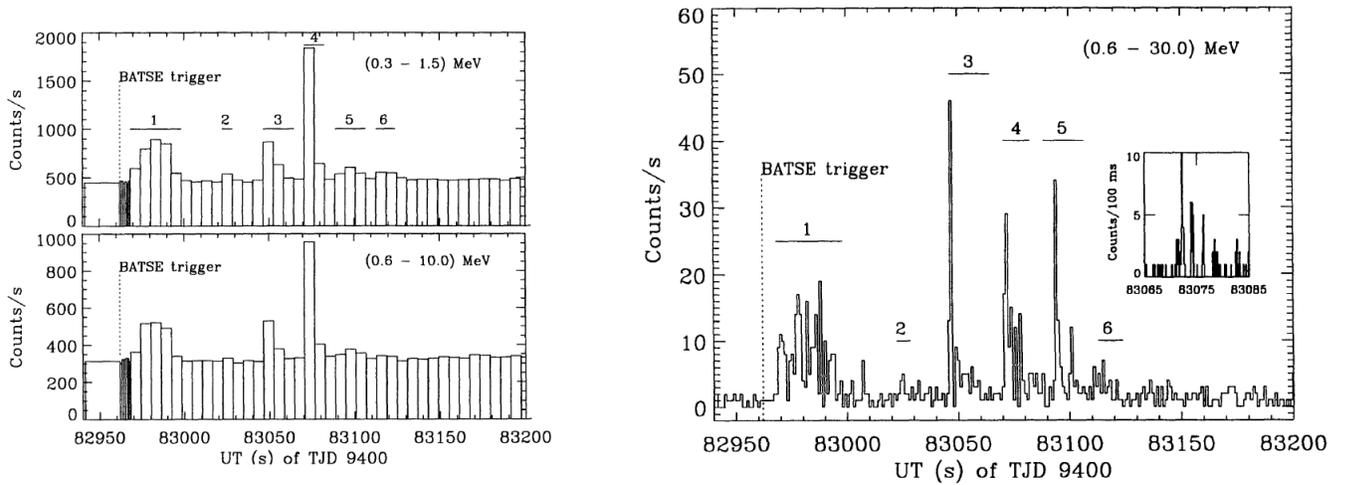


Figura 4-1: Curvas de luz de *COMPTEL* del GRB940217 (con sus picos etiquetados con números del 1 al 6)[69].

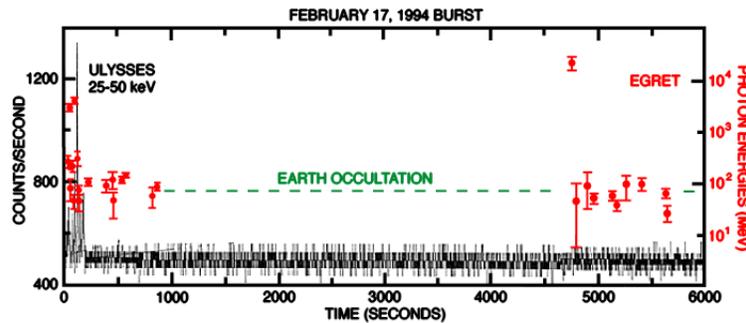


Figura 4-2: Curva de luz de *BATSE* del GRB940217 [68]. Se indican los fotones de alta energía registrados por *EGRET* durante el destello.

#### 4.1.1.1. Interpretación actual

El descubrimiento de un fotón de 18 GeV una hora después de que iniciara el GRB940217 fue muy sorprendente. Los otros 17 fotones de alta energía ( $\gtrsim 100$  MeV) tienen energías muy similares entre sí. Si se excluye al fotón de 18 GeV, la tasa de cuentas y la energía de los demás fotones es casi constante. En el modelo estándar de las contrapartes, una curva de luz con un decaimiento suave en el rango de MeV - GeV es posible si  $\nu_c^{ssc} < \nu < \nu_m^{ssc}$ , lo que implicaría un índice espectral de alta energía de  $\beta \sim 0.5$ , pero esto es inconsistente con el ajuste de las observaciones, con un índice  $\beta \sim 1.8$ , y por lo tanto, poco probable. Wei & Fan (2007) [70] sugieren que la emisión de SSC en una onda de choque delantera modificada puede reproducir los datos. Otra alternativa es que los fotones dispersados por SSC fueran de una población conformada exclusivamente por rayos X. Estos modelos difieren en el origen de los fotones dispersados por SSC, pues en el primer caso se consideran los de la contraparte del motor central, mientras que en el segundo los de la emisión en rayos X de la onda de choque delantera.

#### 4.1.2. GRB970417A

Durante el tiempo de operación del observatorio *Milagrito* (1997-1998), *BATSE* observó 54 destellos de rayos gama dentro del campo de visión de *Milagrito* para los cuales se buscó evidencia de emisión en TeV. Sólo para uno de los 54 destellos observados, el GRB970417A, se reportó evidencia de emisión a energías de TeV. De acuerdo a las observaciones de *BATSE*, el GRB970417A fue un destello débil con una fluencia de energía de  $1.5 \times 10^{-7}$  erg/cm<sup>-2</sup> en la banda de energía entre 50 - 300 keV, y con una duración de  $T_{90} = 7.9$  s. El tiempo de detección reportado por *BATSE* para el GRB970417A fue a los 50016.71 segundos de 50555 MJD (Modified Julian Date), y también se determinó su posición en las coordenadas celestes R.A. = 295.7°, decl. = 55.8°.

El sector de 1.6° de radio con el mayor exceso en los datos de *Milagrito* está centrado en las coordenadas R.A. = 289.9° y decl. = 54.0°, correspondiendo a un ángulo zenital de 21°, posición consistente con la determinada por *BATSE*, pues sólo difiere en 3.8°, mientras que debido a la baja fluencia de energía registrada por *BATSE*, la incertidumbre posicional es de 6.2° ( $1\sigma$ ). Dentro de este sector con el mayor exceso se detectaron 18 fotones, cuando el fondo esperado era de tan sólo  $3.46 \pm 0.11$  (Fig. 4-3). La probabilidad de observar una señal de esa intensidad debida a fluctuaciones del fondo resultó de  $2.89 \times 10^{-8}$ , lo que descarta que sea una detección marginal. El

exceso de eventos observado por *Milagrito* asociados al GRB970417A podría representar algunos de los fotones con la mas alta energía provenientes de un destello de rayos gama. El análisis de la función de luminosidad a energías menores a los MeV de este destello (desarrollado por Totani [71]) muestra que el corrimiento al rojo del evento es  $z = 0.7$ .

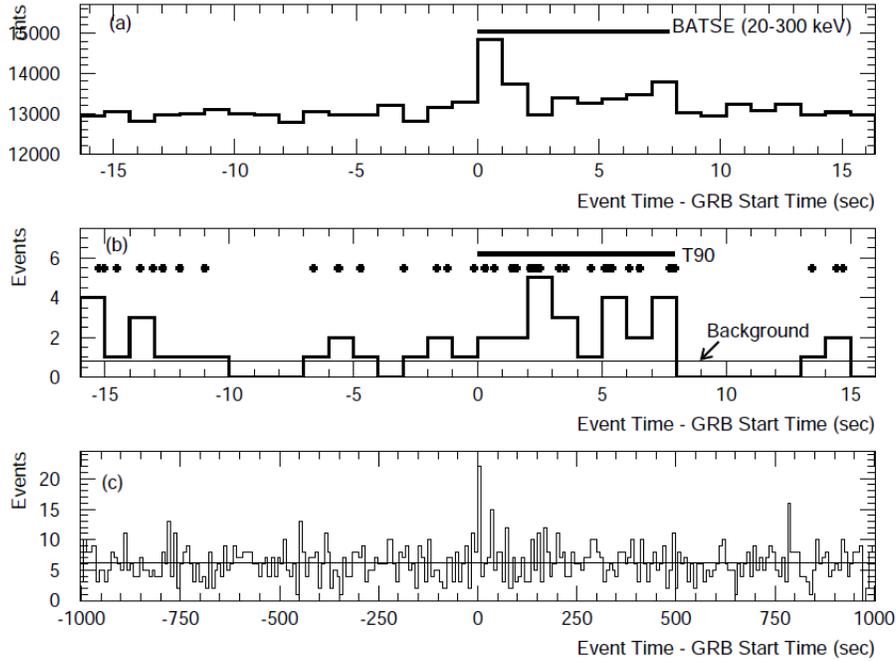


Figura 4-3: Curvas de luz del GRB970417A: (a) Curva de luz registrada por *BATSE*

(b) Curva de luz de *Milagrito* para los datos dentro de un radio de  $2.2^\circ$  alrededor de la posición registrada del evento (integrada en secciones de 1 s) (c) datos de *Milagrito* integrados en secciones de 7.9 s ( $T_{90}$ ) [72]

En el caso del GRB970417A resulta muy interesante la posible presencia de emisión a energías de TeV. Dentro del modelo utilizado, la componente de alta energía de larga duración usualmente se encuentra en el rango de GeV, por lo que estudiar bajo que condiciones podríamos describir la emisión a TeV y confrontar los resultados con las observaciones es de gran importancia, pues nos permitiría restringir fuertemente el modelo ó la física detrás de estos destellos.

#### 4.1.2.1. Interpretación actual

Es sabido que los GRBs son eventos en los que es posible acelerar protones a energías tan altas como  $10^{20}$  eV, los cuales son observados en la Tierra como rayos cósmicos de Ultra-alta energía

[73; 74]. Totani (1998)[71] mostró que cuando se tiene una  $E_{iso} \gtrsim 10^{55}$  erg y el campo magnético es suficientemente intenso, la radiación de sincrotrón de los *protones* acelerados a energías de  $10^{20}$  eV puede ser un proceso radiativo eficiente debido a que el tiempo de enfriamiento de tales protones es comparable con el de las duraciones típicas de un GRB ( $\sim 10$  s) en el sistema de referencia del observador. La energía de esos fotones de sincrotrón vista desde el sistema de referencia del observador será de alrededor de 1 - 10 TeV, y por lo tanto es posible tener una fuerte emisión en rayos gama a energías de TeV. Totani (2000)[75] sugiere que la emisión en TeV detectada por *Milagro* para el GRB970417A fue producida por este mecanismo.

### 4.1.3. Resumen de cantidades observables

A continuación se presenta una tabla con los valores de las cantidades observables identificadas para estos destellos.

GRB	940217	970417A
Energía Isotrópica equivalente (erg)	$10^{54}$	$10^{54}$
$T_{90}(s)$	$\sim 180$	$\sim 7.9$
Corrimiento al rojo	-	0.7
Duración de la componente de alta energía de larga duración (s)	$\sim 5400$	$\geq 8$
Rango de energía la componente de alta energía de larga duración (GeV)	$\sim 18$	$\sim 10^3$
Duración de la componente de alta energía de corta duración (s)	$\sim 18$	$\sim 5$
Rango de energía la componente de alta energía de corta duración (MeV)	$\gtrsim 30$	-
Índice espectral de la componente de corta duración	1.78	-

Tabla 4-1: Resumen de cantidades observables.

## 4.2. Análisis de las componentes de alta energía

Como se mencionó en el Capítulo 2, los parámetros micro-físicos que describen las características energéticas de las ondas de choque delantera y reversa en las que se aceleran los electrones que posteriormente producen la radiación observada, no pueden ser determinados de primeros principios. Además de que esencialmente todos los modelos para describir la emisión de las contrapartes asumen valores constantes de dichos parámetros para evitar complicaciones excesivas que seguramente impedirían cualquier tipo de análisis. Por esta razón, se tienen que seleccionar los valores

más adecuados de dichos parámetros de algún otro modo.

Lo que se desea calcular con el modelo es justamente lo que se observa, sin embargo, no es posible hacerlo directamente puesto que no se conocen los valores de los parámetros de entrada del modelo ( $\epsilon_e$ ,  $\epsilon_B$ ,  $n$  y  $\Gamma_{(d,r)}$ ). Los datos experimentales nos proveen con los valores del flujo máximo, la energía a la cual se presenta (energía característica:  $E_m$  ó  $E_c$ ), la duración de la emisión ( $t$ ), su corrimiento al rojo ( $z$ ), y haciendo un análisis preliminar de las observaciones, se puede estimar el valor de su energía isotrópica equivalente ( $E_{iso}$ ) y la distancia de luminosidad ( $D$ ) de cada evento.

En principio, se supone que las relaciones que expresan las ecuaciones de las energías características y los flujos predichos por el modelo [Ecs. (3-12),(3-24),(3-17),(3-25)] sirven para calcular los valores de éstos en términos de los parámetros de entrada, sin embargo, son justamente las energías y flujos los valores ya conocidos (a partir de las observaciones), mientras que los valores de los parámetros de entrada aun tienen que determinarse, puesto que son los que pueden aportar más información acerca de la física que da lugar a la producción de estas emisiones. No obstante, utilizando estas mismas ecuaciones es posible determinar una combinación de parámetros de entrada adecuada que permita describir las características de la emisión de modo que sea consistente con los valores observados de las energías características y el flujo máximo.

Para este propósito se desarrolló un código computacional que permitió realizar una búsqueda exhaustiva entre muchas posibles configuraciones de valores de los parámetros de entrada, dentro de los rangos típicos del espacio de parámetros. Comparando (con ayuda del programa desarrollado) las predicciones del modelo para dichos parámetros con los valores de las energías y flujos observados, se pudo seleccionar sólo una de esas posibles combinaciones, la cual correspondía a la mejor descripción provista por el modelo para cada caso en particular. Con este programa se obtuvieron las combinaciones de parámetros que mejor reproducían las emisiones de alta energía de la onda de choque delantera y de la onda de choque reversa en cada uno de los dos destellos analizados (Tabla 4-2).

GRB	940217	970217A
Onda de choque Delantera		
$\epsilon_{B,d}$	$10^{-4}$	$10^{-4}$
$\epsilon_{e,d}$	0.3	0.1
$n_d$ ( $cm^{-3}$ )	10	1
$\Gamma_d$	600	600
Onda de choque Reversa		
$\epsilon_{B,r}$	$10^{-3}$	$10^{-4}$
$\epsilon_{e,r}$	0.5	0.5
$n_r$ ( $cm^{-3}$ )	10	10
$\Gamma_r$	1000	600

Tabla 4-2: Parámetros de entrada del modelo

Se obtuvo que, utilizando valores típicos [19; 61; 66; 67] de los parámetros de entrada del modelo (equipartición de energía,  $\epsilon_{B,r} \sim \epsilon_{B,d} \sim (10^{-5} - 10^{-3})$  y  $\epsilon_{e,r} \sim \epsilon_{e,d} \sim (0.1 - 0.9)$ , densidades del medio externo,  $n_d \leq n_r \sim 1 cm^{-3}$ , y factores de Lorentz,  $\Gamma_d \sim 500$  y  $\Gamma_r \sim 1000$ ), los valores calculados reproducen los valores observados de las energías características y los flujos máximos para las contribuciones a la emisión de las componentes de alta energía tanto de la radiación de sincrotrón como de la radiación producto del proceso SSC, para cada una de las ondas de choque (delantera y reversa) y en cada uno de los destellos estudiados.

Es necesario aclarar que, en general, no hay ningún interés en que un modelo reproduzca el valor exacto de las cantidades observadas, únicamente interesa que las cantidades predichas sean del mismo orden de magnitud que las cantidades observadas en los destellos. La comparación entre las cantidades calculadas para la descripción de la emisión producida en ambas ondas de choque y las cantidades observadas (Tabla 4-3) muestra claramente como el modelo presentado en el Capítulo 3 [61] da una muy buena descripción de las componentes espectrales de alta energía presentes en los dos destellos de rayos gama analizados.

GRB	940217		970417A	
Onda de Choque Delantera				
Cantidades	calculada	(observada)	calculada	(observada)
$E_{m,d}$ (keV)	128.9	( - )	169.8	( $\sim 100$ )
$E_{c,d}$ (eV)	0.12	( - )	512	( - )
$E_{m,d}^{SSC}$ (GeV)	11.9	( $\sim 18$ )	$8.6 \times 10^3$	( $10^3$ )
$E_{c,d}^{SSC}$ (eV)	$3.8 \times 10^{-11}$	( - )	885.2	( - )
Duración de la componente (s)	$1 \times 10^3$	( $\sim 5.6 \times 10^3$ )	100	( $\sim 100$ )
$(\nu F_{\nu\max})^{SSC}$ ( $erg\ cm^{-2}\ s^{-1}$ )	$2.95 \times 10^{-7}$	( $\sim 10^{-7}$ )	$1.85 \times 10^{-5}$	( $\sim 10^{-5}$ )
Onda de Choque Reversa				
Cantidades	calculada	(observada)	calculada	(observada)
$E_{m,r}$ (eV)	47.9	( - )	8.7	( - )
$E_{c,r}$ (eV)	1.5	( - )	2.93	( - )
$E_{m,r}^{SSC}$ (MeV)	34.8	( $\gtrsim 30$ )	13.1	( - )
$E_{c,r}^{SSC}$ (eV)	152.9	( - )	849.2	( - )
Duración de la componente (s)	27	( $\sim 18$ )	1	( $< 8$ )
$(\nu F_{\nu\max})^{SSC}$ ( $erg\ cm^{-2}\ s^{-1}$ )	$1.8 \times 10^{-7}$	( $\lesssim 10^{-6}$ )	$8.8 \times 10^{-6}$	( - )

Tabla 4-3: Cantidades calculadas de acuerdo a las predicciones del modelo descrito en el Capítulo 3, y su comparación con las cantidades observadas (si se dispone de ellas).

Hablando particularmente del evento GRB940217, se observó que existen ciertas similitudes con los destellos analizados anteriormente, pues tanto el GRB980923 como el GRB090926A presentaron una componente de emisión de alta energía de corta duración (comparada con la duración de la emisión inicial) en el rango de energía de MeV, componente que no había sido reportada en ningún otro destello, pero que parece estar presente también en el GRB940217. Sin embargo, las observaciones asociadas al GRB940217 parecen indicar la presencia de este tipo de componente de alta energía en este evento, y los resultados que aquí se presentan muestran que el modelo predice la existencia de emisión proveniente de la onda de choque reversa, producida por el proceso SSC, que podría estar asociada a la producción de esta componente, al igual que en los otros dos eventos. Como se menciona en el Capítulo 2, cuando se considera el caso en que la capa de material eyectada es gruesa, la onda de choque reversa se vuelve relativística durante su propagación a través de la capa, la cual es decelerada significativamente a consecuencia de tal propagación. El

tiempo que tarda la onda de choque reversa en cruzar la capa de material es el mismo tiempo que dura la componente de alta energía en MeV que se produce junto con la emisión inicial del GRB, y se ha mostrado [76] que existe una relación entre la duración de la emisión de alta energía en MeV ( $t_r$ ) y la duración de la emisión inicial ( $T_{90}$ ) dada por  $t_r \sim \frac{T_{90}}{6}$ . De acuerdo con esta relación, para este evento se tiene que  $t_r \approx 30s$ , mientras que la duración calculada resultó ser  $t_r = 27s$  (Tabla 4-3), y la duración observada es  $t_r \sim 18s$ .

Los resultados predichos por el modelo resultan ser bastante estables con respecto a ligeras variaciones de los parámetros de entrada, pues durante el análisis desarrollado para determinar la mejor configuración de parámetros se pudo observar que si dos configuraciones tenían valores muy semejantes, los espectros predichos por el modelo para cada una de ellas no presentaban diferencias sustanciales. No obstante, los cambios en el orden de magnitud del parámetro de equipartición de energía magnética ( $\epsilon_B$ ) resultan tener un efecto significativo sobre las predicciones del modelo para los valores del flujo y la energía mínima ( $E_m$ ), produciendo discrepancias de uno o dos órdenes de magnitud entre las observaciones y las predicciones del modelo.

Como ya se explicó, una de las diferencias entre este modelo y los demás es que considera la posibilidad de que los parámetros tomen diferentes valores para las dos ondas de choque (delantera y reversa). De los resultados obtenidos (Tabla 4-3) se sigue que al calcular el valor de  $\mathcal{R}_B = \frac{\epsilon_{B,d}}{\epsilon_{B,r}}$  [Ec. (3-21)], se obtiene la relación entre los campos magnéticos en los cuales se propagan la onda de choque delantera y la onda de choque reversa, encontrando en este caso que  $B_r = 10B_d$ , lo que implica que la emisión de alta energía que produce la componente de corta duración se desarrolla en un medio (la bola de fuego) altamente magnetizado.

Por otro lado, los datos observacionales disponibles para el GRB970417A permiten inferir poco o nada acerca de la presencia de una componente de alta energía de corta duración en este evento, sin embargo, el hecho de que este destello pudiera haber presentado emisión a energías tan altas como TeV es motivo suficiente para analizar la escasa información que se tiene de él, pues podría ayudar a imponer fuertes restricciones sobre los modelos para describir la emisión de alta energía, y por consiguiente, a entender un poco mejor la física detrás de la emisión de alta energía de los GRBs.

Lo que resulta importante mencionar acerca del GRB970417A es que para lograr la descripción de la emisión de alta energía (energías de TeV) fue necesario considerar que la onda de choque delantera tuvo lugar en un medio menos denso en comparación con el GRB940217, además de que la cantidad de energía cinética de los electrones ( $\epsilon_e$ ) presentes en esta onda de choque es menor (Tabla 4-2). Al intentar obtener la predicción del modelo para una componente de corta duración proveniente de la emisión de la onda de choque reversa, se encuentra que utilizando un parámetro de equipartición de energía magnética con un valor igual al utilizado para la descripción de la emisión de la onda de choque delantera, así como un factor de Lorentz menor, comparado con el factor de Lorentz requerido para la producción de la emisión de alta energía de la componente de corta duración en el GRB940217, se predice una emisión en el rango de energías típicamente observado ( $\sim 10\text{MeV}$ ); sin embargo, debido a la falta de datos observacionales que ayuden a restringir las predicciones del modelo para esta componente de corta duración, no es posible asegurar que la descripción presentada es la más adecuada. Por otro lado, dado que con base en los resultados obtenidos parece requerirse el mismo valor del parámetro  $\epsilon_B$  tanto para la onda de choque delantera como para la reversa (Tabla 4-2), esto parece indicar que no se requiere de una alta magnetización de la bola de fuego para producir la emisión a TeV observada; por el contrario, este resultado implica que los campos magnéticos son de la misma intensidad, y dado que no se considera que el medio interestelar este magnetizado, esto implica que los campos magnéticos presentes deben ser débiles. En lo que a escalas temporales concierne, dada la duración de la emisión inicial,  $T_{90} \approx 8s$ , de acuerdo con la relación entre la duración de la emisión inicial y la de la componente de alta energía de corta duración, ésta debería ser de  $t_r \approx 1.33s$ . Además, si la relación entre la duración de la emisión inicial y la de la componente de alta energía de larga duración observada hasta ahora en los otros destellos ha de preservarse, esto implicaría que la duración de la componente de alta energía de larga duración debe ser de  $t_d \approx 100s$ , sin embargo, hace falta más información observacional para confirmar que este resultado sea acertado.

En el resumen de las cantidades observables (Tabla 4-1) se puede apreciar el hecho de que la duración de las componentes de alta energía de larga duración es considerablemente mayor que la duración del destello mismo ( $T_{90}$ ). De hecho, algo que también se observa en los eventos GRB980923 [61] y GRB090926A [62] es que parece existir una relación entre la duración de la emisión inicial ( $T_{90}$ ) y la duración de la emisión de alta energía de larga duración ( $t_d$ ), pues coincide que en todos

los casos analizados se encuentra que  $t_d \approx 10T_{90}$ , es decir, la duración de la componente de alta energía parece ser un orden de magnitud mayor. Dada la larga duración de este tipo de componente y el rango de energía en el cual se presenta, a fin de dar una explicación, se tiene que recurrir a la emisión producida por el proceso SSC dentro de la onda de choque delantera, que como se muestra en la Tabla 4-3, logra reproducir de manera satisfactoria las características reportadas de la emisión de alta energía de larga duración en ambos destellos (GRB940217 y GRB970417A).

Volviendo a la comparación con los otros eventos estudiados anteriormente, se podría decir que al igual que en el GRB980923 y el GRB090926A, también podría existir una “cola” de emisión en keV de larga duración presente en el GRB940217. Al observar la curva de luz de este destello para el rango de energía comprendido entre 25 y 50 keV (Fig. 4-2) se encuentra lo que podría ser una emisión de baja intensidad en keV que se extiende por  $\sim 5000$  s, a la par de la emisión de alta energía (MeV) de larga duración, sin embargo, habría que analizar más detalladamente los datos disponibles para determinar si dicha cola existe o no, aunque la falta de datos observacionales debida al hecho de que la fuente haya sido ocultada por la tierra durante un tiempo considerablemente largo ( $\sim 4000$  s) podría dificultar el estudio. En el caso del GRB970417A poco puede decirse al respecto, pues como ya se dijo, los datos observacionales son muy escasos.

A pesar de que el par de eventos analizados en esta tesis (GRB940217 y GRB970417A) resultan menos restrictivos que los eventos analizados con anterioridad (GRB980923 y GRB090926A), debido a que se disponía de una menor cantidad de información observacional acerca de ellos, los resultados obtenidos de las predicciones del modelo son consistentes con las características observacionales de ambos destellos, y parecen respaldar la hipótesis de que la componente de emisión de alta energía de corta duración presente en estos destellos proviene de la emisión producto del proceso SSC desarrollado en la onda de choque reversa, mientras que la componente de larga duración proviene de la emisión de alta energía resultante del proceso SSC que se desarrolla en la onda de choque delantera.

En resumen, en este capítulo se ha demostrado que el modelo utilizado permite dar una descripción adecuada de las componentes de emisión de alta energía observadas en los dos eventos analizados: GRB940217 y GRB970417A. Para dicha descripción, en ambos casos se ha recurrido a la emisión

producida por el proceso de dispersión de Compton inversa de los fotones de sincrotrón (SSC) en el escenario de las ondas de choque reversas, para el caso de la componente de corta duración, y en las ondas de choque delanteras para el caso de la componente de emisión en GeV debido a que la larga duración de la emisión de alta energía no puede ser descrita por la emisión producida en la onda de choque reversa.

# Capítulo 5

## Conclusiones

En el desarrollo de la tesis se han presentado las características observacionales generales tanto de la emisión inicial de los destellos de rayos gama como de sus contrapartes, aunque se ha hecho particular énfasis en los aspectos que interesan para el desarrollo del tema central de esta tesis, que es el análisis y descripción de la emisión de alta energía observada en algunos destellos de rayos gama. Se han discutido las propiedades básicas de dicha emisión y algunos aspectos históricos relacionados.

Además de las características observacionales, también se han presentado los resultados teóricos más relevantes acerca de los destellos de rayos gama, como lo es el modelo más aceptado para describir el fenómeno de los destellos de rayos gama, el modelo estándar, detallando en las características de la llamada bola de fuego, escenario en el cual se desarrolla la producción de las ondas de choque en las que tiene lugar la aceleración de las partículas (principalmente electrones) que dan origen a la radiación observada.

Posteriormente, dejando de lado generalidades para profundizar un poco más e ir dando un preámbulo acerca del tema central, se discutieron los conceptos básicos necesarios para el entendimiento de los procesos físicos involucrados en la aceleración de partículas y la emisión de los rayos gama de alta energía ( $\geq$  MeV) observados durante los GRBs, lo que sienta las bases para plantear el modelo que se utilizó para el análisis de los objetos de interés de esta tesis: GRB940217 y GRB970417A.

Una vez expuestos dichos conceptos básicos, se describió el modelo que fue utilizado para analizar el par de eventos mencionados. Este es un modelo leptónico que se desarrolla en el contexto de las ondas de choque externas, el cual considera la emisión resultante del proceso SSC como el principal mecanismo de radiación responsable de la emisión de alta energía observada en los GRBs. Una vez planteado el modelo, se identificaron las diferentes emisiones predichas por él, como son la emisión en óptico y rayos X duros como resultado de la emisión de sincrotrón y la emisión de alta energía (de corta y larga duración) como resultado del proceso SSC, así como la relación que podría existir entre ellas.

Habiendo descrito el modelo utilizado, se presentaron los casos de interés para el análisis desarrollado en esta tesis, un par de destellos de rayos gama (GRB940217 y GRB970417A) cuyas características observacionales principales los hicieron candidatos para probar el modelo presentado.

Al llevar a cabo el análisis de estos eventos, se encontraron valores de los parámetros del modelo ( $\epsilon_{e(d,r)}$ ,  $\epsilon_{B(d,r)}$ ,  $n_{(d,r)}$ ,  $\Gamma_{(d,r)}$ ) adecuados para describir los observables de los dos destellos estudiados, como son las energías características, flujos de energía, índices espectrales y duración de las componentes de emisión de alta energía, comprobando la efectividad del modelo y proveyendo de una interpretación (de acuerdo a éste) sobre el origen de la emisión de alta energía en estos eventos.

Al estudiar el GRB940217 se encontró que, al igual que para los eventos GRB980923 y GRB090926A (estudiados anteriormente), se requiere una eyección magnetizada para producir una componente de emisión a energías de MeV con una duración menor que la de la emisión inicial del destello. La evidencia de esta alta magnetización está en el hecho de que  $\epsilon_{B,r} \sim 10\epsilon_{B,d}$ , de acuerdo con los valores obtenidos en este análisis.

Al estudiar el GRB970417A se encontró que para describir una emisión con energías  $\sim$  TeV, como producto del proceso SSC, es necesario disminuir la densidad del medio interestelar, y además se relajó el requerimiento de que el material de la capa eyectada tenga una alta magnetización, pues se encuentra que  $\epsilon_{B,r} \sim \epsilon_{B,d}$ , para la predicción de una emisión proveniente de la onda de choque reversa con características similares a las típicamente observadas.

Tanto en los dos eventos estudiados en esta tesis como en los eventos estudiados previamente se observa que la duración de la emisión de alta energía de larga duración es alrededor de 10 veces más larga que la de la emisión inicial, mientras que la duración de la componente de alta energía de corta duración es de tan sólo una décima parte de la duración de la emisión inicial.

En general, los resultados arrojados por este estudio nos indican que las condiciones necesarias entre estos destellos de rayos gama, que presentan componentes de emisión de alta energía de corta y larga duración, son la magnetización del material de la capa eyectada y una alta energía isotrópica ( $\sim 10^{54}$ erg) emitida por el progenitor. Hasta este punto, los resultados obtenidos a partir de los eventos analizados parecen indicar que los destellos de rayos gama que presentan este tipo de emisión de alta energía forman un grupo que comparte ciertas similitudes en sus características observables. Sin embargo, antes de poder llegar a tal conclusión, hace falta realizar más estudios sobre este tipo de eventos para (si es el caso) seguir recabando evidencia en favor de ello, y poder restringir mejor las condiciones necesarias para la producción de estas componentes de emisión de alta energía.

# Bibliografía

- [1] J. Goodman, 1986, *Astrophysical Journal*, 308, L47
- [2] B. Paczynski, 1986, *Astrophysical Journal*, 308, L43
- [3] E. Costa et al., 1997, *Nature*, 387, 783
- [4] J. van Paradijs et al. 2000 *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 38 379
- [5] A. Cucchiara et al., 2011, *Astrophysical Journal*, 736, 7
- [6] N. Gehrels, 2005, *Gamma Ray Bursts in the Swift Era (Santa Barbara, CA)* edited by S. Holt et al., *AIP Conference Proceeding*
- [7] *Swift*, <http://swift.gsfc.nasa.gov/>
- [8] S. Kulkarni et al., 1998, *Nature*, 395, 663
- [9] J. P. Dezalay et al., 1996, *Astrophysical Journal*, 471, L27
- [10] J. P. Norris et al., 1996, *Astrophysical Journal*, 459, 393
- [11] D. Band et al., 1993, *Astrophysical Journal*, 413, 281
- [12] K. Akerlof et al., 1999, *Nature*, 398, 400
- [13] P. Mészáros & M. J. Rees, 1997, *Astrophysical Journal*, 476, 232
- [14] D. Reichart, 1997, *Astrophysical Journal*, 485, L57
- [15] M. Tavani, 1997, *Astrophysical Journal*, 483, L87
- [16] D. Frail et al., 2001, *Astrophysical Journal*, 562, L55

- [17] S. Kulkarni et al., 1999, *Nature*, 398, 389
- [18] J. Rhoads, 1999, *Astrophysical Journal*, 525, 737
- [19] A. Panaitescu & P. Kumar, 2001, *Astrophysical Journal*, 560, L49
- [20] R. Sari, 1999, *Astrophysical Journal*, 524, L43
- [21] M. Metzger et al., 1997, *Nature*, 387, 878
- [22] M. J. Rees & P. Mészáros, 1994, *Astrophysical Journal*, 430, L93
- [23] D. Eichler et al., 1989, *Nature*, 340, 126
- [24] R. Mochkovitch et al., 1993, *Nature*, 361, 236
- [25] S. E. Woosley, 1993, *Astrophysical Journal*, 405, 273
- [26] B. Paczynski, 1998, *Astrophysical Journal*, 494, L45
- [27] P. Mészáros & M. J. Rees, 1993, *Astrophysical Journal*, 405, 278
- [28] E. E. Fenimore et al., 1996, *Astrophysical Journal*, 473, 998
- [29] S. Kobayashi et al., 1997, *Astrophysical Journal*, 490, 92
- [30] T. Piran & R. Sari, 1997, *Astrophysical Journal*, 485, 270
- [31] R. Sari, T. Piran, & R. Narayan, 1998, *Astrophysical Journal*, 497, L17
- [32] E. Fermi, 1949, *Physical Review*, 75, 1169
- [33] M. M. González et al., 2003, *Nature*, 424, 749
- [34] B. Zhang & P. Mészáros, 2008, *International Journal of Modern Physics*, 7, 42
- [35] R. Sari & T. Piran, 1995, *Astrophysical Journal*, 455, L143
- [36] Y. Z. Fan et al., 2004, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 354, 1031
- [37] Y. A. Gallant, 2002, *Lecture Notes in Physics*, 589, 24

- [38] K. S. Cheng & D. M. Wei, 1996, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 283, L133
- [39] B. Zhang & P. Mészáros, 2004,
- [40] R. Sari & A. A. Esin, 2001, *Astrophysical Journal*, 548, 787
- [41] P. Mészáros & M. J. Rees, 1993, *Astrophysical Journal*, 418, L59
- [42] P. Mészáros & M. J. Rees, 1994, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 269, L41
- [43] E. Waxman, 1997, *Astrophysical Journal*, 485, L5
- [44] G. B. Rybicki & A. P. Lightman, 1979, *Radiative processes in astrophysics*, New York, Wiley-Interscience
- [45] B. Zhang & P. Mészáros, 2001, *Astrophysical Journal*, 559, 110
- [46] M. Böttcher & C. D. Dermer, 1998, *Astrophysical Journal*, 499, L131
- [47] K. Asano, S. Guiriec & P. Mészáros, 2009, arXiv:0909.0306
- [48] C. D. Dermer & S. Razzaque, 2010, *Astrophysical Journal*, 724, 1366
- [49] P. Mészáros & M. J. Rees, 1997, *Astrophysical Journal*, 541, L5
- [50] C. D. Dermer & Atoyan A., 2004, *Astronomy & Astrophysics*, 418, L5
- [51] J. Alvarez-Muniz, F. Halzen & D. Hooper, 2004, *Astrophysical Journal*, 604, L85
- [52] R. Pilla & A. Loeb, 1998, *Astrophysical Journal*, 494, L167
- [53] A. Panaitescu & P. Mészáros, 2000, *Astrophysical Journal*, 544, L17
- [54] C. D. Dermer, J. Chiang & K. E. Mitman, 2000, *Astrophysical Journal*, 537, 785
- [55] A. Panaitescu & P. Kumar, 2000, *Astrophysical Journal*, 543, L66
- [56] X. Y. Wang, Z. G. Dai & T. Lu, 2001b, *Astrophysical Journal*, 556, 1010
- [57] A. Pe'er & R. Wijers, 2006, *Astrophysical Journal*, 643, 1036

- [58] X. Y. Wang, Z. G. Dai & T. Lu, 2001a, *Astrophysical Journal*, 546, L33
- [59] R. Liu & X. Wang, 2011, *Astrophysical Journal*, 730, 1
- [60] T. Piran & E. Nakar, 2010, arXiv:1003.5919
- [61] N. Fraija, M. M. González & W. H. Lee, 2012, *Astrophysical Journal*, 751 33
- [62] R. Sacahui, N. Fraija, M. M. González & W. H. Lee, 2012, *Astrophysical Journal*, 755, 127
- [63] B. Paczynski & J. Rhoads, 1993, *Astrophysical Journal*, 418, L5
- [64] S. Kobayashi et al., 2007, *Astrophysical Journal*, 655, 391
- [65] Y. Z. Fan & D. M. Wei, 2005, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 364, L42
- [66] N. Fraija, M. M. González & W. H. Lee, arXiv:1110.6421
- [67] N. Fraija, M. M. González, R. Sacahui, J. L. Ramírez, & W. H. Lee, 2013, *En preparación*
- [68] K. Hurley et al., 1994, *Nature*, 372, 652
- [69] C. Winkler et al., 1995, *Astronomy & Astrophysics*, 302, 765
- [70] D. M. Wei & Y. Z. Fan, 2007, *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics*, 7, 509
- [71] T. Totani, 1998, *Astrophysical Journal*, 502, L13
- [72] R. Atkins et al., 2000, *Astrophysical Journal*, 533, L119
- [73] E. Waxman, 1995, *Physical Review Letters*, 75, 386
- [74] M. Vietri, 1995, *Astrophysical Journal*, 453, 883
- [75] T. Totani, 2000, *Astrophysical Journal*, 536, L23
- [76] D. Lamb et al., 2005, *Astrophysical Journal*, 620, 355